

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DORTMUND

FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM

Germanium Detektor

Melina Helfrich, melina.helfrich@tu-dortmund.de
Felix Landmeyer, felix.landmeyer@tu-dortmund.de

DURCHFÜHRUNG AM 04.11.2019
ABGABE AM 22.11.2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
2.1	Photonwechselwirkung in Materie	3
2.2	Detektor	5
2.3	Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit	6
3	Aufbau	6
4	Durchführung	7
5	Auswertung	7
5.1	Kanal Kalibration	7
5.2	Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit	8
5.3	Untersuchung der ^{137}Cs -Quelle	10
5.4	Aktivitätenbestimmung der ^{133}Ba -Quelle	12
5.5	Untersuchung des unbekannten Strahlers	13
6	Diskussion	14
	Literatur	15

1 Einleitung

In diesem Versuch werden mithilfe eines Germaniumdetektors die Spektren unterschiedlicher radioaktiver Quellen untersucht. Anhand dieser Daten sollen unter Anderem die Aktivität einer Quelle errechnet werden, oder die Isotope einer unbekannten Strahlequelle bestimmt werden. Weiterhin soll die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit des Detektors bestimmt und die Merkmale eines Gammaskpektrums untersucht werden.

2 Theorie

2.1 Photonwechselwirkung in Materie

Im Allgemeinen wird radioaktive Strahlung durch ihre Art der Entstehung und Reichweite unterschieden. Dabei handelt es sich um α -, β - und γ -Strahlung. In diesem Versuch wird γ -Strahlung untersucht. Diese Art von ionisierender Strahlung wird von Atomkernen emittiert, die sich nach einem α - oder β -Zerfall in einem angeregten Zustand befinden. Beim Übergang von dem angeregten Zustand in den Grundzustand oder einen weniger angeregten Zustand wird Energie in Form eines γ -Quants frei. Da es sich bei dem γ -Quant um ein ungeladenes Teilchen handelt, wechselwirkt es deutlich weniger oft als beispielsweise die α -Strahlung. Somit weist die γ -Strahlung die höchste Eindringtiefe in Materie auf.

Je nach Energie wechselwirken die γ -Quanten dennoch mit der umliegenden Materie. Die Abhängigkeit der Wechselwirkungsart von der Photonenergie ist in Abbildung 1 dargestellt.

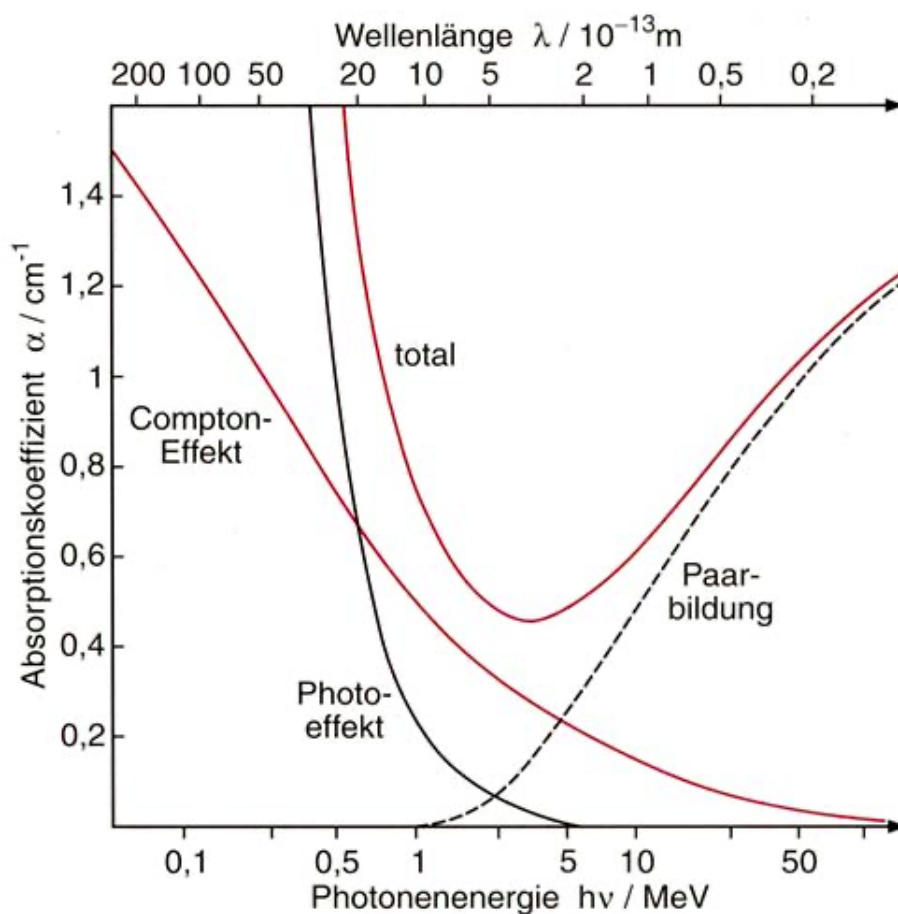


Abbildung 1: Energieabhängigkeit der Wechselwirkungsarten von Photonen mit Materie [1].

