

V 18

Hochreine Germaniumdetektoren in der Gamma-Spektrometrie

Sara Krieg
sara.krieg@udo.edu

Marek Karzel
marek.karzel@udo.edu

Durchführung: 25.05.2020

Abgabe: Mal sehen

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	3
1.1.1	Photo-Effekt	3
1.1.2	Compton-Effekt	3
1.1.3	Paarbildung	4
1.1.4	Extinktionskoeffizient	4
1.2	Aufbau und Wirkungsweise eines Germanium Detektors	4
1.3	Durch Germanium Detektor erzeugtes Spektrum eines monochromatischen Photonenstrahlers	6
2	Aufbau und Durchführung	7
2.1	Aufbau eines Germanium Detektors	7
2.2	Messprogramm	8
3	Auswertung	8
3.1	Energiekalibrierung anhand des Spektrums von $^{152}\text{Europium}$	8
3.2	Bestimmung der Effizienz bzw. Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit an- hand des Spektrums von $^{152}\text{Europium}$	10
3.3	Untersuchung des monochromatischen Gammaspektrums von $^{137}\text{Caesium}$	12
3.4	Aktivitätsbestimmung von $^{125}\text{Stibnit}$ oder $^{133}\text{Barium}$	16
4	Literaturverzeichnis	18

1 Theorie

1.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Tritt ein Photon γ in Materie ein, so kann es mit Atomkernen oder Elektronen wechselwirken. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit von einer solchen Wechselwirkung ist der Wirkungsquerschnitt σ , welcher proportional zum Extinktionskoeffizienten $\mu = \frac{1}{\bar{x}} \propto \sigma$ ist. Dabei ist \bar{x} die mittlere freie Weglänge. Für die Strahlintensität gilt mit μ

$$N(D) = N_0 \cdot e^{-\mu D} \quad (1)$$

nach Durchdringen einer Absorberschicht der Dicke D mit ursprünglicher Strahlintensität N_0 .

Es gibt drei besonders relevante Wechselwirkungsprozesse für die γ -Spektroskopie. Der Photo- und Comptoneffekt und die Paarbildung.

1.1.1 Photo-Effekt

Beim Photo-Effekt wechselwirkt ein γ -Quant mit einem Hüllenelektron. Aus Impulserhaltungsgründen tut es dies bevorzugt mit Elektronen der K-Schale. Damit dies geschehen kann, muss die Energie des Photons E_γ mindestens so groß wie die Bindungsenergie des Elektrons E_B sein, um dieses aus seinem Zustand zu entfernen. Falls $E_\gamma > E_B$ gilt, erhält das Elektron als kinetische Energie $E_\gamma - E_B$. Das "Loch", das durch diesen Prozess entsteht, wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale ausgefüllt und das so entstehende Loch wiederum durch ein Elektron einer noch höheren Schale etc. Dabei werden charakteristische Röntgen-Strahlung emittiert, die den Absorber jedoch nur in seltenen Fällen verlässt, sodass das gesamte E_γ in diesem verbleibt. Der Wirkungsquerschnitt ist dabei gegeben mit

$$\sigma_{Ph} = Z^\alpha E^\delta,$$

wobei $4 < \alpha < 5$ und $\delta \approx 3,5$.

1.1.2 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die unelastische Streuung eines Photons an einem ruhenden Elektron. Dabei gibt das Photon ein Teil seiner Energie ab und ändert seine Ausbreitungsrichtung. Mithilfe des Energie- und Impulserhaltungssatzes lässt sich die Energie des gestoßenen Elektrons zu

$$E_l = E_\gamma \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (2)$$

mit $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$ und $\theta \angle(\vec{p}_\gamma, \vec{p}_{e'})$ bestimmen. Bei $\theta = 180^\circ$ beträgt der maximale Energieübertrag somit

$$E_{l,max} = E_\gamma \frac{2\epsilon}{1+2\epsilon}. \quad (3)$$

Demnach gilt für alle θ $E_l < E_\gamma$. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma_{Co} = \frac{3}{4} \sigma_{Th} \left(1 - 2\epsilon + \frac{26}{5} \epsilon^2 + \dots \right)$$

mit

$$\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi r_e^2.$$

Dabei ist r_e der klassische Elektronenradius. Für $\epsilon \rightarrow 0$ gilt $\sigma_{Co} \approx \sigma_{Th}$.

1.1.3 Paarbildung

Die Paarbildung kann stattfinden, wenn $E_\gamma > 2m_0c^2$ gilt, wenn ein Atom der Stoßpartner ist oder wenn $E_\gamma > 4m_0c^2$, falls ein Elektron der Stoßpartner ist. Dabei wandelt sich das Photon unter Anwesenheit des Stoßpartners in ein Elektron und Positron um, auf die sich aufgrund der Impulserhaltung die übrige Energie gleichmäßig in Form kinetischer Energie verteilt. Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung lässt sich durch

$$\begin{aligned} \sigma_{Pa} &= \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln(2\epsilon) - \frac{218}{27} \right) \text{ Verschwindende Abschirmung} \\ \sigma_{Pa} &= \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln\left(\frac{183}{z^{3/2}}\right) - \frac{2}{27} \right) \text{ Vollständige Abschirmung} \end{aligned}$$

für die beiden Extremfälle verschwindender (bei $10 < E_\gamma < 25 \text{ MeV}$) oder vollständiger Abschirmung (bei $500 \text{ MeV} < E_\gamma$) beschreiben.

1.1.4 Extinktionskoeffizient

Aus den Wirkungsquerschnitten lassen sich die Extinktionskoeffizienten bestimmen. Abbildung 1 zeigt die Energieabhängigkeit des Extinktionskoeffizient für Germanium getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungsprozessen.

