



Fakultät Physik

FP-2024 - Versuch V18

Germaniumdetektor

Jan Oppoli

Versuch durchgeführt am 24. Juni 2024
Abgabe erstellt am 11. April 2025

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	2
2	Theorie	2
2.1	Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie	2
2.1.1	Photoelektrischer Effekt	3
2.1.2	Compton-Effekt	3
2.1.3	Paarerzeugung	4
2.2	Funktionsweise des Germaniumdetektors	4
2.2.1	Grundlagen	5
2.2.2	Wechselwirkung von Strahlung mit dem Detektor	5
2.3	Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit	6
2.3.1	Signalverarbeitung	7
2.4	Spektrum eines monochromatischen Gamma-Strahlers	9
3	Aufbau	10
4	Durchführung	10
5	Auswertung	11
5.1	Kalibrierung des Detektors und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit	11
5.2	Untersuchung eines monochromatischen Gamma-Spektrums	16
5.3	Identifikation einer unbekannten Gamma-Quelle	18
6	Diskussion	19
7	Literaturverzeichnis	21
8	Anhang	22

1 Zielsetzung

Ziel des vorliegenden Versuchs ist es, mithilfe eines hochreinen Germaniumdetektors verschiedene Radioaktive Gammastrahler auf ihre Charakteristika, wie die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit, zu untersuchen. Nach einer Energiekalibration mittels hinreichend dokumentierter Probe werden die Spektren von sowohl bekannten Materialien, als auch zu bestimmenden Elementen gemessen und ausgewertet. Aufgrund des hohen Energieauflösevermögens sind Germaniumdetektoren von enormem Wert für die Gamma-Spektroskopie.

2 Theorie

Nachdem zunächst auf die verschiedenen Wechselwirkungen von elektromagnetischer Strahlung mit Materie eingegangen wird, folgt mit diesem Wissen eine Einführung in die Funktionsweise des verwendeten Germaniumdetektors.

2.1 Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie

Im Wesentlichen spielen drei Effekte eine wesentliche Rolle bei dem Einfall von im Versuch erzeugten Gammaquanten in Materie, wie in Abbildung 1 dargestellt ist. Diese sind der Compton-Effekt, der Photoelektrische Effekt und die Paarerzeugung, wobei sich diese Effekte mit steigender Photonenergie in ihrer Dominanz ablösen Allgemein kann die Intensität I von Strahlung innerhalb eines Materials abhängig von der Eindringtiefe x mithilfe der Funktion

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu x) \quad (1)$$

modelliert werden, wobei μ Extinktionskoeffizient oder Absorptionskoeffizient genannt wird. Dieser von verschiedenen Materialeigenschaften sowie Strahlungsenergie abhängige Parameter beschreibt, wie stark ein Material die respektive Strahlung abschwächt. Im Anschließenden wird der zustandekommende Graph erklärt.

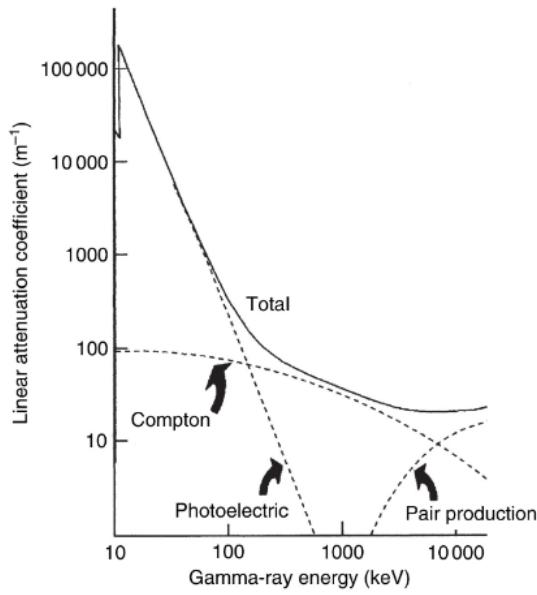


Abbildung 1: Schematischer Verlauf des Extinktionskoeffizienten in Abhängigkeit der Photonenergie[2].

2.1.1 Photoelektrischer Effekt

Der Photoeffekt beschreibt den Prozess, bei dem ein Gammaquant seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron eines Atoms abgibt, es herauslöst und das Atom somit ionisiert. Damit es zu diesem Verhalten kommen kann, müssen die Photonen bestimmte Energien, welche mit den Bindungsenergien der Elektronen im Atom übereinstimmen, besitzen. Der Wirkungsquerschnitt σ , ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Wechselwirkungsprozesses, sinkt für den Photoelektrischen Effekt mit steigender Energie, was sich in Abbildung 1 in einer Abnahme des Extinktionskoeffizienten μ widerspiegelt. Konkret ergibt sich als quantitative Abhängigkeit

$$\sigma \sim Z^\alpha E^\delta, \quad (2)$$

wobei Z die Kernladungszahl des Absorbers, E die Strahlungsenergie und $\alpha \in (4, 5)$ und $\delta = -3,5$ die Exponenten der Proportionalität beschreiben. Ebenso ist ersichtlich, dass dieser Prozess für Photonenergien bis zu 100 keV dominiert.

2.1.2 Compton-Effekt

Ebenso können Photonen an Hüllenelektronen im Korpuskelmodell des Lichts unelastisch gestreut werden und so ein Energieübertrag geleistet werden, wodurch sich die Wellenlänge des Photons verlängert. Im Gegensatz zum Photoeffekt wird bei diesem Prozess nur ein Teil der Energie übertragen und das Photon kann den Absorber wieder verlassen. Als Abhängigkeit der Energie des gestreuten Photons E'_γ von der Energie des einfallenden Photons E_γ und dem Streuwinkel θ , mit Annahme eines ruhenden Elektrons ergibt sich

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (3)$$

wobei m_0 die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit beschreibt. Aus Gleichung 3 ist ersichtlich, dass der maximale Energieübertrag von Photon auf Elektron

$$E_{\max} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}} \right) \quad (4)$$

bei einem Streuwinkel von 180° stattfindet. Die quantitative Beschreibung der Winkelverteilung der gestreuten Photonen erfolgt durch die Klein-Nishina-Formel, welche den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach dem Raumwinkel $d\Omega$ angibt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2[1 + \epsilon(1 - \cos \theta)]^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\epsilon^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \right) \quad (5)$$

Hierbei ist θ der Streuwinkel des Photons, $r_e = \frac{e_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 m_0}$ der klassische Elektronenradius und $\epsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$ die auf die Elektronenruheenergie normierte Energie des einfallenden Photons E_γ . Der totale Compton-Wirkungsquerschnitt ergibt sich durch Integration dieser Formel über den gesamten Raumwinkel.

Für die Analyse der Energieverteilung, insbesondere der an das Elektron übertragenen Energie $E_e = E_\gamma - E$, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Energie E des gestreuten Photons relevant. Dieser ergibt sich zu:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\pi r_e^2}{\epsilon E_\gamma} \left(2 - \frac{2E}{\epsilon(E_\gamma - E)} + \frac{E^2}{\epsilon^2(E_\gamma - E)^2} + \frac{E^2}{E_\gamma(E_\gamma - E)} \right) \quad (6)$$

Wird der Wirkungsquerschnitt pro Atom unter der Annahme von freien Elektronen betrachtet, gilt die Abhängigkeit

$$\sigma_{\text{Compton}}^{\text{Atom}} = Z \cdot \sigma_{\text{Compton}}. \quad (7)$$

2.1.3 Paarerzeugung

Die letzte hier erwähnte Wechselwirkung ist die Paarerzeugung, bei welcher ein Photon im Coulomb Feld des Atomkerns in ein Elektron-Positron Paar umgewandelt wird. Somit muss, um Paarerzeugung zu ermöglichen, für die Energie des Photons

$$E_\gamma \approx 2m_e c^2 \quad (8)$$

gelten. Gemäß Abbildung 1 dominiert dieser Prozess für Gamma-Quant-Energien größer als 1,022 MeV.

2.2 Funktionsweise des Germaniumdetektors

Halbleiterdetektoren, wie der im Versuch verwendete Germanium-Detektor, sind wichtige Instrumente zur Detektion und Analyse von Gammastrahlung. Ihre Funktion basiert auf den physikalischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien und der oben beschriebenen Wechselwirkung der Gammastrahlung mit Materie. Im Folgenden wird die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors beschrieben.