Wie in Abbildung 1 zu erkennen ist, ist bei kleinen Energien der Photoeffekt der dominante Wechselwirkungsprozess. Dabei sind eingestrahelte Photonen in der Lage, Elektronen aus einem Metall zu lösen, wenn ihre Energie groß genug ist die materialspezifische Austrittsarbeit zu überwinden. Typische Austrittsarbeiten liegen im Bereich von einigen Elektronenvolt. So beträgt die Austrittsarbeit bei Cäsium beispielsweise 1,94 eV und bei Germanium ca. 5 eV. Die Energie der Photonen, die über die Austrittsarbeit hinausgeht führen die herausgelösten Elektronen in Form von kinetischer Energie

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{Photon}} - W_{\text{Austritt}}$$

mit sich. Durch das Herauslösen des Elektrons bleibt ein Loch zurück, welches durch ein Elektron aus einer höheren Schale gefüllt wird. Dabei wird Energie in Form von Röntgenstrahlung frei, die jedoch im Material absorbiert wird.

In einem Energiebereich von ca. 100 keV bis 10 MeV dominiert der Comptoneffekt. Beim Comptoneffekt wird das Photon an einem ruhenden Elektron gestreut. Durch die Streuung kommt es zu einem Energieverlust und damit zu einer Vergrößerung der Wellenlänge. Die Änderung der Wellenlänge ist dabei abhängig vom Streuwinkel zwischen Photon und Elektron. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Compton-Streuung wird durch den Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt angegeben. Dieser gibt dabei die Winkelverteilung der gestreuten Photonen an. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Energie und dem Streuwinkel ϕ ist durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{m^2} \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left[\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin(\phi)^2 \right]$$

gegeben. Wobei E' der Energie des gestreuten und E der Energie des eingestrahelten Photons entspricht.

Die Energie des gestreuten Photons lässt sich mit

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos(\phi))} \quad (1)$$

berechnen. Die Energie des Elektrons beträgt also $E_e = E - E'$. Die Comptonkante beschreibt die maximale Energie, die ein gestreutes Photon an das Elektron abgeben kann. Dies geschieht bei einem Streuwinkel von $\phi = 180^\circ$. Die Lage der Comptonkante liegt somit bei

$$E_{\text{Kante}} = \frac{E \cdot \frac{2E}{m_e c^2}}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \quad (2)$$

Die Lage des Rückstreupeaks ist durch die Energie

$$E_{\text{Rück.}} = E - E_{\text{Kante}} \quad (3)$$

beschrieben, die ein mit 180° gestreutes Photon in dem Detektor abgeben kann.

Die Intensität von Photonen in Abhängigkeit der Energie E und der Eindringtiefe x in das Material, kann durch das Lambert-Beer'sche Gesetz

$$I(E, x) = I_0 \cdot e^{-\mu(E)x} \quad (4)$$

bestimmt werden. Dabei beschreibt $\mu(E)$ den linearen Abschwächungskoeffizienten des Materials. Dieser setzt sich aus den Abschwächungskoeffizienten für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung zusammen.

2.2 Detektor

Der Germaniumdetektor ist ein Halbleiterdetektor. Er besteht aus einer p- und einer n-dotierten Schicht, die aneinandergrenzen. Die freien Löcher und Elektronen in der p- und n-Schicht rekombinieren in der Grenzschicht und es entsteht eine ladungsträgerarme Zone (Verarmungszone oder Sperrschicht).

Dringt ein Gammaquant in die Sperrschicht ein, wechselwirkt es mit den dort befindlichen Elektronen. So können durch ein Gammaquant mehrere Elektronen ins Leitungsband gehoben werden und dort selbst, durch Stöße, weitere Elektronen ins Leitungsband heben. Im Valenzband bleiben damit Löcher zurück. So entstehen Elektronen-Loch-Paare, die sich bei Anlegen einer Spannung getrennt an den Elektroden ansammeln und einen Ladungsimpuls erzeugen. Dieser ist proportional zur Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare und somit proportional zur deponierten Energie des Gammaquant.

Die Dicke der Sperrschicht muss möglichst groß gewählt werden, um die Anzahl der Wechselwirkungen zu erhöhen. Durch eine höhere Spannung und eine unsymmetrische Dotierung steigt die Dicke der Sperrschicht. Eine hohe Spannung beschleunigt allerdings Elektronen, welche durch hohe thermische Energien in das Leitungsband gehoben wurden. Dadurch steigt die Untergrundrate des Detektors. Um den Einfluss der thermischen Effekte gering zu halten, wird der Detektor mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

Ein typisches Spektrum eines monoenergetischen Strahlers ist in Abbildung 2 zu sehen. Es lässt sich in die folgenden Merkmale unterteilen:

Photopeak Wird die gesamte Energie des Gammaquant über den Photoeffekt absorbiert, entsteht ein Peak bei der Energie des Gammaquant, da alle, über den Photoeffekt wechselwirkenden Photonen, die selbe Energie deponieren.

Compton-Kontinuum Das Compton-Kontinuum erstreckt sich über den gesamten Energiebereich, der durch die Compton-Streuung im Detektormaterial deponiert werden kann.

Comptonkante Maximale Energieabgabe des Gammaquant durch eine Streuung von 180° im Detektormaterial.

Rückstreupeak Wird das Gammaquant im Detektormantel um 180° gestreut, ist die Energie des Rückstreupeaks die maximale Energie, die das Gammaquant danach im Detektor deponieren kann.

$E >$ Comptonkante Bei schnell aufeinander folgende Streuungen des Gammaquant kann der Detektor diese nicht auseinander halten. Somit kommt es zu Messwerten bei Energien, die größer sind als die der Comptonkante.

