

# **Versuch 18**

## **Der Reinst-Germanium-Detektor**

Jonah Nitschke  
lejonah@web.de

Sebastian Pape  
sebastian2.pape@tu-dortmund.de

Durchführung: 10.12.18

Abgabe: 1. Januar 1970

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch werden mittels  $\gamma$ -Spektrometrie die Energiespektren verschiedener  $\gamma$ -Strahler durch einen Reinst-Germanium-Detektor ausgemessen. Es werden insgesamt vier verschiedene Proben untersucht. Zu Beginn wird die Theorie hinter der Funktionsweise eines Germanium-Detektors beschrieben. Danach wird das Vorgehen der Messung erläutert, sowie der Aufbau skizziert. Anschließend werden die gemessenen Spektren aufgeführt, ausgewertet und abschließend diskutiert.

# 2 Theorie

Im Folgenden wird die Funktionsweise eines Germanium-Detektors beschrieben, wobei zunächst allgemein die Wechselwirkung von  $\gamma$ -Quanten mit Materie betrachtet wird.

$\gamma$ -Quanten wechselwirken mit Materie grundlegend über drei verschiedene Effekte. Es handelt sich dabei um den Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Paarbildung. Die verschiedenen Effekte haben unterschiedliche Wirkungsquerschnitte  $\sigma$ , welche darüber hinaus noch von der Energie  $E_\gamma$  der  $\gamma$ -Quanten abhängig sind. Anschaulich kann der Wechselwirkungsquerschnitt als eigenommene Fläche eines Elektrons aufgefasst werden, welche nicht von den  $\gamma$ -Quanten durchdrungen werden kann, also auf der  $\gamma$ -Quanten absorbiert werden. Die Extinktion einer mit  $N_0$   $\gamma$ -Quanten eintreffenden Population mit der Eindringtiefe  $dx$  wird aus

$$dN = N_0 n \sigma dx \quad (1)$$

hergeleitet. Dabei ist  $n$  die Anzahl der Elektronen pro Volumen  $V$ . Für einen Absorber mit Dicke  $D$  ergibt sich eine Verarmung der ursprünglichen Population  $N_0$  auf  $N(D)$  mit dem funktionalen Zusammenhang

$$N(D) = N_0 \exp(-n\sigma D). \quad (2)$$

Der Exponent von (2) wird als Extinktionskoeffizienten

$$\mu = n\sigma \quad (3)$$

definiert. Der reziproke Extinktionskoeffizient ist die mittlere Reichweite  $\bar{x}$  von  $\gamma$ -Quanten in Materie.

$$\bar{x} = \frac{1}{\mu} \quad (4)$$

Eine Darstellung der auftretenden Extinktionskoeffizienten  $\sigma(E_\gamma)$  ist in Abbildung ?? zu finden.

