

V18 – Der Reinst-Germanium-Detektor als Instrument der Gamma-Spektroskopie

Kevin Heinicke
kevin.heinicke@udo.edu

Markus Stabrin
markus.stabrin@udo.edu

16. Juni 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	2
2.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	2
2.2	Der Aufbau und die Wirkungsweise eines Reinst-Germanium-Detektors . .	4
2.3	Eigenschaften eines Halbleiter-Detektors	6
2.4	Elektronische Beschaltung eines Germanium-Detektors	6
2.5	Das Spektrum eines monochromatischen γ -Strahlers	9
2.6	Bestimmung der Energie und der Aktivität einer γ -Quelle	10
3	Messung	10
3.1	Eichung und Effizienz des Ge-Detektors	10
3.2	Bestimmung einiger Detektoreigenschaften	12
3.3	Aktivität einer ^{133}Ba -Quelle	14
3.4	Radioaktivität von Holzkohlebriketts	15

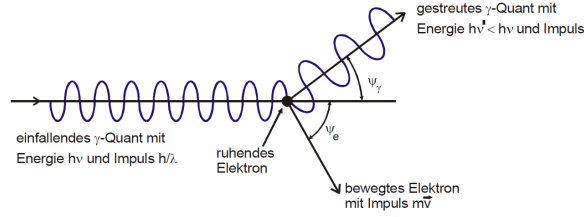


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Compton-Streuung [?].

1 Einleitung

Der Reinst-Germanium-Detektor ist ein Messinstrument in der γ -Spektroskopie. Der Detektor besitzt im Vergleich zu anderen Detektoren ein hohes Energieauflösungsvermögen und in diesem Versuch werden die γ -Spektren verschiedener Proben untersucht.

2 Theorie

2.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Tritt ein γ -Quant mit Materie in Wechselwirkung, sind für die γ -Spektroskopie besonders der Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung von Interesse. Diese Effekte führen zu einem vom Wirkungsquerschnitt σ abhängigen Intensitätsverlust des γ -Strahls. Die Intensität kann mithilfe der Gleichung

$$N(D) = N_0 (1 - \exp(-n\sigma D)) \quad (1)$$

beschrieben werden. Dabei ist D die Absorberschichtdicke, N_0 die ursprüngliche Strahlintensität und n die Teilchendichte des Absorbers.

Die mittlere Reichweite \bar{x} der γ -Quanten ist durch den reziproken Wert des Extinktionskoeffizienten gegeben. Unter der Annahme von isolierten Elektronen der Absorberatome ist dieser durch

$$\mu = n\sigma = \frac{zN_L\rho}{A}\sigma \quad (2)$$

gegeben. A entspricht dem Atomgewicht, ρ der Dichte, z der Kernladungszahl und N_L der Loschmidtschen Zahl.

Beim Photoeffekt muss die Energie des γ -Quants E_γ größer sein als die Bindungsenergie E_B der Elektronen. Dabei gibt der γ -Quant seine gesamte Energie an das Elektron ab, sodass dieses die Energiedifferenz als kinetische Energie erhält. Die entstandenen Elektronenlöcher werden unter Aussendung charakteristischer Röntgenstrahler von einem Elektron einer höheren Schale aufgefüllt. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist durch

$$\sigma_{\text{ph}} \propto z^\alpha E^\delta \quad (3)$$

gegeben mit $4 < \alpha < 5$ und $\delta \approx -3,5$.

Der Compton-Effekt kann als inelastische Streuung des γ -Quants an einem praktisch ruhenden Elektron verstanden werden. Mit

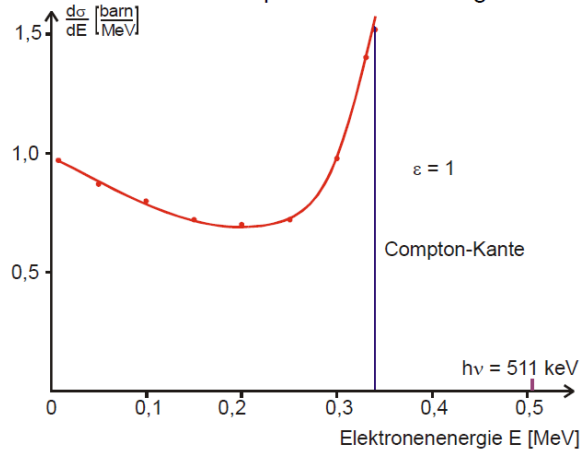


Abbildung 2: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Compton Streuung bei $\epsilon = 1$ [?].

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \quad (4)$$

ergibt sich nach Abbildung 1 für die Energie des gestoßenen Elektrons

$$E_{\text{el}} = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{\epsilon(1 - \cos \Psi_\gamma)}{1 + \epsilon(1 - \cos \Psi_\gamma)}. \quad (5)$$

Somit ist der maximale Energieübertrag durch

$$E_{\text{el,max}} = E_\gamma \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} < E_\gamma \quad (6)$$

gegeben. Somit ist der Compton-Effekt eine unerwünschte Erscheinung, da nur ein sich verändernder Bruchteil der γ -Energie detektiert wird.