2.2.1 Grundlagen

Ein Halbleiterdetektor besteht im wesentlichen aus einer Halbleiterdiode, die aus zwei benachbarten Zonen besteht: einer *n-dotierten* und einer *p-dotierten* Zone, in welcher Atome mit relativ höherer oder niedrigerer Elektronenzahl ins Material eingebracht sind. An der Grenzfläche zwischen diesen beiden Zonen bildet sich durch Diffusion von Ladungsträgern eine sogenannte Verarmungszone, in der fast keine freien Ladungsträger vorhanden sind, wie in Abbildung 2 links zu sehen ist. Um den Detektor betriebsbereit zu machen, wird eine äußere Spannung U in Sperrrichtung angelegt. Diese Spannung erweitert die Verarmungszone, wie in Abbildung 2 rechts dargestellt. Die *Depletionsspannung* ist die spezifische Sperrspannung, die erforderlich ist, um die Verarmungszone über das gesamte aktive Volumen des Detektors auszudehnen, sodass einfallende Strahlung effizient Elektron-Loch-Paare in diesem ladungsfreien Bereich erzeugen kann.

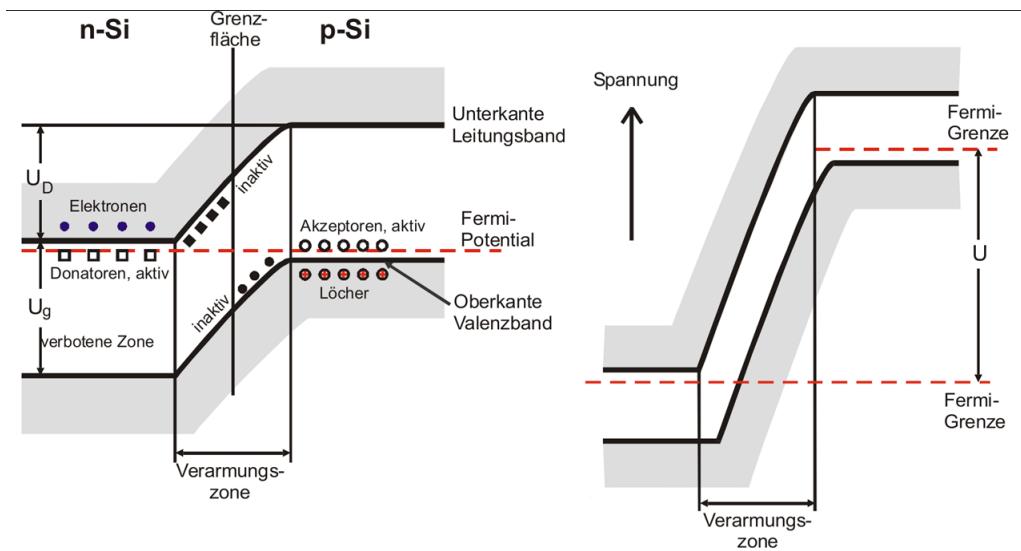


Abbildung 2: Prinzip des p-n-Übergangs als Detektor: Energiebänder ohne äußere Spannung (links) und mit angelegter Sperrspannung U (rechts), welche die für die Detektion notwendige Verarmungszone verbreitert. Bildquelle: [1].

2.2.2 Wechselwirkung von Strahlung mit dem Detektor

Trifft Gammastrahlung auf die Verarmungszone des Halbleiters und hat die Energie der Strahlung einen Wert oberhalb der Bandlücke des Materials, so können die Photonen Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anregen. Dies führt zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren im Detektor. Die Anzahl dieser Paare ist proportional zur absorbierten Energie der Gammastrahlung:

$$n = \frac{E_{\text{abs}}}{\epsilon_{\text{Paar}}}, \quad (9)$$

wobei E_{abs} die Energie der absorbierten Strahlung und ϵ_{Paar} die Energie ist, die benötigt wird, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Im Experiment wird der Germaniumdetektor mittels Helium auf etwa 80 K gekühlt, um das Auftreten von ungewollten thermisch angeregten Ladungsträger zu minimieren. Bei dieser Temperatur ergibt sich für Germanium eine Bandlücke von 0,73 eV[6].

Germanium ist ein *indirekter Halbleiter*, was bedeutet, dass das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes im Energie-Impuls-Diagramm bei unterschiedlichen k -Vektoren liegen, wie in Abbildung 3 dargestellt. Für die Anregung eines Elektrons vom Valenzins Leitungsband durch ein Photon muss neben der Energie auch der Impuls erhalten bleiben. Da Photonen im Vergleich zu Elektronen im Kristallgitter nur einen sehr geringen Impuls tragen, kann die für den Übergang nötige Impulsänderung bei einem indirekten Halbleiter nicht allein durch das Photon erfolgen. Stattdessen ist die Wechselwirkung mit einer Gitterschwingung, einem Phonon, erforderlich, welches den fehlenden Impuls aufnimmt oder bereitstellt. Dieser Prozess (Photon + Elektron + Phonon) führt dazu, dass die minimale Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares zwar durch die Bandlücke gegeben ist, die durchschnittlich benötigte Energie jedoch höher liegt. Ein signifikanter Teil der Energie des einfallenden Teilchens geht in die Anregung von Gitterschwingungen verloren.

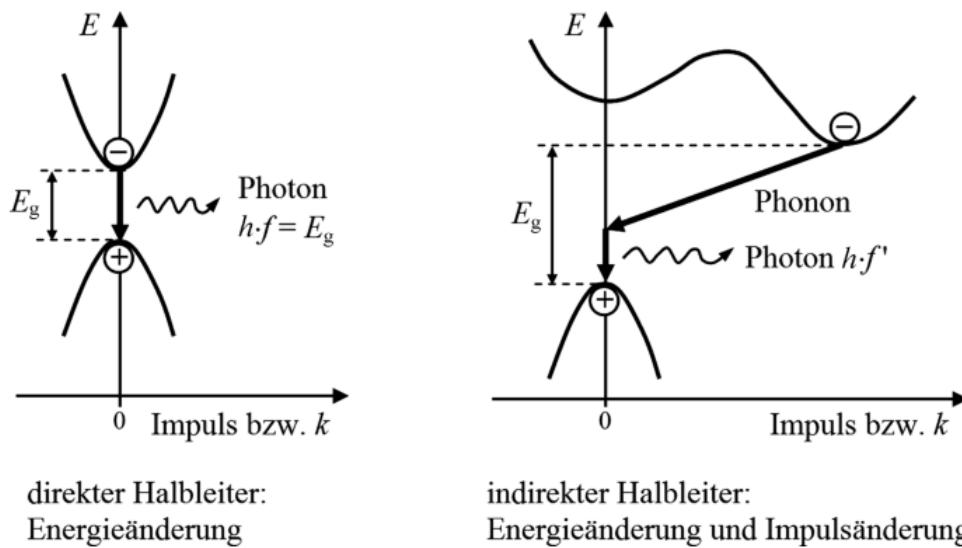


Abbildung 3: Vergleich von Bandübergängen bei Halbleitern und indirekten Halbleitern.

2.3 Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung eines Germaniumdetektors ist die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit Q . Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein von der Quelle emittiertes Gammaquant seine gesamte Energie im Detektor deponiert und somit zum Photopeak beiträgt. Diese Größe ist entscheidend für die quantitative Analyse von Gammaspektren und hängt von der Energie der Strahlung, der Detektorgeometrie und dem Detektormaterial ab. Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit kann durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$Q = \frac{N}{AWt} \cdot \frac{4\pi}{\Omega}, \quad (10)$$

wobei N die Anzahl der im Photopeak registrierten Ereignisse, A die Aktivität der Quelle, W die Emissionswahrscheinlichkeit der betrachteten Gammalinie, t die Messzeit und Ω der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel ist. Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit nimmt typischerweise mit steigender Gammaenergie ab, da höherenergetische Photonen mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit im Detektormaterial wechselwirken und häufiger den Detektor ohne vollständige Energiedeposition verlassen.

2.3.1 Signalverarbeitung

Die Elektronen bewegen sich aufgrund ihrer negativen Ladung und dem durch die angelegte Depletionsspannung erzeugten elektrischen Feld zur n -Schicht, während die Löcher in Richtung der p -Schicht wandern. Auf dem Weg wechselwirken die Elektronen aufgrund ihrer hohen Energie weiter mit dem Detektor und erzeugen Sekundäre Elektron-Loch Paare. Dieser Ladungstransport erzeugt einen Strompuls, der durch eine komplexe elektronische Auslesekette verarbeitet wird, welche in Abbildung 4 dargestellt ist. Um thermische Anregung von Elektronen (Rauschen) zu minimieren, wird der Germaniumdetektor wie oben erwähnt mittels siedendem Helium gekühlt.