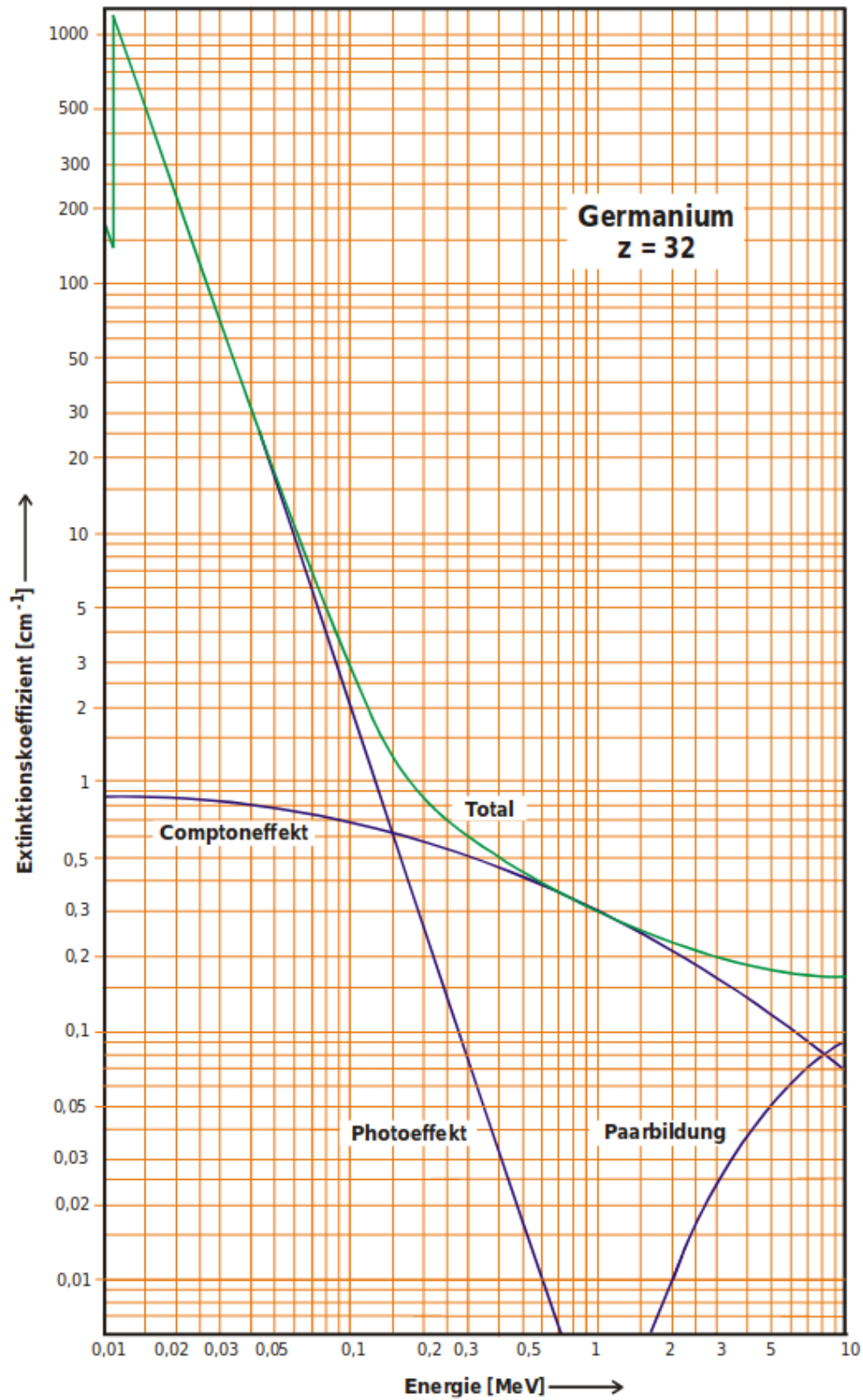


Abbildung 1: Extinktionskoeffizienten der verschiedenen Wechselwirkungen von  $\gamma$ -Quanten mit Germanium[anleitung].

## 2.1 Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt die Wechselwirkung eines  $\gamma$ -Quants mit einem Hüllenelektron der bestrahlten Materie. Phänomenologisch kann der Photoeffekt über die folgende Gleichung erklärt werden.

$$\gamma + \text{Atom} \longrightarrow \text{Atom}^+ + e^-. \quad (5)$$

Somit beschreibt der Photoeffekt die Ionisation eines Atoms. Das eingehende  $\gamma$ -Quant besitzt die Energie  $E_\gamma > E_B$ . Dabei ist  $E_B$  die Bindungsenergie des Elektrons an dem Atom. Die Energiedifferenz zwischen  $E_\gamma$  und  $E_B$  trägt das Elektron in Form von kinetischer Energie weg. Das ausgelöste Elektron hinterlässt in dem Atom ein Loch, welches durch ein Elektron aus einer höheren Schale gefüllt wird. Die dabei frei werdende Energie liegt typischerweise im Bereich der Röntgenstrahlung. In guter Näherung kann angenommen werden, dass diese Röntgen-Quanten den Absorber nicht verlassen. Das bedeutet bei dem Photoeffekt ist davon auszugehen, dass die vollständige Energie des  $\gamma$ -Quants im Absorber verbleibt. Aufgrund dieser Tatsache, kann direkt auf den Strahler zurückgeschlossen werden, da die Energie der emittierten  $\gamma$ -Quanten eine charakteristische Größe des Strahles ist.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes ist für den im Versuch auftretenden Energiebereich approximativ mit

