Energie- und Effizienzkalibrierung eines Germaniumdetektors

Bachelorarbeit in Physik

von Tim Flatten

angefertigt am Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

August 2012

1. Gutachter:	Priv. Doz. Dr. Reiner Vianden
	Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik
	Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

2. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Dieter Eversheim Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 31.08.2012

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation 1											
2	Der	Germa	aniumdetektor	3								
	2.1	Wechse	elwirkung von Photonen mit Materie	3								
	2.2	Aufbau	ı und Funktionsweise des Germaniumdetektors	4								
	2.3	Betrachtung und Auswertung eines Spektrums										
	2.4	Energi	Energieauflösung									
	2.5	Effizier	nzkurve	9								
	2.6	Aufbau und durchgeführte Messungen 10										
	2.7	Auswei	rtung	12								
		2.7.1	Auswertung der $^{137}\mathrm{Cs}\text{-}\mathrm{Spektren};$ Abstand Detektor-Quelle: $250\mathrm{mm}$.	13								
		2.7.2	Auswertung der $^{152}\mathrm{Eu-Spektren};$ Abstand Detektor-Quelle: $250\mathrm{mm}$.	16								
		2.7.3	Energiekalibrierung des Germaniumdetektors	17								
		2.7.4	Umgebungsuntergrund	18								
		2.7.5	Bestimmung der intrinsischen Effizienz für $\mathrm{E}{=}661\mathrm{keV}$	20								
		2.7.6	Bestimmung der relativen Effizienzkurve	21								
		2.7.7	Bestimmung der intrinsischen Effizienzkurve	22								
		2.7.8	Auswertung des 56 Co-Spektrum	23								
		2.7.9	Bestimmung einer Aktivität	24								
		2.7.10	Messung einer ausgedehnten Probe	26								
		2.7.11	Auswertung der ausgedehnten Probe	28								
3	Der	Natriu	umiodiddetektor	29								
	3.1	Aufbau	ı und Durchführung	30								
	3.2	Auswei	rtung	31								
		3.2.1	Nachweis einer Verschiebung des Gains	32								
		3.2.2	Weitere Diskussion der Ergebnisse des Natriumiodiddetektors	33								
4	Fazi	t		35								
5	Anh	ang		37								
Ał	obild	ungsve	erzeichnis	47								
Ta	belle	enverze	eichnis	49								
\mathbf{Li}	terat	ur		51								

Danksagung

1 Motivation

Die Analyse von radioaktiven Materialen ist ein wichtiger Bestandteil in der Physik. In dieser Bachelorarbeit wird ein Germaniumdetektor in Hinblick auf seine Effizienzkurve und seiner Energiekalibrierung untersucht. Dieser befindet sich als fest installierter Detektor im Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn.

Der Germaniumdetektor wird zur Analyse der Bestandteile von unbekannten, radioaktiven Proben, wie zum Beispiel von kontaminierten Materialien, verwendet. Dabei ist es von Relevanz, welche radioaktiven Elemente bei der Kontamination entstanden sind.

Des Weiteren werden Aktivitäten mit diesem Detektor bestimmt, was für hergestellte Proben von Bedeutung ist. So werden die Aktivitäten von Proben, welche am Bonner Isochron-Zyklotron hergestellt werden, überprüft. Die hergestellten Proben werden beispielsweise in Experimenten verwendet, in denen die genaue Aktivität bekannt sein muss. Auch wenn eine Probe transportiert wird, ist die Kenntnis der Aktivität von Bedeutung, um die Transportpapiere auszufüllen.

Ein weiteres Anwendungsgebiet für Detektoren ist seit dem nuklearen Unglück in Fukushima hinzugekommen. In diesen Gebieten ist es von Bedeutung, verschiedene Materialien auf ihre mögliche Radioaktivität zu überprüfen. Dazu ist ein festinstallierter Detektor von weniger großem Nutzen, da die Probe erst zum Detektor transportiert werden muss. Daher wird in dieser Bachelorarbeit noch ein transportabler Natriumiodiddetektor des DLR untersucht. Dieser soll später als Detektor in Fukushima oder anderen Gebieten, wo eine nukleare Verunreinigung erwartet wird, zur Kontrolle eingesetzt werden. Auch soll der Detektor von Piloten, die in diese Gebiete fliegen, genutzt werden, um Nahrungsmittel zu kontrollieren.

2 Der Germaniumdetektor

Für die Analyse radioaktiver Materialien detektiert man deren Strahlung, wobei in dieser Arbeit γ -Strahlen untersucht werden. Für diese Untersuchung betrachtet man die Wechselwirkung der γ -Quanten mit dem Detektormaterial.

2.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die für diese Arbeit relevanten Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie sind der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die Paarbildung. Beim Photoeffekt löst ein Photon ein Hüllenelektron mit der Bindungsenergie E_A aus dem Detektormaterial heraus, wobei das Photon eine Energie größer als die Austrittsarbeit E_A des Elektrons besitzen muss. Dabei wird das



Abbildung 2.1: Prozesse bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Auf der y-Achse ist die Ordnungszahl Z, auf der x-Achse die Energie in MeV des Photons aufgetragen. (nach [Dem05])

Photon vernichtet und das Elektron besitzt eine Energie von $E_{\rm kin} = E_{\gamma} - E_{\rm A}$, mit der Energie des Photons E_{γ} . Wie man in Abbildung 2.1 erkennt, steigt die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt mit der Ordnungszahl Z ($\sigma_{\rm Ph} \propto Z^5$ [Dem05]). Der Comptoneffekt ist die Streuung eines Photons an einem quasifreien Elektron des Detektormaterials. Das Photon überträgt einen Teil seiner Energie E_{γ} auf das Elektron und wird von seiner Bahn abgelenkt. Für die Energie des gestreuten Photons E'_{γ} mit dem Streuwinkel ϕ , welcher die Ablenkung angibt, gilt [Leo94]:

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E}{m_{\rm e}c^2} \cdot (1 - \cos(\phi))} \qquad (2.1)$$

Die Energie des Photons vor der Streuung ist E_{γ} , die Ruhemasse des Elektrons $m_{\rm e}$ und die Lichtgeschwindigkeit c. Der größte Energieübertrag findet bei einem Streuwinkel $\phi = 180^{\circ}$ statt. In einem Spektrum (siehe Abbildung 2.4) ist dieser Effekt als Anstieg der Ereignisse zu erkennen und wird Rückstreulinie genannt. Rechts davon, also bei höheren Energien, befindet sich das Comptonkontinuum. Dieses wird von der sogenannten Comptonkante begrenzt, welche bei kleinen Streuwinkel ϕ liegt und von der Energie des Photons abhängig ist. Des Weiteren ist noch die Paarbildung relevant. Hierbei ist die Energie eines Photons größer als die Ruheenergie eines Elektron-Positron-Paares (1022 keV). Das Photon kann dann in dem elektrischen Feld eines Atoms ein solches Paar erzeugen. In dem Detektor wird das erzeugte Elektron absorbiert, während das erzeugte Positron mit einem Elektron aus dem Detektormaterial annihiliert und zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV aussendet.

Entweicht eines dieser Photonen aus dem Detektor, können sogenannte Escapelinien entstehen. Dabei bildet sich eine zusätzliche Linien mit einer Energie E - 511 keV, wenn nur ein Photon den Detektor verlässt, oder E - 1022 keV, wenn beide Photonen den Detektor verlassen.

Zudem können Escapelinien durch die Röntgenfluoreszenzstrahlung entstehen. Dabei verlässt das Röntgenphoton den Kristall und führt die Energie $E_{\rm K}$ der entsprechende Schale mit sich. Es bildet sich neben der Photolinie bei der Energie E noch eine zusätzliche Linie bei $E - E_{\rm K}$.

2.2 Aufbau und Funktionsweise des Germaniumdetektors

Germanium besitzt eine große Ordnungszahl Z = 32, eine hohe Dichte $\rho = 5, 32 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ und dementsprechend eine große Nachweiswahrscheinlichkeit für den Photoeffekt. Im Vergleich zu einem Siliziumdetektor ($Z = 14, \rho = 2, 33 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, dadurch geringere Nachweiswahrscheinlichkeit) ist dieser also zum Nachweis von γ -Strahlen besser geeignet [Leo94].

Der Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Detektors ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Um den Detektor liegen zwei Aluminiummäntel. Der Abstand zwischen diesen dient zur thermischen und elektrischen Isolierung. In der Mitte des Detektors befindet sich ein Kühlfinger, welcher zum Signalabgriff, zur Kühlung und zum Anlegen der Hochspannung genutzt wird. Hinter der inneren Mantelschicht befindet sich das Germanium, welches sich aus zwei dünnen, dotierten Schichten und einem größeren, intrinsischen Bereich zusammensetzt. Die äußere Schicht ist eine stark p-dotierte Schicht (0,3 µm, mit Bor dotiert) und die innere eine stark n-dotierte Schicht (700 µm, mit Lithium dotiert) [ORT95]. Diese beiden Schichten dienen zum Kontakt zwischen dem Halbleiter Germanium und dem Aluminium. Der mittlere Bereich besteht aus intrinsischem Germanium und ist der Bereich, in welchem die γ -Strahlen detektiert werden.

Germanium ist ein Elementhalbleiter. Um die elektrischen Eigenschaften eines Halbleiters zu beschreiben, wird das Bändermodell verwendet (siehe Abbildung 2.3). In dem höchsten Energieband, dem Leitungsband, sind die Elektronen von ihrem Kristallatom losgelöst und dementsprechend im Kristall als Ladungsträger frei beweglich. Im Valenzband dagegen sind die Elektronen an den einzelnen Atomen gebunden. Die dazwischen liegende Bandlücke ist eine verbotene Zone für die Elektronen.



Abbildung 2.2: Aufbau des Germaniumdetektors. (nach [ORT95])



Abbildung 2.3: Darstellung der Bandschemata von Isolator, Leiter und Halbleiter. Die blauen Kreise stellen dabei die Elektronen dar. Der schwarze Kreis ist ein Defektelektron, welches beim Anheben eines Elektron in das Leitungsband entsteht. (nach [Leo94])

Bei einem Isolator ist das Valenzband voll besetzt. Im Leitungsband können keine Elektronen als Ladungsträger vorhanden sein, weshalb das Material ein Isolator ist. Auch bei gröseren Temperaturen können Elektronen die Bandlücke nicht überwinden. Bei einem Leiter dagegen überlappen sich Valenz- und Leitungsband, so dass im Leitungsband freie Elektronen als Ladungsträger vorhanden sind.

Bei einem Halbleiter ist keine Überlappung der Energiebänder vorhanden. Bei einer Temperatur von T = 0 K kann ein Elektron nicht die Bandlücke überwinden, so dass dieser

ein Isolator ist. Durch Hinzuführen von Energie, also zum Beispiel durch thermische Anregung oder einfallende elektromagnetische Strahlung, werden jedoch Elektronen in das Leitungsband angehoben und können dort als Ladungsträger fungieren. Dabei erzeugt ein Elektron ein freien, positiv geladen Platz im Valenzband. Dieser wird Defektelektron oder Loch genannt und kann als Ladungsträger angesehen werden.

Bei einem reinen Halbleiter ist die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare immer gleich groß, so dass eine intrinsische Leitfähigkeit entsteht. Ohne Anlegen einer äußeren Spannung rekombinieren die Elektron-Loch-Paare wieder.

Die Detektion von γ -Strahlung basiert auf der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Bei Raumtemperatur kann die Bandlücke von Germanium durch thermische Anregung leicht überwunden werden. Germanium ist dann leitend. Um die Eigenschaften des Germaniums als Halbleiterdetektor nutzen zu können, dürfen nahzu keine thermischen Anregungen vorhanden sein. Kühlt man diesen mit flüssigen Stickstoff auf eine Temperatur von T = 77 K, wo die mittlere Energie zu Erzeugung der Elektron-Loch-Paare bei E = 2,96 eV [Leo94] liegt, so kann nahezu keine thermische Anregung stattfinden und Germanium als Halbleiterdetektor verwendet werden.

An dem Signalabgriff im Kühlfinger wird eine Spannung von 2,5 kV (Anode) angelegt und der äußere Kontakt wird auf das Erdpotential gelegt (Kathode). Durch den Photoeffekt werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche dann zu der Anode und Kathode transportiert werden, um eine Rekombination zu vermeiden. Dadurch entsteht ein Ladungsfluss, welcher in ein Spannungssignal umgewandelt, verstärkt und gemessen wird.

Die Höhe des Spannungspulses ist proportional zur Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare und diese sind proportional zur vom γ -Quant deponierten Energie. Mit Hilfe eines Vielkanalanalysators werden die unterschiedlich hohen Spannungspulse jeweils einem Kanal zugeordnet. Es besteht also eine Proportionalität zwischen Kanal und Energie. Im Idealfall erzeugt jedes detektierte γ -Quant ein Signal.