1.2 Aufbau und Wirkungsweise eines Germanium Detektors

Der Germanium Detektor ist ein Halbleiterdetektor. Demnach besteht dieser im Wesentlichen aus einer Halbleiterdiode. Im Detekorkristall existieren zwei aneinandergrenzende Bereiche die p- und n-dotiert sind. Durch Rekombination der Ladungsträger entsteht eine ladungsträgerarme Zone. Die übrig gebliebenen Akzeptoren bzw. Donatoren bilden ein Elektrisches Feld aus, das die Diffusion der beweglichen Ladungsträger unterbindet. Die Breite diese ladungsträgerarmen Zone beträgt nur einige Millimeter, lässt sich aber durch das Anlegen einer äußeren Spannung an die dotierten Bereiche vergrößern. Wenn ein Photon in die ladungsträgerarme Zone eintritt, kann es durch die beschriebenen

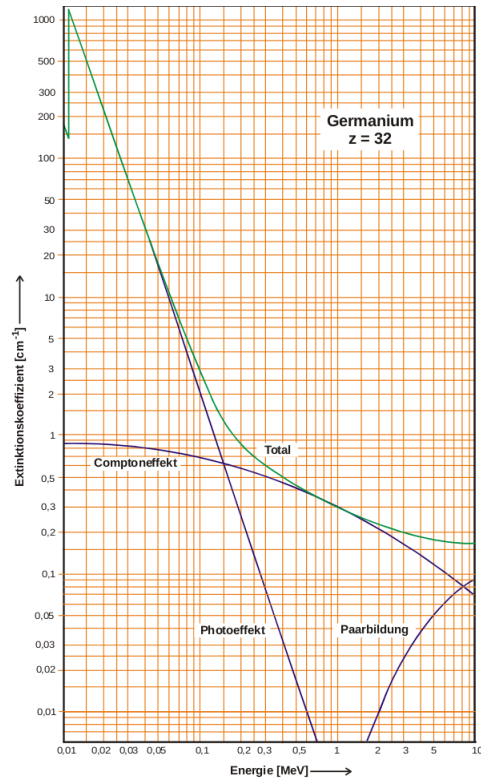


Abbildung 1: Energieabhängigkeit des Extinktionskoeffizient für Germanium getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungsprozessen [1].

Prozesse ein energiereiches Elektron freisetzen. Dieses Elektron kann dann wiederum solange mit Elektronen aus dem Festkörper stoßen, bis seine kinetische Energie verbraucht ist. Die gestoßenen Elektronen können aus dem Valenzband gehoben werden, sodass sich entlang des Weges des ersten Elektrons ein "Schlauch" von Elektronen und Löchern bildet.

Nach Gleichung (1) ist die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Photons exponentiell von der Dicke des Absorbers abhängig, sodass eine große Breite der ladungsträgerarmen Zone wichtig ist. Die Breiten der ladungsträgerarmen Zonen sind durch

$$d_n^2 = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} (U_D + U) \frac{n_A}{n_D (n_A + n_D)} \quad (4)$$

$$d_p^2 = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} (U_D + U) \frac{n_D}{n_A (n_A + n_D)} \quad (5)$$

gegeben, dabei reichen die Zonen jeweils in die p- bzw. n-dotierte Schicht. Demnach ist eine extrem unsymmetrische Dotierung geeignet, um eine breite ladungsträgerarme Zone zu erreichen. Dabei sind d_n bzw. d_p proportional zu \sqrt{U} , sodass eine Erhöhung der Spannung die Breite ebenfalls erhöht. Allerdings erzeugt die Spannung durch Beschleunigung von Ladungsträgern einen Strom, der die Eigenschaften des Detektors verschlechtert. Um diesen Strom niedrig zu halten, kann die Temperatur des Detektors auch niedrig gehalten werden. Üblicherweise wählt man für Germanium Detektoren die Siedetemperatur von flüssigen Stickstoff ($T = 77\text{ K}$), sodass eine Spannung von 5 kV gewählt werden kann. Unter diesen Bedingungen werden Breiten von 3 cm erreicht. Somit lassen sich Energien von einigen MeV messen.

1.3 Durch Germanium Detektor erzeugtes Spektrum eines monochromatischen Photonenstrahlers

Wenn ein Germanium Detektor ein Spektrum misst, das durch einen monochromatischen Photonenstrahler erzeugt wurde, so nimmt dieses in etwa die Gestalt von Abbildung 2 an.

Die Komponenten dieses Spektrums sind der Photopeak, das Compton-Kontinuum mit der Compton-Kante und dem Rückstreupeak. Der Photopeak entsteht, wenn die gesamte Photonenenergie im Detektor deponiert wird. Dieser kann demnach nur beim Photoeffekt entstehen. Somit ist der Photopeak die Größe von Interesse, deren Halbwertsbreite ein Maß für die Energieauflösung des Detektors ist. Das Compton-Kontinuum ist bei der Spektroskopie eher störend. Auch oberhalb der Compton-Kante kann aufgrund von mehrfach gestreuten Quanten eine Intensität beobachtet werden. Die Lage der Compton-Kante ist durch Gleichung (3) gegeben. Der Rückstreupeak entsteht durch Quanten, die den Detektor nicht direkt, sondern durch Compton-Streuung in der Detektorumgebung erreichen. Auf Grund der hohen Energieschwelle der Paarbildung, spielt diese hier kaum eine Rolle.

[sample]

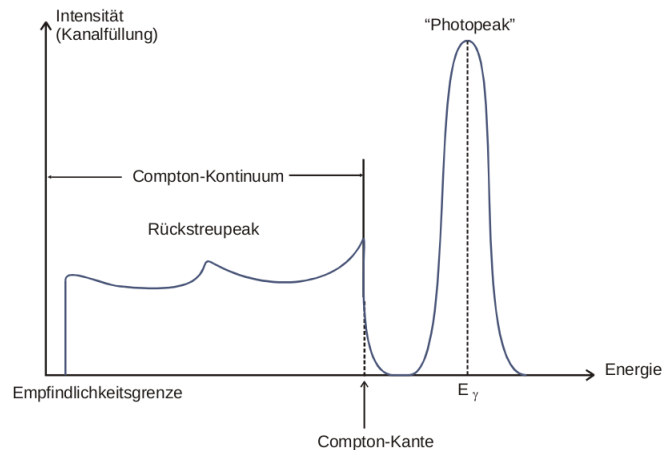


Abbildung 2: Spektrum eines monochromatischen Photonenstrahlers der Energie E_γ aufgenommen mit einem Germanium Detektor [1].