$$\sigma_{\text{Ph}} \sim \frac{z^\alpha}{E^{3,5}} \quad (6)$$

gegeben.  $z$  entspricht der Kernladungszahl der wechselwirkenden Materie und  $\alpha$  ist eine Exponent mit  $4 < \alpha < 5$ [anleitung].

## 2.2 Compton-Streuung

Der Compton-Effekt beschreibt die Streuung von  $\gamma$ -Quanten an freien Elektronen und wird durch folgende Gleichung beschrieben.

$$\gamma + e^- \longrightarrow \gamma' + (e^-)' \quad (7)$$

Gleichung (??) sagt aus, dass ein Energieübertrag zwischen dem  $\gamma$ -Quant und dem Elektron  $e^-$  stattfindet. Der Prozess ist in Abbildung ?? schematisch illustriert.

Die Impuls- und Energieerhaltung eines inelastischen Stoßes führen auf eine  $\gamma$ -Quantenenergie nach der Streuung  $E'_\gamma$  von

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E_\gamma (1 - \cos(\Psi_\gamma))}. \quad (8)$$

Die Energie des Elektrons nach der Streuung  $E'_{e^-}$  ist gegeben durch

$$E'_{e^-} = E - \gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos(\Psi_\gamma))}{m_0 c^2 + E_\gamma (1 - \cos(\Psi_\gamma))}. \quad (9)$$

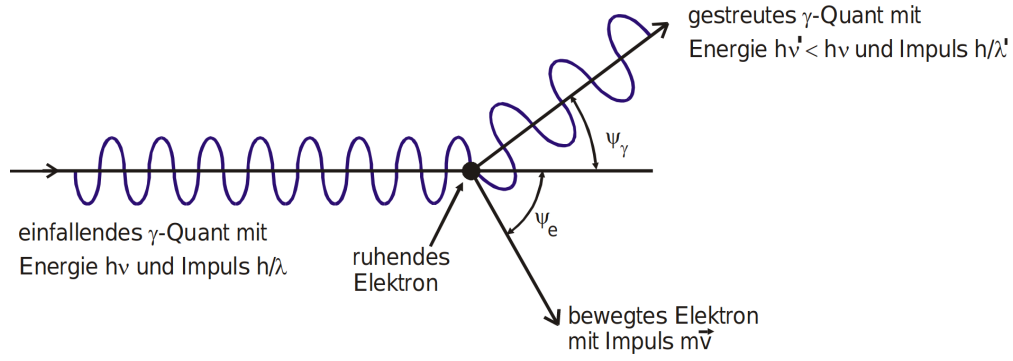


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Compton-Streuung.  $\psi_\gamma$  ist der Streuwinkel des  $\gamma$ -Quants und  $\psi_{e^-}$  ist der Streuwinkel des gestoßenen Elektrons[anleitung].

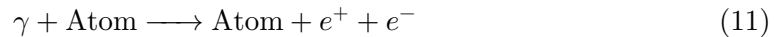
Der maximale Energieübertrag ist somit gegeben für  $\psi_\gamma = 180^\circ$ , was einer Rückstreuung entspricht. Der Bereich bei diesem Streuwinkel wird im Energiespektrum als Compton-Kante bezeichnet (vgl. Kapitel ??). Der Wechselwirkungsquerschnitt der Compton-Streuung  $\sigma_{Co}$  wird in Quelle [anleitung] angegeben mit

$$\sigma_{Co} = \frac{3}{4} \sigma_{Th} \left( \frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left[ \frac{2 + 2\epsilon}{1 + 2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right). \quad (10)$$

Dabei ist  $\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi \left( \frac{e_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 m_0} \right)^2$  der Thomsonsche Streuquerschnitt und  $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$ .