2.3 Betrachtung und Auswertung eines Spektrums

Das in dem vorherigen Kapitel beschriebene Signal bzw. Ereignis trägt man gegen die Kanäle des Vielkanalanalysators bzw. die detektierte Energie auf und erhält so ein Spektrum der Quelle. In Abbildung 2.4 ist das Spektrum von ¹³⁷Cs dargestellt. Gut zu erkennen ist die Photolinie, welche durch den Photoeffekt entsteht. Dabei gibt diese Linie die Energie von den ¹³⁷Cs ausgesendeten γ -Quanten an. Die Rückstreulinie, das Comptonkontinuum und die Comptonkante sind erst bei einer vergrößerten Darstellung gut zu erkennen.

Durch Statistik in der Ausleseelektronik besitzen die Photolinien eine gaußförmige Verteilung [Leo94]:

$$f_{\text{Linie}}(x) = \frac{A}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2\right)$$
 (2.2)

A stellt dabei die Fläche unter der Kurve dar, σ ist ein Maß für die Breite der Kurve und x_0 der Schwerpunkt der Kurve (siehe Abbildung 2.5).



Abbildung 2.4: Das Spektrum von ¹³⁷Cs. Gut erkennbar ist die Photolinie bei 661 keV. Der Comptonuntergrund mit der Rückstreulinie, dem Comptonkontinuum und der Comptonkante ist im Spektrum nur schwach ausgeprägt und wird daher von Kanal 0 bis 2500 vergrößert dargestellt. Die ersten beiden Linien im Spektrum entstehen durch die Bleifluoreszenz (siehe Kapitel 2.7.4)



Abbildung 2.5: Darstellung einer Gaußkurve für A = 10, $\sigma = 1$ und $x_0 = 5$. A ist die blau gekennzeichnete Fläche unter der Kurve, der Linienschwerpunkt x_0 ist durch die weiße Linie in der Mitte dargestellt. σ ist die Differenz zwischen zwei benachbarten weißen Linien.

Für die Anpassung wird Gnuplot¹ verwendet. Die Werte für A, σ und x_0 werden von Hand so bestimmt, dass die Gaußkurve eine grobe Form der Linie beschreibt und als Startwerte für die Anpassung festgelegt. Die Kurve wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Messwerte angepasst. Dabei wird die Summe der quadrierten Differenzen zwischen den Messwerten und der Kurve, genannt χ^2 , minimiert.

Des Weiteren betrachtet man für jede Anpassung das χ^2_{red} . Dieses ist ein Maß für die Anpassgüte und liegt optimalerweise bei 1. Es ist definiert über:

$$\chi^2_{red} = \frac{\chi^2}{d-p} \tag{2.3}$$

Dabei gibt d - p die Anzahl der Freiheitsgrade, also die Differenz zwischen der Anzahl der Datenpunkte d und der Anzahl der Parameter p, an.

Die Abweichung der angepassten Kurve von den Messwerten wird mit Hilfe von Residuen dargestellt. Diese sind wie folgt definiert [Leo94]:

$$r = y - f(x) \tag{2.4}$$

r ist das zu bestimmende Residuum, y der jeweilige Wert der Messung, f(x) die Funktion der angepassten Kurve und x der dazugehörige Wert der x-Achse.

2.4 Energieauflösung

Zusätzlich soll in dieser Arbeit noch die Energieauflösung des Detektors bestimmt werden. Diese ist wie folgt definiert [Leo94]:

$$\delta E = \frac{\Delta E}{E} \tag{2.5}$$

 ΔE ist die Breite der Energieverteilung, welche durch Fluktuation im Kristall und in der Ausleseelektronik, besonders beim Vorverstärker, entsteht. *E* ist die Energie der Linie. ΔE kann durch die Halbwertsbreite (Full With Half Maximum, *FWHM*) der Gaußkurve, *E* durch den Schwerpunkt bestimmt werden. Die Halbwertsbreite ist definiert durch die Breite

durch den Schwerpunkt bestimmt werden. Die Halbwertsbreite ist definiert durch die Breite einer Funktion, in der die Funktionswerte auf die Hälfte des Maximums gesunken sind. Es gilt für eine Normalverteilung [Leo94]:

$$FWHM = 2\sqrt{2ln(2)} \cdot \sigma \tag{2.6}$$

Demnach gilt für die Energieauflösung δE :

$$\delta E = \frac{FWHM}{x_0} \tag{2.7}$$

¹GNUPLOT; Version 4.2, patchlevel 6, Sept. 2009

2.5 Effizienzkurve

Die Effizienzkurve beschreibt die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors abhängig von der Energie bei einem konstanten Abstand.

Zur Bestimmung der Effizienzkurve des Dektektors wird zuerst die intrinsische Effizienz ϵ_{int} berechnet. Diese erhält man aus der gemessenen Anzahl der γ -Quanten N_{Mes} dividiert durch die auf den Detektor treffende Anzahl N_{Det} . Es gilt dann mit der gesamtausgesendeten Anzahl von γ -Quanten N_{Aus} und den Raumwinkel $F = \frac{d\Omega}{4\pi}$:

$$N_{\rm Det} = N_{\rm Aus} \cdot F \tag{2.8}$$

Zur Bestimmung von N_{Aus} benötigt man ein kalibriertes, radioaktives Präparat. Für die intrinsische Effizienz gilt dann [Leo94]:

$$\epsilon_{\rm int} = \frac{N_{\rm Mes}}{N_{\rm Det}} = \frac{N_{\rm Mes}}{N_{\rm Aus} \cdot F}$$
(2.9)

Mit der Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt bei höheren Energien der γ -Quanten (siehe Kapitel 2.1) sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors bei gleichem N_{Det} . Diesen Verlauf beschreibt die relative Effizienzkurve. Zur Bestimmung der relativen Effizienzkurve betrachtet man eine radioaktive Quelle mit verschiedenen, möglichst gut trennbaren und über den Nachweisbereich des Detektors verteilten Linien. Mit dem Verzweigungsverhältnis des radioaktiven Zerfalls bestimmt man die relative Effizienz, so dass für eine Linie bei der Energie x und dem Verzweigungsverhältnis I dieser Linie gilt:

$$\epsilon_{\rm rel}(x) = \frac{N_{\rm Mes}(x)}{I} \tag{2.10}$$

Man erhält für jede Linie eine relative Effizienz. An diese Messwerte wird eine Kurve angepasst, die unabhängig von der Aktivität ist.

Die intrinsische Effizienz ist abhängig von der Aktivität. Um die intrinsische Effizienzkurve zu bestimmen, muss ϵ_{int} auf der relativen Effizienzkurve liegen. Da ϵ_{rel} aktivitätsunabhängig ist, kann man diese mit einem Faktor c multiplizieren, so dass sie auf ϵ_{int} liegt. Daher setzt man einen Wert der relativen Effizienz gleich der intrinsischen Effizienz.

$$\epsilon_{\rm int}(x_0) = \epsilon_{\rm rel}(x_0) \cdot c \tag{2.11}$$

Die relative Effizienzkurve wird mit dem Faktor c multipliziert und man erhält die intrinsische Effizienzkurve des Detektors.

2.6 Aufbau und durchgeführte Messungen

Der Detektor befindet sich hinter einer Bleiabschirmung und wird mit flüssigem Stickstoff auf T = 77 K gekühlt. Der Vorverstärker befindet sich im Detektorgehäuse. Er ist mit der Hochspannung und der weiterführenden Verstärkerelektronik verbunden, welche an einen Computer angeschlossen ist. Auf einem mit Schrittmotor gesteuerten, Probentisch werden die radioaktiven Quellen mittig plaziert (siehe Abbildung 2.6). Mit Hilfe des Probentisches lässt sich der Abstand zum Detektor einstellen. Der Fehler beim Platzieren der Probe beträgt $\Delta d = \pm 5$ mm.



Abbildung 2.6: Der Versuchsaufbau. Hinter einer Bleiabschirmung befinden sich der Germaniumdetektor und der verstellbare Probentisch. Der Abstand vom Detektor zur Quelle, die mittig auf den Probentisch plaziert wird, ist mit d gekennzeichnet. Des Weiteren befindet sich noch der Natriumiodiddetektor hinter der Bleiabschirmung (siehe Kapitel 3).

Bei einem coarse gain von 100 wird der fine gain (3, 5) so eingestellt, dass die Kaliumlinie mit einer Energie von E = 1460 keV am Ende des Spektrums gut zu erkennen ist. Während der gesamten Messung wird dieser nicht verändert.

Mit einer Messzeit von jeweils t = 260000 s wird eine Messung mit einem coarse gain von 100 und eine Messung mit einem coarse gain von 30 durchgeführt. Diese Messungen werden zur Bestimmung des Umgebungsuntergrunds verwendet.

Anschließend werden mit dem Probentisch die Abstände von der Quelle zum Detektor d = 350 mm, 250 mm, 150 mm, 100 mm und 50 mm eingestellt. Bei jedem Abstand werden die ¹³⁷Cs- und die ¹⁵²Eu-Quelle mit einer Messzeit von t = 11000 s gemessen.

Mit einem coarse gain von 30, einem Abstand von $d = 394 \,\mathrm{mm}$ und einer Messzeit von $t = 250000 \,\mathrm{s}$ wird das Spektrum einer ⁵⁶Co-Quelle und mit einer Messzeit von $t = 11000 \,\mathrm{s}$ das Spektrum einer ¹³⁷Cs-Quelle aufgenommen.

Abschließend soll noch eine ausgedehnte Probe gemessen werden. Dafür wird mit ⁸³Rb kontaminiertes Wasser auf einem Papiertuch verdampft. Man erhält dadurch eine Oberfläche, die überall die gleiche Aktivität aufweisen sollte. Das Papiertuch (siehe Abbildung 2.7) ist quadratisch mit einer Grundseite von g = 10 cm. In einem Abstand von d = 100 mm befestigt man dieses vor dem Detektor. Der coarse gain wird auf 100 eingestellt und die Messzeit beträgt t = 1000 s.

Danach wird das Papiertuch gefaltet und verkleinert somit die Fläche der ausgedehnten Probe auf eine Grundfläche von $(5 \cdot 5) \text{ cm}^2$, $(2, 5 \cdot 2, 5) \text{ cm}^2$ und $(1, 25 \cdot 1, 25) \text{ cm}^2$. Diese drei Proben werden mit einer Messzeit von jeweils t = 1000 s gemessen. Dabei soll angenommen werden, dass die Aktivität der ausgedehnten Probe sich nicht ändert und keine quellinterne Absorption auftritt. Die Probe mit der Grundfläche von $(1, 25 \cdot 1, 25) \text{ cm}^2$ wird als punktförmig angenommen.



Abbildung 2.7: Die ausgedehnte Probe. Zum Schutz vor Kontamination ist diese während der Messung in eine Plastikhülle eingeschlossen. g stellt die Grundseite des Papiertuches bzw. der ausgedehnten Probe dar.

2.7 Auswertung

Die Kanäle und die dazugehörende Anzahl der Ereignisse werden in Text-Dateien abgespeichert und mit Hilfe von Gnuplot ausgewertet. In Abbildung 2.8 ist das Spektrum von ¹³⁷Cs bei einem Abstand von der Quelle zum Detektor von d = 250 mm dargestellt. Die genauere Beschreibung folgt in Kapitel 2.7.1.

In diesem Spektrum ist noch der Untergrund der Umgebung enthalten. Daher subtrahiert man kanalweise das Spektrum des Umgebungsuntergrundes von dem Spektrum der Quelle (siehe Abbildung 2.9). Die Umgebungsuntergrundmessung hat jedoch eine längere Messzeit, also mehr detektierte Ereignisse. Es wird also noch eine Korrektur der Untergrundmessung auf die Messzeit der Probe durchgeführt. Es gilt mit der Messzeit t und der Anzahl der Ereignisse N:

$$N_{\text{Untergund, korrigiert}} = N_{\text{Untergrund}} \cdot \frac{t}{260000 \,\mathrm{s}}$$
 (2.12)

Der Fehler von N berechnet sich aus der Wurzel über die Anzahl der Ereignisse pro Kanal, also \sqrt{N} . Da auch der Umgebungsuntergrund einen Fehler hat, ergibt sich der Gesamtfehler:

$$\Delta N_{\text{Gesamt}} = \sqrt{N_{\text{Messung}} + N_{\text{Untergrund}}} \tag{2.13}$$



Abbildung 2.8: Spektrum der ¹³⁷Cs-Quelle, aufgenommen mit einem Abstand von d = 250 mm zum Detektor. Dargestellt sind die Kanäle 0 bis 4000.



Abbildung 2.9: Spektrum der ¹³⁷Cs-Quelle, aufgenommen mit einem Abstand d = 250 mm. Dargestellt sind die Kanäle 0 bis 4000 und der y-Achsenabschnitt ist auf 9000 Ereignisse begrenzt. Die grüne Kurve zeigt das aufgenommene Spektrum, die rote Kurve das vom Umgebungsuntergrund korrigierte Spektrum und die blaue Kurve den Umgebungsuntergrund.