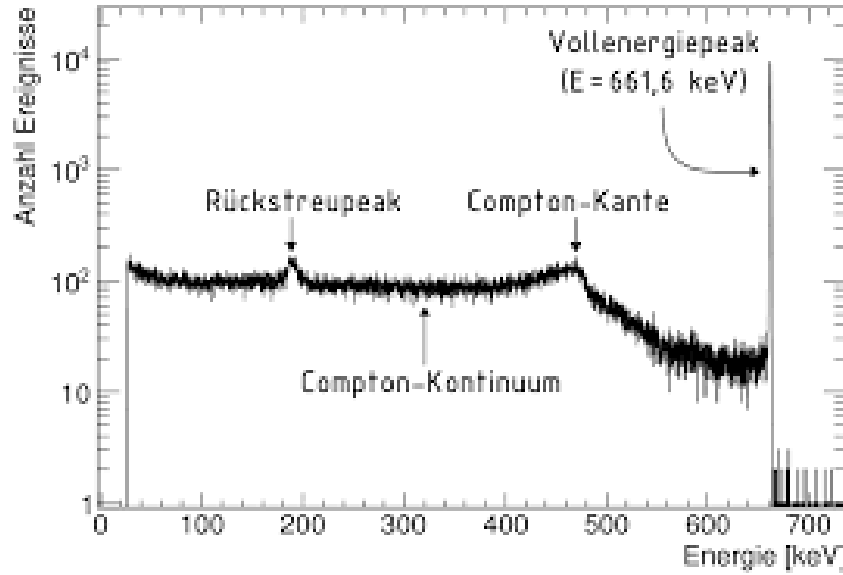


Abbildung 2: Typisches Spektrum einer monoenergetischen Quelle [4].

2.3 Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon seine gesamte Energie in dem Detektor deponiert. Sie ist somit der Quotient aus den Photonen, die in dem Detektor ihre gesamte Energie im Photopeak deponieren, und denen, die in den Detektor gelangen.

$$Q(E) = \frac{N_{\text{det.}}}{N_{\text{ein}}}$$

Die Photonenanzahl N_{ein} lässt sich aus der Aktivität A der Quelle, der Emissionswahrscheinlichkeit W der Photonenenergie, der Messzeit T_M und dem, durch den Detektor abgedeckten, Raumwinkel Θ mit

$$N_{\text{ein}} = A \frac{\Theta}{4\pi} T_M W$$

berechnen. Die Anzahl $N_{\text{det.}}$ wird aus dem Peakinhalt zur zugehörigen Emissionsenergie bestimmt. Für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit folgt somit

$$Q(E) = \frac{N_{\text{det.}}(E)}{A \frac{\Theta}{4\pi} T_M W(E)} \quad (5)$$

3 Aufbau

Der Germaniumdetektor ist zylinderförmig und hat eine, durch Eindiffusion von Lithium, n-dotierte Oberfläche. Im Innern befindet sich eine mit Gold bedampfte koaxiale Bohrung, sodass dort eine starke p-Dotierung vorliegt. An die Innen- und Außenseite des Detektors wird eine Hochspannung angelegt. Um den Detektor herum befindet sich eine Aluminiumhülle zum Schutz. Die Kühlung des Detektors wird durch einen großen Stickstofftank gewährleistet, dieser ist über einen Temperaturfühler mit dem Detektor verbunden. Der Temperaturfühler greift in die Elektronik ein und verhindert ein Einschalten der Hochspannung bei zu hohen Temperaturen, da dann der Detektor zerstört werden würde. Die gemessenen Signale werden, linear zu der gemessenen Spannung, von einem Vielkanalanalysator den Kanälen zugeordnet.

In Abbildung 3 ist eine schematische Skizze des Detektors abgebildet. Der eigentliche Detektor hat einen Durchmesser von $d = 45 \text{ mm}$ und eine Länge von $l = 39 \text{ mm}$. Für viele Rechnungen ist der,

vom Detektor abgedeckte, Raumwinkel Θ wichtig. Dieser lässt sich aus dem Abstand zwischen Detektoroberfläche und Quelle, sowie dem Durchmesser des Detektors berechnen. Zuerst kann der volle Öffnungswinkel φ des gerade Kegels, der als Grundfläche die Obefläche des Detektors und als Spitze die Quellposition hat, mit

$$\varphi = 2 \arctan \left(\frac{d/2}{l} \right)$$

berechnet werden [8]. Aus diesem folgt mit

$$\Theta = 2\pi(1 - \cos(\varphi)) \quad (6)$$

der Raumwinkel Θ [9]. Der Raumwinkel der gesamten Raumes beträgt 4π .

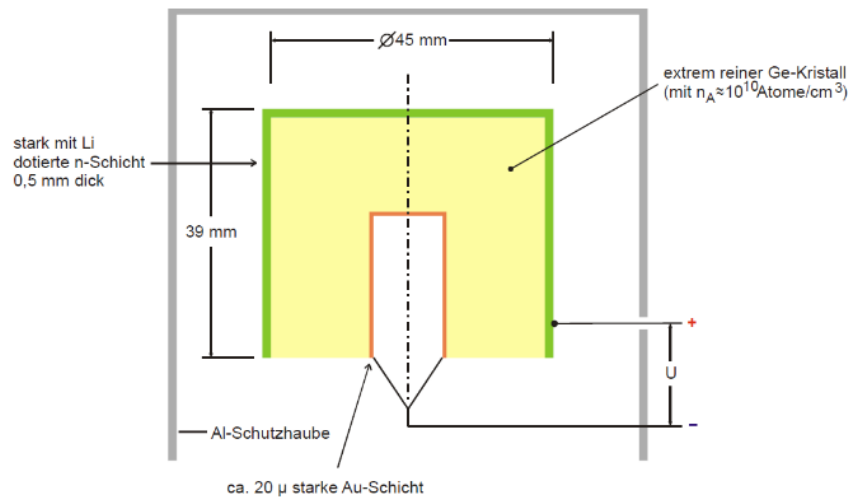


Abbildung 3: Aufbau des Germaniumdetektors [2].