## 2.3 Paarbildung

Die Paarbildung tritt erst ab einer  $\gamma$ -Quantenenergie von  $E_\gamma > 2m_0 c^2$  auf. Der Prozess kann durch eine Gleichung der Form



erklärt werden. Aus Impulserhaltungsgründen ist die Energie des  $\gamma$ -Quants auf beide Leptonen gleichmäßig aufgeteilt. Anstelle des Atoms in Gleichung ?? kann auch ein Elektron als Stoßpartner fungieren, wobei die Paarbildung an Elektronen aufgrund einer höheren Schwellenenergie, welche aus der geringeren Masse resultiert, unwahrscheinlicher ist. Es wird nicht in jedem Fall die gesamte Energie eines einfallenden  $\gamma$ -Quants im Absorber deponiert. Das erzeugte Positron recombiniert mit einem Elektron des Absorbers, wobei aus Impulserhaltungsgründen zwei Photonen entstehen. Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit kann eines der beiden, oder beide Photonen nicht wieder mit dem Absorber wechselwirken und den Detektor ohne Energiedeposition verlassen. Verlässt nur eines Photonen den Detektor entsteht in dem Energiespektrum der sogenannte Single-Escape-Peak und verlassen beide Photonen den Absorber entsteht der sogenannte Double-Escape-Peak. Der Wechselwirkungsquerschnitt der Paarbildung

wird in der Referenz [anleitung] für zwei verschiedene Fälle angegeben. Zum einen für vollständige Abschirmung des Coulomb-Feldes, also wenn die Paarbildung außerhalb der Elektronenhülle stattfindet und zum anderen für eine verschwindende Abschirmung, wenn die Paarbildung in Kernnähe stattfindet.

Für den Fall vollständiger Abschirmung ergibt sich

$$\sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_e^2 z^2 \left( \frac{28}{9} \ln \left( \frac{183}{\sqrt[3]{z}} \right) - \frac{2}{27} \right), \quad (12)$$

und für den Fall verschwindender Abschirmung ergibt sich

$$\sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_e^2 z^2 \left( \frac{28}{9} \ln(2\epsilon) - \frac{218}{27} \right), \quad (13)$$

mit dem klassischen Elektronenradius  $r_e = \frac{e_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 m_0}$ .

## 2.4 Wirkungsweise eines Reinst-Germanium-Detektors

Germanium ist ein indirekter Halbleiter, weshalb ein Reinst-Germanium-Detektor zu den Halbleiter-Detektoren gezählt wird. Indirekte Halbleiter zeichnen sich dadurch aus, dass der geringste Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband nicht direkt über dem  $\Gamma$ -Punkt liegt, sondern verschoben ist. Aus diesem Grund wird für den Übergang eines Elektrons von dem Valenz- in das Leitungsband ein zusätzliches Phonon benötigt, weshalb die Anregungsenergie um ein Vielfaches größer ist als die eigentliche Bandlücke.