2 Aufbau und Durchführung

2.1 Aufbau eines Germanium Detektors

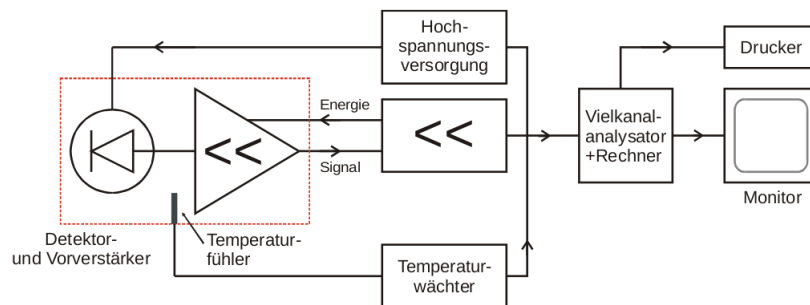


Abbildung 3: Blockschaltbild des verwendeten Spektrometers [1].

In Abbildung 3 ist das Blockschaltbild und damit der prinzipielle Aufbau des hier verwendeten Germanium Detektors zu sehen. Ein solche Detektor ermöglicht es Spannungsimpulse mit einer Höhe proportional zur Photonenenergie zu erzeugen und abzuspeichern. Dazu wird der in der ladungsträgerverarmten Zone erzeugte Ladungsimpuls durch elektirsche Integration mittels eines kapazitiv gekoppelten Operationsverstärkers in ein Spannungspegel umgewandelt. Der Integrationskondensator wird regelmäßig nach jedem Quantennachweis per optoelektrischer Rückkopplung entladen, das ansonsten das Ausgangspotential des Operationsverstärkers stufenförmig ansteigen würde.

Die Bandbreite des Verstärkers muss gut angepasst sein, damit keine Rauschspannung entsteht und alle wesentlichen Komponenten des Signals erfasst werden. Dies geschieht mittels Hoch- und Tiefpassfiltern. Der Detektor darf nur an die Hochspannung angeschlossen werden, wenn dieser abgekühlt ist. Darum ist ein Temperaturfühler im Detektorgehäuse

eingebaut, der einen Temperaturwächter steuert, sodass die Detektorspannung nicht an einen warmen Kristall gelegt wird. Die Hochspannung darf nur langsam geändert werden, da an der Eingangsstufe des Vorverstärkers sonst hohe Spannungen auftreten, die diesen zerstören können. Die Signalspannung wird nun in einem Vierkanalanalysator gemäß ihrer Höhe in Kanäle einsortiert, welche schließlich auf dem Rechner als Spektrum dargestellt werden.

2.2 Messprogramm

Zur Kalibrierung des Detektors wird das Spektrum von Europium aufgenommen. Aufgrund seiner zahlreichen und bekannten Peaks können mit Hilfe seiner Aktivität A die Effizienz Q , sowie die Energiezuordnung der Kanäle berechnet werden. Anschließend wird das Spektrum von Caesium aufgenommen und danach das Spektrum einer Antimon und einer Barium Quelle. Schließlich wird das Spektrum eines unbekannten Kristalls aufgenommen.

3 Auswertung

3.1 Energiekalibrierung anhand des Spektrums von ^{152}Eu

Zur Energiekalibrierung des Detektors wird das Spektrum eines ^{152}Eu -Strahlers aufgenommen, welches in Abbildung 4 zu sehen ist.

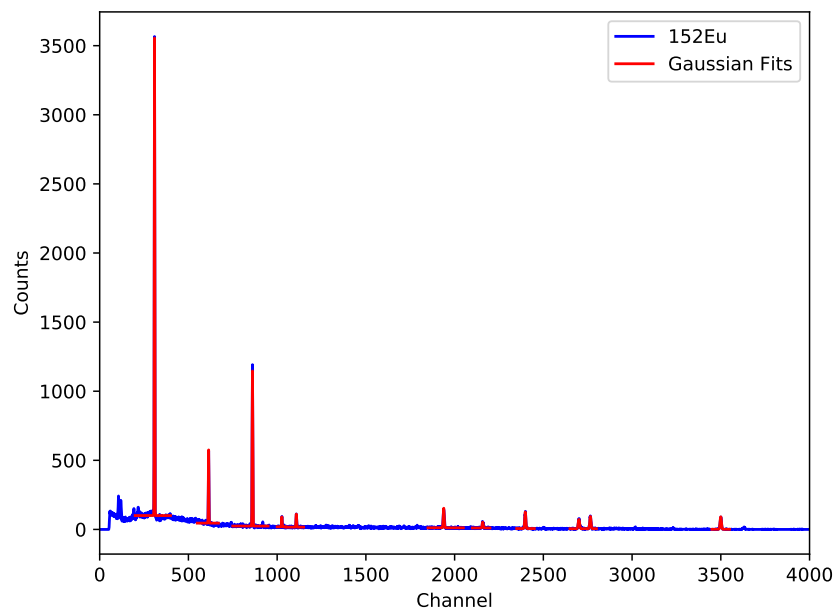


Abbildung 4: Gemessenes Spektrum eines ^{152}Eu -Strahlers, abgeschnitten ab Kanalnummer 4000

Dazu werden anhand der charakteristischen Peaks des Spektrums mittels linearer Regression Peakenergien E und mittlere Kanalnummern μ_0 in Beziehung gesetzt. Die Peaks werden als Gaußverteilungen der Form

$$f(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_0)^2}{b}\right) + c \quad (6)$$

genähert. Dazu wird die Funktion `scipy.optimize.curve_fit` aus der Python-Bibliothek `SciPy` verwendet.