4 Durchführung

An dem gekühlten Detektor werden 5 kV angelegt. Die Probe wird über dem Detektor eingespannt und die Messung über einen Computer, welcher mit einem Vielkanalanalysator verbunden ist, gestartet. Es wird eine ^{152}Eu , eine ^{137}Cs und eine ^{133}Ba bei einer Messzeit von einer halben Stunde vermessen. Danach wird eine unbekannte Quelle in Form eines Steins für zwei Stunden vermessen. Auf eine Untergrundmessung wird verzichtet, da das Untergrundsignal für höhere Energien schnell abnimmt und größtenteils nur Photopeaks analysiert werden, deren Höhe weit oberhalb des Untergrundsignals liegt.

5 Auswertung

Alle Ausgleichsrechnungen werden mit dem Paket `scipy.optimize.curve_fit` aus Python 3.7.3 durchgeführt. Die Unsicherheit auf die gemessenen Ereignisse N beträgt $\sigma_N = \sqrt{N}$. Für Rechnungen mit fehlerbehafteten Größen wird das Paket `uncertainties` aus Python 3.7.3 verwendet.

5.1 Kanal Kalibration

Anhand der ^{152}Eu -Quelle sollen die Kanäle des Germaniumdetektors auf die Energien kalibriert werden. Die Emissionsenergien von ^{152}Eu und die dazugehörigen Emissionswahrscheinlichkeiten

sind bekannt und in Tabelle 1 aufgelistet [7]. Aus dem aufgenommenen Spektrum von ^{152}Eu lassen sich die Kanäle der Photopeaks bestimmen. Es werden die relativen Abstände der Kanalnummern der Photopeaks und der Emissionsenergien aus Tabelle 1 gebildet und übereinander gelegt. Mit den übereinander liegenden Punkten lassen sich die Emissionsenergien den Kanalnummern zuordnen. Die Übereinstimmung der relativen Abstände ist dabei so genau, dass auf eine Bestimmung der Unsicherheiten verzichtet wird.

Um jedem Kanal eine Energie zuzuweisen, wird eine lineare Ausgleichsrechnung der Form $E(K) = m \cdot K + b$ durchgeführt. Diese ist in Abbildung 4 dargestellt. Anhand der Parameter m und b kann jedem Kanal eine Energie

$$E(K) = (0.21 \pm 3 \cdot 10^{-5}) \text{ keV} \cdot K + (1,33 \pm 0,14) \text{ keV} \quad (7)$$

zugeordnet werden. Aufgrund der kleinen Unsicherheiten der Parameter m und b werden jene in folgenden Rechnungen vernachlässigt.

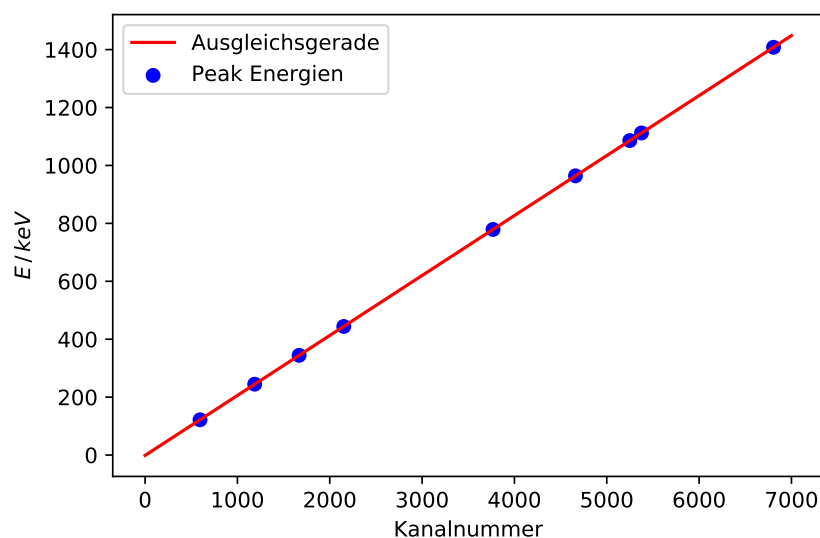


Abbildung 4: Ausgleichsrechnung zur Energiekalibration der Kanalnummern.