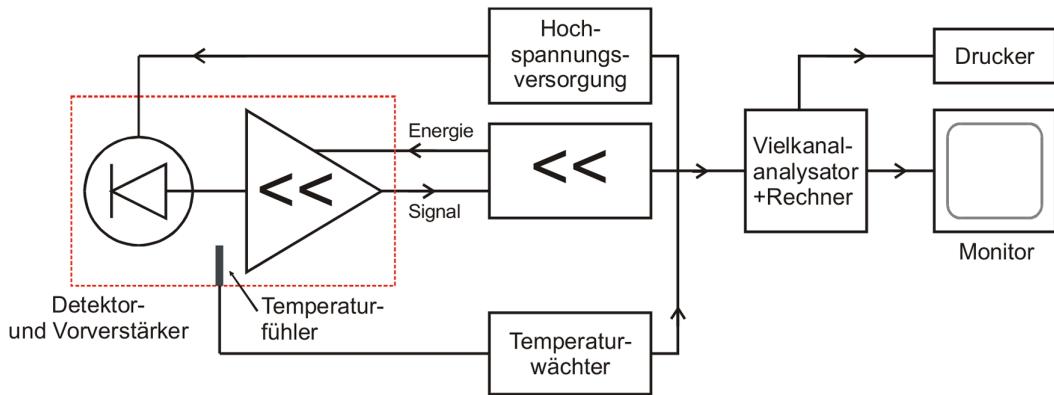


Abbildung 4: Skizze der verwendeten Auslese-Schaltung.[1]

Der Vorverstärker befindet sich in unmittelbarer Nähe zum Detektorkristall und wird mit diesem zusammen gekühlt, um Rauschspannungen zu minimieren. Er besteht wie in Abbildung 5 visualisiert aus einem kapazitiv rückgekoppelten Operationsverstärker, dessen Ausgangspotential proportional zum integrierten Eingangsstrom ist. Bei Einfall mehrerer γ -Quanten führt dies zu einem stufenförmigen Anstieg der Ausgangsspannung. Um eine Analyse der einzelnen Pulshöhen zu ermöglichen, wird der Integrationskondensator durch eine optoelektronische Rückkopplung entladen.

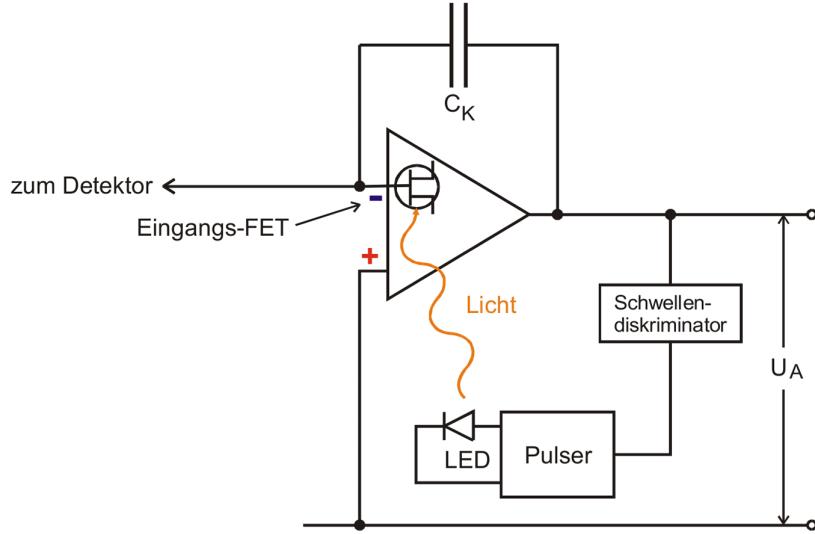


Abbildung 5: Skizze des Vorverstärkers mit optoelektronischer Rückkopplung.[1]

Der Vorverstärker ist über einen Hochpass an den Hauptverstärker gekoppelt, wobei eine sogenannte Pole-Zero-Kompensation Unterschwingen im Signal verhindert. Im Hauptverstärker wird das Signal integriert und differenziert, um eine optimale Bandbreite zu gewährleisten. Nach der Verstärkung wird die Pulshöhe mit einem Analog-Digital-Wandler, welcher in Abbildung 6 gemessen und die Daten an einen Vielkanal-Analysator weitergegeben, der die Anzahl der Pulse in Abhängigkeit von ihrer Höhe speichert.

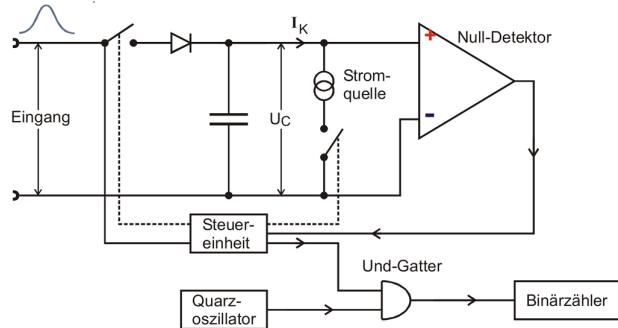


Abbildung 6: Schaltbild des verwendeten Analog-Digital-Konverters.[1]

Ein kritisches Problem bei der Signalverarbeitung ist das sogenannte Pile-up, welches auftritt, wenn mehrere Gammaquanten so kurz nacheinander im Detektor einfallen, dass ihre Signale zeitlich überlappen. Dies führt zu verfälschten Energiemessungen und einer Verschlechterung der Energieauflösung. Um dies zu vermeiden, wird die oben erwähnte optoelektronische Rückkopplung verwendet. Nach einem Impuls leuchtet eine LED auf den Eingangs-Feldeffekttransistor, wodurch dieser kurzzeitig leitend wird und eine schnelle Entladung des Integrationskondensators ermöglicht. Dadurch wird das System rasch für das nächste Ereignis vorbereitet. Zusätzlich wird nach der Verstärkung des Signals eine Totzeit eingehalten, während der keine weiteren Ereignisse verarbeitet werden. Der verwendete Wilkinson-Analog-Digital-Konverter hat eine typische Totzeit von etwa 40 μ s, die sich aus einer konstanten Grundzeit und einer variablen Zeit proportional zur Pulshöhe zusammensetzt. Diese Maßnahmen zusammen

ermöglichen eine präzise Energiemessung auch bei höheren Zählraten, indem sie sicherstellen, dass nahezu jedes Gammaquant individuell und korrekt verarbeitet wird.

2.4 Spektrum eines monochromatischen Gamma-Strahlers

Wie in Abbildung 7 beispielhaft für Cs-137 zu sehen, weist das Spektrum einer Gammaquelle mehrere charakteristische Stellen auf.

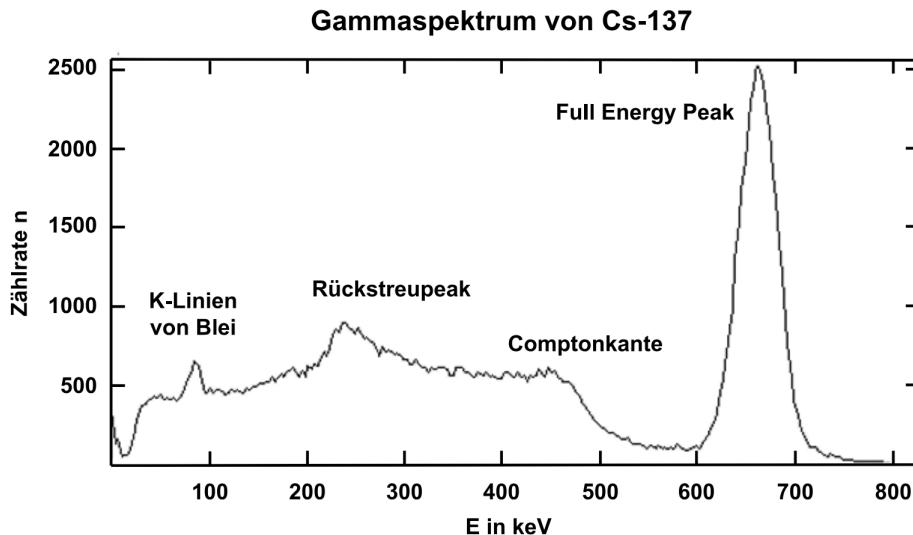


Abbildung 7: Spektrum einer Caesium-137 Quelle.[5].