Bei kleinen Energien gilt für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{Co}} = \frac{3}{4} \sigma_{\text{Th}} \left(1 - 2\epsilon + \frac{26}{5} \epsilon^2 + \dots \right). \quad (7)$$

Für $\epsilon \rightarrow 0$ gilt

$$\sigma_{\text{Co}} = \sigma_{\text{Th}} = \frac{8}{3} \pi r_{\text{el}}^2. \quad (8)$$

Da Detektoren nur die Elektronenenergie detektieren, ist die Energieverteilung der gestoßenen Elektronen wichtig. Diese ist durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{8}{3} \sigma_{\text{Th}} \frac{1}{m_0 c^2 \epsilon^2} \left(2 + \left(\frac{E}{h\nu - E} \right)^2 \left(\frac{1}{\epsilon^2} + \frac{h\nu - E}{h\nu} - \frac{2}{\epsilon} \left(\frac{h\nu - E}{h\nu} \right) \right) \right) \quad (9)$$

gegeben. In Abbildung 2 ist eine beispielhafte Kurve dargestellt.

Die Paarbildung beschreibt das Entstehen eines Elektronen-Positronen Paares durch die Wechselwirkung eines γ -Quants mit einem Stoßpartner. Ist dies ein Atomkern, so muss die Energie des γ -Quants größer als $2m_0 c^2$ sein und im Falle eines Elektrons sogar $4m_0 c^2$. Die

Differenz der Energien wird im gleichen Maße auf das Elektron und das Positron übertragen wodurch sich eine symmetrische Verteilungskurve ergibt.

Für die Grenzfälle des Wirkungsquerschnittes im Falle verschwindender und vollständiger Abschirmung ergibt sich

$$\text{Verschwindend: } \sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_{\text{el}}^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln(2\epsilon) - \frac{218}{27} \right), \quad (10)$$

$$\text{Vollständig: } \sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_{\text{el}}^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}\right) - \frac{2}{27} \right). \quad (11)$$

Nach der Bildung können das Elektron oder das Positron oder gar beide Teilchen aus dem Detektor austreten. Zudem kann auch durch Bremsstrahlung ein Energieverlust zustande kommen. Somit verbreitert sich das Spektrum zu kleineren Energien hin.

2.2 Der Aufbau und die Wirkungsweise eines Reinst-Germanium-Detektors

Der Germaniumdetektor ist ein Halbleiterdetektor und besteht daher aus zwei aneinander angrenzenden Bereichen, welche unterschiedlich dotiert sind. Durch den Potentialunterschied kommt es zur Ausbildung einer ladungsträgerarmen Zone, welche durch das Anlegen einer äußeren Spannung und eine stark asymmetrische Dotierung vergrößert werden kann. Die angelegte Spannung sollte jedoch nicht zu hoch gewählt werden, da es ansonsten zu spontaner Bildung von Ladungsträgerpaaren kommt. Um dem entgegenzuwirken wird der Detektor üblicherweise mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

Tritt ein γ -Quant in die Zone ein, kann es zur Freisetzung eines energiereichen Elektrons kommen, welches wiederum mit anderen Elektronen des Valenzbandes wechselwirkt und seine Energie an diese abgibt und diese wiederum mit weiteren wechselwirken. Die erzeugten Elektronen-Loch-Paare können auf Elektroden gespeichert werden und die resultierende Spannung ist proportional zur Energie des eingefallenen γ -Quants.

Für den Extinktionskoeffizienten in Abhängigkeit der Energie des γ -Quants ergeben sich für die verschiedenen Wechselwirkungen die in Abbildung 3 dargestellten Kurven.

Der hier verwendete Detektor ist in Abbildung 4 dargestellt. Um die Oberfläche gut leitend zu machen, ist diese mit Li-Atomen n-dotiert, während das Innere des Zylinders mithilfe von Gold stark p-dotiert worden ist. Der gesamte Detektor ist zudem von einer Aluminium Schicht umgeben. Zusammen mit der Li-dotierten Oberfläche führt dies zu einer unteren nachweisgrenze für die γ -Energie von etwa 40 keV – 50 keV, da die γ -Quanten diese beiden Schichten zunächst durchdringen müssen.