5.2 Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit Q muss zuerst die Aktivität der ^{152}Eu -Quelle berechnet werden. Der Anleitung zufolge hatte die Quelle am 01.10.2000 eine Aktivität von $A_0 = (4130 \pm 60) \text{ Bq}$. Mit einer Halbwertszeit von 13 Jahren und 196 Tagen hat die Quelle zum Tag der Messung eine Aktivität von

$$A(04.11.2019) = (1552 \pm 23) \text{ Bq}.$$

Die Quelle ist 6 cm von dem Detektor entfernt angebracht. Mit einem Abstand von 1,5 cm zwischen Detektormantel und Detektor ergibt sich ein Gesamtabstand von $h = 7,5 \text{ cm}$ zwischen Quelle und Detektorfläche. Die Detektorfläche hat einen Durchmesser von $d = 45 \text{ mm}$. Für den Raumwinkel Θ folgt nach Gleichung (6)

$$\Theta = 1,04.$$

Für die Photopeaks der ^{152}Eu Quelle werden die Peakinhalt $N_{\text{P,Eu}}$ bestimmt, welche in Tabelle 1 aufgelistet sind. Zur Bestimmung der Peakinhalt werden die Ereignisse in einem Bereich

von $\pm 2,5$ keV um das Maximum aufsummiert. Die Wahl dieser Breite lässt sich in Kapitel 5.3 nachvollziehen.

Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit des Detektors kann somit für die Energien der Photopeaks nach Gleichung (5) bestimmt und in Tabelle 1 eingetragen werden.

Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten werden in Abbildung 5 gegen die Emissionsenergien aufgetragen und es wird eine Ausgleichsrechnung mit einer Potenzfunktion der Form

$$Q(E) = a \cdot E^b \quad (8)$$

durchgeführt. Für die Parameter a und b ergibt sich

$$a = 6,9 \pm 2,7 ,$$

$$b = -0,85 \pm 0,07 .$$

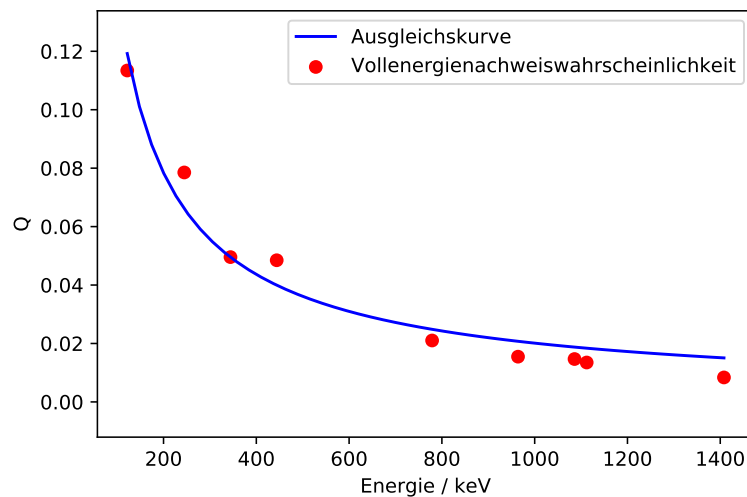


Abbildung 5: Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit Q des Detektors als Funktion der Photonenenergie.

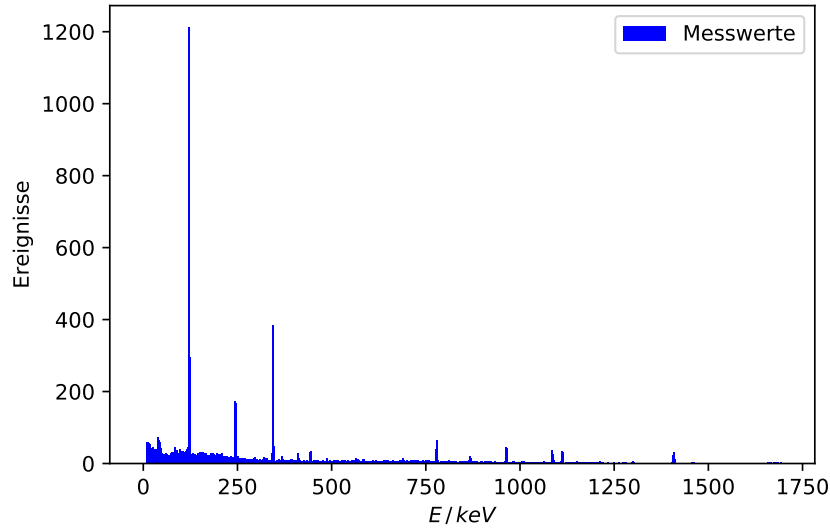


Abbildung 6: Spektrum der ^{152}Eu Quelle.

Tabelle 1: Emissionsenergien und zugehörige Emissionswahrscheinlichkeiten von ^{152}Eu sowie Peakinhalt und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit.

$E_{\text{Emission}} / \text{keV} [7]$	$W_{\text{Emission}} / \% [7]$	$N_{\text{P,Eu}}$	Q
121,78	28,6	$(7,69 \pm 0,09) \cdot 10^3$	$0,113 \pm 0,002$
244,70	7,60	$(1,42 \pm 0,04) \cdot 10^3$	$0,079 \pm 0,002$
344,30	26,50	$(3,11 \pm 0,06) \cdot 10^3$	$0,050 \pm 0,001$
443,96	3,01	346 ± 19	$0,049 \pm 0,003$
778,90	12,90	643 ± 25	$0,021 \pm 0,001$
964,08	14,60	536 ± 23	$0,016 \pm 0,001$
1085,90	10,20	355 ± 19	$0,015 \pm 0,001$
1112,10	13,60	435 ± 21	$0,014 \pm 0,001$
1408,00	21,00	417 ± 20	$0,0084 \pm 0,0004$

5.3 Untersuchung der ^{137}Cs -Quelle

Aus dem aufgenommenen Spektrum der ^{137}Cs -Quelle sollen der Photopeak und das Compton-Kontinuum näher untersucht werden. In Abbildung 7 ist der Bereich des Photopeaks vergrößert dargestellt. Zur Untersuchung des Peaks wird eine Ausgleichsrechnung mit einer Gaußkurve der Form

$$f(x) = \frac{a}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(\frac{-(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

mit den Parametern

$$\begin{aligned} a &= 767 \pm 7, \\ E_0 &= (661,75 \pm 0,01) \text{ keV}, \\ \sigma &= (0,92 \pm 0,01) \text{ keV}, \end{aligned}$$

für diesen Bereich durchgeführt.