Wie oben erwähnt ist die Energiedeposition durch Compton-Streuung nicht diskret, wodurch das im Spektrum sichtbare Compton-Kontinuum entsteht. Dieses erstreckt sich von E_{\min} , festgelegt durch das verwendete Material des Halbleiterdetektors und die Qualität des Detektors bezüglich Rauschen und Energieauflösung selbst, bis zur Compton-Kante

$$E_{\max} = \frac{E_{\gamma} \cdot 2\epsilon}{1 + 2\epsilon}, \quad (11)$$

wie aus Gleichung 4 hervorgeht. Im Versuchsfall liegt E_{\min} bei etwa 40 keV. Des Weiteren ist der Rückstreupeak ein charakteristischer Bereich im Gammaspektrum, der durch Photonen entsteht, die außerhalb des Detektors durch den Compton-Effekt gestreut wurden und anschließend mit reduzierter Energie in den Detektor zurückkehren. Die Energie dieser Photonen kann durch die Formel

$$E_{\text{Rück}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}} \quad (12)$$

berechnet werden. Der Rückstreupeak erscheint im Spektrum unterhalb der Compton-Kante. Der in Abbildung 7 prominenteste Full Energy Peak/ Photopeak steht für den Fall der restlosen Energiedeposition des Gammaquants durch den Photoeffekt, optional nach vorheriger Compton-Streuung. Der Peak repräsentiert somit direkt die Energie der einfallenden Gammaquanten.

3 Aufbau

Der verwendete Germaniumdetektor hat die Form eines Zylinders mit einem Durchmesser von $d = 45 \text{ mm}$ und einer Länge von $l = 39 \text{ mm}$ wie in Abbildung 8 zu sehen. Die äußere Oberfläche des Detektors ist durch Eindiffusion von Lithium-Ionen stark n-dotiert, wodurch sie leitfähig wird. Diese n-dotierte Schicht hat eine Dicke von 5 mm

Als Sensor dient ein extrem reiner Germaniumkristall mit einer sehr niedrigen Akzeptorendichte von $n_A \approx 10^{10} \text{ Atome/cm}^3$. Zusätzlich ist der Detektor so aufgebaut, dass eine koaxiale Bohrung in der Mitte des Detektorkristalls vorhanden ist. Die innere Oberfläche dieser Bohrung ist mit einer $20 \mu\text{m}$ starken Goldschicht beschichtet, die einen Metall-Halbleiter-Kontakt bildet.

Der gesamte Detektorkristall wird von einer Schutzhülle aus Aluminium umgeben. Diese Schutzhülle stellt sicher, dass die einfallenden Photonen sowohl die Aluminiumhülle als auch die Lithium-dotierte Oberfläche durchdringen müssen, bevor sie im Germaniumkristall nachgewiesen werden können. Dies führt zu einer niedrigen Nachweigrenze für Gammaenergien im Bereich von etwa 40 keV, wie bereits erwähnt.

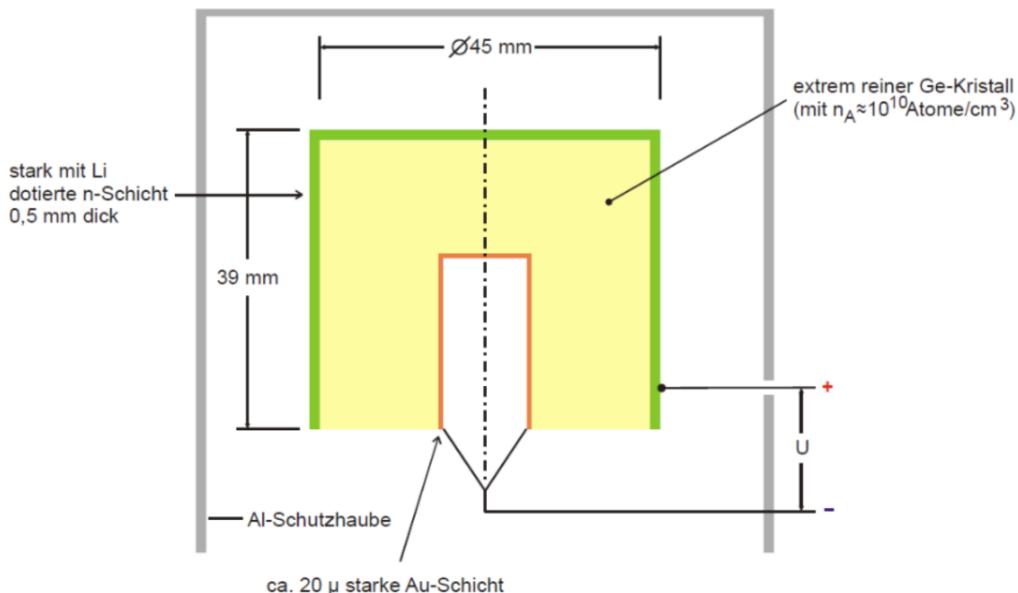


Abbildung 8: Querschnitt eines koaxialen Germaniumdetektors.[1]

4 Durchführung

Es werden drei unterschiedliche Proben für jeweils 45 min im Germaniumdetektor vermessen.

Zunächst wird mithilfe eines kalibrierten ^{152}Eu -Strahlers die Kalibrierung der Detektors vorgenommen und dessen Vollenergienachweis-wahrscheinlichkeit bestimmt.

Anschließend wird das Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle aufgenommen um Detektoreigenschaften zu bestimmen und die Aktivität des Strahlers zu messen.

Letzlich wird das Spektrum einer unbekannten Quelle vermessen, dessen Aktive Nuklide identifiziert und deren Aktivität bestimmt.

5 Auswertung

Im folgenden Kapitel werden die aufgenommenen Messwerte ausgewertet.

5.1 Kalibrierung des Detektors und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Mithilfe des aufgenommenen Spektrums der Eu^{152} -Quelle, welches in Abbildung 9 dargestellt ist, können per Python-Modul SciPy die Peaks ermittelt werden. Des weiteren sind vergleichsweise einige bekannte Emissionsenergien von $^{152}\text{-Europium}$ und Intensitäten dieser dargestellt.

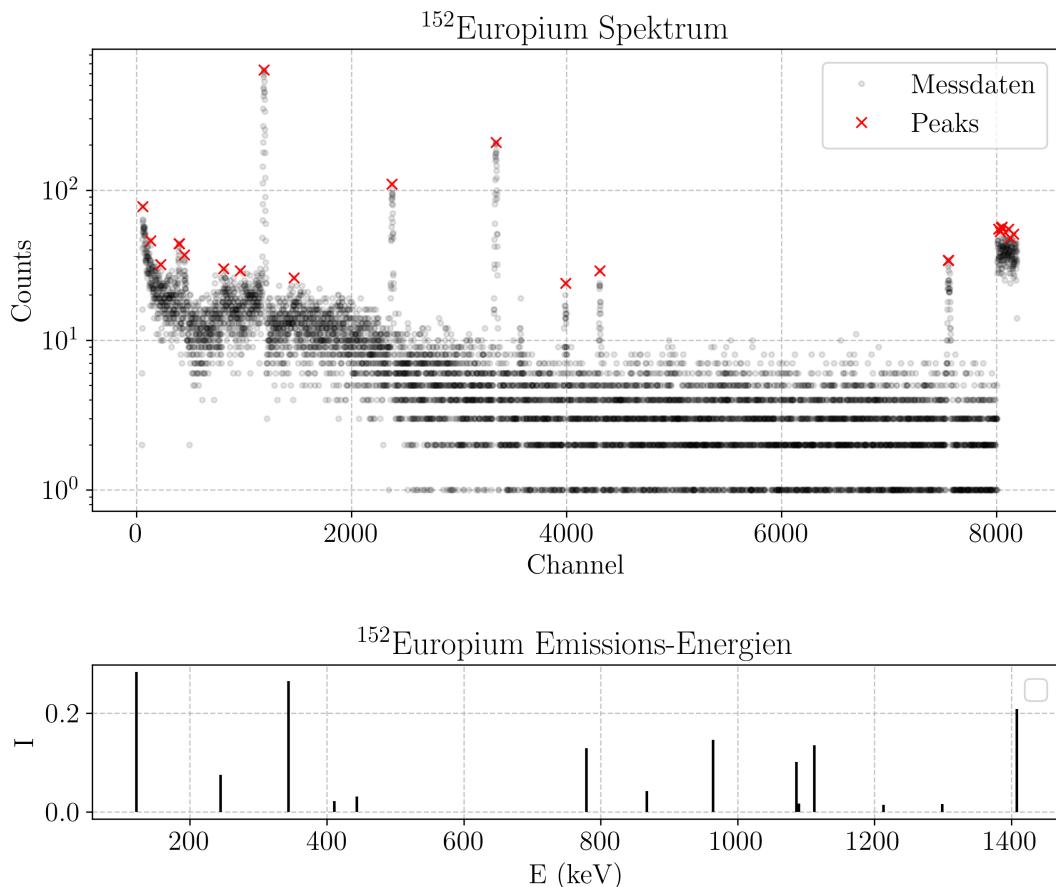


Abbildung 9: Messdaten des Spektrums von Eu^{152} inklusive Peaks und theoretische Emissionsenergien und Intensitäten.[7]