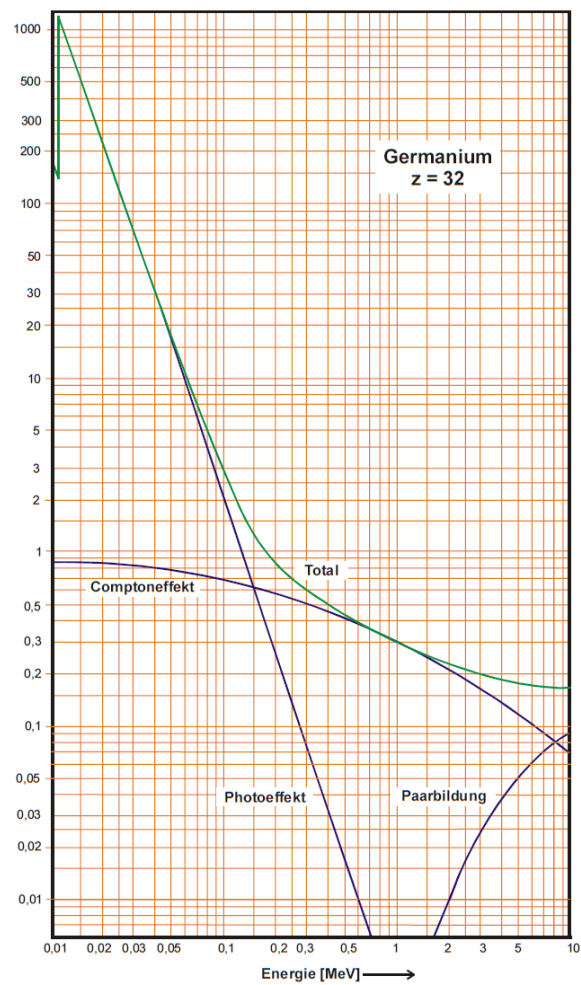


Abbildung 3: Energieabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten μ für Ge getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen [?].

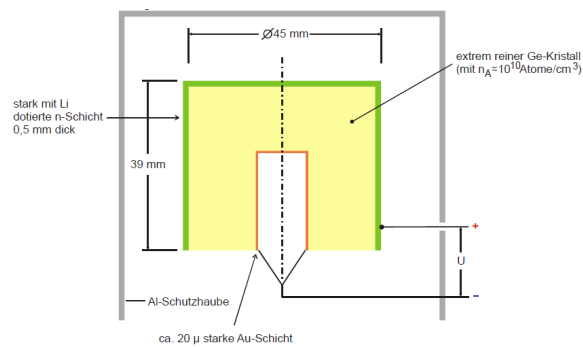


Abbildung 4: Querschnitt durch einen coaxialen Reinst-Ge-Detektor [?].

2.3 Eigenschaften eines Halbleiter-Detektors

Das energetische Auflösungsvermögen des Detektors ist eine wesentliche Kenngröße für die γ -Spektroskopie. Diese wird unter anderem über die Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$ bestimmt, welche angibt wann sich zwei unterschiedliche Spektrallinien bei einfall monochromatischer γ -Strahlung noch zuverlässig voneinander trennen lassen. Die Breite ist von der Zahl n der erzeugten Ladungsträgerpaare wobei

$$\bar{n} = \frac{E_\gamma}{E_{\text{EL}}} \quad (12)$$

gilt.

Eine Bildung von Elektronen-Loch-Paaren ist nur unter der Beteiligung von Phononen möglich und die Energie des γ -Quants wird statistisch auf beide verteilt. Dies konnte herausgefunden werden, da in Ge bei $77 \text{ K } E_{\text{EL}} = 2,9 \text{ eV}$ ist, obwohl die Energiedifferenz zwischen Leitungs- und Valenzband nur $0,67 \text{ eV}$ beträgt. Da eine Korrelation zwischen Ladungsträgererzeugung und Phonon vorliegt, verkleinert sich die Standardabweichung durch die Wurzel des Fano-Faktors $F < 1$ zu

$$\sigma = \sqrt{F\bar{n}}. \quad (13)$$

Da $n \gg 1$ ist, kann die Poisson-Verteilung durch eine Gauß-Verteilung mit der Standardabweichung σ_E approximiert werden wodurch sich für die Halbwertsbreite

$$\Delta E_{1/2} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma_E \approx 2.45 \sqrt{0.1 E_\gamma E_{\text{EL}}} \quad (14)$$

ergibt.

Weiterhin spielt die Halbwertsbreite des Rauschens des Leckstroms H_R , die Halbwertsbreite durch unvollständige Ladungssammlung aufgrund von Feldinhomogenitäten H_I und die Halbwertsbreite des Verstärkerrauschens H_E eine Rolle. Da diese unkorreliert sind, ergibt sich die Energieauflösung des Detektors durch

$$H_{\text{ges}}^2 = \Delta E_{1/2}^2 + H_R^2 + H_I^2 + H_E^2. \quad (15)$$

Eine weitere Kenngröße ist die Effizienz des Detektors, also die Nachweiswahrscheinlichkeit eines γ -Quants. Für die γ -Spektroskopie ist unterhalb von 3 MeV nur der Photoeffekt von Relevanz, doch nach (1) sollen nur 2% der γ -Quanten absorbiert werden. Effektiv liegt dieser Wert jedoch höher.

2.4 Elektronische Beschaltung eines Germanium-Detektors

Um einen Spannungsimpuls zu erzeugen, welcher proportional zur Energie des eingefallenen γ -Quants ist, wird die in Abbildung 5 dargestellte Schaltung verwendet. Es wird ein kapazitiv rückgekoppelter Operationsverstärker verwendet, welcher das Signal nach

$$U_A = -\frac{1}{C_K} \int_0^{t_s} I(t) dt \quad (16)$$

elektrisch integriert. Dabei ist t_K die Sammelzeit.