Nach dieser Korrektur werden die Spektren ausgewertet. Dazu werden Gaußkurven, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, an jede Linie im Spektrum angepasst. Des Weiteren wird noch für ± 200 Kanäle vor bzw. hinter dem Linienschwerpunkt der Untergrund des Spektrums angepasst. Dieser entsteht zum Beispiel durch den Comptoneffekt anderer Linien und ist unabhängig vom Umgebungsuntergrund. Dieser Untergrund kann vereinfacht durch eine lineare Funktion beschrieben werden. Im Folgenden soll die Auswertung anhand zweier Spektren näher erläutert werden.

2.7.1 Auswertung der ¹³⁷Cs-Spektren; Abstand Detektor-Quelle: 250 mm

Zuerst betrachtet man das Zerfallsschema von ¹³⁷Cs (siehe Abbildung 2.10). ¹³⁷Cs zerfällt über einen β^- -Zerfall mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 30,07$ y in ¹³⁷Ba. 94,4% aller Zerfälle gehen in einen angeregten Zustand des ¹³⁷Ba über und von dort unter Abgabe eines γ -Quantes in den Grundzustand. Dieses γ -Quant hat eine Energie von E = 661,660 keV und ist die einzige Linie im Spektrum.

Das Gesamtspektrum setzt also sich aus der Photolinie bei einer Energie von E = 661, 660 keV, der Comptonkante, dem Comptonkontinuum und der Rückstreulinie, die bei E = 184, 323 keV(siehe Gleichung 2.1 mit $\phi = 180^{\circ}$) liegt, zusammen.



Abbildung 2.10: Das Zerfallsschema von ¹³⁷Cs [Fir96]

duen dieser Anpassung (siehe Gleichung 2.4).

In Abbildung 2.11 links zeigen die Residuen eine starke Abweichung an der linken Flanke und im Maximum der Gaußkurve. Die rechte Flanke weist nur eine geringe Abweichung auf.



Abbildung 2.11: Anpassung der Gaußkurve an die Photolinie des ¹³⁷Cs aufgenommen mit einem Abstand von d = 250 mm zum Detektor. Links ist die Anpassung über die gesamte Kurve, rechts über die rechte Flanke der Kurve dargestellt. Die beiden schwarzen Balken stellen den jeweiligen Bereich der Anpassung dar. Eingezeichnet sind zudem die Residuen der Anpassung

Diese Abweichung lässt sich durch die Folgen von Neutronenschäden im Kristall erklären, welche eine Alterungserscheinung des Detektors sind. Neutronen können einzelne Gitteratome aus der Struktur herauslösen. Diese bilden dann Zwischengitteratome und hinterlassen somit eine Leerstelle. Es entstehen Frenkel-Paare. Durch diese veränderte Gitterstruktur können die Ladungsträger Energie verlieren, rekombinieren oder zu einem späteren Zeitpunkt

An die Photolinie wird nun eine Gaußkurve angepasst. Die Ergebnisse dazu sind in Tabelle 2.1 zu finden.

Zusätzlich wird noch ein linearer Untergrund angepasst. Man erhält für die Steigung $m = (-1, 63 \pm 0, 14)$ und für den y-Achensabschnitt

 $n = (5500 \pm 440).$

Das $\chi^2_{\rm red}$ (siehe Gleichung 2.3) weist in diesem Fall einen relativ großen Wert von 72,0 auf. Daher betrachtet man die Resi-

detektiert werden, da sie gestreut oder für kurze Zeit gebunden werden. Dadurch entsteht eine Verbreiterung an der linken Flanke der Gaußkurve [ORT].

Aus diesem Grunde wird der Bereich der Anpassung auf die rechte Flanke und das Maximum (siehe Abbildung 2.11 rechts) verkleinert. Es werden noch einige wenige (ca. zwei bis fünf Werte) links des Maximums dazugenommen, um den Wendepunkt der Kurve möglichst genau festzulegen.

Die zuvor bestimmten Werte für den Untergrund werden als feste Funktion verwendet, die Werte aus der vorherigen Anpassung für A, σ und x_0 als Startwerte festgelegt. Man erhält bei dieser Anpassung ein $\chi^2_{red.}$ von 1, 2. Die restlichen Werte der Anpassung sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Die linke Seite weist eine Abweichung von der angepassten Kurve auf (siehe Abbildung 2.11), was sich jedoch durch die Folgen der Neutronenschäden erklären lässt und damit die Anpassung verfälschen würde, wenn sie berücktsichtigt werden.

	A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$
nicht korrigiert	$1133 \cdot 10^{3}$	$10 \cdot 10^{3}$	6,00	0,04	3307,00	0,05	72,0
korrigiert	$1087 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	5,63	0,04	3307, 51	0,04	1, 2

Tabelle 2.1: Ergebnisse der angepassten Gaußkurve; Quelle:¹³⁷Cs, Abstand vom Detektor zur Quelle: d = 250 mm. Bei den nicht korrigierten Werten wurde die gesamte Kurve angepasst, bei den korrigierten Werten nur der angegebenen Bereich.

Die Spektren von 137 Cs mit anderen Abständen werden analog zu diesem ausgewertet. Die Werte dazu sind in Tabelle 5.1 im Anhang zu finden.

Zur Berechnung der Energieauflösung werden die Spektren von 137 Cs verwendet. Die Energieauflösung wird mit Hilfe von Gleichung 2.7 berechnet und die Ergebnisse sind in Tabelle 2.2 dargestellt.

x_0	Δx_0	σ	$\Delta \sigma$	FWHM	$\Delta FWHM$	δE	$\Delta(\delta E)$
3308, 53	1, 8	6,04	0,02	14, 22	0,05	0,4299	0,0015
3309, 62	1, 1	5,76	0,04	13, 56	0,07	0,4098	0,0022
3307, 51	1, 2	5,7	0,02	13, 42	0,05	0,4058	0,0014
3307, 51	1, 2	5,63	0,04	13, 26	0,07	0,4008	0,0022
3308, 65	1,9	5,7	0,02	13, 42	0,05	0,4057	0,0015

Tabelle 2.2: Energieauflösung des Germanium detektors. x_0 ist der Linienschwerpunkt in Kanälen, σ die Breite.

Der fehlergewichtete Mittelwert ergibt die Energieauflösung und man erhält $\delta E = (0, 4118 \pm 0, 0008) \%$.

2.7.2 Auswertung der ¹⁵²Eu-Spektren; Abstand Detektor-Quelle: 250 mm

Auch hier wird zuerst das Zerfallsschema von ¹⁵²Eu betrachtet (siehe Anhang Abbildung 5.1 und 5.2). ¹⁵²Eu zerfällt über einen β^- -Zerfall in ¹⁵²Gd und über einen Elektroneneinfang in ¹⁵²Sm. Dieses Spektrum weist ein großes Verzweigungsverhältnis auf, so dass mehrere Linien und dementsprechend auch verschiedene Comptonuntergründe auftreten. An den Linien, welche gut vom Untergrund zu trennen sind, werden Gaußkurven, wie im Kapitel 2.7.1 beschrieben, angepasst (siehe Abbildung 2.12 und Tabelle 5.5).



Abbildung 2.12: Spektrum der 152 Eu-Quelle aufgenommen mit einem Abstand von d = 250 mm zum Detektor.

Die zehnte, bei Kanal 5650, 41 chn, und elfte, bei Kanal 5671, 9 chn, Linie müssen jedoch getrennt betrachtet werden, da beide sich überlagern. Um eine Gesamtkurve über beide bestimmen zu können, wird zunächst jede Linie einzeln betrachtet und eine Gaußkurve angepasst. Die damit bestimmten Werte für A, σ und x_0 werden als Startwerte für die Gesamtanpassung festgelegt, welche sich aus der Addition beider einzelnen Kurven ergibt. Folglich erhält man zwei sich überlagernde Gaußkurven, die beide Linien einzeln beschreiben. Anschließend grenzt man den Bereich der Anpassung auf die rechte Flanke der Linien ein, so dass man die Korrektur aufgrund der Neutronenschäden berücksichtigt (siehe Abbildung 2.13).

Mit Hilfe des Zerfallsschemas ordnet man den ermittelten Linien eine Energie E und das Verzweigungsverhältnis I aus den Literaturwerten [Son] zu. Die Werte sind in der Tabelle 5.5 im Anhang dargestellt.



Abbildung 2.13: Spektrum der ¹⁵²Eu-Quelle aufgenommen mit einem Abstand von d = 250 mm zum Detektor. Dargestellt ist die Überlagerung der zehnten und elften Linie. f(x) ist die Gaußkurve für die Zehnte, g(x) für die Elften und h(x) = f(x) + g(x) die Gesamtanpassung beider Linien.

Die 152 Eu-Spektren, welche mit anderen Abständen aufgenommen worden sind, werden analog zu diesem bestimmt. Die Werte dazu sind im Anhang in den Tabellen 5.2 bis 5.6 zu finden.

2.7.3 Energiekalibrierung des Germaniumdetektors

Nachdem man die Energien den einzelnen Linien zugeordnet hat, führt man eine Energiekalibrierung durch. Man stellt einen linearen Zusammenhang zwischen den Kanälen, auf der x-Achse aufgetragen, und den Energien, auf der y-Achse aufgetragen, der Linien her. Anschließend passt man eine Gerade der Form

$$E(k) = m \cdot k + n \tag{2.14}$$

an. *E* ist dabei die Energie und *k* die Kanäle. Aus den bisherigen Messungen erhält man für $m = (0, 18115 \pm 0, 00018) \frac{\text{keV}}{\text{chn}}$ und für $n = (62, 49 \pm 0, 05) \text{ keV}$. Die angepasste Gerade ist in Abbildung 2.14 gezeigt.



Abbildung 2.14: Die Energiekalibrierung des Germaniumdetektors. Die Fehler der Energien und Kanäle sind zu klein, so dass sie in der Abbildung nicht zu erkennen sind.

2.7.4 Umgebungsuntergrund

In den aufgenommenen Spektren, zum Beispiel im Spektrum von ¹³⁷Cs (Abbildung 2.4), fallen zwei Doppellinien am Anfang auf, welche auch in den anderen Spektren vorhanden sind, sowie eine Linie am Ende des Spektrums.

Die beiden Doppellinien entstehen durch die Bleifluoreszenzstrahlung. Daher wird eine Messung mit einer ¹³⁷Cs-Quelle, die mit Blei von dem Detektor abgeschirmt wird, durchgeführt. Die Messzeit beträgt t = 18000 s bei einem coarse gain von 100. Zusätzlich wird mit der Bleiabschirmung noch eine Umgebungsuntergrundmessung durchgeführt und das zuvor aufgenommene Spektrum von diesem subtrahiert. An das so korrigierte Spektrum werden Gaußkurven an den Linien angepasst (siehe Anhang Abbildung 5.3). Mit Hilfe der Energiekalibrierung aus Kapitel 2.7.3 werden die Energien bestimmt und mit den Linien der Röntgenstrahlen der Bleifluoreszenz verglichen (siehe Tabelle 2.3). Die $K_{\beta 3}$ - und $K_{\beta 1}$ -Linie liegen so nahe beieinander, dass eine getrennte Anpassung nicht möglich war. Daher passt man eine Gaußkurve an der im Spektrum zu erkennenden Linie an, die beide Linien zusammen beschreibt.

Energien	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 3}$ und $K_{\beta 1}$	$K_{\beta 2}$
$E_{\text{Lit.}} [keV]$	72, 8	75, 0	84, 5 und 84, 9	87,3
$E_{\text{Ber.}} [keV]$	$(74, 03 \pm 0, 11)$	$(76, 16 \pm 0, 16)$	$(85,90\pm 0,09)$	$(88, 48 \pm 0, 12)$

Tabelle 2.3: Vergleich der Energien der Röntgenstrahlen der Bleifluoreszenz mit den aus dem Spektrum bestimmten Energien. $E_{\text{Lit.}}$ ist der Literaturwert [Bai10] der Bleiflouroszenz, $E_{\text{Ber.}}$ die berechneten Energien.

Des Weiteren wird eine Gaußkurve an die Linie am Ende des Umgebungsuntergrundspektrums angepasst und deren Energie zu $E = (1461 \pm 2)$ keV bestimmt (siehe Abbildung 2.15). Diese wird der Energie der ⁴⁰K-Linie zugeordnet (siehe Zerfallsschema von ⁴⁰K, Abbildung 2.15), welches im Beton vorhanden ist. Die ⁴⁰K-Linie ist in jeder Messung an der gleichen Postion vorhanden und kann somit als Überprüfung (z.B. des Gain) einer Messung dienen.



Abbildung 2.15: Kaliumlinie, aufgenommen mit dem Spektrum des Umgebungsuntergrundes (links). Das Zerfallsschema von ⁴⁰K ist rechts dargestellt. Die blaue Linie kennzeichnet den beobachteten Übergang.