Für die Halbwertsbreite $FWHM$ und die Zehntelwertsbreite $FWTM$, sowie den Peakinhalt $N_{P,Cs}$, welcher durch Summation der im Peak enthaltenen Ereignisse berechnet wird, folgt

$$\begin{aligned} FWHM &= 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma = (2,16 \pm 0,02) \text{ keV} , \\ FWTM &= 2\sqrt{2\ln(10)} \cdot \sigma = (3,93 \pm 0,04) \text{ keV} , \\ N_{P,Cs} &= (8,61 \pm 0,09) \cdot 10^3 . \end{aligned}$$

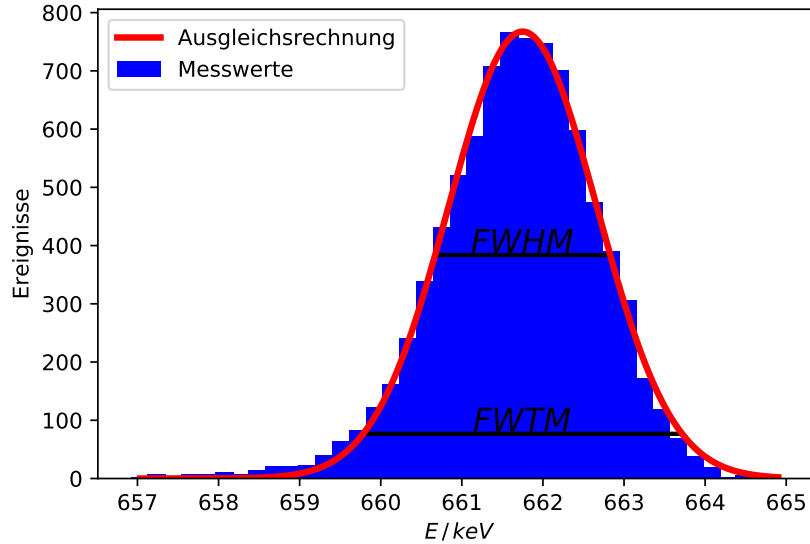


Abbildung 7: Photopeak der ^{137}Cs Quelle mit Ausgleichsrechnung. Dargestellt sind die Halbwertsbreite und die Zehntelwertsbreite.

Weiterhin wird das Compton-Kontinuum analysiert, aus diesem werden grob die Energie des Rückstreupeak E_R und der Comptonkante E_C abgeschätzt. Aus Gleichung (2) und (3) können, anhand des Literaturwerts der Gamma-Emissionsenergie von 661,66 keV [3], theoretische Werte für die Energien von Rückstreupeak und Comptonkante berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgelistet.

Tabelle 2: Photopeak, Rückstreupeak und Comptonkante von ^{137}Cs .

	experimentell	theoretisch	Abweichung / %
$E_{\text{Photo}} / \text{keV}$	$661,75 \pm 0,01$	661,66	0,01
E_R / keV	190 ± 5	184	3,3
E_C / keV	470 ± 5	477	1,5

Aus der Detektorlänge $l = 3,9 \text{ cm}$ und den Extinktionskoeffizienten μ_{Photo} und μ_{Com} kann die Extinktionswahrscheinlichkeit der ^{137}Cs -Quanten für den Photoeffekt und den Compton-Effekt bestimmt werden. Dazu wird nach

$$W(E) = 1 - e^{-\mu(E) \cdot l}$$

die Extinktionswahrscheinlichkeit berechnet. Die Extinktionskoeffizienten von Germanium im

hier vorliegenden Energiebereich der Comptonstreuung und der Photoabsorption lauten nach [6]

$$\mu_{\text{Photo}} = 0,01 \frac{1}{\text{cm}},$$

$$\mu_{\text{Com.}} = 0,36 \frac{1}{\text{cm}}.$$

Die Extinktionswahrscheinlichkeit liegen somit bei

$$W_{\text{Photo}} = 3,8 \%,$$

$$W_{\text{Com.}} = 75 \%.$$

Die Gesamtzahl an Ereignissen im Compton-Kontinuum ist mit $(3,14 \pm 0,02) \cdot 10^4$ allerdings nur um den Faktor 3,6 höher, als die des Photopeaks mit $(8,61 \pm 0,09) \cdot 10^3$, während die Extinktionswahrscheinlichkeit für die Comptonstreuung um den Faktor 20 höher ist, als die der Photoabsorption. Es lässt sich also vermuten, dass ein großer Teil der im Photopeak gemessenen Ereignisse durch mehrfache Comptonstreuung hervorgerufen wird.