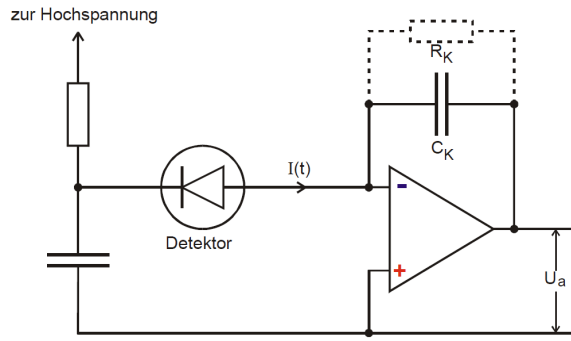


Abbildung 5: Beschaltung eines Ge-Detektors durch eine Integrationsstufe [?].

Um das Signal auf die Impulshöhe zu analysieren muss der Kondensator nach jedem Ereignis wieder entladen werden. Dies kann, wie in Abbildung 5 dargestellt, durch einen Widerstand möglich gemacht werden, doch induziert dieser ein Eigenrauschen. Besser ist daher die Entladung durch einen LED nach Abbildung 6, welche die Sperrschicht vorübergehend leitend macht.

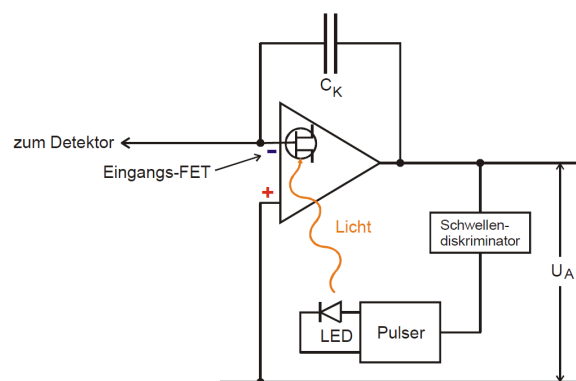


Abbildung 6: Prinzipschaltbild zur Entladung des Integrationskondensators C_K durch optoelektronische Rückkopplung [?].

Im Anschluss an den Operationsverstärker befindet sich ein Vorverstärker, an den sich ein Hauptverstärker anschließt. Dieser bringt die Spannungssignale auf eine Höhe von 0 V–10 V, da der Messbereich des anschließenden Analog-Digital-Konverters auf diesen Bereich genormt ist. Zudem darf die Bandbreite des Hauptverstärkers nicht zu groß gewählt werden, da das Rauschen proportional zu dieser ist. Wird sie hingegen zu klein gewählt, werden nicht alle Komponenten des Eingangssignals übertragen. Daher wird innerhalb des Hauptverstärkers die Bandbreite durch RC-Glieder Hoch- und Tiefpass gefiltert.

Weiteren Signalverschlechternden Effekten - Unterschwingung, negative Werte der Impulsrate, spontaner viel zu hoher Impuls - kann mithilfe der *Pole-Zero-Kompensation*, der Methode der *Base-Line-Restorer* oder einer *Pile-Up-Schaltung* entgegen gewirkt werden.

Abschließend gelangen die Signale in einen Vielkanalanalysator, der an einen Computer gekoppelt ist. An diesem werden die Signale ihrer Impulshöhe entsprechend in verschiedene Kanäle sortiert und dort gespeichert. In Abbildung 7 ist der Aufbau eines γ -Spektrometers dargestellt.

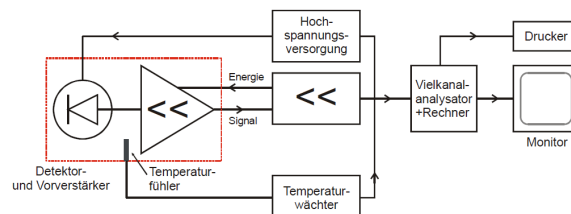


Abbildung 7: Blockschaltbild des hier verwendeten γ -Spektrometers ohne Kühlung [?].

2.5 Das Spektrum eines monochromatischen γ -Strahlers

Abbildung 8 zeigt das Spektrum eines monochromatischen γ -Strahlers. Es besteht aus dem Compton-Kontinuum mit Compton-Kante, dem Rückstreupeak und dem Photopeak. Der Rückstreupeak berechnet sich nach

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \frac{1}{1 + 2\epsilon}. \quad (17)$$

Die Breite des Photopeaks ist dabei ein Maß für die Energieauflösung des Spektrometers. Die von null verschiedene Intensität nach der Compton-Kante ist durch mehrfach Compton-gestreuete Quanten zu erklären, während der Rückstreupeak durch nicht unmittelbar von der Quelle in den Detektor gelangten Quanten erzeugt wird.