Nun kann eine Auswahl von Peaks in den Daten, in Tabelle 1 aufgeführt, welche deckungsgleich zu den bekannten Theoriwerten erscheinen, zu einer Linearen Ausgleichsrechnung herangezogen werden, welche die in Abbildung 10 dargestellte Abhängigkeit von Emissionsenergie und Messkanal innerhalb des Detektors ergibt.

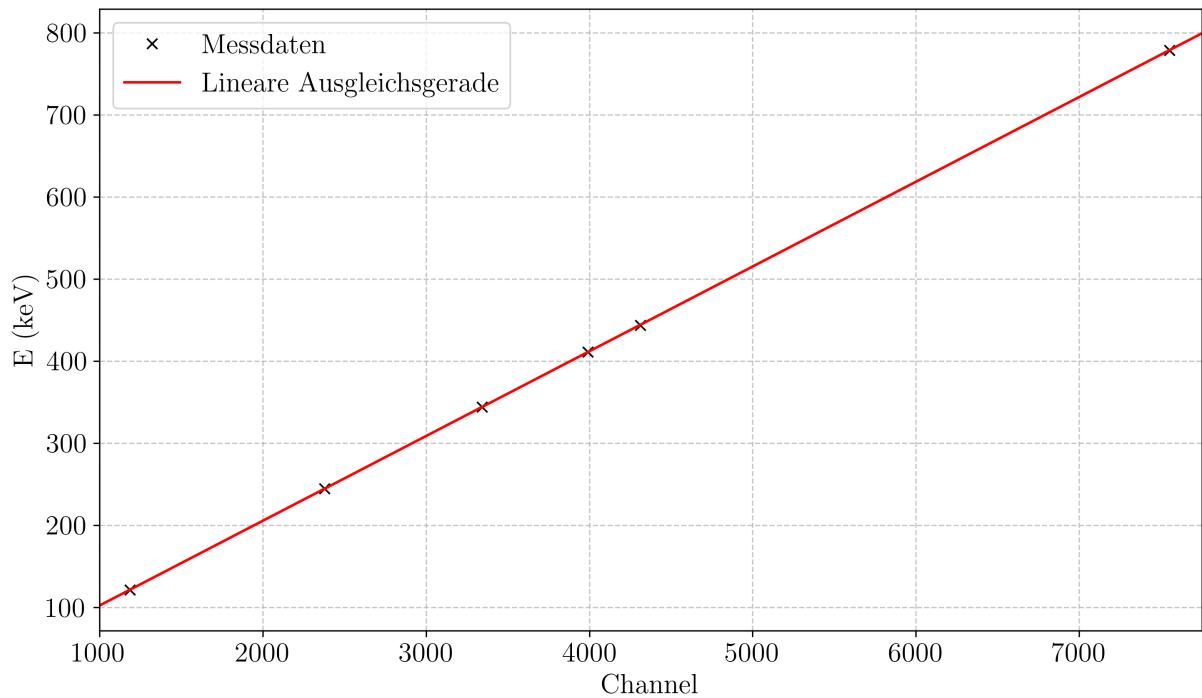


Abbildung 10: Linearer Fit an Datenpaare von Messdaten und bekannten Emissionsenergien.

Tabelle 1: Zugeordnete Kanalnummern zu bekannten Emissionsenergien von ^{152}Eu für die Energiekalibrierung.

Theoretische Energie [keV]	Gemessener Kanal
121,78	1186
244,70	2378
344,28	3344
411,13	3992
443,97	4312
778,90	7552

Als Parameter für die Funktion

$$E(K) = m \cdot K + b,$$

wobei K die Kanalnummer angibt, ergeben sich

$$m = 0,1032 \text{ keV} \quad (13)$$

$$b = -0,8336 \text{ keV}. \quad (14)$$

Wenn nun an die Ausgewählten Peaks Gaussfunktionen angepasst werden, wie beispielhaft in Abbildung 11 dargestellt, und der Inhalt N der Verteilungen gemessen wird, kann die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit mittels der Gleichung

$$Q = \frac{N}{AWt} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (15)$$

5.1 Kalibrierung des Detektors und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit AUSWERTUNG

bestimmt werden.

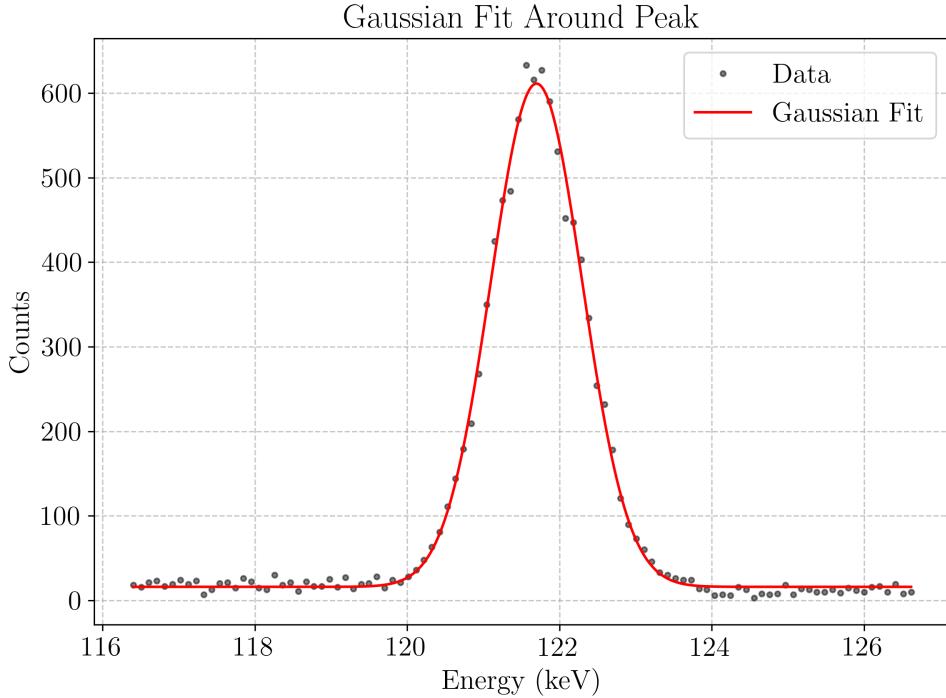


Abbildung 11: Beispielhafte Gaussfunktion am 122 keV-Peak.

Hierbei gibt A die Aktivität der Probe am Tag der Messung, W die Wahrscheinlichkeit der Emission, t die Zeitspanne der Messung und Ω den Raumwinkelanteil des Detektors bezüglich der Probe an. Die Aktivität lässt sich entsprechend

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t\right), \quad (16)$$

wobei

$$A_0 = (4130 \pm 60) \text{ Bq}$$

die Aktivität der Probe am 01.01.2000 ist[1] und

$$T_{1/2} = 4934 \text{ d}$$

die Halbwertszeit von Eu-152 beschreibt[4]. Somit ergibt sich für den Tag des Versuchs eine Aktivität von

$$A = (1176 \pm 17) \text{ Bq.}$$

Der Raumwinkelanteil lässt sich gemäß der Geometrie in Abbildung 8 zu

$$\Omega = 0,0167 \pm 0.0004$$

5.1 Kalibrierung des Detektors und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit AUSWERTUNG

bestimmen. An die mit Gleichung 15 bestimmten Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten kann nun eine Exponentialfunktion des Schemas

$$Q_{\text{fit}}(E) = a \cdot b^E + c$$

mittels SciPy angepasst werden. Es ergeben sich die Parameter

$$a = 0.0945 \pm 0.0040 \quad (17)$$

$$b = 0.9952 \pm 0.0004 \quad (18)$$

$$c = 0.0078 \pm 0.0017 \quad (19)$$

und die Funktion ist mit den Werten in Abbildung 12 dargestellt.