Die den Peakenergien E zugeordneten Näherungsparameter sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Gefittete Parameter der Gaußnäherungen der charakteristischen Peaks des ^{152}Eu -Spektrums

E / keV	μ_0	a	b	c
121,78	$308,80 \pm 0,01$	$3493,0 \pm 15,0$	$3,5 \pm 0,0$	$100,3 \pm 1,3$
244,70	$613,80 \pm 0,03$	$535,0 \pm 9,0$	$4,2 \pm 0,2$	$45,6 \pm 1,1$
344,30	$860,70 \pm 0,01$	$1140,0 \pm 6,0$	$5,5 \pm 0,1$	$24,4 \pm 0,6$
411,12	$1026,51 \pm 0,09$	$74,7 \pm 3,5$	$5,7 \pm 0,6$	$18,9 \pm 0,8$
443,96	$1107,93 \pm 0,06$	$94,2 \pm 3,0$	$6,4 \pm 0,5$	$16,7 \pm 0,5$
778,90	$1938,62 \pm 0,05$	$143,3 \pm 2,4$	$14,3 \pm 0,5$	$11,7 \pm 0,3$
867,37	$2158,39 \pm 0,17$	$42,5 \pm 2,1$	$17,1 \pm 2,0$	$10,7 \pm 0,4$
964,08	$2398,18 \pm 0,06$	$120,3 \pm 2,2$	$19,3 \pm 0,8$	$6,4 \pm 0,5$
1085,90	$2700,41 \pm 0,14$	$67,5 \pm 2,2$	$30,2 \pm 2,3$	$5,3 \pm 0,5$
1112,10	$2765,02 \pm 0,11$	$88,5 \pm 2,6$	$23,2 \pm 1,7$	$5,6 \pm 0,9$
1408,00	$3499,69 \pm 0,07$	$90,7 \pm 1,4$	$28,9 \pm 1,1$	$0,9 \pm 0,3$

Mit den Wertepaaren der Peakenergien E und der mittleren Kanalnummern μ wird eine lineare Regression der Form

$$E(\mu) = m \cdot \mu_0 + d \quad (7)$$

durchgeführt, die in Abbildung 5 dargestellt ist. Die Regressionsparameter betragen

$$\begin{aligned} m &= 0,403 \pm 0,000 \\ d &= -2,683 \pm 0,051 . \end{aligned}$$

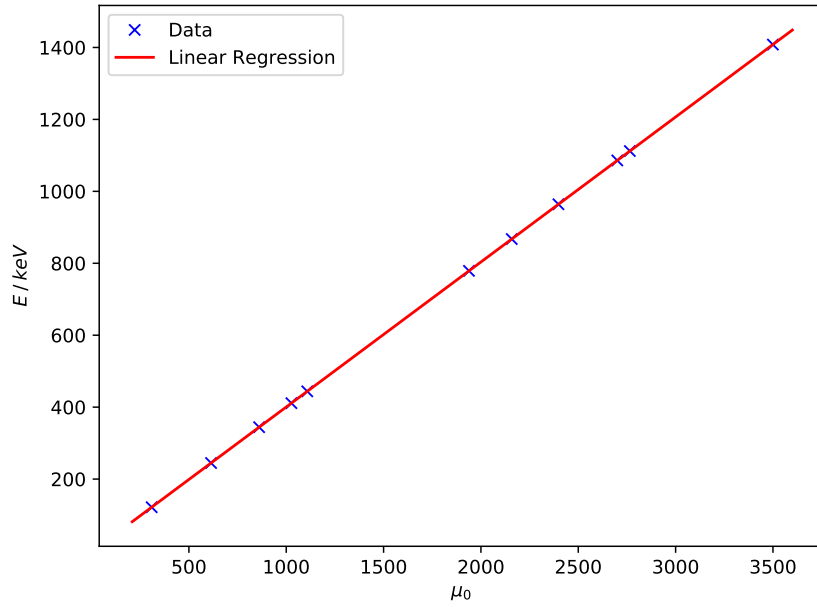


Abbildung 5: Lineare Regression der Energie-Kanalnummer-Wertepaare des ^{152}Eu -Strahlers

Die statistischen Fehler der Regressionskonstanten sind mit 0,0 % und 1,9 % sehr gering.

3.2 Bestimmung der Effizienz bzw. Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit anhand des Spektrums von $^{152}\text{Europium}$

Die Effizienz

$$Q = \frac{4\pi Z}{\Omega A W t_m} \quad (8)$$

wird aus der Zählrate Z , dem Raumwinkel Ω , der Aktivität A des Strahlers, der Emmisionswahrscheinlichkeit W und der Messzeit $t_m = 4111 \text{ s}$ bestimmt.

Der Raumwinkel ergibt sich zu

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{l}{\sqrt{l^2 + r^2}} \right) \approx 0,0538\pi, \quad (9)$$

mit dem Radius $r = 2,25 \text{ cm}$ und dem Abstand $l = 9,5 \text{ cm}$ zwischen Probe und Detektor. Die Aktivität am Messtag wird bestimmt als

$$A(t) = A_0 \cdot \exp \left(-\frac{\ln(2)}{t_{1/2}} \cdot t \right). \quad (10)$$

Mit einer Anfangsaktivität $A_0 = (4130 \pm 60) \text{ Bq}$ am 01.10.2000 und der Halbwertszeit $t_{1/2} = (4943 \pm 5) \text{ d}$ ergibt sich nach einer Zeit von $t = 7177 \text{ d}$ eine Aktivität von

$A_{25.05.2020} = (1510 \pm 22) \text{ Bq}$. Der statistische Fehler von $A_{25.05.2020}$ ergibt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus denen von A_0 und $t_{1/2}$.