Halbleiter-Detektoren sind prinzipiell wie  $pn$ -Dioden aufgebaut (vgl. Abbildung ??).  $p$  und  $n$  weisen auf die Dotierung des Halbleiters hin. Bei  $p$ -dotierte Halbleiter werden Elektronen-Akzeptoren in den Halbleiter eingebracht und bei  $n$ -dotierten Halbleitern werden Elektronen-Donatoren eingebracht. Im Bereich der Kontaktstelle zwischen  $p$ - und  $n$ -dotierten Halbleitern entsteht eine Grenzschicht, in der die Donator-Elektronen mit den Akzeptor-Elektronen rekombinieren. Diese Grenzschicht wird als Verarmungszone bezeichnet. Die  $p$ -Schicht und die  $n$ -Schicht bilden aufgrund ihrer unterschiedlichen Dotierungen ein elektrostatisches Feld aus. Auf die Verarmungszone einfallende  $\gamma$ -Quanten lösen durch die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse proportional zu ihrer deponierten Energie Elektronen aus. Ein ausgelöstes Elektron hinterlässt eine positive Ladungslücke, welche als Loch bezeichnet wird. Elektronen und Löcher diffundieren in dem elektrostatischen Feld der  $pn$ -Diode zu den jeweiligen Elektroden und können dort als Strom nachgewiesen werden.

Außerhalb der Verarmungszone werden in einem Halbleiterdetektor die Elektronen und Löcher nicht schnell genug getrennt, sodass diese rekombinieren und nicht an den Elektroden nachgewiesen werden können. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Verarmungszone möglichst auszuweiten, damit möglichst viele  $\gamma$ -Quanten ihre vollständige Energie deponieren. Die Größe der Verarmungsschicht hat aufgrund von (??) somit einen direkten

Einfluss auf die Anzahl der  $\gamma$ -Quanten, die ihre Gesamtenergie deponieren. Das Ausweiten kann durch Anlegen einer äußeren Spannung, der sogenannten Sperrspannung  $U$  bewirkt werden. Bei Temperaturen ungleich Null entstehen Leckströme, weshalb die Spannung nicht beliebig groß sein kann. Leckströme entstehen beispielsweise durch Störstellen oder durch das thermische Auslösen von Elektronen in dem Detektormaterial. Durch aktives Kühlen des Detektors können Leckströme reduziert werden.

Darüber hinaus kann die Verarmungszone durch eine extrem asymmetrische Dotierung vergrößert werden, also zum Beispiel  $n_D \gg n_A$ . In diesem Fall erstreckt sich die Verarmungszone nahezu über die gesamte  $p$ -Schicht. Es ist zu beachten, dass ein Detektor sogenannte Totbereiche beinhaltet, in denen kein Teilchennachweis stattfindet. Durch mangelnde Kühlung kann der Totbereich, der aufgrund der Lithium-Schicht entsteht, bei dem verwendeten Detektor vergrößert werden. Die von außen aufgedampften Lithium-Atome (vgl. Kapitel ??) können bei höheren Temperaturen schneller in das Detektormaterial diffundieren, wodurch der Totbereich ausgedehnt wird.

Mit Hilfe der beschriebenen Mittel kann die Verarmungszone in dem verwendeten Reinst-Germanium-Detektor wenigen  $\mu\text{m}$  auf  $d \approx 3\text{ cm}$  ausgeweitet werden.



Abbildung 3: Schematische Abbildung einer  $pn$ -Diode mit einer Verarmungszone der Größe  $d$ . Das Anlegen einer Sperrspannung  $U$  wird durch die eingezeichneten Elektroden angedeutet.

## 2.5 Energieauflösung eines Halbleiter-Detektors

Die Energieauflösung ist eine charakteristische Eigenschaft eines Detektors. Sie kann anhand der Halbwertsbreite  $\Delta E_{1/2}$  einer Impulshöhenverteilung definiert werden. Qualitativ sagt dieses Kriterium aus, wie nah zwei Mittelwerte von gleichen Gaußverteilungen zusammenliegen dürfen um noch eindeutig voneinander unterscheidbar zu sein. Dieses Kriterium ist in Abbildung ?? veranschaulicht. Die Energieauflösung von indirekten Halbleiter-Detektoren wird aufgrund der statistischen Verteilung der  $\gamma$ -Quantenergie auf die Phononen- und Elektronen-Loch-Paar-Erzeugung beeinträchtigt. Wird eine Poisson-Verteilung der Elektronen-Loch-Paar-Erzeugung angenommen ergibt sich eine Standard-