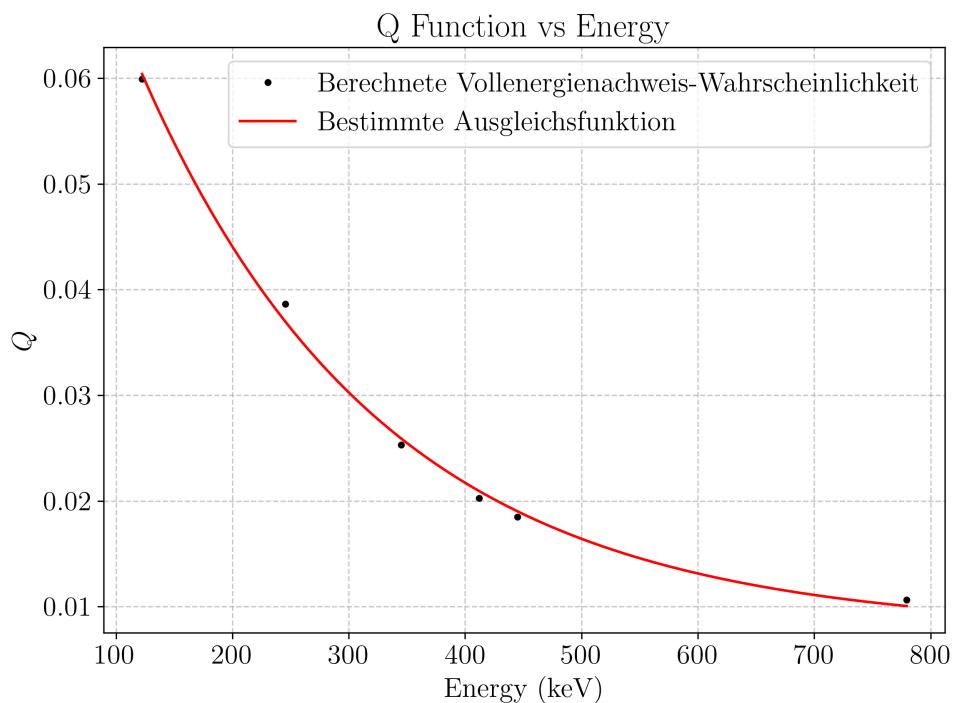


Abbildung 12: Berechnete Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten mit angepasster e-Funktion.

Mittels der nun bestimmten Funktion können die Messdaten nachträglich korrigiert werden, indem die Anzahl der Counts durch den zugehörigen Wert der Funktion geteilt werden. In Abbildung 13 sind die Ausgewählten Peaks, nun mit den Energien anstelle der Kanalnummern und die Korrektur durch die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit zu sehen.

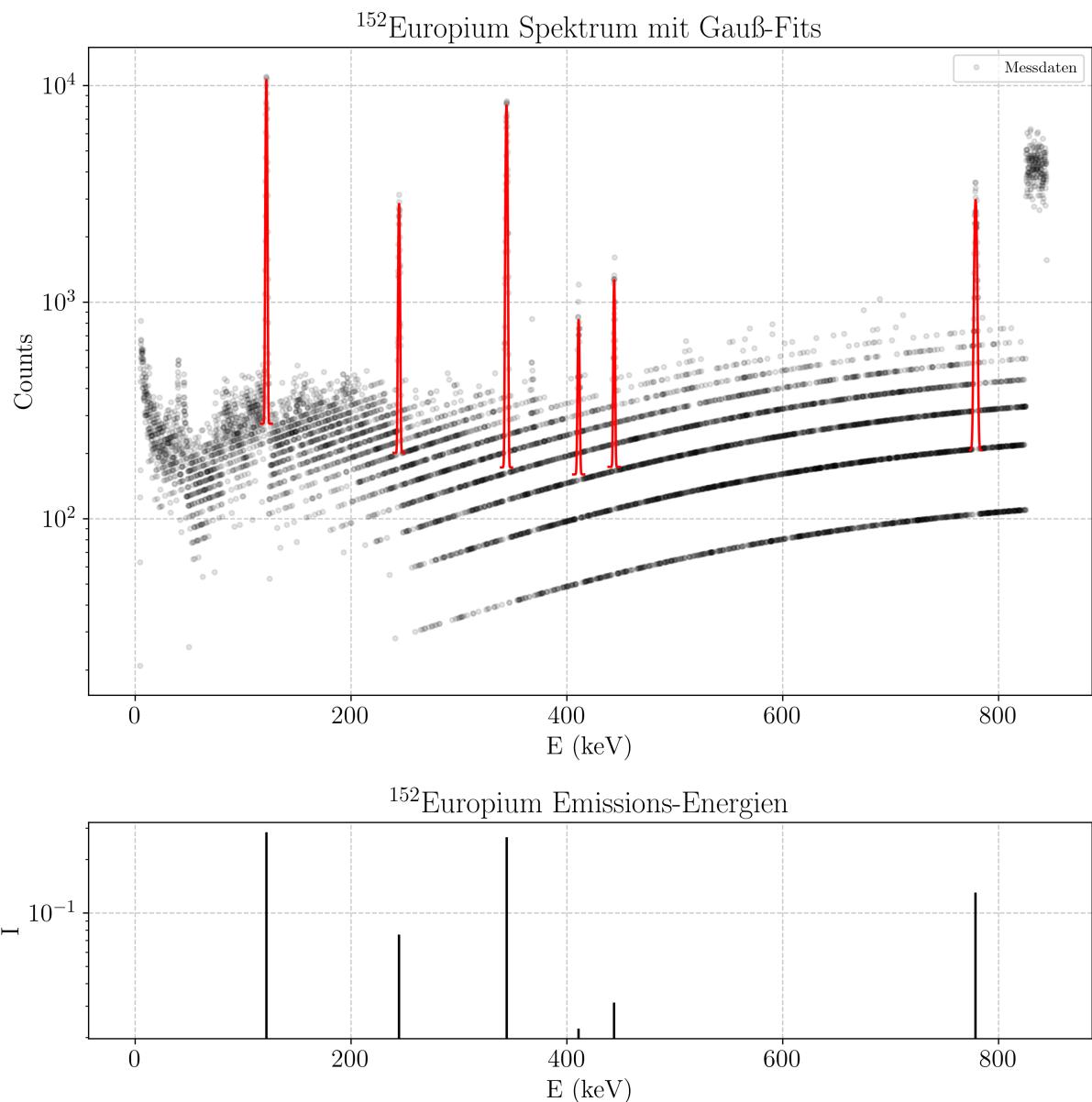


Abbildung 13: Messspektrum in Abhängigkeit der Energie mit Gaussfunktionen angepasst an die relevanten Peaks.

5.2 Untersuchung eines monochromatischen Gamma-Spektrums

Für diesen Teil des Versuchs wurde eine Cs^{137} -Quelle vermessen, die Messdaten sind in Abbildung 14 inklusive Full-Energy-Peak dargestellt.