Zuletzt sind noch die Zählraten Z der Peaks zu bestimmen. Dazu werden die gefitteten Gaußnäherungen integriert. Der konstante Parameter b wird dabei vernachlässigt, da er das Niveau des umgebenden Spektrums angibt und somit nicht zur Zählrate Z des Peaks beiträgt. Aus der Integration folgt dann

$$Z = \int_{-\infty}^{\infty} a \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_0)^2}{b}\right) dx = a\sqrt{b\pi}. \quad (11)$$

Der statistische Fehler der Zählrate wird aufgrund des poissonverteilten Zerfallswahrscheinlichkeit als \sqrt{Z} angenommen.

In der erweiterten Tabelle 2 sind die errechneten Effizienzen Q , Zählraten Z und Emmisionswahrscheinlichkeiten W aufgeführt.

Tabelle 2: Effizienzen und zu deren Berechnung notwendige Größen des ^{152}Eu -Strahlers

E / keV	$W \text{ in } \%$	a	b	Z	Q
121,78	28,6	$3493,0 \pm 15,0$	$3,5 \pm 0,0$	$11582,64 \pm 107,62$	$0.0048506 \pm 7,37 \cdot 10^{-5}$
244,70	7,6	$535,0 \pm 9,0$	$4,2 \pm 0,2$	$1943,36 \pm 44,08$	$0.0030626 \pm 9,98 \cdot 10^{-5}$
344,30	26,5	$1140,0 \pm 6,0$	$5,5 \pm 0,1$	$4738,72 \pm 68,84$	$0.0021417 \pm 3,85 \cdot 10^{-5}$
411,12	2,2	$74,7 \pm 3,5$	$5,7 \pm 0,6$	$316,11 \pm 17,78$	$0.0017209 \pm 12,38 \cdot 10^{-5}$
443,96	3,1	$94,2 \pm 3,0$	$6,4 \pm 0,5$	$422,39 \pm 20,55$	$0.0016320 \pm 8,56 \cdot 10^{-5}$
778,90	12,9	$143,3 \pm 2,4$	$14,3 \pm 0,5$	$960,48 \pm 30,99$	$0.0008918 \pm 2,52 \cdot 10^{-5}$
867,37	4,2	$42,5 \pm 2,1$	$17,1 \pm 2,0$	$311,50 \pm 17,65$	$0.0008883 \pm 6,92 \cdot 10^{-5}$
964,08	14,6	$120,3 \pm 2,2$	$19,3 \pm 0,8$	$936,74 \pm 30,61$	$0.0007685 \pm 2,40 \cdot 10^{-5}$
1085,90	10,2	$67,5 \pm 2,2$	$30,2 \pm 2,3$	$657,48 \pm 25,64$	$0.0007720 \pm 4,03 \cdot 10^{-5}$
1112,10	13,6	$88,5 \pm 2,6$	$23,2 \pm 1,7$	$755,55 \pm 27,49$	$0.0006654 \pm 3,27 \cdot 10^{-5}$
1408,00	21,0	$90,7 \pm 1,4$	$28,9 \pm 1,1$	$864,23 \pm 29,40$	$0.0004929 \pm 1,41 \cdot 10^{-5}$

Um eine Potenzfunktion mit Zusammenhang zwischen Effizienz und Energie zu bestimmen, werden die logarithmierte Effizienzen der Peaks gegen deren logarithmierten Energien aufgetragen und eine lineare Regression der Form

$$\ln(Q) = n \cdot \ln\left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right) + e \quad (12)$$

durchgeführt, die in Abbildung 6 dargestellt ist.

Es ergeben sich die Regressionsparameter

$$n = -0,934 \pm 0,035$$

$$e = -0,742 \pm 0,221$$

und somit der Zusammenhang

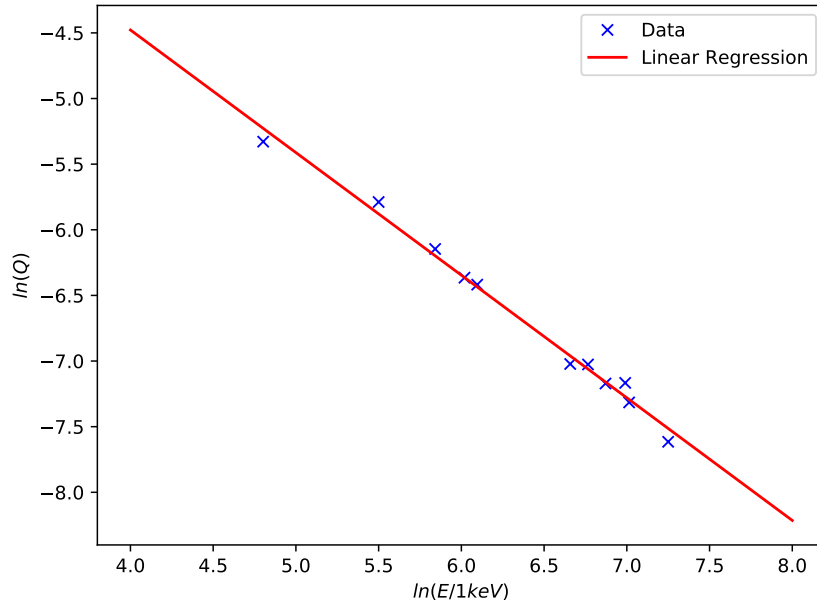


Abbildung 6: Lineare Regression der logarithmierten Effizienzen abhängig von den logarithmierten Energien

$$Q(E) = e^e \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^n \approx 0,476 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-0,934} . \quad (13)$$

3.3 Untersuchung des monochromatischen Gammaspektrums von $^{137}\text{Caesium}$

Das gemessene Spektrum von ^{137}Cs ist in den Abbildungen 7 und 8 dargestellt. Um die Lage des Photopeaks bzw. der Vollenergielinie zu bestimmen, wird dieser durch eine Gaußglocke genähert, die in Abbildung 9 dargestellt ist. Die Näherung erfolgt mittels der Funktion `scipy.optimize.curve_fit` aus der Python-Bibliothek SciPy und für das Maximum der Gaußglocke ergibt sich die Kanalnummer

$$\mu_{0,\text{Photo}} = 1647,72 \approx 1648 ,$$

die als Zentrum des Photopeaks angenommen wird.