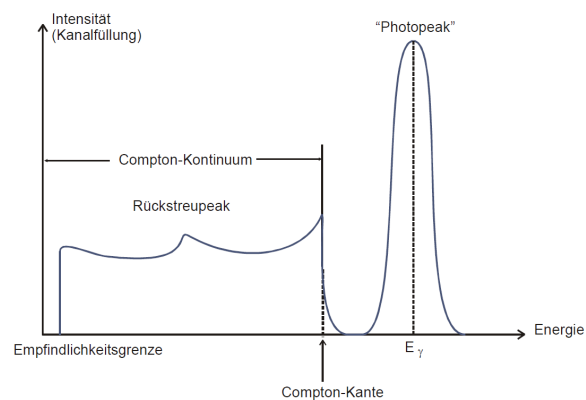


Abbildung 8: Das Spektrum eines monochromatischen γ -Strahls mit der Energie E_{γ} aufgenommen mit einem Ge-Detektor [?].

2.6 Bestimmung der Energie und der Aktivität einer γ -Quelle

Wird ein Energiespektrum mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen, so kann zunächst kein Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie hergestellt werden. Durch Messung eines bekannten Spektrums können die Kanäle jedoch den dazugehörigen Energien zugeordnet werden. Dazu ist es von Vorteil ein besonders Linienreiches Spektrum zu verwenden, da so die Fehler minimal gehalten werden können.

Die Effizienz Q des Spektrometers kann durch einen Strahler mit bekannter Aktivität über den Zusammenhang

$$Z = \frac{\Omega}{4\pi} AWQ \quad (18)$$

bestimmt werden. Dabei ist Z das Zählerergebnis, A die Aktivität, Ω der Raumwinkel und W die Emissionswahrscheinlichkeit einer bestimmten Energie bei einem Mehrlinienstrahler.

Z kann dem Energiespektrum entnommen werden, A kann aus den Herstellerangaben errechnet werden und W lässt sich aus einschlägigen Tabellen entnehmen. Für Ω hingegen gilt

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right), a \geq 10 \text{ cm}. \quad (19)$$

Dabei kann der Radius r den Detektorabmessungen entnommen werden.

3 Messung

Im Folgenden Abschnitt wird zunächst eine Energiekalibration der Apparatur durchgeführt. Anschließend werden mit der Aufnahme eines Cäsium-Strahlers verschiedene Detektoreigenschaften bestimmt. Daraufhin wird die Aktivität einer ^{60}Co -Quelle gemessen und schließlich einige Holzkohlebriketts auf ihre radioaktiven Bestandteile untersucht.

3.1 Eichung und Effizienz des Ge-Detektors

Wie in Abschnitt 2.6 erwähnt, liegen nach der Messung lediglich Informationen über einen Energiekanal vor, in dem ein Ereignis detektiert wurde. Um das entsprechende Spektrum in der Dimension keV der Energie zu erhalten, wird den Kanälen C mit einer linearen Kalibrationsfunktion $E(C)$ eine jeweilige Energie E zugeordnet. Mit der Steigung m und einem Offset b wird hierfür verwendet:

$$E(C) = mC + b. \quad (20)$$

Zunächst wird das Spektrum eines ^{52}Eu -Strahlers aufgenommen (Abb. 9a). Um den Einfluss von Untergrundereignisse zu verringern, wird zudem eine Leermessung durchgeführt und die Einträge dieser Messung der einzelnen Kanäle von dem Spektrum des ^{52}Eu -Strahlers abgezogen. Die unterschiedliche Messdauer wird mit einem Faktor $t_{\text{leer}}/t_{\text{Eu}}$ der Messdauer t_{Eu} des ^{52}Eu -Strahlers und t_{leer} der Leermessung berücksichtigt. Für die Kalibration werden die in Tabelle 1 aufgeführten Maxima gewählt und den jeweiligen Kanäle mit