2.7.5 Bestimmung der intrinsischen Effizienz für E = 661 keV

Zur Bestimmung der intrinsischen Effizienz werden die Spektren der ¹³⁷Cs-Quelle verwendet, da die Aktivität dieser Quelle kalibriert ist. Die Berechnug der intrinsischen Effizienz soll mit der Messung der ¹³⁷Cs-Quelle mit dem Abstand d = 250 mm näher erläutert werden. Für die anderen Abstände wird diese Rechnung analog durchgeführt.

Die intrinsische Effizienz wird mit Gleichung 2.9 berechnet. Die Fläche unter der Gaußkurve, welche man aus der Anpassung erhält, gibt die Anzahl der Ereignisse N_{Mes} an.

Da die Aktivität R der Quelle bekannt ist, berechnet man nach Gleichung 2.8 die auf den Detektor treffende Anzahl N_{Det} . Die ¹³⁷Cs-Quelle ist am 17.03.1977 auf eine Aktivität von $R_0 = 370 \text{ kBq}$ kalibriert worden. Die Aktivität zum Zeitpunkt der Messung lässt sich wie folgt berechnen:

$$R(t) = R_0 \cdot e^{-\frac{ln(2)}{T_{1/2}} \cdot t}$$
(2.15)

 $T_{1/2}$ ist die Halbwertszeit und
t die Zeitdifferenz zwischen der bekannten Aktivität von 1977 bis zum Tag der Messung, als
o $t=t_{04.05.2012}-t_{17.03.1977}=12810\,\mathrm{d}$. Hier wird ein Fehler von
 $\Delta t=0,5\,\mathrm{d}$ angenommen, da die Uhrzeit der Kalibrierung nicht bekannt ist. Mit
 $T_{1/2}=10979\,\mathrm{d}$ von $^{137}\mathrm{Cs}$ erhält man dann:

$$R(12310 \,\mathrm{d}) = (164807 \pm 8) \,\mathrm{Bq} \tag{2.16}$$

Für den Raumwinkel F ergibt sich dann nährungsweise mit dem Abstand x vom Detektor zur Quelle und dem Radius r des Detektors:

$$F(x) = \frac{\pi \cdot r^2}{4 \cdot \pi x^2}$$

$$\Rightarrow F(250 \,\mathrm{mm}) = (0,00232 \pm 0,00009) \qquad (2.17)$$

Mit der Messzeit t = 11000 s berechnet man anschließend N_{Det} .

$$N_{\text{Det}} = R(12310) \cdot t \cdot F(250 \,\text{mm})$$
 (2.18)

$$\Rightarrow N_{\text{Det}} = (4, 20 \pm 0, 16) \cdot 10^{\circ}$$
 (2.19)

Mit $N_{\text{Mes}} = (1,087\pm0,005)\cdot10^6$ ergibt sich demnach für die intrinsische Effizienz:

$$\epsilon_{int} = (0, 259 \pm 0, 011)$$
 (2.20)

2.7.6 Bestimmung der relativen Effizienzkurve

Die Berechnung der relativen Effizienzkurve wird mit der Messung von ¹⁵²Eu-Quelle bei einem Abstand vom Detektor zur Quelle d = 250 mm näher erläutert. Für die anderen Abstände wird diese Berechnung analog durchgeführt.

Die relative Effizienz wird mit Gleichung 2.10 berechnet. Dazu wird N_{Mes} aus der Anpassung bestimmt. Das Verzweigungsverhältnis I erhält man aus dem Zerfallsschema oder aus Nudat [Son]. Für eine einfachere Berechnung der relativen Effizienz normiert man diese auf 1000. Anschließend werden die Kanäle k bzw. die Energie gegen die relative Effizienz aufgetragen (siehe Abbildung: 2.16) und eine Kurve der Form

$$f(k) = \frac{a}{(k+b)} \tag{2.21}$$

angepasst. Man erhält für $a = (8490 \pm 120)$ und für $b = (1170 \pm 50)$.



Abbildung 2.16: Die relative Effizienezkurve des Detektors (rot). Diese muss noch auf die intrinsische Effizienz (blau) skaliert werden.

2.7.7 Bestimmung der intrinsischen Effizienzkurve

Um die intrinsische Effizienzkurve zu bestimmen, multipliziert man die relative Effizienzkurve mit einem konstanten Faktor c (siehe Kapitel 2.5). Mit der intrinsischen Effizienz von ¹³⁷Cs bei einem Abstand d = 250 mm erhält man dann mit $f(k) = \epsilon_{\text{int}} = (0, 259 \pm 0, 011)$ und dem Linienschwerpunkt $k = (3307, 44 \pm 0, 04)$ für den Faktor c

$$f(k) = \frac{a}{(k+b)} \cdot c$$

$$\Rightarrow c = (0, 146 \pm 0, 007) \qquad (2.22)$$

Der so entstandene Graph beschreibt die intrinsische Effizienzkurve des Detektors (siehe Abbildung 2.17).

Für die anderen Abstände ist die Effizienzkurve genauso bestimmt worden und sind im Anhang in den Abbildung 5.4 bis 5.7 dargestellt.

Anschließend wird die Effizienz bei einer bestimmten Energie in Abhängigkeit zum Abstand von der Quelle zum Detektor dargestellt. Dazu werden die bei verschiedenen Abständen gemessenen intrinsischen Effizienzen von ¹³⁷Cs gegen den Abstand aufgetragen. Eine Kurve der Form

$$g(k) = -\frac{a_{\rm g}}{(b_{\rm g}+k)} + c_{\rm g}$$
 (2.23)

wird angepasst und man erhält $a_{\rm g} = (0,023 \pm 0,002), b_{\rm g} = (0,0459 \pm 0,005)$ und $c_{\rm g} = (0,347 \pm 0,004).$



Abbildung 2.17: Die intrinsische Effizienzkurve des Germaniumdetektors bei einem Abstand d = 250 mm. Die beiden schwarzen Kurven stellen den Fehler von c dar.



Abbildung 2.18: Effizienz bei der Linie des ¹³⁷Cs Spektrums in Abhängigkeit vom Abstand des Detektor zur Quelle

Mit den Linien der ¹⁵²Eu-Quelle wird analog verfahren. Zu jeder Linie des Spektrums wird die Abhängigkeit zwischen Abstand und Effizienz bestimmt. Für alle diese Linien ist der Kurvenverlauf der Gleiche. Nur die Parameter a_g , b_g und c_g ändern sich. Die Ergebnisse der Parameter sind in Tabelle 5.7 im Anhang zu finden.

2.7.8 Auswertung des ⁵⁶Co-Spektrum

Das ⁵⁶Co-Spektrum wird wegen der hohen Energien mit einem coarse gain von 30 aufgenommen und der Umgebungsuntergrund subtrahiert.

Dieses wird wie das ¹⁵²Eu-Spektrum ausgewertet. Dabei bilden die 30. und 31. Linie eine Doppellinie, die 20. bis 24. und 34. bis 36. sich überlagernde Linien, die somit zusammen angepasst werden müssen. Die Ergebnisse dazu sind in Abbildung 2.19 und in Tabelle 5.9 im Anhang dargestellt.

Des Weiteren wird noch eine Energiekalibrierung (Gleichung 2.14) durchgeführt. Man erhält für $m = (0,57274 \pm 0,00016) \frac{\text{keV}}{\text{cha}}$ und für $n = (197,5 \pm 0,6) \text{keV}$. In Abbildung 5.8 im Anhang ist die Kalibrierung dargestellt.

Einige Linien konnten jedoch nicht Energien aus dem Zerfallsschema zugeordnet werden. Es handelt sich um Rückstreulinien, Comptonkanten und Überlagerungen solcher, sowie Escapelinien. Letztere können teilweise bestimmt werden, indem man von Linien höheren Energien 511 keV oder 1022 keV subtrahiert und mit der berechneten Energie vergleicht. In der Tabelle 5.9 im Anhang sind die zugeordneten Energien dargestellt.



Abbildung 2.19: Spektrum der ⁵⁶Co-Quelle aufgenommen mit einem Abstand von $d = 394 \,\mathrm{mm}$ zum Detektor.

Wie in den Kapiteln zuvor beschrieben, bestimmt man noch eine Effizienzkurve. Mit Hilfe der bei dieser gain-Einstellung und gleichem Abstand gemessenen ¹³⁷Cs-Quelle erhält man die intrinsische Effizienz $\epsilon_{int} = (0, 208 \pm 0, 006)$. Anschließend berechnet man die relative Effizienz mit den Werten von ⁵⁶Co. An diese wird eine Kurve der Gleichung 2.10 angepasst und auf die intrinsische Effizienz skaliert (siehe Abbildung 2.20). Man erhält für die Parameter $a = (6700 \pm 100), b = (860 \pm 40)$ und $c = (0, 0456 \pm 0, 0023)$.

2.7.9 Bestimmung einer Aktivität

Die Aktivität R ist gegeben durch den Quotient aus der Gesamtanzahl der Ereignisse N und der Messzeit t, also $R = \frac{N}{t}$. Nach Gleichung 2.9 und $N_{Aus} = R \cdot t$ gilt folgendes:

$$R = \frac{N_{\text{Mes}}}{\epsilon_{\text{int}} \cdot t \cdot F} \tag{2.24}$$

Dies gilt für eine Quelle, die nur einen möglichen Zerfall hat. Da aber die meisten radioaktiven Quellen ein Verzweigungsverhältnis I haben, muss dieses noch als Faktor berücktsichtigt werden. Mit Gleichung 2.24, $Z = \frac{N_{\text{Mes}}}{t}$ und dem Verzweigungsverhältnis I erhält man dann für die Aktivität R:

$$R = \frac{Z}{\epsilon_{\rm int} \cdot F \cdot I} \tag{2.25}$$



Abbildung 2.20: Die intrinsische Effizienzkurve bei einem Abstand $d = 394 \,\mathrm{mm}$ von der Quelle zum Detektor und einem coarse gain 30. Die schwarzen Kurven stellen den Fehler von c dar.

Für die ⁵⁶Co-Quelle wird die Bestimmung der Aktivität gezeigt. Dazu betrachtet man die zweite Linie (E = 846, 77 keV) des Spektrums. N_{Mes} wird mit Hilfe der angepassten Gaußkurve zu $N_{\text{Mes}} = (91 \pm 5) \cdot 10^6$ bestimmt. Mit der Messzeit $t = 2, 5 \cdot 10^5$ s erhält man dann:

$$Z = (365 \pm 16) \, 1/s \tag{2.26}$$

Für den Raumwinkel gilt dann mit dem Abstand $x = (394 \pm 5) \,\mathrm{mm}$ vom Detektor zur Quelle:

$$F = (0,935 \pm 0,025) \cdot 10^{-3} \tag{2.27}$$

Die intrinsische Effizienz kann man mit Hilfe der intrinsischen Effizienzkurve (siehe Abbildung 2.20) bestimmen.

$$\epsilon_{\rm int} = (0, 173 \pm 0, 007)$$
 (2.28)

Das Verzweigungsverhältnis wird mit Hilfe von Nudat [Son] bestimmt:

$$I = (0,9994 \pm 0,007) \tag{2.29}$$

Für die Aktivität erhält man dann:

$$R = (2, 26 \pm 0, 11) \,\mathrm{MBq} \tag{2.30}$$

2.7.10 Messung einer ausgedehnten Probe

An den Linien des Spektrums der ausgedehnten Probe werden Gaußkurven angepasst und deren Energien bestimmt (siehe Abbildung 2.21). Bevor eine nähere Analyse der ausgedehnten Probe folgt, sollte die Herstellung dieser noch kurz diskutiert werden.

Das kontaminierte Wasser ist im Bonner Zyklotron bei der Bestrahlung mit α -Teilchen von ^{nat.}Br entstanden, wobei ⁸³Rb hergestellt werden sollte. Dabei durchdringen die auf E = 54 MeV beschleunigten α -Teilchen eine Aluminiumschicht, eine Wasserschicht, die zur Kühlung dient und ein Quarzglas, bevor sie das ^{nat.}Rb treffen. Hierbei ist ein Teilstück der Targetampulle herausgebrochen, so dass sich ^{nat.}Br und Kühlwasser vermischt haben, wobei noch andere Elemente produziert worden sind. So hat zum Beispiel das Brom das Strahlfenster aus Aluminium teilweise zersetzt.

Um die Elemente zu bestimmen, sucht man mit Hilfe von Nudat [Son] Elemente, welche Linien mit der jeweiligen Energie aufweisen. Des Weiteren betrachtet man noch das Verzweigungsverhältnis und die Halbwertszeit, wobei das Verzweigungsverhältnis I größer als 1%, weil die Linien sonst nur schwer zu detektieren sind, und die Halbwertszeit $T_{1/2}$ größer als 30 d, weil das Wasser schon einige Monate alt ist, sein sollten.



Abbildung 2.21: Das Spektrum der ausgedehnten Probe (Grundseite g = 100 mm). Aufgenommen mit einem Abstand d = 100 mm.