Mit der Energieeichung (7) lässt sich die Energie des Photopeaks als

$$E_{\text{Photo}} = (661,35 \pm 0,05) \text{ keV}$$

bestimmen.

Der Literaturwert beträgt $E_{\text{Photo, Lit}} = 661,657 \text{ keV}$ [1]. Die Abweichung vom Literaturwert von ca. 0,3 keV liegt über der statistischen Abweichung der Energieeichung, ist mit 0,046 % aber dennoch sehr klein.

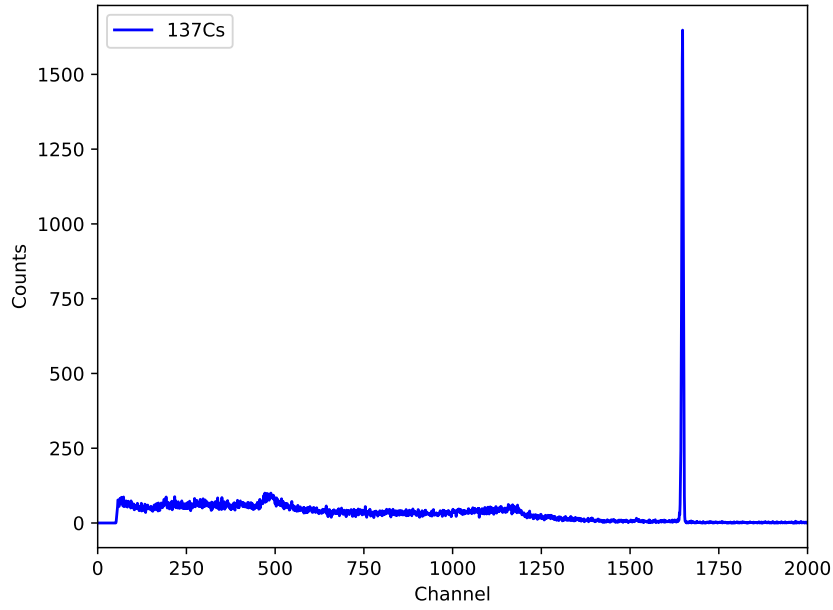


Abbildung 7: Gemessenes Spektrum eines ^{137}Cs -Strahlers, abgeschnitten ab Kanalnummer 2000. Hier ist der Photopeak bzw. Vollenergielinie gut zu erkennen.

Die maximale Ereignisanzahl des gaußgenäherten Photopeaks aus Abbildung 9 beträgt 1639,91. Es lassen sich die Halb- und Zehntelwertsbreiten

$$\mu_{0,1/2} \approx 5,37$$

$$\mu_{0,1/10} \approx 10,02$$

ablesen.

Mit der Energieeichung (7) lassen sich diese in die Energien

$$\Delta E_{1/2} \approx (0,52 \pm 0,05) \text{ keV}$$

$$\Delta E_{1/10} \approx (1,36 \pm 0,05) \text{ keV}$$

umrechnen.

Dabei ist das Verhältnis zwischen Halb- Zehntelwertsbreiten

$$\kappa = \frac{\mu_{0,1/10}}{\mu_{0,1/2}} = \frac{\Delta E_{1/10}}{\Delta E_{1/2}} = 1,8659 \quad (14)$$

und weicht damit um nur 2,35 % von dem für Gaußverteilungen typischen Wert von $\kappa = 1,823$ ab.

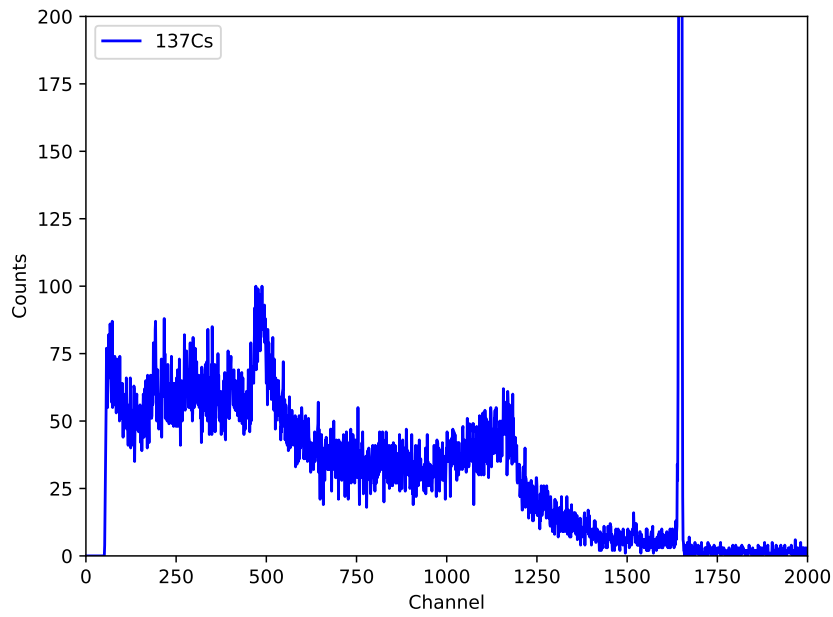


Abbildung 8: Gemessenes Spektrum eines ^{137}Cs -Strahlers, abgeschnitten ab Kanalnummer 2000. Zur Erkennung des Compton-Kontinuums, des Rückstreupeaks und der Compton-Kante wurde ein kleinerer Bereich der Ereignisanzahl gewählt.