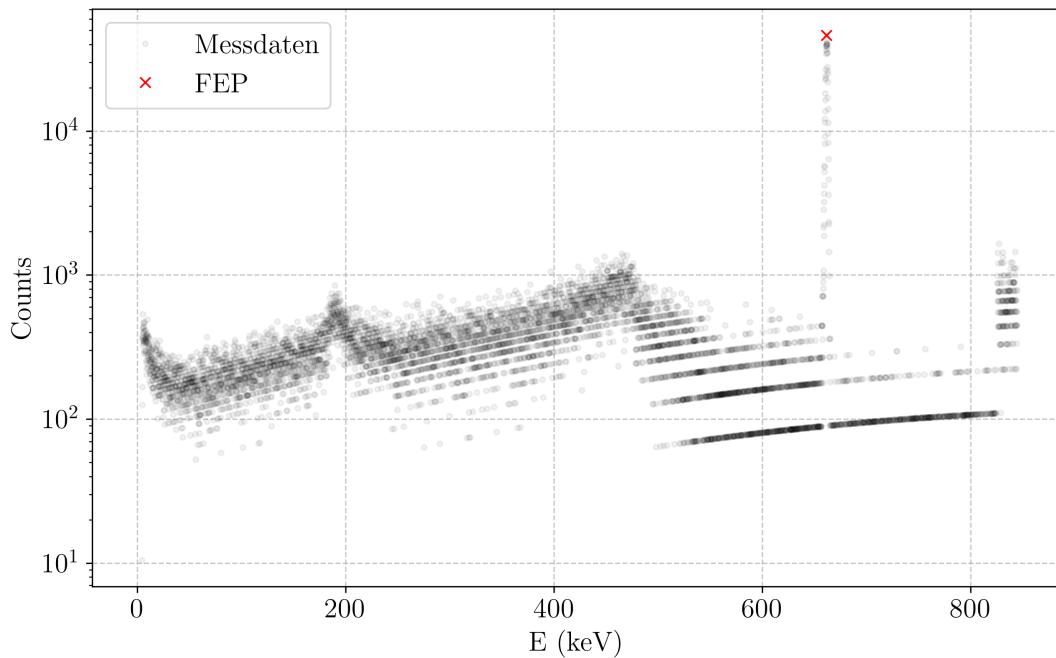


Abbildung 14: Messspektrum der Cs^{137} -Quelle

Der Full-Energy-Peak und eine angepasste Gaußfunktion im konkreten sind in Abbildung 15 zu sehen, des Weiteren sind Halbwertsbreite (FWHM) und Zehntelwertsbreite (FWTM) eingezeichnet.

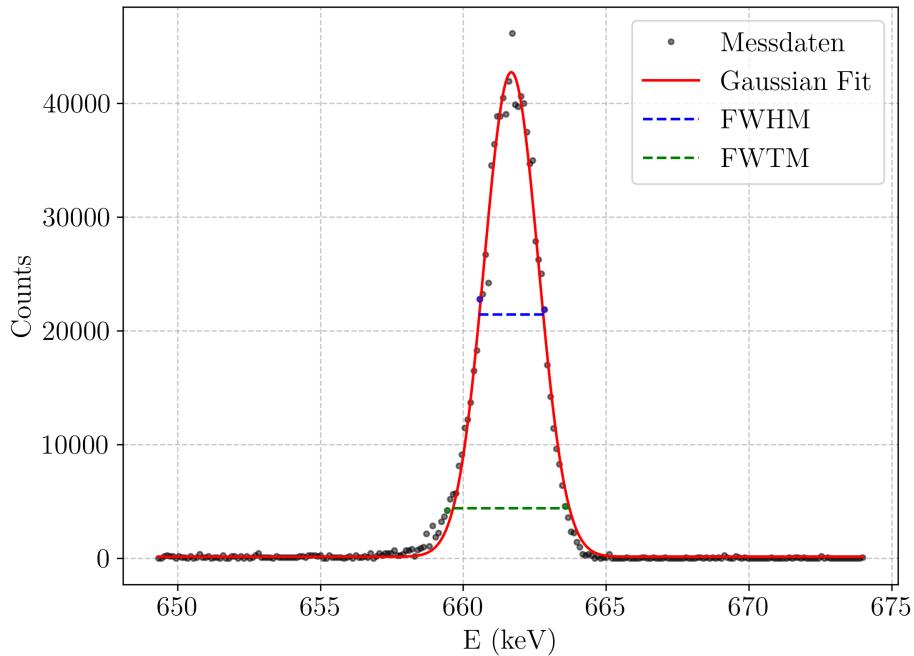


Abbildung 15: Full-Energy-Peak des Cs¹³⁷-Spektrums inklusive Gaussfunktion und Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite

Für die Gaussfunktion

$$C_{\text{Fit}}(E) = \frac{N}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(\left(\frac{E - \mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right) + b$$

ergeben sich mittels SciPy die Parameter

$$\begin{aligned} N &= 101488 \pm 642 \\ \mu &= (661,687 \pm 0,006) \text{ keV} \\ \sigma &= 0.950 \pm 0.006 \\ b &= 125.738 \pm 57.439 \end{aligned}$$

Nun lassen sich die tatsächliche Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite des Detektors anhand der naheliegendsten Messpunkte bestimmen und es ergeben sich

$$\begin{aligned} FWHM &= 2,27 \text{ keV} \\ FWTM &= 4,13 \text{ keV}, \end{aligned}$$

womit das Verhältnis der beiden im Vergleich zum theoretischen Wert $\sqrt{\frac{10}{2}} \approx 1.823$, welcher direkt aus der Gaussfunktion berechnet werden kann,

$$\frac{FWHM}{FWTM} \approx 1.818$$

beträgt. Anschließend kann mithilfe von Gleichung 6 ein Fit an den relevanten Teil der Messdaten erstellt werden, um das Compton-Kontinuum der Quelle anzunähern. Dies ist in Abbildung 16 dargestellt, wobei mittels Gleichung 11 und Gleichung 12 die Compton-Kante 477,36 keV und der Rückstreupeak 184,33 keV berechnet wurden.

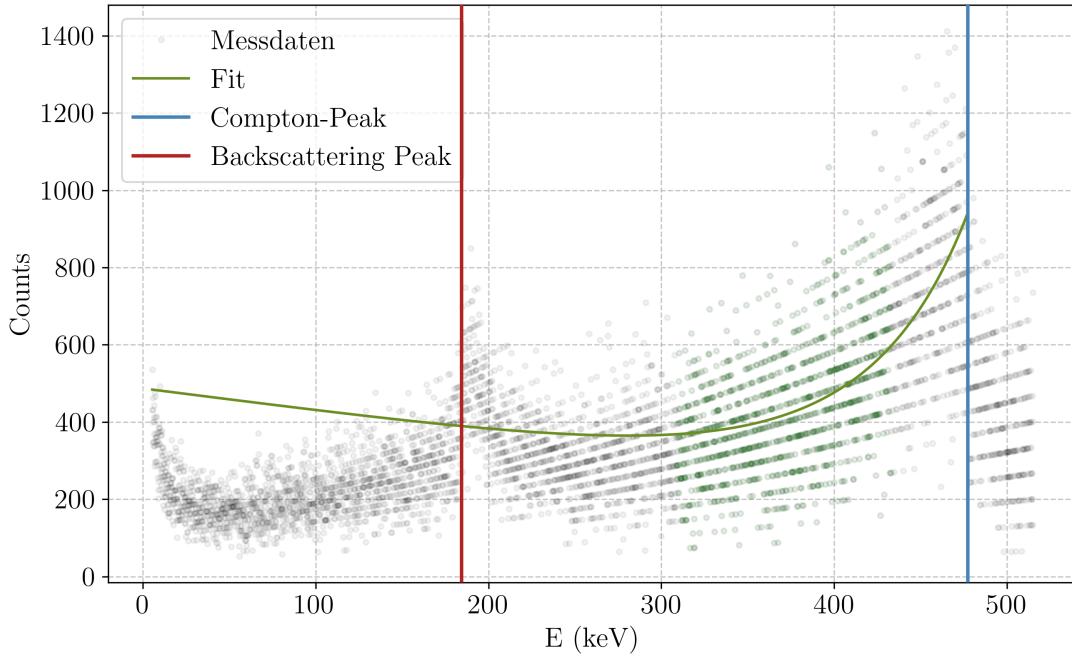


Abbildung 16: Compton-Kontinuum der Cs^{137} -Quelle und zugehöriger Fit

Die für den Fit verwendeten Messdaten sind im Plot grün hervorgehoben und es ergibt sich der Skalierungsfaktor $a = 243.44 \pm 2.26$ und somit der Gesamtinhalt des Compton-Kontinuums $N = 211607 \pm 1967$, um den Faktor 2.209 ± 0.022 größer als der Inhalt des Full-Energy-Peak. Als Theoriewert kann mittels der aus Abbildung 1 abgelesenen Extinktionskoeffizienten $\mu_{\text{Compton}} \approx 0,4 \frac{1}{\text{cm}}$ und $\mu_{\text{Photo}} \approx 0,01 \frac{1}{\text{cm}}$, eingesetzt in die Formel

$$P = 1 - \exp(-\mu \cdot d)$$

das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten zu 20.65 bestimmt werden.