Man kann folgende Linien zuordnen:

• ⁵⁷Co-Linien

Die bestimmte Energie dieser Linie liegt bei $E = (122, 1 \pm 0, 1)$ keV. Das Spektrum von ⁵⁷Co weist eine starke Linie mit einem Verzweigungsverhältnis von I = 85, 60% und einer Energie von E = 122, 06 keV auf [Son], die mit der bestimmten Energie übereinstimmt. Eine schwächere Linie (I = 10, 68%) bei einer Energie von E = 136, 47 keV [Son] ist nicht mehr im Spektrum zu erkennen, so dass man von einer geringen Menge ⁵⁷Co ausgehen kann. Es gibt drei Möglichkeiten, wie ⁵⁷Co entstehen kann: ⁵⁴Fe(α , p)⁵⁷Co, ⁵⁶Fe(α , p2n)⁵⁷Co und ⁵⁷Fe(α , 3np)⁵⁷Co [Tá03]. Das Eisen ist in der vom Brom aufgelösten Legierung des Aluminiums enthalten.

• ⁷Be-Linien

Die nächste Linie weist eine Energie von $E = (477, 3 \pm 0, 4)$ keV auf und wird der Energie der ⁷Be-Linie zugeordnet. Dabei gibt es zum einen die Kernreaktion von ¹²C, welches in dem vom Brom aufgelösten Kleber enthalten ist, zu ⁷Be; ¹²C(α , $2\alpha n$)⁷Be [Hel73]. Zum anderen gibt es die Kernreaktion von ²⁷Al zu ⁷Be; ²⁷Al(α , $\geq 3\alpha$...)⁷Be [Hel73].

• 511 keV-Linien

Diese Linie entsteht durch Paarbildung. Dazu braucht man Photonen höherer Energien wie zum Beispiel von 22 Na und 65 Zn.

• 83 Rb-Linien

Die nächsten drei Linien mit Energie von $E = (520, 0\pm 0, 5) \text{ keV}, E = (529, 4\pm 0, 5) \text{ keV}$ und $E = (552, 2\pm 0, 5) \text{ keV}$ können den drei Linien aus dem Spektrum von ⁸³Rb zugeordnet werden. Die Kernreaktion sieht hierbei wie folgt aus: ⁸¹Br(α , 2n)⁸³Rb [Ras10].

• ⁵⁸Co-Linien

Diese Linie besitzt eine Energie von $E = (810, 5 \pm 0, 7)$ keV und wird der Linie aus dem ⁵⁸Co Spektrum zugeordnet. Hier ist die Kernreaktion ähnlich wie bei ⁵⁷Co; ^{nat}Fe(α , x)⁵⁸Co. Es können drei verschiedenen Möglichkeiten auftreten: ⁵⁶Fe(α , p n)⁵⁸Co, ⁵⁷Fe(α , p 3n)⁵⁸Co und ⁵⁸Fe(α , p 4n)⁵⁸Co [Tá03].

• 84 Rb-Linien

Mit einer Energie von $E = (881, 4 \pm 0, 8)$ keV wird diese Linie dem Spektrum von ⁸⁴Rb zugeordnet. Analog zur Entstehung von ⁸³Rb wird ⁸⁴Rb bei der Bestrahlung mit α -Teilchen von ⁸¹Br erzeugt (⁸¹Br(α, n)⁸⁴Rb [Ras10]).

• ⁶⁵Zn-Linien

Diese Linie mit einer Energie von $E = (1115, 3 \pm 1, 0)$ keV kann dem Isotop⁶⁵Zn zugeordnet werden. Die Kernreaktion sieht wie folgt aus ^{*nat*}Cu(α , x)⁶⁵Zn. Es gibt dabei vier verschiedene Zerfallskanäle; ⁶³Cu(α , 2n)⁶⁵Gn \rightarrow ⁶⁵Zn, ⁶⁵Cu(α , 4n)⁶⁵Gn \rightarrow ⁶⁵Zn, ⁶³Cu(α , d)⁶⁵Zn und ⁶⁵Cu(α , np)⁶⁵Zn [Tá00].

• ²²Na-Linien

Die letzte Linie weist eine Energie von $E = (1274, 2 \pm 1, 1)$ keV auf und ensteht aus dem Zerfall des ²²Na. Hierbei lautet die mögliche Kernreaktion ²³Na $(n, 2n)^{22}$ Na [Xia98].

2.7.11 Auswertung der ausgedehnten Probe

Es soll festgestellt werden, ob die Ausdehnung einer Probe einen Einfluss auf den Detektor hat. Dazu vergleicht man die Anzahl der detektierten Ereignisse einer Linie bei verschiedenen Größen der Probe (siehe Abbildung 2.22). Außerdem wird die Halbwertszeit berücksichtigt, so dass man annehmen kann, die Probe an einem Tag zur gleichen Zeit gemessen zu haben. Die Anzahl der Ereignisse bei verschiedenen Ausdehnungen der Proben stimmen im Fehlerbereich überein. Dementsprechend ist keine Abhängigkeit von der Ausdehnung einer Probe bei einem Abstand $d = 100 \,\mathrm{mm}$ vorhanden.



Abbildung 2.22: Die Abhängigkeit von der Größe einer Probe zur Anzahl der detektierten Ereignisse. Dazu wird die Anzahl der detektierten Ereignisse gegen den Linienschwerpunkt aufgetragen. Innerhalb des Fehlerbereiches stimmt die Anzahl der Ereignisse bei verschiedenen Größen der Flächenprobe überein.

3 Der Natriumiodiddetektor

Natriumiodid ist ein Szintillator. Dabei handelt es sich um einen optischen, transparenten Einkristall, in dem einfallende γ -Quanten mit dem Kristall wechselwirken und Elektron-Loch-Paare erzeugen. Bei der darauffolgenden Rekombination werden Photonen emittiert.

Die Photonen können von dem Kristall wieder reabsorbiert werden. Um dies zu vermeiden, werden Aktivatoren (hier: Thallium) in den Kristall eingesetzt. Durch diese sinkt die Rekombinationsenergie und man erhält eine reduzierte Absorptionsenergie des eingefangenen Lichtes. Daraus folgt eine kleinere Energie für die Photonen, für die der Kristall dann transparent ist. Dementsprechend erhält man eine höhere Lichtausbeute.

Hinter dem Kristall befindet sich eine Photokathode. Durch den Photoeffekt löst ein Photon jeweils ein Elektron aus der Kathode heraus. Dahinter befinden sich mehrere Dynoden. Das Elektron wird zur Dynode beschleunigt, wo es mehrere Sekundärelektronen herauslöst, die dann zur nächsten Dynode beschleunigt werden, wo der gleiche Effekt auftritt. Dadurch wird das Elektron lawinenartig vervielfältigt. Dieser Ladungsfluss wird dann verstärkt und detektiert (siehe Abbildung 3.1).



Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Natriumiodiddetektors. Ein γ -Quant erzeugt im Szintillator ein Photon, welches bei der Photokathode ein Elektron herauslöst, das wiederum über Dynoden zur Anode beschleunigt und detektiert wird. (nach [Ham09])

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Natriumiodiddetektor¹ befindet sich die Verstärkerelektronik im Detektor und wird über ein USB-Kabel von einem Computer gesteuert. Über das USB-Kabel wird auch die Hochspannung gesteuert. Dadurch ist der Detektor transportabel.

3.1 Aufbau und Durchführung

In Abbildung 2.6 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Die Quelle wird wegen des Comptonuntergrunds 20 cm über den Boden angebracht (siehe Abbildung 3.2), da beim Platzieren einer Quelle auf dem Boden die Rückstreulinie so stark ausgeprägt ist, dass man diese für eine Linie auffassen könnte.



Abbildung 3.2: Spektrum der ¹³⁷Cs-Quelle, die auf dem Boden plaziert ist, aufgenommen mit dem Natriumiodiddetektor. Die Rückstreulinie ist ungefähr ein Drittel so groß wie die Photolinie. Bei Spektren mit mehreren Linien kann dementsprechend zwischen Rückstreulinien und Photolinien geringerer Intensität nicht mehr unterschieden werden.

Die Position des Detektors kann entlang einer Befestigungsschiene manuell eingestellt werden. Die Einstellung des coarse gain ist fest eingestellt und soll nicht verändert werden. Mit Hilfe des über ein USB-Kabel verbundenen Computer kann der fine gain zwischen 0,5 und 1,2 eingestellt werden.

¹ORTEC, Serie 905-4 NaI Scintillation Detector, Modellnr.:12l12/3, Seriennr.: 101811K

Für die Durchführung wird zunächst ein Abstand von $d_{\text{NaI}} = 200 \text{ mm}$ eingestellt und mit einem fine gain 0,5 und einer Messzeit von t = 11000 s die ⁵⁶Co-Quelle gemessen. Anschließend nimmt man mit den Abständen $d_{\text{NaI}} = 200 \text{ mm}$, 150 mm, 100 mm und 50 mm Spektren der ¹³⁷Cs- und der ¹⁵²Eu-Quelle bei einer Messzeit von jeweils t = 11000 s auf. Des Weiteren wird eine ⁶⁰Co-Quelle bei einem Abstand $d_{\text{NaI}} = 200 \text{ mm}$ gemessen.

Abschließend wird auch hier bei einem Abstand $d_{NaI} = 100 \text{ mm}$ und einer Messzeit von t = 1000 s eine ausgedehnte Probe gemessen, um die Abhängigkeit zwischen der Ausdehnung der Probe und der Zählrate darzustellen.

3.2 Auswertung

Bei der Auswertung des Spektrums von ¹³⁷Cs bei einem Abstand von $d_{\text{NaI}} = 50 \text{ mm}$ (siehe Abbildung 3.3) und von ⁶⁰Co bei einem Abstand von $d_{\text{NaI}} = 100 \text{ mm}$ (siehe Abbildung 3.3) ist eine zusätzliche Linie aufgefallen.



Abbildung 3.3: Links ist das Spektrum von ¹³⁷Cs, rechts das Spektrum von ⁶⁰Co abgebildet. Beim ¹³⁷Cs Spektrum ist an der linken Flanke eine zusätzliche Linie zu erkennen, beim ⁶⁰Co an der rechten Flanke.

Nach dem Zerfallsschema von ¹³⁷Cs (siehe Abbildung 2.10) erwartet man nur eine Linie, bei Betrachtung des Zerfallsschema von ⁶⁰Co (siehe Anhang Abbildung 5.9) zwei Linien. In den aufgenommen Spektren der ¹³⁷Cs-Quelle ist jedoch eine Abweichung der Photolinie zu geringeren Energien zu erkennen, bei der ⁶⁰Co-Quelle eine Abweichung zu höheren Energien, die nicht mit den jeweiligen Zerfällen erklärt werden können. Eine mögliche Erklärung ist eine Verschiebung des Gains.

3.2.1 Nachweis einer Verschiebung des Gains

Um eine mögliche Verschiebung des gains nachzuweisen, betrachtet man Spektren von 137 Cs, da hier nur eine Linie auftritt, die beim gleichen Kanal liegen sollte. Daher wird das Spektrum von 137 Cs bei einer festen Messzeit von t = 1000 s, einem Abstand von $d_{\text{NaI}} = 100$ mm und einem fine gain von 1,2 aufgenommen. Diese Messung wird zu verschiedenen Zeitpunkten wiederholt, ohne die Einstellungen zu ändern. An die aufgenommenen Spektren passt man Gaußkurven an und markiert den dazugehörigen Linienschwerpunkt. In Abbildung 3.4 ist eine deutliche Verschiebung zwischen den jeweiligen Linienschwerpunkten zu erkennen.



Abbildung 3.4: Spektrum der ¹³⁷Cs-Quelle bei einem Gain von 1,2 einem Abstand $d_{\text{NaI}} = 100 \text{ mm}$ und einer Messzeit t = 1000 s zu verschiedenen Zeitpunkten.

Da aus diesem Grund eine Energie nicht eindeutig einem Kanal zugeordnet werden kann, ist eine Energiekalibrierung und eine Bestimmung der Effizienzkurve nicht weiter sinnvoll. Mögliche Ursachen für die Verschiebung könnte eine nicht konstante Spannungsversorgung über das USB-Kabel sein oder ein technischer Defekt beim Vorverstärker.

3.2.2 Weitere Diskussion der Ergebnisse des Natriumiodiddetektors

Im Folgenden werden noch die Ergebnisse der anderen Messungen kurz diskutiert.

Es kann festgestellt werden, dass der Detektor die höchste Energie der ⁵⁶Co-Quellen nachgewiesen hat und dementsprechend Energien von mindestens E = 3273,079 keV nachweisen kann (siehe Abbildung: 3.5).

Des Weiteren ist die ausgedehnte Probe wie beim Germaniumdetektor ausgewertet worden. Dabei wurden nur Linien verwendet, an denen eine Anpassung ohne größere Fehler durchgeführt werden konnte. Die erste Linie setzt sich aus der ⁷Be, 511 keV, ⁸³Rb-Linien zusammen. Die zweite Linie ist die ⁶⁵Zn und die Dritte die ²²Na-Linie.