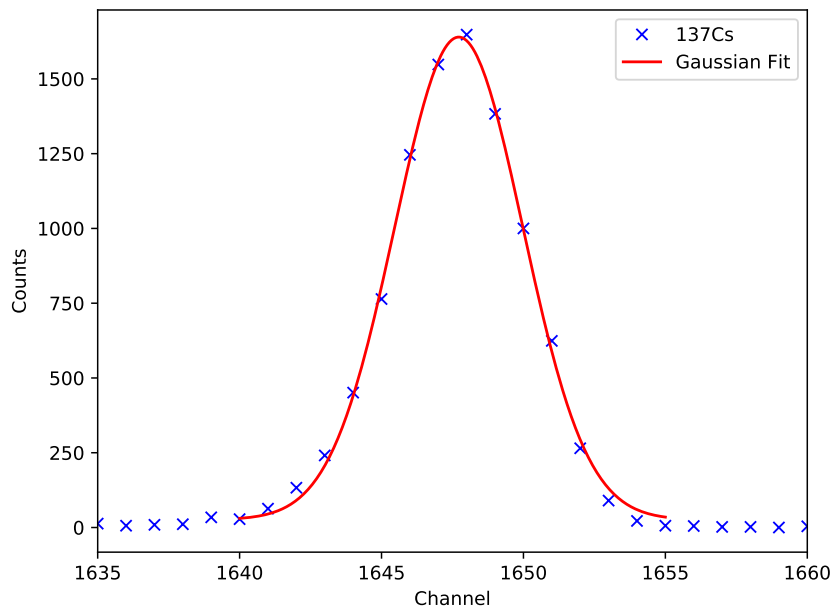


Abbildung 9: Gemessener und gaußgenäherter Photopeak eines ^{137}Cs -Strahlers

Zum Vergleich mit der gemessenen kann die Halbwertsbreite der Gaußverteilung wie folgt genähert und berechnet werden:

$$\Delta E_{1/2, \text{theo}} = \sqrt{8 \cdot \ln(2) \cdot \sigma} \approx 2,35 \cdot \sqrt{F E_{\text{Photo}} E_{\text{Ex}}} \quad (15)$$

$$= 2,35 \cdot \sqrt{0,1 \cdot (661,35 \pm 0,05) \text{ keV} \cdot 2,9 \text{ eV}} = (1029,16 \pm 0,04) \text{ eV} . \quad (16)$$

Dabei beschreibt σ die Standardabweichung der Gaußverteilung. E_{Ex} gibt die Exzitonenbildungsenergie für Germanium bei einer Temperatur von 77 K an und der Fano-Faktor F berücksichtigt, dass Fluktuationen in der Ladungsträger- bzw. Exzitonenerzeugung durch Fluktuation der Photonenanregung ausgeglichen werden.

Die gemessene Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2} \approx (0,52 \pm 0,05) \text{ keV}$ weicht um etwa 49,47 % von der theoretischen $\Delta E_{1/2, \text{theo}} = (1029,16 \pm 0,04) \text{ eV}$ ab.

Dieser Fehler kommt unter anderem durch Ablesefehler und die Näherung des Photopeaks als Gaußverteilung zustande. Die Näherung weicht für die niedrigen Wertepaare, von denen die Zehntelwertsbreite abhängt, stärker ab, als am Rest des Peaks.

Die Comptonkante liegt etwa bei der Kanalnummer $\mu_{0, \text{K}} = 1180$ und der Rückstreupeak etwa bei $\mu_{0, \text{R}} = 490$.

Dies entspricht den Energien

$$E_{\text{K}} = (472,86 \pm 0,05) \text{ keV}$$

$$E_{\text{R}} = (194,79 \pm 0,05) \text{ keV} .$$

Berechnet werden können die Energien nach den Gleichungen (2) und (3) zu

$$E_{\text{K, theo}} = E_{\text{Photo}} \cdot \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} = (477,05 \pm 0,05) \text{ keV}$$

$$E_{\text{R, theo}} = \frac{E_{\text{Photo}}}{1 + 2\epsilon} = (184,299 \pm 0,004) \text{ keV} .$$

Die Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Energien sind mit 0,88 % und 5,69 % klein.

Zur Bestimmung der Zählraten werden für die des Comptonkontinuums die Ereignisanzahlen linksseitig der Comptonkante und für die des Photopeaks die innerhalb des Peaks gezählt:

$$Z_{\text{Compton}} = 53\,860$$

$$Z_{\text{Photo}} = 9506 .$$

Nach Gleichung (1) ergibt sich für die Absorptionswahrscheinlichkeit:

$$W(D) = 1 - e^{-\mu D} . \quad (17)$$

Der Extinktionskoeffizient lässt sich für verschiedene Energien aus Abbildung 1 ablesen. Für eine Kristalllänge von $D = 4,5$ cm ergeben sich dann die in Tabelle 3 aufgelisteten Absorptionswahrscheinlichkeiten.

Tabelle 3: Energien, Extinktionskoeffizienten und Absorptionswahrscheinlichkeiten für den Photo- und Comtoneffekt des ^{152}Eu -Strahlers

	Photoeffekt	Comtoneffekt
E / keV	661,35	0,00 bis 472,86
$\mu / \frac{1}{\text{cm}}$	0,006	0,85 bis 0,45
$W / \%$	2,66	86,80 bis 97,82

Der Vergleich der Zählraten bzw. Linieninhalte mit den Absorptionswahrscheinlichkeiten zeigt, dass die Ereignisanzahl im Photopeak 5^{1/2}-mal geringer und die Absorptionswahrscheinlichkeit über 30-mal kleiner ist, als im Comptonkontinuum. Daraus ist zu schließen, dass der Comtoneffekt Einfluss auf den Photopeak hat. Compton-gestreute Photonen können im Detektor noch photoelektrisch wechselwirken.