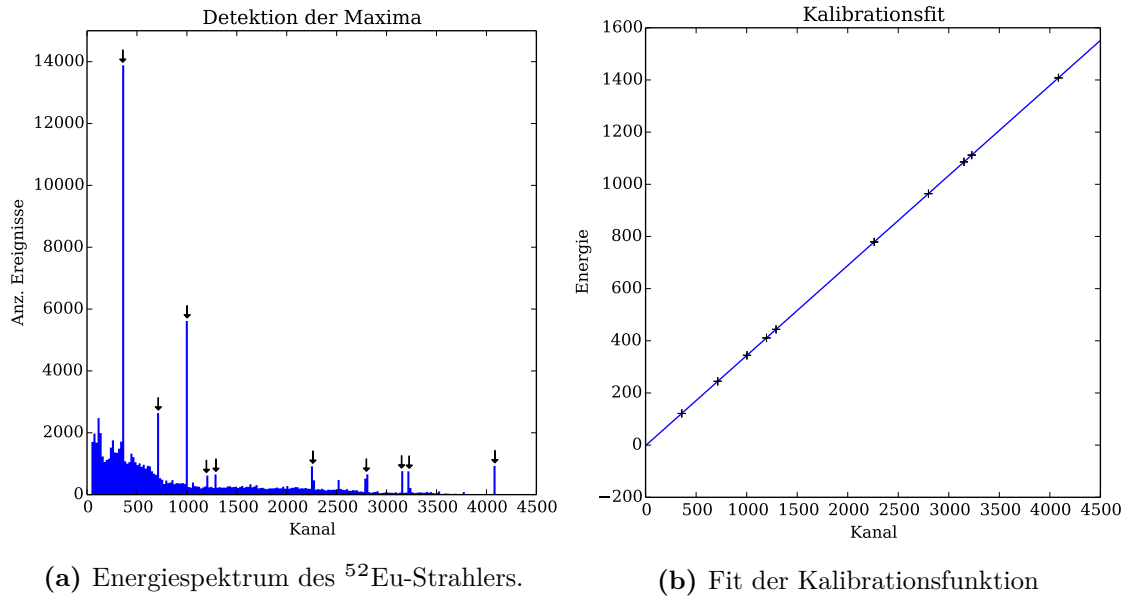


Abbildung 9: Energiespektrum des ^{52}Eu -Strahlers und Kalibrationsfunktion. Die zur Kalibration genutzten Maxima sind in 9a durch einen Pfeil markiert.

Hilfe von (20) eine Energie zugeordnet. Der Fit der Kalibrationsfunktion ist in Abbildung 9b dargestellt. Es ergeben sich die Koeffizienten

$$m = (345,22 \pm 0,04) \text{ keV/C} \quad b = (-1,82 \pm 0,09) \text{ keV}.$$

Nach der Kalibration des Gerätes, kann die Effizienz Q wie in Abschnitt 2.6 beschrieben bestimmt werden. Mit Gleichungen (19) ergibt sich ein Raumwinkelanteil des Detektors von

$$\frac{\Omega}{4\pi} = (1,575 \pm 0,017) \%.$$

Die Gesamtaktivität A_{ges} des Strahlers am Versuchstag berechnet sich mit Hilfe der bekannten Halbwertszeit $t_{1/2} = (4943 \pm 5) \text{ d}$, der Anfangsaktivität $A_0 = (4130 \pm 60) \text{ Bq}$ und der Zerfallszeit $\Delta t = 5006 \text{ d}$ zu

$$A_{\text{ges}} = (1500 \pm 22) \text{ Bq}.$$

Für die Aktivität A , die im Detektor gemessen werden kann, gilt schließlich

$$\begin{aligned} A &= \frac{\Omega}{4\pi} \cdot A_{\text{ges}} \\ \Rightarrow A &= (23,6 \pm 0,4) \text{ Bq}. \end{aligned}$$

Unter Hinzunahme der bekannten Emissionswahrscheinlichkeiten kann nun wie in Gleichung (18) beschrieben, eine Effizienzfunktion $Q(E)$ für den Detektor aufgestellt werden. Eine Funktion $Q(E)$ der Form

$$Q(E) = ae^{-bE}$$

wird anschließend an die so erhaltenen Wertepaare (Q, E) angepasst. Die oben aufgeführte Exponentialfunktion für Q liefert im Gegensatz zu der im Skript vorgeschlagenen Potenzfunktion kleinere Fehler des Fits und wird daher bevorzugt. Der Fit ist in Abbildung 10 dargestellt und ergibt

$$a = 0,63 \pm 0,26,$$

$$b = (1,8 \pm 1,1) / \text{eV}^2.$$

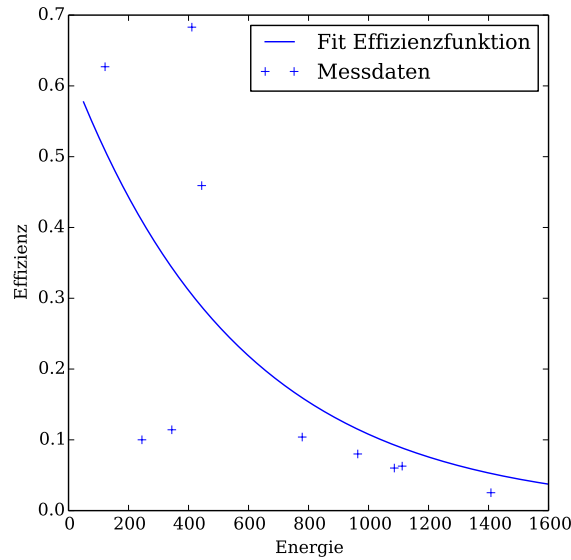


Abbildung 10: Fit der Effizienzfunktion Q .

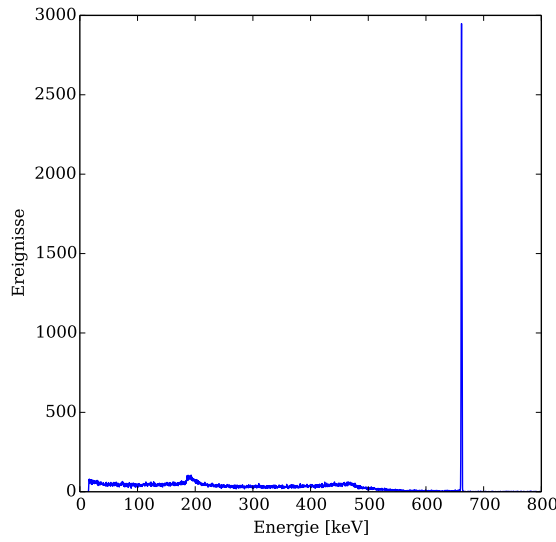
Tabelle 1: Die für die Kalibration des Ge-Detektors verwendeten Maxima des ^{52}Eu -Spektrums.