Es ist innerhalb des Fehlerbereichs kein Unterschied bei den verschiedenen Grundflächen der ausgedehnte Probe von $(10 \cdot 10)$ cm², $(5 \cdot 5)$ cm² und $(2, 5 \cdot 2, 5)$ cm² festzustellen. Bei der Grundfläche $(1, 25 \cdot 1, 25)$ cm² ist die Fläche unter den Linien jedoch größer als bei den anderen Grundflächen (siehe Abbildung 3.6 und im Anhang Tabelle 5.8). Daher ist hier eine geringe Abhängigkeit von der ausgedehnten Probe zur Anzahl der detektierten Ereignissen vorhanden.

Außerdem wird noch mit den aufgenommen Spektren von ¹³⁷Cs die Energieauflösung des Detektors berechnet. Der fehlergewichtete Mittelwert der Energieauflösung beträgt $\delta E = (6,520 \pm 0,004)$ % und ist damit überraschend gut. Im Literaturwert wird eine Auflösung von $\delta E \approx 7$ % [Leo94] angegeben.



Abbildung 3.5: Spektrum von ⁵⁶Co, aufgenommen mit dem Natriumiodiddetektor.



Abbildung 3.6: Spektrum der ausgedehnten Probe bei verschiedenen Flächengrößen, aufgenommen mit dem Natriumiodiddetektor. Man vergleicht die Fläche unter den Linien miteinander, um eine Abhängigkeit zwischen der Ausdehnung der Probe zur Anzahl der detektierten Ereignisse zu überprüfen

4 Fazit

Ziel dieser Bachelorarbeit war die Untersuchung der Effizienzkurve und der Energiekalibrierung des Germaniumdetektors. Dabei wurden Neutronenschäden des Detekors festgestellt. Die Folgen dieser Schäden verfälschen die Form der Photolinien, was jedoch durch das Anpassen der Gaußkurven auf die rechte Flanke der jeweiligen Linie behoben werden kann und daher nur eine geringe Auswirkung auf die Analyse eines Spektrums hat.

Grundsätzlich eignet sich der Germaniumdetektor zur Analyse von radioaktiven Materialien und Bestimmung von Aktivitäten.

Die Energieauflösung ist mit $\delta E = (0, 4118 \pm 0, 0008) \%$ gut geeignet, um auch eng beieinanderliegende Linien noch zu trennen. Mit unterschiedlichen Gaineinstellungen können höhere Energien bis E = 3273,079 keV gemessen werden und mit der durchgeführten Energiekalibrierung können Energien von unbekannten Linien bestimmt und dadurch einem Element zugeordnet werden. Folglich kann man auch unbekannte, radioaktive Materialien auf ihre Zusammensetzung hin untersuchen. Mit Hilfe der Effizienzkurven können zudem die Aktivitäten gut bestimmt werden. Der Nachteil des Detektors ist seine Stickstoffkühlung und demzufolge seine Immobilität.

Der große Vorteil des Natriumiodiddetektors ist, dass er seine Spannungsversorgung allein über ein USB-Kabel bezieht und daher transportabel ist. Mit einem Laptop kann man folglich eine Messung von Proben an jedem Ort durchführen. Auch dieser Detektor kann Energien bis E = 3273,079 keV nachweisen, hat jedoch eine schlechtere Energieauflösung. Daher können mehrere Linien zu einer Linie verwischen, woraus größere Fehler beim Anpassen von Gaußkurven folgen. Der größte Nachteil des Detektors liegt jedoch an einer willkürlichen Verstellung des Gains. Dies macht eine Energiekalibrierung nicht sinnvoll. Demzufolge ist eine Analyse von radioaktiven Materialien nicht möglich, da man den Linien keine Energie zuordnen kann. Trotzdem ist der Detektor geeignet die Radioaktivität eines Materials nachzuweisen.

Im direkten Vergleich ist durch die bessere Energieauflösung der Germaniumdetektor dem Natriumiodiddetektor überlegen, besonders wenn mehrere Linien im Spektrum vorhanden sind. Durch die bessere Auflösung ist das Auswerten der Spektren schneller und einfacher durchzuführen als beim Natriumiodiddetektor. Andererseits ist der Natriumiodiddetektor deutlich kostengünstiger als der Germaniumdetektor und transportabel.

Zum Abschluss der Arbeit ist noch eine Excel-Tabelle erstellt worden, welche die Rechnung zur Aktivitätsbestimmung für den Germanioumdetektor nach Gleichung 2.25 durchführt.

5 Anhang

Gain	Abstand d	A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$
100	$50\mathrm{mm}$	$1058 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{4}$	6,043	0,0287	3308, 536	0,025	1,8
100	$100\mathrm{mm}$	$4737 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^{3}$	5,76	0,04	3309,621	0,021	1,1
100	$150\mathrm{mm}$	$2613 \cdot 10^3$	$9\cdot 10^3$	5,706	0,024	3307, 62	0,04	1, 2
100	$250\mathrm{mm}$	$1087\cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	5,63	0,04	3307, 51	0,04	1, 2
100	$350\mathrm{mm}$	$611, 5 \cdot 10^3$	$2, 4 \cdot 10^{3}$	5,701	0,027	3308,652	0,029	1,9
30	$394\mathrm{mm}$	$339 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	2,134	0,022	810, 46	0,04	1,9

Tabelle 5.1: Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle:¹³⁷Cs, bei verschiedenen Abständen und Gaineinstellungen.

A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$	$E \; [\text{keV}]$	I [%]
$5705 \cdot 10^{3}$	$12 \cdot 10^{3}$	4,65	0,01	329,631	0,022	10,8	121,7817	28,61
$968 \cdot 10^{3}$	$5 \cdot 10^3$	4,91	0,03	1005, 58	0,04	5, 2	244,6975	7,61
$48 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{3}$	5,01	0, 12	1288, 14	0, 11	4,0	295,9392	0,448
$2707 \cdot 10^{3}$	$6 \cdot 10^{3}$	5, 10	0,02	1555,058	0,023	6, 1	344,2785	26, 5
$188, 7 \cdot 10^3$	$3, 1 \cdot 10^{3}$	5,34	0, 12	1924, 34	0, 12	5,3	411, 1163	2,237
$246, 3 \cdot 10^3$	$0, 8 \cdot 10^3$	5,44	0,03	2105, 82	0,04	1, 2	443,9650	2,83
$663 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	6,37	0,03	3956, 21	0,04	1,7	778,9040	12,96
$185, 2 \cdot 10^3$	$1, 1 \cdot 10^{3}$	6,53	0,06	4444,92	0,05	1, 2	867,3730	4,26
$618 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	6,90	0,03	4978, 68	0,04	2,9	964,0790	14,3
$427 \cdot 10^{3}$	$5 \cdot 10^3$	6,90	0,09	5651, 29	0, 11	3,8	1085, 869	10, 24
$32 \cdot 10^{3}$	$3 \cdot 10^3$	6, 5	0,6	5675, 4	0, 6	3, 3	1089,737	1,73
$504 \cdot 10^{3}$	$3 \cdot 10^3$	7, 13	0,05	5795, 98	0,05	2, 2	1112,069	13,96
$57, 4 \cdot 10^{3}$	$0, 6 \cdot 10^3$	7,5	0, 3	6352, 67	0, 25	0, 9	1212,948	1,426
$52, 8 \cdot 10^3$	$0, 8 \cdot 10^{3}$	7,7	0, 2	6828, 15	0, 21	4, 6	1299, 140	1,625
$670 \cdot 10^{3}$	$8 \cdot 10^{3}$	8,59	0, 11	7428, 25	0, 11	7,7	1408.006	21,07

Tabelle 5.2: Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle:¹⁵²Eu, Abstand d = 50 mm. E und I sind die zugeordneten Werte für die Energie und die Intensität aus [Son].

A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$	$E \; [\text{keV}]$	I [%]
$2641 \cdot 10^{3}$	$4 \cdot 10^{3}$	4,431	0,015	330,574	0,011	3, 4	121,7817	28,61
$458, 4 \cdot 10^3$	$2, 1 \cdot 10^{3}$	4,69	0,04	1005,97	0,04	7, 2	244,6975	7,61
$23, 1 \cdot 10^{3}$	$1,9 \cdot 10^{3}$	4,96	0,23	1288,18	0, 15	0,9	295,9392	0,448
$1239 \cdot 10^{3}$	$4 \cdot 10^{3}$	4,956	0,026	1555,012	0,025	5, 5	344,2785	26, 5
$88, 3 \cdot 10^3$	$0, 5 \cdot 10^{3}$	5, 12	0,04	1923, 98	0,04	1,7	411, 1163	2,237
$116, 9 \cdot 10^3$	$0, 7 \cdot 10^3$	5,35	0,04	2105, 21	0,04	2,7	443,9650	2,83
$296, 9 \cdot 10^3$	$1, 3 \cdot 10^{3}$	5,98	0,04	3954, 30	0,04	1, 2	778,9040	12,96
$87, 7 \cdot 10^3$	$0, 7 \cdot 10^{3}$	6,26	0,08	4442, 52	0,07	1, 3	867,3730	4,26
$281, 3 \cdot 10^3$	$1, 2 \cdot 10^{3}$	6,51	0,05	4976,05	0,04	1,8	964,0790	14, 3
$199, 9 \cdot 10^{3}$	$2, 6 \cdot 10^{3}$	7,89	0,10	5647,73	0, 15	3,8	1085, 869	10, 24
$23,9 \cdot 10^{3}$	$1, 7 \cdot 10^{3}$	5,67	0,6	5671, 4	0, 6	3,3	1089,737	1,73
$236, 9 \cdot 10^3$	$0, 8 \cdot 10^3$	6,95	0,04	5791, 54	0,04	1, 4	1112,069	13,96
$21,9 \cdot 10^{3}$	$0, 4 \cdot 10^3$	7,04	0,14	6348,71	0, 13	1, 3	1212,948	1,426
$24, 6 \cdot 10^3$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	7,45	0, 15	6823, 93	0,14	1, 6	1299, 140	1,625
$298, 6 \cdot 10^3$	$1, 2 \cdot 10^{3}$	7,71	0,06	7424, 24	0,05	2,7	1408.006	21,07

Tabelle 5.3: Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle: ¹⁵²Eu, Abstand d = 100 mm. E und I sind die zugeordneten Werte für die Energie und die Intensität aus [Son].

A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$	$E \; [\text{keV}]$	I [%]
$1389, 2 \cdot 10^3$	$2, 1 \cdot 10^3$	4,441	0,015	331,041	0,018	1,7	121,7817	28,61
$245, 6 \cdot 10^3$	$1, 8 \cdot 10^3$	4,65	0,04	1007,17	0,04	6,9	244,6975	7,61
$11,9\cdot 10^3$	$0, 4 \cdot 10^3$	4,79	0, 11	1289,68	0,11	1, 2	295,9392	0,448
$6656, 1 \cdot 10^3$	$2, 5 \cdot 10^{3}$	4,911	0,027	1556, 7	0,04	4, 4	344,2785	26, 5
$48, 1 \cdot 10^{3}$	$0, 5 \cdot 10^{3}$	5,04	0,07	1926,10	0,08	1,4	411, 1163	2,237
$63, 3\cdot 10^3$	$0, 7 \cdot 10^{3}$	5, 18	0,08	2107, 55	0,08	1,4	443,9650	2,83
$164, 3 \cdot 10^{3}$	$0, 6 \cdot 10^{3}$	6,04	0,04	3958, 20	0,04	0,9	778,9040	12,96
$48, 6 \cdot 10^{3}$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	6, 24	0,08	4446,82	0,07	1,1	867,3730	4,26
$155, 2\cdot 10^3$	$0, 8 \cdot 10^{3}$	6,54	0,06	4980,94	0,06	1, 6	964,0790	14, 3
$96, 5 \cdot 10^3$	$2, 5 \cdot 10^{3}$	6,90	0, 19	5653, 30	0, 25	10,3	1085, 869	10,24
$10,2\cdot 10^3$	$1, 7 \cdot 10^{3}$	5,3	1,3	5674, 0	1, 4	10,3	1089,737	1,73
$130, 2\cdot10^3$	$0, 7 \cdot 10^{3}$	6,91	0,06	5798, 11	0,06	2, 1	1112,069	13,96
$11,7\cdot 10^3$	$0, 5 \cdot 10^{3}$	7,0	0, 6	6355, 0	0, 5	2,9	1212,948	1,426
$13,0\cdot10^3$	$0, 4 \cdot 10^3$	7, 13	0, 23	6830, 72	0,21	0,8	1299, 140	1,625
$167, 1 \cdot 10^3$	$1, 0 \cdot 10^3$	7,83	0,07	7431,22	0,07	4, 7	1408.006	21,07

Tabelle 5.4: Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle:¹⁵²Eu, Abstand d = 150 mm. E und I sind die zugeordneten Werte für die Energie und die Intensität aus [Son].