3.4 Aktivitätsbestimmung von ^{125}Sb oder ^{133}Ba

Zur Identifikation, welches Nuklid das in Abbildung 10 abgebildete Spektrum besitzt, werden die Peaks gemäß Gleichung (6) mithilfe der Funktion *scipy.optimize.curve_fit* aus der Python-Bibliothek SciPy gaußgenähert.

Aus den Fitparametren lassen sich nach Gleichung (7) die Energien E , nach Gleichung (13) die Effizienzen Q und nach Gleichung (11) die Zählraten Z berechnen.

Nach Umstellung der Gleichung (8) ergibt sich die Aktivität

$$A = \frac{4\pi Z}{\Omega Q W t_m} \quad (18)$$

mit dem Raumwinkel $\Omega \approx 0,0538\pi$ und einer Messzeit von $t_m = 3771$ s. Diese gefitteten Parameter sind in Tabelle 4 und die errechneten Größen in Tabelle 5 aufgelistet.

Tabelle 4: Fitparameter der Gaußnäherungen des ^{125}Sb - oder ^{133}Ba -Strahlers

E / keV	μ_0	a	b	c
$81,01 \pm 0,05$	$207,667 \pm 0,023$	2400 ± 40	$3,06 \pm 0,11$	$99,0 \pm 7,0$
$276,39 \pm 0,05$	$692,477 \pm 0,026$	301 ± 5	$4,08 \pm 0,15$	$20,0 \pm 0,9$
$302,84 \pm 0,05$	$758,120 \pm 0,016$	685 ± 6	$4,53 \pm 0,10$	$17,4 \pm 1,3$
$355,98 \pm 0,05$	$889,976 \pm 0,008$	1769 ± 7	$5,46 \pm 0,05$	$8,9 \pm 1,6$
$383,82 \pm 0,05$	$959,058 \pm 0,035$	231 ± 4	$5,37 \pm 0,23$	$6,3 \pm 0,9$

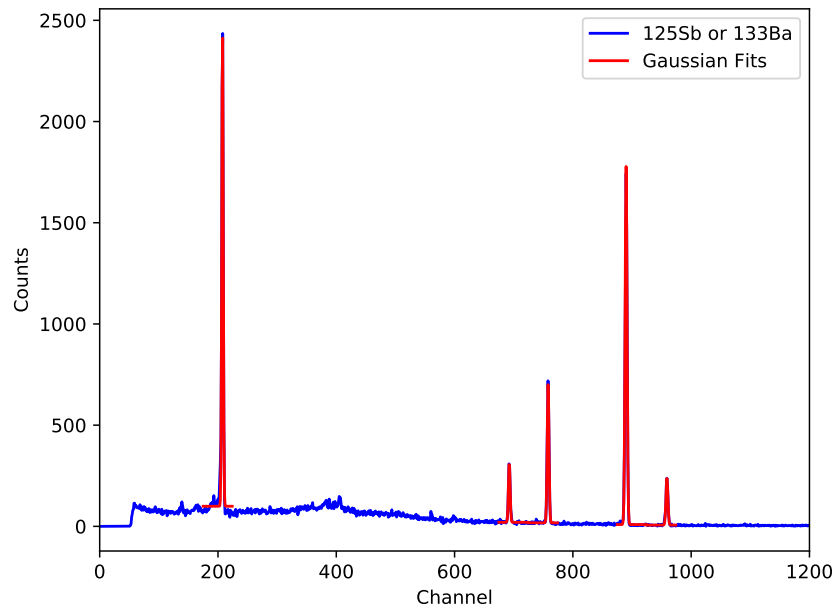


Abbildung 10: Gemessenes und genähertes Spektrum eines ^{125}Sb - oder ^{133}Ba -Strahlers, abgeschnitten ab Kanalnummer 1200

Tabelle 5: Aktivitäten und zu deren Berechnung notwendige Größen des ^{125}Sb - oder ^{133}Ba -Strahlers

E / keV	$W \text{ in } \%$	Z	Q	A / Bq
$81,01 \pm 0,05$	34,1	7440 ± 180	$0,0079 \pm 0,0021$	550 ± 150
$276,39 \pm 0,05$	0,5	1078 ± 27	$0,0025 \pm 0,0007$	17000 ± 5000
$302,84 \pm 0,05$	18,3	2580 ± 40	$0,0023 \pm 0,0007$	1200 ± 400
$355,98 \pm 0,05$	62,1	7330 ± 40	$0,0020 \pm 0,0006$	1200 ± 400
$383,82 \pm 0,05$	8,9	949 ± 26	$0,0018 \pm 0,0006$	1140 ± 350

Aus dem Vergleich der berechneten Energien mit den Literaturwerten der Energiespektren von ^{125}Sb und ^{133}Ba lässt sich erkennen, dass die gemessenen Energien denen des 3., 5., 6., 7., und 8. Peaks des ^{133}Ba -Spektrums entsprechen. Die Energien und Emmisionswahrscheinlichkeiten des Referenzspektrums sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Tabelle 6: Literaturwerte der Peakenergien und Emmisionswahrscheinlichkeiten des ^{133}Ba -Strahlers

E / keV	$W \text{ in } \%$
53,16	2,2
79,62	2,6
81,00	34,1
160,61	0,6
223,25	0,5
302,85	18,3
356,02	62,1
383,85	8,9

Zur Bestimmung der Aktivität A des vorliegenden ^{133}Ba -Strahlers wird der Mittelwert der Aktivitäten der letzten drei Peaks genommen, da die ersten beiden Werte stark nach unten und oben abweichen. Die mittlere Aktivität beträgt:

$$\bar{A} = (1180 \pm 383) \text{ Bq} .$$

4 Literaturverzeichnis

[1] Laboratoire National Henri Becquerel: <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>; letzter Zugriff 16.06.2020.