Energie [keV]	Emissionsw. [%]	Kanal	gemessen	erwartet	Effizienz [keV]
121,78	28,6	358	12 544	20 006	62,7
244,7	7,6	714	5319	53 162	10,0
344,3	26,5	1003	2117	18 537	11,4
411,12	2,2	1196	1051	1539	68,3
443,96	3,1	1291	996	2168	45,9
778,9	12,9	2262	938	9024	10,4
964,08	14,6	2798	817	10 213	8,0
1085,9	10,2	3150	429	7135	6,0
1112,1	13,6	3227	598	9513	6,3
1408,0	21,0	4084	372	14 690	2,5

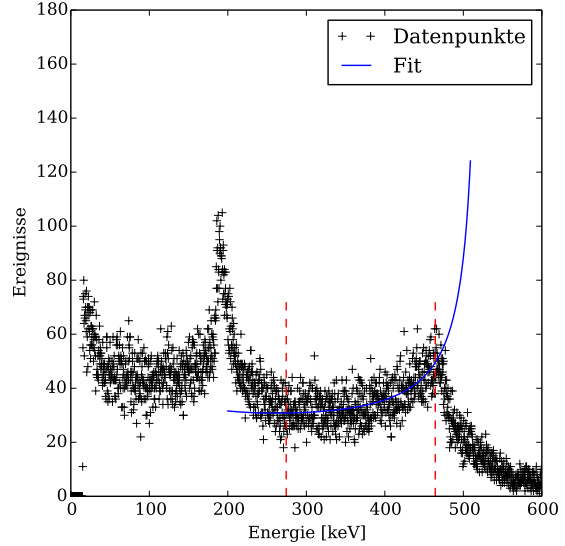
3.2 Bestimmung einiger Detektoreigenschaften

Mit Hilfe eines ^{137}Cs -Strahlers werden im folgenden Abschnitt einige Detektoreigenschaften bestimmt. Das Spektrum des Strahlers ist in Abbildung 11a dargestellt.

Zunächst wird der Photopeak des Spektrums genauer untersucht. Durch Fit einer Gaußfunktion im Bereich des Peaks lassen sich die genaue Lage und der Inhalt des Photopeaks



(a) Spektrum des ^{137}Cs -Strahlers.



(b) Compton-Streuung im ^{137}Cs -Spektrum.

Abbildung 11: Spektrum des ^{137}Cs -Strahlers. In Abbildung 11a ist das gesamte Spektrum inklusive deutlich erkennbarem Photo-Peak dargestellt. Abbildung 11b stellt den Bereich der Compton-Streuung dar, wobei jeder Datenpunkt aufgetragen ist und im rot markierten Bereich eine Funktion der Gestalt (??) gefittet wird.

bestimmen. Für die Halb- und Zehntelwertsbreite $E_{1/2}$ und $E_{1/10}$ gilt mit Kenntnis der Breite σ der Gaußverteilung

$$E_{1/2} = 2\sigma\sqrt{\ln 2}, \quad E_{1/10} = 2\sigma\sqrt{\ln 10}.$$

Der Fit ist in Abbildung 12 dargestellt, er liefert folgende Werte für die Lage des Photopeaks E_γ , die Breiten $E_{1/2}$ und $E_{1/10}$, sowie die Anzahl N der Ereignisse im Peak:

$$\begin{aligned} E_\gamma &= (661,623 \pm 0,006) \text{ keV}, & N &= 12\,250 \pm 110, \\ E_{1/2} &= (2,752 \pm 0,010) \text{ keV}, & E_{1/10} &= (5,016 \pm 0,018) \text{ keV}, \\ E_{1/2}^t &= 2,35\sqrt{0,1E_\gamma E_{\text{EL}}} = (1,03 \pm 0,00) \text{ keV}. \end{aligned}$$

Der Wert $E_{1/2}^t$ bezeichnet den im Skript erwähnten Theoriewert für die Halbwertsbreite. Das Verhältnis der Halb- und Zehntelwertsbreiten beträgt

$$\frac{E_{1/10}}{E_{1/2}} = 1,822 \pm 0,010,$$

was mit dem erwarteten Verhältnis dieser Werte einer Gaußverteilung übereinstimmt.