A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$	$E \; [\text{keV}]$	$I \ [\%]$
$548 \cdot 10^{3}$	$10 \cdot 10^{3}$	4,28	0,07	330, 21	0,10	7, 8	121,7817	28,61
$1023, 5 \cdot 10^{3}$	$0,7\cdot 10^3$	4,60	0,04	1005, 97	0,04	1, 2	244,6975	7,61
$5,2\cdot 10^3$	$0,4\cdot 10^3$	4,93	0, 30	1288,08	0, 29	0, 7	295,9392	0,448
$279, 7 \cdot 10^3$	$1,0\cdot 10^3$	4,90	0,04	1555, 31	0,03	1, 1	344,2785	26, 5
$21, 2 \cdot 10^{3}$	$0,5\cdot 10^3$	5,23	0, 15	1924, 45	0, 15	1,3	411, 1163	2,237
$26, 8 \cdot 10^{3}$	$0,4\cdot 10^3$	5, 14	0,07	2105,90	0,07	0, 6	443,9650	2,83
$69, 5 \cdot 10^{3}$	$0,5\cdot 10^3$	6,02	0,07	3955, 75	0,07	0, 8	778,9040	12,96
$20,3\cdot10^3$	$0,4\cdot 10^3$	6, 17	0, 20	4444, 51	0,20	0, 8	867,3730	4,26
$66,5\cdot10^3$	$0,5\cdot 10^3$	6, 51	0,06	4978,09	0,06	0, 9	964,0790	14, 3
$42, 7 \cdot 10^{3}$	$0,8\cdot 10^3$	6,81	0, 29	5650, 41	0,14	0, 8	1085,869	10, 24
$7, 2 \cdot 10^{3}$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	6,7	0, 6	5671, 9	0,6	0, 8	1089,737	1,73
$56, 1 \cdot 10^3$	$0,5\cdot 10^3$	7,07	0,09	5794, 91	0,08	1, 2	1112,069	13,96
$5,41 \cdot 10^{3}$	$0, 14 \cdot 10^{3}$	7,29	0, 26	6351, 63	0, 25	0,9	1212,948	1,426
$6,05\cdot 10^3$	$0, 16 \cdot 10^3$	7,65	0, 16	6826,71	0, 17	0, 8	1299, 140	1,625
$72,0\cdot10^3$	$0,5\cdot 10^3$	7,96	0,08	7427, 5	0,07	1, 2	1408,006	21,07

Tabelle 5.5: Ergebnisse der angepassten Gaußkurve; Quelle:¹⁵²Eu, Abstand vom Detektor zur Quelle d = 250 mm. E und I sind die zugeordneten Werte für die Energie und das Verzweigungsverhältnis aus [Son].

A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$\chi^2_{red.}$	$E \; [\text{keV}]$	I [%]
$616 \cdot 10^{3}$	$4 \cdot 10^{3}$	4,45	0,04	330, 22	0,04	4, 4	121,7817	28,61
$112, 1 \cdot 10^3$	$0,9\cdot 10^3$	4,65	0,05	1006, 16	0,05	2,0	244,6975	7,61
$5,61 \cdot 10^{3}$	$0, 23 \cdot 10^{3}$	5, 17	0, 22	1288, 24	0, 21	0, 8	295,9392	0,448
$302, 7 \cdot 10^3$	$1,3\cdot 10^3$	4,88	0,04	1555, 58	0,04	3, 3	344,2785	26, 5
$22, 0 \cdot 10^{3}$	$0,4\cdot 10^3$	4,98	0,07	1924, 27	0,07	1,7	411, 1163	2,237
$29,53 \cdot 10^{3}$	$0,27\cdot 10^3$	5,28	0,06	2106, 24	0,05	0, 8	443,9650	2,83
$77, 4 \cdot 10^3$	$0,5\cdot 10^3$	5,98	0,05	3956, 41	0,05	1, 1	778,9040	12,96
$23, 0 \cdot 10^{3}$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	6,253	0,025	4445,03	0, 13	0,9	867,3730	4,26
$73, 1 \cdot 10^3$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	6,50	0,05	4978, 81	0,05	1, 2	964,0790	14, 3
$48, 2 \cdot 10^3$	$0,5\cdot 10^3$	6,97	0,08	5651,06	0,08	1,3	1085,869	10, 24
$7, 2 \cdot 10^{3}$	$0,4\cdot 10^3$	6,3	0, 4	5673, 1	0, 4	1,3	1089,737	1,73
$60, 3 \cdot 10^{3}$	$0,6\cdot 10^3$	6,77	0, 11	5795, 94	0, 11	1,7	1112,069	13,96
$5,61\cdot 10^3$	$0, 26 \cdot 10^{3}$	6,87	0, 26	6352, 8	0, 23	0, 8	1212,948	1,426
$6,38 \cdot 10^{3}$	$0,22 \cdot 10^{3}$	7,28	0,26	6827, 93	0, 23	0,9	1299, 140	1,625
$76, 0 \cdot 10^3$	$0, 9 \cdot 10^{3}$	7,46	0, 14	7428,837	0,024	5,0	1408.006	21,07

Tabelle 5.6: Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle:¹⁵²Eu, Abstand d = 350 mm. E und I sind die zugeordneten Werte für die Energie und die Intensität aus [Son].

Energie der Linie E [keV]	a_g	b_g	c_g
121,7817	$0,035\pm0,023$	$0,010 \pm 0,009$	$0,93\pm0,08$
244,6975	$0,031\pm0,017$	$0,037 \pm 0,014$	$0,67\pm0,04$
295,9392	$0,022\pm0,005$	$0,014 \pm 0,010$	$0,535\pm0,017$
344,2785	$0,032\pm0,004$	$0,041 \pm 0,006$	$0,486\pm0,008$
411, 1163	$0,029\pm0,008$	$0,036 \pm 0,013$	$0,53\pm0,04$
443,9650	$0,026\pm0,007$	$0,023 \pm 0,012$	$0,48\pm0,04$
778,9040	$0,018\pm0,007$	$0,04\pm0,04$	$0,2846 \pm 0,023$
867, 3730	$0,013\pm0,005$	$0,037 \pm 0,024$	$0,24\pm0,012$
964,0790	$0,021\pm0,008$	$0,07\pm0,04$	$0,254\pm0,022$
1085,869	$0,014\pm0,008$	$0,05\pm0,04$	$0,213 \pm 0,026$
1089,737	$0, 12 \pm 0, 14$	$0,26\pm0,09$	$0,35\pm0,09$
1112,069	$0,05\pm0,04$	$0,17\pm0,09$	$0,27\pm0,15$
1212,948	$0,0151 \pm 0,0023$	$0,052 \pm 0,015$	$0,202 \pm 0,006$
1299,140	$0,017\pm0,004$	$0,07\pm0,04$	$0,201 \pm 0,007$
1408.006	$0,011 \pm 0,004$	$0,041 \pm 0,016$	$0,176 \pm 0,007$

Tabelle 5.7: Die Parameter a_g , b_g und c_g der Kurve g(x) für verschiedene Linien des ¹⁵²Eu-Spektrums, die die Abhängigkeit der Effizienz zum Abstand darstellt.

	g [cm]	A	δA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0
1.Linie	10	$112, 8 \cdot 10^3$	$1, 6 \cdot 10^{3}$	11, 51	0,24	226, 25	0, 23
	5	$108,0\cdot10^3$	$1, 4 \cdot 10^{3}$	11, 12	0, 22	226, 21	0, 21
	2,5	$105,7\cdot 10^3$	$1,5\cdot 10^3$	11,14	0,24	226, 50	0, 21
	$1,\!25$	$148, 6 \cdot 10^{3}$	$2,0\cdot 10^3$	11, 15	0, 21	226, 91	0, 25
2. Linie	10	$29,9\cdot 10^3$	$0, 6 \cdot 10^{3}$	10,63	0,23	479, 57	0,09
	5	$28, 3 \cdot 10^3$	$0, 6 \cdot 10^{3}$	10, 51	0, 21	480, 19	0,11
	2,5	$28, 4 \cdot 10^3$	$0, 5 \cdot 10^{3}$	10,74	0,22	480, 86	0,09
	$1,\!25$	$39, 5 \cdot 10^{3}$	$0, 5 \cdot 10^{3}$	10,81	0, 13	481, 3	0,07
3. Linie	10	$10,9\cdot 10^3$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	10, 31	0, 4	542, 4	0, 4
	5	$10,4\cdot 10^3$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	10, 4	0, 4	543, 0	0, 4
	2,5	$10,2\cdot 10^3$	$0, 4 \cdot 10^{3}$	10, 3	0, 4	543, 7	0, 4
	1,25	$13, 6 \cdot 10^{3}$	$0, 5 \cdot 10^3$	10,3	0, 4	544, 5	0, 4

Tabelle 5.8: Ergebnisse der ausgedehnten Probe aufgenommen mit dem Natriumiodiddetektor bei einem Abstand $d_{NaI}=100\,{\rm mm}.$

A	ΔA	σ	$\Delta \sigma$	x_0	Δx_0	$E \; [\text{keV}]$	$I \ [\%]$
$60220 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^{3}$	2,750	0,004	549,337	0,004	511	39
$91000 \cdot 10^{3}$	$5000 \cdot 10^3$	2,26	0, 10	1133, 63	0,22	846,77	99,9399
$1200 \cdot 10^{3}$	$800 \cdot 10^3$	2,37	0,04	1361, 40	0,04	977, 372	1,421
$10880 \cdot 10^3$	$120 \cdot 10^3$	2,60	0,07	1467, 01	0,08	1037,843	14,05
$1573 \cdot 10^{3}$	$10 \cdot 10^{3}$	2,54	0,04	1706, 67	0,04	1175, 101	2,252
$43550\cdot 10^3$	$270 \cdot 10^3$	2,52	0,04	1817,08	0,04	1238,288	66, 46
$2504 \cdot 10^3$	$16 \cdot 10^3$	2,56	0,04	2030, 16	0,04	1360, 212	4,283
$94, 1\cdot 10^3$	$2,3\cdot 10^3$	2,51	0, 12	2174, 40	0, 10	1442,746	0, 18
$45,7\cdot 10^3$	$1,3\cdot 10^3$	2, 16	0,09	2208, 89	0, 10	1462, 322	0,074
$73,5\cdot10^3$	$1,2\cdot 10^3$	3,26	0,08	2281, 21	0,07	2015^{*}	
$200, 7\cdot 10^3$	$2,5\cdot 10^3$	3,42	0,07	2315, 54	0,07	2034^{*}	
$579 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	3,20	0,05	2407,77	0,05	2598^{**}	
$7560 \cdot 10^{3}$	$140 \cdot 10^{3}$	2,97	0,09	2748, 42	0,09	1771, 357	15, 41
$315, 4\cdot 10^3$	$4,9\cdot 10^3$	2,98	0,08	2817,07	0,07	1810,757	0,64
$312, 2\cdot10^3$	$2,8\cdot 10^3$	3, 10	0,05	3084, 45	0,05	1963,741	0,707
$1233 \cdot 10^3$	$21 \cdot 10^3$	3,01	0,09	3174, 39	0,09	2015, 215	3,016
$3370 \cdot 10^3$	$30 \cdot 10^3$	3, 18	0,05	3208, 43	0,05	2034,791	7,77
$821 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	3,79	0,04	3300, 13	0,04	2598^{*}	
$169,5\cdot 10^3$	$2, 1 \cdot 10^3$	3,42	0,08	3345, 33	0,07	2113, 135	0,377
$151, 7 \cdot 10^3$	$1, 3 \cdot 10^3$	3,72	0,06	3510,88	0,05	2212,944	0,388
$141, 0 \cdot 10^{3}$	$2,5\cdot 10^3$	3, 10	0, 10	3519,68	0, 10	N. Zu.	N. Zu.
$387, 2 \cdot 10^{3}$	$2,7\cdot 10^3$	3,86	0,05	3551, 68	0,04	3253^{**}	
$93, 3\cdot 10^3$	$2,2\cdot 10^3$	3,91	0, 24	3585, 91	0, 22	3273**	
$48,7 \cdot 10^{3}$	$1,3\cdot 10^3$	3,67	0, 21	3629, 24	0,27	3451^{**}	
$70 \cdot 10^{3}$	$7 \cdot 10^3$	5,0	0,7	3897, 0	0,7	N. Zu.	N. Zu.
$67, 3 \cdot 10^3$	$1,8\cdot 10^3$	4,3	0,24	4018, 15	0,23	3009^{*}	
$280, 7 \cdot 10^3$	$1,0\cdot 10^3$	4,3	0, 4	4061, 81	0,26	N. Zu.	N. Zu.
$5770 \cdot 10^{3}$	$50 \cdot 10^3$	3, 61	0,06	4192, 99	0,05	2598, 50	16,97
$2271,00\cdot 10^3$	$0,83\cdot 10^3$	4,35	0,03	4354,08	0,04	3202^{*}	
$583, 1 \cdot 10^{3}$	$5,0\cdot 10^3$	4,44	0,07	4443,9809	0,0025	3253^{*}	
$71 \cdot 10^{3}$	$4 \cdot 10^{3}$	3, 2	0, 4	4478, 0	0, 4	3273^{*}	
$79,0\cdot 10^3$	$1, 1 \cdot 10^3$	4,84	0, 21	4789, 16	0, 12	3451^{*}	
$310, 6\cdot 10^3$	$2, 4 \cdot 10^3$	4,03	0,06	4910, 91	0,06	3009,645	1,036
$858 \cdot 10^{3}$	$8 \cdot 10^3$	4,03	0,07	5246, 80	0,06	3202,029	3,209
$2237 \cdot 10^3$	$29\cdot 10^3$	4,40	0, 10	5336, 18	0, 10	3253, 503	7,923
$514 \cdot 10^3$	$6\cdot 10^3$	4,31	0,09	5370, 42	0,08	3273,079	1,8759
$237, 1 \cdot 10^{3}$	$2,9\cdot 10^3$	4,46	0, 12	5681, 31	0,09	3451,232	0,949

Tabelle 5.9: Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle: ⁵⁶Co, d = 394 mm. Ergebnisse der angepassten Gaußkurven und die zugeordneten Energien E und Intensitäten I aus [Son]. E^*/E^{**} bezeichnet die Escapelinie/Doppelescapelinie zur angegebenen Energie. "N. Zu." heißt "Nicht zugeordnet", da diese Linien nicht mit den Linien aus dem Zerfallsschema übereinstimmen oder Escapelinien zugeordnet werden konnten.