abweichung von

$$\sigma_{Poisson} = \sqrt{\bar{n}}, \quad (14)$$

mit  $\bar{n} = \frac{E_\gamma}{E_{E-L}}$  ( $E_{E-L}$ : Erzeugungsenergie eines Elektron-Loch-Paars). Jedoch ist zu beachten, dass die Fluktuationen der Elektron-Loch-Paar-Erzeugung durch Fluktuationen in der Phononenerzeugung teilweise kompensiert wird. Diese Tatsache wird durch den Fano-Faktor  $F < 1$  berücksichtigt.

$$\Rightarrow \sigma = \sqrt{F \cdot \bar{n}} \quad (15)$$

Für Germanium wird ein Wert von  $F_{Ge} \approx 0,1$  angegeben[**anleitung**].

Ist die Anzahl der Elektronen-Loch-Paar-Erzeugungen sehr groß, geht die Poisson-Verteilung in eine Gaußverteilung über, für die sich bei  $E_\gamma = 500 \text{ keV}$  eine Halbwertsbreite von

$$\Delta E_{1/2}(500 \text{ keV}) = \sqrt{8 \ln(2)} \sqrt{F \cdot E_\gamma E_{E-L}} \approx 2,35 \sqrt{0,1 E_\gamma E_{E-L}} \approx 895 \text{ eV} \quad (16)$$

ergibt. In Tabelle ?? ist die Energieauflösung nach Formel (??) für verschiedene Materialien angegeben.

c  
Tabelle 1: Energieauflösung für verschiedene Halbleitermaterialien nach Formel (??) mit den Werten aus [**teilchendetektoren**].

| Material | Fano-Faktor | $E_{E-L}/\text{eV}$ | $\Delta E_{1/2}/\text{keV}$ |
|----------|-------------|---------------------|-----------------------------|
| Si       | 0,115       | 3,65                | 1,766                       |
| GaAs     | 0,1         | 4,35                | 1,096                       |
| CdTe     | 0,1         | 4,45                | 1,106                       |
| Diamond  | 0,08        | 13,1                | 1,701                       |

Durch Leckströme  $H_I$ , Feldinhomogenitäten  $H_E$  und thermisches Rauschen in dem Detektor und der Ausleseelektronik  $H_R$  wird die Energieauflösung weiter beeinträchtigt. Damit ergibt sich die Gesamthalbwertsbreite eines realen Detektors zu

$$H_{ges}^2 = \Delta E_{1/2}^2 + H_I^2 + H_E^2 + H_R^2. \quad (17)$$

Elektronisches Rausch und das Ausbilden von Leckströmen können durch Kühlen des Detektors verringert werden. Die Feldinhomogenitäten des elektrostatischen Feldes des Detektors kann durch Erhöhen der Sperrspannung verringert werden, wobei sich die Leckströme antiproportional dazu verhalten. Daher gibt es einen optimalen Bereich der Sperrspannung, indem die addierte Halbwertsbreite beider Effekte minimal ist.

Neben der Energieauflösung werden Detektoren bezüglich ihrer Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit klassifiziert. Diese Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit  $Q$  beschreibt