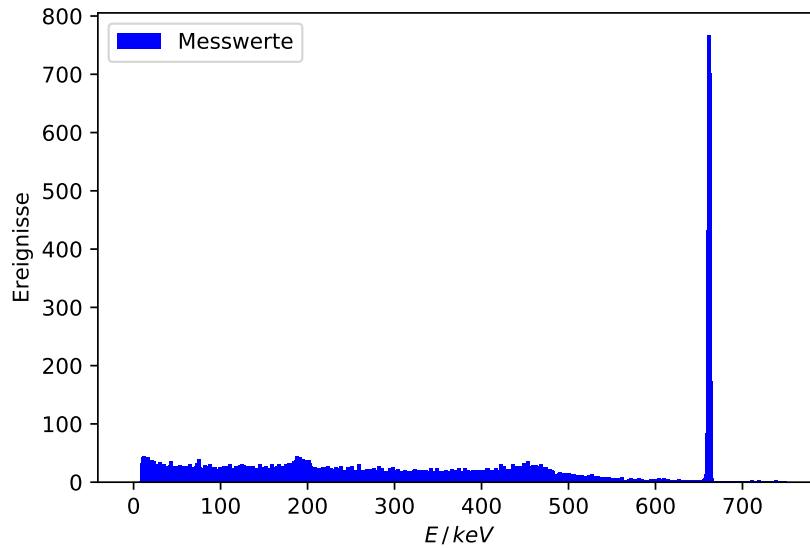


Abbildung 8: Spektrum der ^{137}Cs Quelle.

5.4 Aktivitätenbestimmung der ^{133}Ba -Quelle

Die Aktivität der ^{133}Ba -Quelle am Tag der Messung kann über den Linieninhalt der Photopeaks bestimmt werden. Um den Inhalt der Photopeaks N_P zu berechnen, wird angenommen, dass die Breite der Peaks in etwa die Selbe ist, wie die Breite des ^{137}Cs -Photopeaks. Somit werden die Ereignisse in einem Bereich von $\pm 2,5 \text{ keV}$ um das Maximum des Peaks aufsummiert, um den kompletten Peakinhalt zu bestimmen. Um die Anzahl der tatsächlich in den Detektor gelangten Gammaquanten zu bestimmen, wird der Peakinhalt durch die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit der dazugehörigen Emissionsenergie geteilt. Die Aktivität der ^{133}Ba -Quelle ergibt sich über die Summe aller Photopeaks mit der gesamten Messdauer T_M und dem Raumwinkel Θ zu

$$A_{^{133}\text{Ba}}(04.11.2019) = \sum_P \frac{N_P}{Q_P T_M \Theta / 4\pi} = (1,3 \pm 0,7) \cdot 10^3 \text{ Bq} \quad (9)$$

Die gemessene Aktivität der ^{133}Ba -Quelle kann mit der errechneten Aktivität nach dem Zerfallsgesetz verglichen werden. Die Halbwertszeit von ^{133}Ba beträgt 10 Jahre und 188 Tage. Mit der,

auf der Probe aufgeschriebenen, Aktivität von $A_0(1.10.2000) \approx 4000 \text{ Bq}$ folgt somit

$$A_{^{133}\text{Ba}, \text{theo.}}(04.11.2019) = 1335 \text{ Bq}.$$

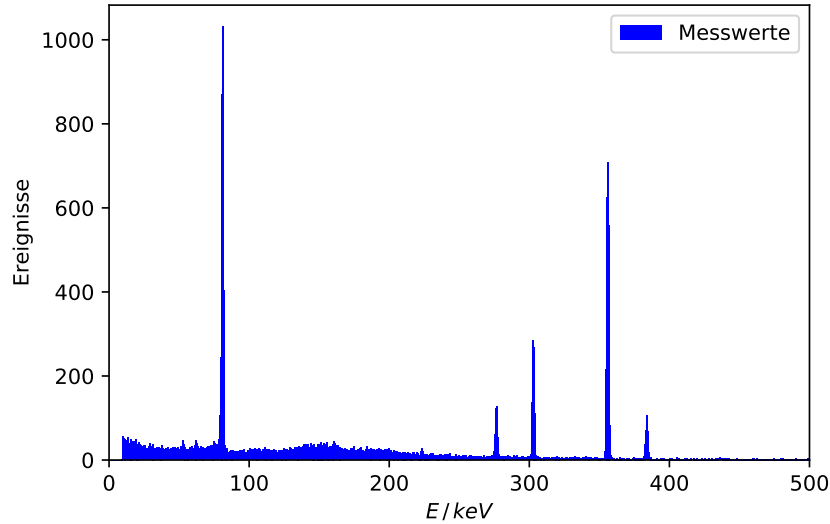


Abbildung 9: Spektrum der ^{133}Ba Quelle.

5.5 Untersuchung des unbekannten Strahlers

Zur Bestimmung der unbekannten Strahlenquelle werde die Emissionsenergien der Photopeaks in dem aufgenommenen Spektrum bestimmt. Mit [5] werden die Emissionsenergien Isotopen zugeordnet. Dabei fällt auf, dass viele Emissionsenergien zu Isotopen passen, welche Zerfallsprodukte in der Uran-Radium-Reihe sind. Die Emissionsenergien und die dazugehörigen Isotope sind in Tabelle 3 aufgetragen. Die unbekannte Quelle enthält somit wahrscheinlich ^{238}U .