Abbildung 5.1: Das Zerfallsschema von ¹⁵²Eu zu ¹⁵²Sm [Fir96]. Die zugeordneten Linien sind durch die blau markierten Übergänge dargestellt. Es wurden nur Zerfälle mit einem Verzweigungsverhältnis $I \ge 0, 4\%$ berücktsichtigt.



Abbildung 5.2: Das Zerfallsschema von ¹⁵²Eu zu ¹⁵²Gd. [Fir96] Die zugeordneten Linien sind durch die blau markierten Übergänge dargestellt. Es wurden nur Zerfälle mit einem Verzweigungsverhältnis $I \geq 0, 4\%$ berücktsichtigt.



Abbildung 5.3: Die Linien der Bleifluoreszenz. Aufgenommen mit einer Blei
abschirmung vor der $^{137}\mathrm{Cs}\text{-}\mathrm{Quelle}$



Abbildung 5.4: Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 50 \,\mathrm{mm}$. Die beiden schwarzen Kurven stellen den Fehler des Skalierungsfaktors c dar.



Abbildung 5.5: Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 100 \,\mathrm{mm}$. Die beiden schwarzen Kurven stellen den Fehler des Skalierungsfaktors c dar.



Abbildung 5.6: Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 150 \,\mathrm{mm}$. Die beiden schwarzen Kurven stellen den Fehler des Skalierungsfaktors c dar.



Abbildung 5.7: Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 350 \,\mathrm{mm}$. Die beiden schwarzen Kurven stellen den Fehler des Skalierungsfaktors c dar.



Abbildung 5.8: Die Energiekalibrierung der ⁵⁶Co-Quelle.



Abbildung 5.9: Das Zerfallsschema von ⁶⁰Co. [Fir96] Die zugeordneten Linien sind durch die blau makierten Übergänge dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prozesse bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. (nach [Dem05])	3
2.2	Aufbau des Germaniumdetektors. (nach [ORT95])	5
2.3	Darstellung der Bandschemata von Isolator, Leiter und Halbleiter. (nach	
	$[\text{Leo}94]) \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	5
2.4	Spektrum von 137 Cs	7
2.5	Darstellung einer Gaußkurve.	7
2.6	Der Versuchsaufbau.	10
2.7	Die ausgedehnte Probe.	11
2.8	Spektrum der ¹³⁷ Cs-Quelle, aufgenommen mit einem Abstand von $d = 250 \text{ mm}$	
	zum Detektor	12
2.9	Spektrum der ¹³⁷ Cs-Quelle, aufgenommen mit einem Abstand von $d = 250 \text{ mm}$	
	zum Detektor	13
2.10	Das Zerfallsschema von 137 Cs. [Fir96]	14
2.11	Anpassung der Gaußkurve an die Photolinie des 137 Cs	14
2.12	Spektrum der ¹⁵² Eu-Quelle aufgenommen mit einem Abstand von $d = 250 \text{ mm}$	
	zum Detektor	16
2.13	Darstellung der Uberlagerung der zehnten und elften Linie im Spektrum von	
	¹⁵² Eu	17
2.14	Die Energiekalibrierung des Germaniumdetektors.	18
2.15	Die Kaliumlinie, aufgenommen mit dem Spektrum des Umgebungsuntergrun-	10
	des und das Zerfallsschema von ⁴⁰ K	19
2.16	Die relative Effizienzkurve des Detektors.	21
2.17	Die intrinsische Effizienzkurve des Germaniumdetektors bei einem Abstand	00
0.10	$d = 250 \mathrm{mm} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	22
2.18	Effizienz bei der Linie des ¹⁵⁷ Cs Spektrums in Abhängigkeit vom Abstand	0.0
0.10	des Detektors zur Quelle	23
2.19	Spektrum der ⁶⁶ Co-Quelle aufgenommen mit einem Abstand von $d = 394 \text{ mm}$	0.4
0.00	zum Detektor	24
2.20	Die intrinsische Emzienzkurve bei einem Abstand $a = 394 \text{ mm}$ von der Quene	95
0.01	Des Sneltmung den ausgeschehrten Diele	20
2.21	Dis Abhängigkeit von der Größe einen Probe zum Angehl der detektionten	20
2.22	Die Abhangigkeit von der Grobe einer Probe zur Anzam der detektierten	20
		20
3.1	Schematische Darstellung des Aufbaus eines Natriumiodiddetektors. (nach	
	[Ham09])	29

3.2	Spektrum der auf dem Boden platzierte ¹³⁷ Cs-Quelle, aufgenommen mit dem	
	Natriumiodiddetektor.	30
3.3	Spektrum von ¹³⁷ Cs und ⁶⁰ Co, mit dem Natriumiodiddetektor aufgenommen.	31
3.4	Überprüfung des fine gains des Natriumiodiddetektors	32
3.5	Spektrum von 56 Co, aufgenommen mit dem Natriumiodiddetektor	33
3.6	Spektrum der ausgedehnten Probe bei verschiedenen Flächengrößen, aufge-	
	nommen mit dem Natriumiodiddetektor	34
5.1	Das Zerfallsschema von ¹⁵² Eu; 1.Teil. [Fir96]	42
5.2	Das Zerfallsschema von 152 Eu; 2. Teil. [Fir96]	42
5.3	Die Linien der Bleifluoreszenz.	43
5.4	Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 50 \text{ mm.} \dots \dots$	43
5.5	Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 100 \mathrm{mm.}$	44
5.6	Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 150 \mathrm{mm.}$	44
5.7	Effizienzkurve des Detektors bei einem Abstand $d = 350 \mathrm{mm.}$	45
5.8	Die Energiekalibrierung der ⁵⁶ Co-Quelle	45
5.9	Das Zerfallsschema von 60 Co. [Fir96]	46

Tabellenverzeichnis

2.1 2.2 2.3	Ergebnisse der angepassten Gaußkurve; Quelle: ¹³⁷ Cs	15 15 19
5.1	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven: Quelle: ¹³⁷ Cs.	37
5.2	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven: Quelle: ¹⁵² Eu, $d = 50 \text{ mm}$	37
5.3	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven: Quelle: 152 Eu, $d = 100 \text{ mm} \dots$	38
5.4	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven: Quelle: 152 Eu, $d = 150 \text{ mm} \dots$	38
5.5	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle: 152 Eu, $d = 250 \text{ mm} \dots$	39
5.6	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle: 152 Eu, $d = 350 \text{ mm} \dots$	39
5.7	Darstellung der Abhängigkeit der Effizienz zum Abstand.	40
5.8	Ergebnisse der ausgedehnten Probe aufgenommen mit dem Natriumiodidde-	
	tektor bei einem Abstand $d_{NaI} = 100 \mathrm{mm}$.	40
5.9	Ergebnisse der angepassten Gaußkurven; Quelle: 56 Co, $d = 394 \text{ mm} \dots$	41

Literatur

- [Bai10] Chuanyong Bai et al. "Phantom evaluation of a cardiac SPECT/VCT system that uses a common set of solid-state detectors for both emission and transmission scans". In: Journal of Nuclear Cardiology 17.3 (2010), S. 459–469. DOI: 10.1007/ s12350-010-9204-8.
- [Dem05] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik.
 2. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2005.
- [Fir96] Richard B. Firestone. Table of Isotops, Version 1.0. CD Rom: 8 Edition. 1996.
- [Ham09] Hamamatsu. *Photomultiplier Tubes and Assemblies*. Shimokanzo Iwata City, Japan: Hamamatsu Photonics K.K., 2009.
- [Hel73] K. H. Hellwege et al. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Gruppe I: Kern und Teilchenphysik Band 5, Q-Werte und Anregungsenergie Teil b, Anregungsfunktion für Kernreaktion mit geladenen Projektilteilchen. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1973.
- [Leo94] William R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1994.
- [ORT] ORTEC. Operators Manual, Gamma-X Plus Series. 801 S. Illinois Ave., Oak Ridge: Ortec, Illinois.
- [ORT95] ORTEC. Germaniumdetektor, Model Nr. GMX-40195-S. Serial Number: 35-N11136A. 801 S. Illinois Ave., Oak Ridge: Ortec, Illinois, 1995.
- [Ras10] Makhsud Rasulbaev. Isotopes for fundamental research ^{83m}Kr for KATRIN and ¹⁰¹Rh and ¹⁰⁹Cd for XRD studies on planets. Bonn: Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [Son] Alejandro Sonzogni. *Nudat 2.6.* Brookhaven: Brookhaven National Laboratory. URL: \http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=57\&n=73.
- [Tá00] F. Tárkányi et al. "New experimental data, compilation and evaluation for the natCu(α, x)⁶⁶Ga, natCu(α, x)⁶⁷Ga and natCu(α, x)⁶⁵Zn monitor reactions".
 In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 168.2 (2000), S. 144 –168. ISSN: 0168-583X. DOI: 10.1016/S0168-583X(99)00877-0.
- [Tá03] F. Tárkányi et al. "Activation cross-sections of alpha induced nuclear reactions on iron up to 40 MeV". In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 207 (2003), 381–394. ISSN: 0168-583X. DOI: 10.1016/S0168-583X(03) 01116-9.

[Xia98] Huang Xiaolong. "Neutron Activation Cross Section Measurements and Evaluations in CIAE". In: INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE (1998). URL: http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-cpr-0045.pdf.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei allen bedanken, die mir während dieser Arbeit geholfen haben.

Ein großer Dank gilt natürlich Herrn Priv. Doz. Dr. Rainer Vianden, der mir diese Arbeit ermöglich hat. Seine Ratschläge kamen stets zum richtigen Zeitpunkt und er hatte immer ein offenes Ohr für Fragen.

Herrn Priv. Doz. Dr. Dieter Eversheim danke ich für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Auch beim Herrn Prof. Dr. Karl Maier möchte
ich mich für die freundliche Unterstützung beim Lösen de
s $^7\mathrm{Be}\mbox{-}\mathrm{Problems}$ bedanken.

Zudem bedanke ich mich sehr bei meinem Betreuer Marius Arenz! Immer warst du für mich da und hast jede Menge Fragen beantworten dürfen und auch können. Viele lustige Gespräche zwischendurch haben die Arbeitsatmosphäre doch sehr aufgelockert, wobei die eigentlich Arbeit dann doch nie zu kurz gekommen ist. Viel Erfolg noch bei deiner Arbeit und mach dir nicht zu viel Stress!

Zum Schluss noch: Vorsicht vor der Uhr! Immerhin R = 5 kBq!

Des Weiteren bedanke ich mich bei Nicole Santen und beim DRL für den Natriumiodiddetektor, auch wenn dieser nicht so funktioniert hat, wie wir es uns gewünscht hätten.

Bei den "Isotopies", besonders Conny Noll, möchte ich mich auch für die mühevolle Herstellung der Flächenprobe bedanken. Viel Erfolg noch beim Gitarre spielen.

Zudem bedanke ich mich bei der Arbeitsgruppe: Thorsten Adolphs, Ishita Agarwal, Marius Arenz, Timo Heepenstrick, Patrick Keßler, Henning Kuhn, Juliana Marques Ramos, Jakob Penner, Alexander Schäbe und Michael Steffens für das tolle Arbeitsklima!

Bei Michael Steffens bedanke ich mich zusätzlich noch für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Bei Patrick Keßler bedanke ich mich für die Spielabende am Dienstag, auch wenn ich leider nicht so oft kommen konnte.

Ein Dankschön für die lustige Gespräche in dem Arbeitsraum geht noch an Timo Heepenstrick.

Ein ganz großes Dankeschön geht an meine Eltern und Geschwister ohne die mein Studium nicht möglich gewesen wäre und die einen Physiker in Ihren Reihen dulden;)

Zum Schluss noch Danke an "Stumpf" und "Richard"!!! Ohne Euch wäre es nur halb so lustig gewesen!