Aschließend wird die Lage der Compton- und Rückstreuante bestimmt. Auf Grund der Überlagerung der unterschiedlichen Wechselwirkungen im Detektor, ist die Bestimmung dieser Kanten durch einen Fit schwierig. Stattdessen werden die Maxima der Energieverteilungen in den entsprechenden Bereichen mit der Position der Kanten identifiziert. Dies liefert die Energie E_C an der Compton-Kante, sowie E_R an der Rückstreuante mit

$$\begin{aligned} E_C &= 463,537 \text{ keV}, & E_R &= 192,887 \text{ keV}, \\ E_C^t &= (477,302 \pm 0,005) \text{ keV}, & E_R^t &= (184,3206 \pm 0,0005) \text{ keV}. \end{aligned}$$

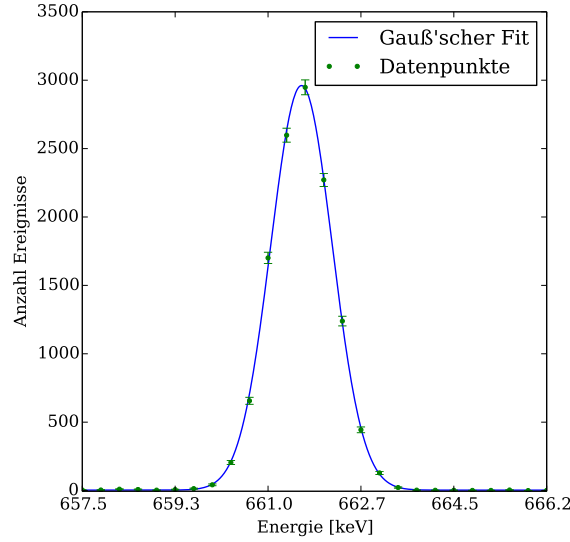


Abbildung 12: Spektrum des ^{137}Cs -Strahlers im Bereich des Photo-Peaks. Durch die Datenpunkte wird eine Gaußfunktion gefittet, um die genaue Lage des Peaks zu bestimmen.

Die Theoretischen Werte E^t lassen sich mit Hilfe der Formeln (??) und (17) berechnen. Für den Rückstreu-Peak wird ein Streuwinkel von $\phi = 180^\circ$ angenommen.

Der Inhalt I_C des Compton-Kontinuums wird durch numerische Integration der im Skript vorgeschlagenen Funktion für $d\sigma/dE$ von 50 keV bis zum Compton-Peak bestimmt. Die Parameter dieser Funktion werden dabei durch Fit an den in Abbildung 11b markierten Bereich bestimmt. Damit ergibt sich

$$I_C = 47\,190 \pm 220.$$

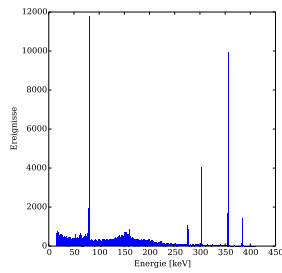
Abschließend wird das Verhältnis der Anzahl an Ereignissen im Photo-Peak und dem Compton-Kontinuum untersucht. Mit Hilfe der Extinktionskoeffizienten μ für Compton- und Photo-Effekt lassen sich unter Kenntnis der Detektorabmessungen D die Absorptionswahrscheinlichkeiten $W(D) = 1 - \exp(-\mu D)$ für beide Effekte vorhersagen. Die Koeffizienten μ werden in Abbildung 3 abgelesen:

$$\begin{aligned} \mu_C &= 0,42, & \mu_P &= 0,008, \\ \Rightarrow W_C &\approx 80\%, & W_P &\approx 3\%. \end{aligned}$$

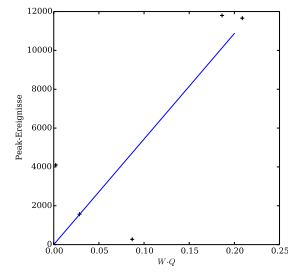
Das Compton-Kontinuum sollte somit im Vergleich zum Photo-Peak die etwa 27-fache Anzahl an Ereignissen beinhalten. Die gemessenen Inhalte ergeben jedoch ein Verhältnis von etwa 4 : 1.

3.3 Aktivität einer ^{133}Ba -Quelle

In diesem Abschnitt wird das Spektrum einer ^{133}Ba -Quelle vermessen. Anschließend wird der Inhalt der einzelnen Peaks im Spektrum bestimmt, woraus unter Berücksichtigung der Effizienzfunktion Q und dem Raumwinkelanteil Ω des Detektors auf die Aktivität A_{ges} der Quelle geschlossen werden kann. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 13a gezeigt. Es werden die in Tabelle ?? aufgeführten Peaks des Spektrums mit den bekannten Gamma-Linien aus dem Skript identifiziert. Mit Hilfe von Gleichung (18) kann dann die



(a) Spektrum des vermessenen ^{133}Ba -Strahlers.



(b) Fit zur Bestimmung der Aktivit der ^{133}Ba -Quelle.

Tabelle 2: Barium

Peak [keV]

Aktivität A der Quelle als Parameter eine linearen Ausgleichsrechnung bestimmt werden. Der Fit für die Bestimmung von A_{ges} ist in Abbildung 13b dargestellt und liefert

$$A_{\text{ges}} = (970 \pm 190) \text{ Bq}.$$

3.4 Radioaktivität von Holzkohlebriketts