Wie schon in Kapitel 5.4 kann aus den Peaks dieser Energien die Aktivität des Urans mit Gleichung (9) bestimmt werden.

$$A_{^{238}\text{U}}(04.11.2019) = (1,4 \pm 0,9) \cdot 10^4 \text{ Bq} \quad (10)$$

Tabelle 3: Die zur Uran-Radium-Reihe gehörenden Isotope mit ihren im Spektrum gefundenen Emissionsenergien.

$E_{\text{Emission}} / \text{keV}$	Isotop
187,0	^{226}Ra
241,5	^{214}Pb
295,2	^{214}Pb
351,9	^{214}Pb
609,0	^{214}Bi
1120,0	^{210}Bi
768,0	^{214}Bi
1237,0	^{214}Bi
1377,0	^{214}Bi

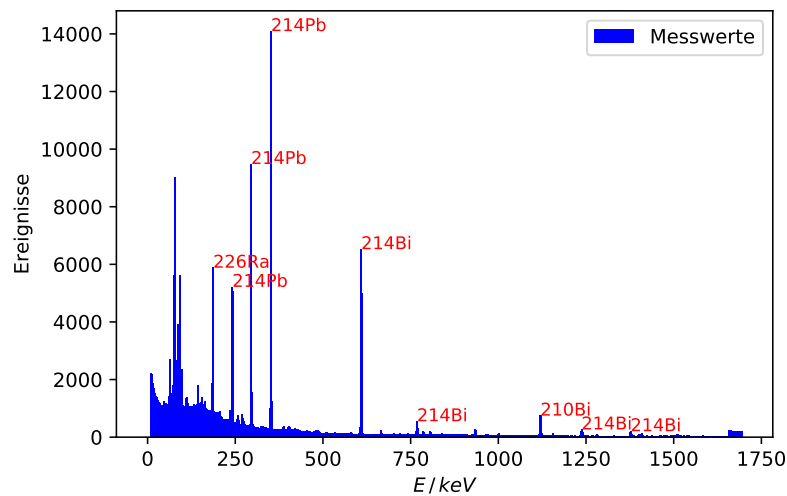


Abbildung 10: Spektrum der ^{238}U Quelle.

6 Diskussion

Mit einem Germaniumdetektor lassen sich Gammaspektren mit einer extrem genauen Energieauflösung messen. Die fehlende Untergrundmessung beeinflusst die Auswertung der Spektren nicht merklich, da meist nur Photopeaks betrachtet wurden, die sich sehr stark vom Untergrund abheben und das Untergrundsignal mit steigender Energie schnell abfällt.

Aufgrund der genauen Energieauflösung lassen sich die Kanäle ohne signifikante Unsicherheiten den Photonenenergien zuordnen. Die Berechnung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit liefert für die einzelnen Photopeaks kleine Unsicherheiten, jedoch sind die statistischen Unsicherheiten der Ausgleichsrechnung in Gleichung (8) relativ hoch.

Die Untersuchung der ^{137}Cs -Quelle liefert eine gute Einsicht in die Energieauflösung des Germaniumdetektors. Der schmale Photopeak folgt exakt einer Gausverteilung und liegt nur 90 eV neben dem Literaturwert. Comptonkante und Rückstreupeak sind, trotz des verrauschten Comptonkontinuums, gut zu identifizieren. Die hohen Abweichungen bei Betrachtung des Verhältnisses der Abschwächungskoeffizienten für Compton- und Photoeffekt im Vergleich mit dem tatsächlichen Verhältnis der detektierten Compton- und Photopeakinhalte sind zu groß, um sie alleine durch Mehrfachstreuung erklären zu können. Bei Energien oberhalb der Comptonkante sind zu wenig Einträge, um diese These zu stärken.

Die gemessene Aktivität der ^{133}Ba -Quelle liegt im Bereich der berechneten Aktivität der Probe. Aus der Untersuchung des unbekannten Strahlers geht hervor, dass dieser Uran 238 enthält. Es wurden zwar noch viele weitere Photopeaks des Spektrums untersucht, konnten aber nicht zweifelsfrei einer Zerfallskette, oder einzelnen Isotopen zugeordnet werden.

Literatur

- [1] Humboldt-Universität zu Berlin. *Absorption von Strahlung*. URL: <https://pgd5.physik.hu-berlin.de/pgd/absorpt.htm>.
- [2] TU Dortmund. *V18 – Hochreine Germaniumdetektoren in der Gamma-Spektrometrie*. 2019. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/951409/mod_resource/content/1/V18.pdf.
- [3] G. Helmer und V.P. Chechev. *Table de Radionuclides, ^{137}Cs* . URL: http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Cs-137_tables.pdf.
- [4] Andreas Jansen. “Experimentelle Untersuchung des Targets des Comet $\mu - e$ Konversionsexperimentes”. Magisterarb. Technische Universität Dresden, 2017.
- [5] Table of Radioactive Isotopes. *Radiation search*. URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>.
- [6] NIST:National Institute of Standards und Technology. *XCOM Program, Ge*. URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3_1.
- [7] E. Browne V.R. Vanin R.M. de Castro. *Table de Radionuclides, ^{152}Eu* . URL: http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Eu-152_tables.pdf.
- [8] Wikipedia. *Kegel (Geometrie)* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. [Online; Stand 21. November 2019]. 2019. URL: [https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Kegel_\(Geometrie\)&oldid=194182299](https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Kegel_(Geometrie)&oldid=194182299).
- [9] Wikipedia. *Raumwinkel* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. [Online; Stand 21. November 2019]. 2019. URL: <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Raumwinkel&oldid=194147109>.