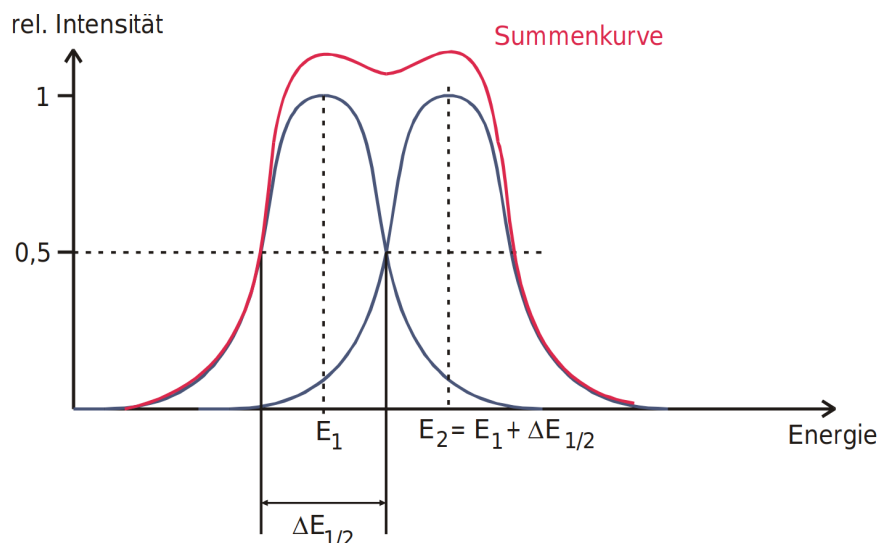


Abbildung 4: Veranschaulichung der Halbwertsbreite als qualifizierendes Merkmal der Energieauflösung eines Detektors. Dargestellt sind zwei Peaks monochromatischer  $\gamma$ -Strahler im Energiespektrum mit den Mittelwerten  $E_1$  und  $E_2$  [anleitung].

wieviele eingefallene  $\gamma$ -Quanten von dem Detektor registriert werden. Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit wird mittels

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

berechnet.  $\Omega$  ist der Raumwinkel, den der  $\gamma$ -Strahler vom Detektor abdeckt,  $A$  ist die Aktivität des Strahlers,  $W$  die Emissionswahrscheinlichkeit einer bestimmten Energie eines Mehrlinienstrahlers und  $Z$  die vom Detektor gezählten  $\gamma$ -Quanten zu einer bestimmten Energie.

## 2.6 Energiespektren

Ein unendlich großer Detektor würde beim Ausmessen einer monochromatischen Probe mit  $E_\gamma$  lediglich im Energiespektrum einen scharfen Peak an der Stelle  $E_\gamma$  ausgeben. Ein realer Detektor produziert hingegen ein Energiespektrum gemäß Abbildung ???. Dieses entsteht, da der Compton-Effekt keine diskrete, sondern eine streuwinkelabhängige kontinuierliche Energieverteilung erzeugt, die von der Nachweisgrenze bis zur Compton-Kante reicht. Darüber hinaus entsteht ein Rückstreupeak aufgrund von größtenteils außerhalb des Detektors rückgestreuten Photonen, welche mehrfach Compton-Streuung machen. Für die  $\gamma$ -Spektrometrie ist lediglich der Vollenergie-Peak von Bedeutung, da in diesem die gesamte Energie des  $\gamma$ -Quants in dem Detektor deponiert wird. Anhand der Vollenergiepeaks lässt sich das ausgemessene Material eindeutig identifizieren. Bei

$\gamma$ -Quantenergien kleiner als  $\approx 3 \text{ MeV}$  trägt lediglich der Photoeffekt zu dem relevanten Vollenergie-Peak bei.