5.3 Identifikation einer unbekannten Gamma-Quelle

Zunächst werden wie zuvor die Peaks der Messdaten bestimmt, anschließend wird mithilfe einer in der Probe deutlich sichtbaren hell-gelben Spur die Quelle als Uran identifiziert und die Toternuklide der Uran-Radium-Reihe betrachtet und deren Emissionsenergien sowie Intensitäten vergleichsweise in Abbildung 17 dargestellt[3].

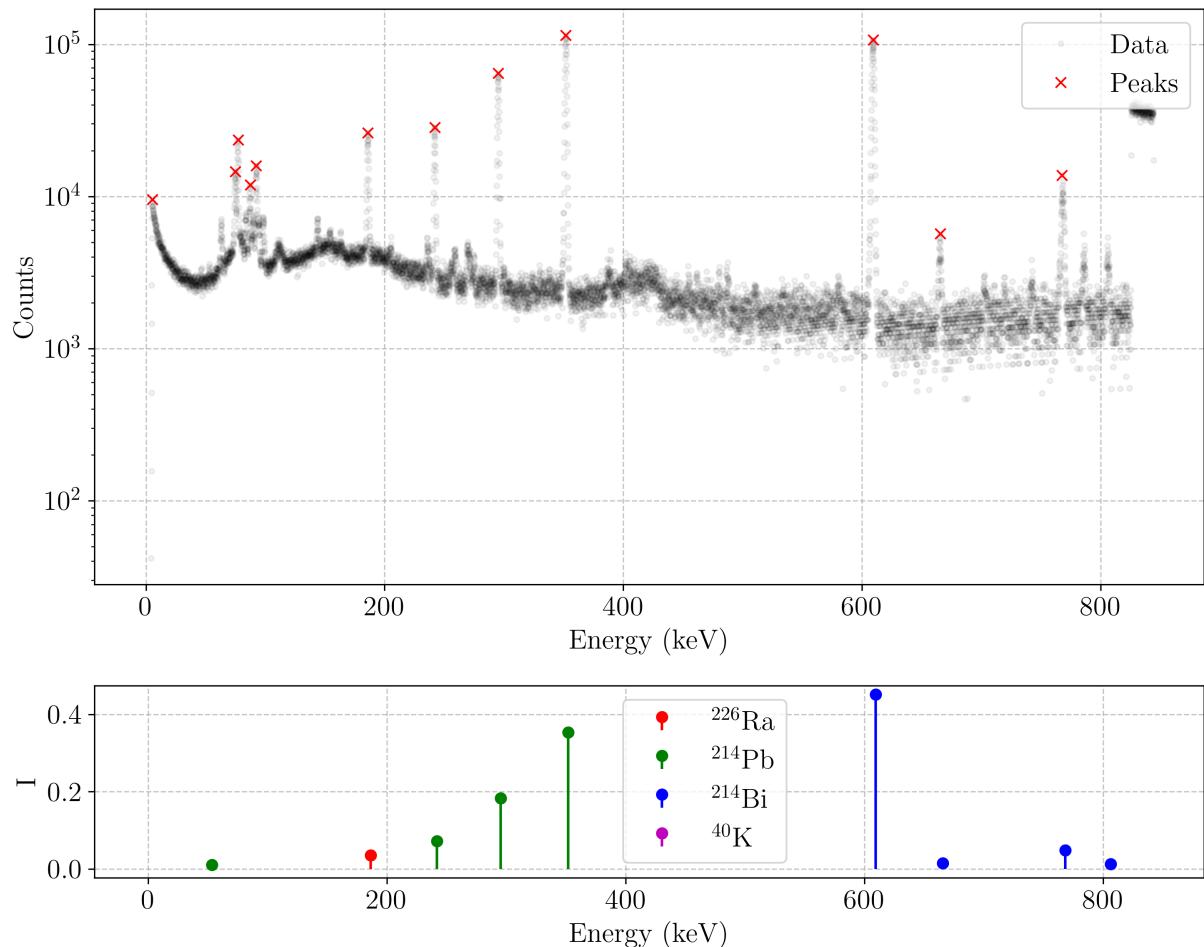


Abbildung 17: Messdaten der unbekannten Quelle und beispielhafte Emissionsenergien von ²²⁶Ra, ²¹⁴Pb und ²¹⁴Bi

Und tatsächlich finden sich vollständige Übereinstimmungen zwischen Messdaten und Literaturwerten, womit die Vermutung als hochwahrscheinlich korrekt betrachtet werden kann, es handelt sich bei der zu untersuchenden Probe um Uranerz. In den betrachteten Zerfallsreihen entstehen noch deutlich mehr Isotope, welche jedoch aufgrund verschiedener Gründe wie etwa zu niedrigen Emissionswahrscheinlichkeiten oder zu kurzen Halbwertszeiten nicht detektiert werden konnten.

6 Diskussion

Die Ergebnisse des Versuchs bestätigen den entscheidenden Vorteil hochreiner Germaniumdetektoren. Die Energiekalibrierung zeigt einen nahezu perfekten linearen Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie, was durch den linearen Fit in Abbildung 10 deutlich belegt wird. Auch die Vollenergiennachweiswahrscheinlichkeit sinkt, wie erwartet, monoton mit steigender Energie, wobei insbesondere unter 100 keV ein rapider Abfall zu beobachten ist. Der Photopeak der ¹³⁷Cs-Quelle wurde durch einen Gaußfit gut charakterisiert. Die gemessene Photopeak-Energie liegt bei $(661,687 \pm 0,006)$ keV und stimmt damit nahezu exakt mit dem

Tabelle 2: Vergleich der Messergebnisse mit theoretischen Werten.

Parameter	Gemessen	Theorie	Abweichung (%)
Photopeak-Energie (keV)	661.69	661.70	0.002%
FWHM/FWTM-Verhältnis	1.82	1.823	0.16%

Literaturwert von 661,70 keV überein. Auch das Verhältnis von FWHM zu FWTM, gemessen mit 1,82, entspricht in sehr guter Übereinstimmung dem theoretisch erwarteten Wert von ca. 1,823. Eine geringe Asymmetrie im Photopeak könnte auf Überlagerungen mit benachbarten Peaks oder systematische Effekte in der Effizienzkorrektur hindeuten.

Bei der Analyse des Verhältnisses zwischen Compton-Kontinuum und Photopeak fällt auf, dass der gemessene Wert von $2,209 \pm 0,022$ deutlich unter dem theoretisch erwarteten Verhältnis von etwa 20 liegt. Diese Diskrepanz lässt sich durch mehrere Faktoren erklären: Zum einen wird das Compton-Kontinuum im niederenergetischen Bereich durch die Detektorschwelle abgeschnitten, was den gemessenen Gesamtinhalt des Kontinuums reduziert. Zum anderen führen Mehrfachstreuungen im Detektor dazu, dass ursprünglich Compton-gestreute Photonen nach weiteren Wechselwirkungen vollständig absorbiert werden und somit zum Photopeak beitragen. Zusätzlich können Rückstreuoprozesse aus dem umgebenden Material die Verteilung verzerren.

Die hochauflösende Messung ermöglicht zudem eine eindeutige Zuordnung der Gammastrahlungslinien, sodass die unbekannte Probe sicher der Uran-Radium-Reihe zugeordnet werden kann. Für zukünftige Untersuchungen sollten mögliche systematische Fehlerquellen, wie Detektorrauschen oder Einflüsse durch Hintergrundstrahlung, weitergehend analysiert werden.

7 Literaturverzeichnis

- [1] TU Dortmund Fakultät Physik. *Anleitung zu Versuch 18 - Germaniumdetektor*. 2024.
- [2] G. Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectrometry*. 2. Aufl. Wiley, 2008.
- [3] International Atomic Energy Agency. *Recommended gamma-ray energies and emission probabilities ordered by radionuclide*. https://www-nds.iaea.org/xgamma_standards/genergies1.htm. Accessed: 24 March 2025.
- [4] F. G. Kondev u. a. „The NUBASE2020 evaluation of nuclear properties“. In: *Chinese Physics C* 45.3 (2021), S. 030001. DOI: 10.1088/1674-1137/45/3/030001.
- [5] LEIFIphysik. *Gammaspektrum von Cs-137*. Accessed: 2025-01-08. 2024. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/radioaktivitaet-fortfuehrung/versuche/gammaspektrum-von-cs-137>.
- [6] S. M. Sze und Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. 2007.
- [7] *X-ray and Gamma-ray Standards for Detector Calibration*. Techn. Ber. Vienna, Austria: International Atomic Energy Agency, 1991.

8 Anhang