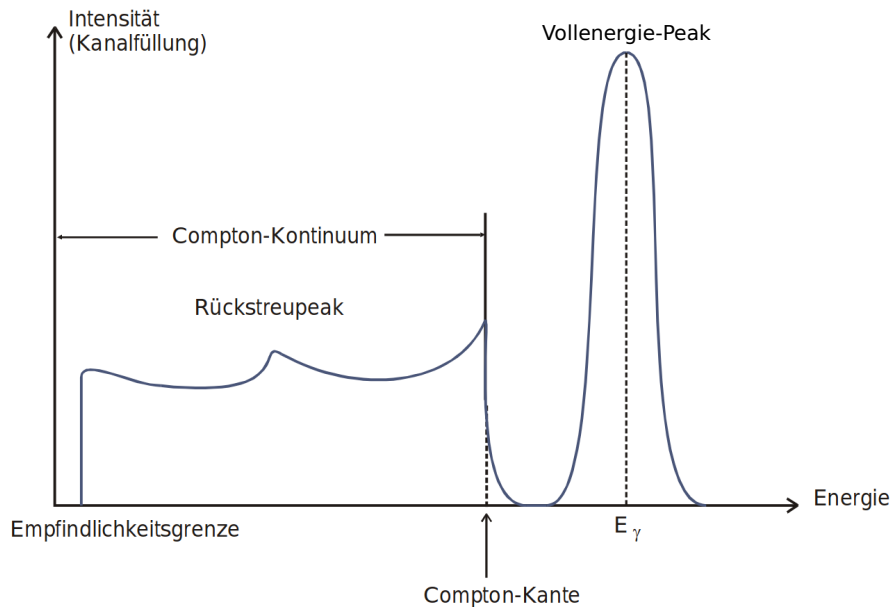


Abbildung 5: Gemessenes Energiespektrum einer monochromatischen Quelle (nach Quelle [anleitung]).

### 3 Aufbau

Der grundlegende Aufbau ist in Abbildung ?? gezeigt. Der Detektor besteht aus einem hochreinen Germanium-Kristall, welcher im Inneren eine koaxiale Bohrung hat, die mit Gold bedampft ist. Die Außenseite des Germanium-Kristalls ist mit Lithium dotiert, sodass diese gut leitend ist. Die Li-Schicht dient als Pluspol der Sperrspannung  $U$ . Der Detektor ist mit einer Aluminiumschicht ummantelt, welche als mechanischer Schutz und zur thermischen Entkopplung von der Umgebung fungiert. Als Abschirmung vor natürlicher Strahlung um die Aluminiumschicht eine Kupferschicht und eine Bleischicht angebracht. Die Bleischicht eignet sich aufgrund ihrer hohen Dichte besonders gut als Abschirmungsmaterial für jegliche Strahlung. Die Cu-Schicht schirmt Strahlung von Pb-Isotopen aus dem Blei ab.

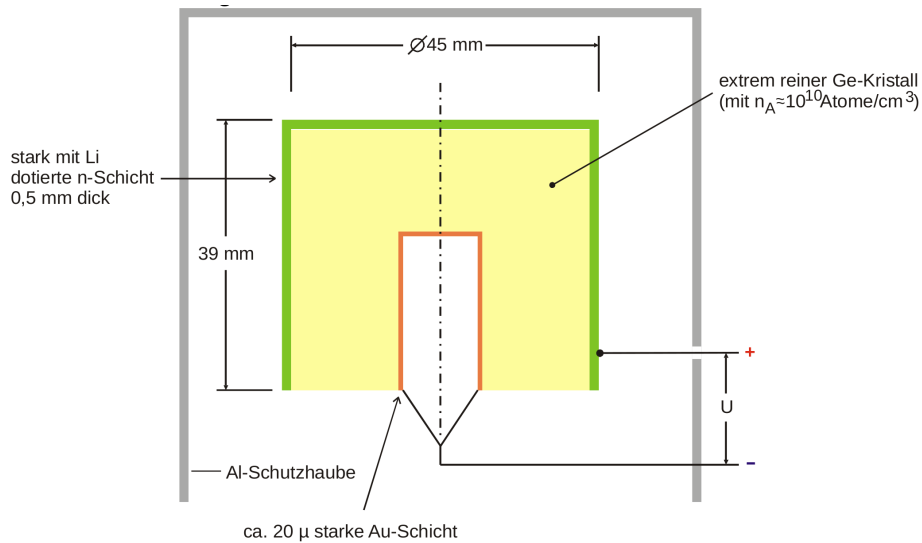


Abbildung 6: Schematischer Aufbau eines Ge-Detektors. Nicht eingezeichnet sind die den gesamten Detektor umschließenden Abschichtungsschichten aus Kupfer und Blei[anleitung].

### 3.1 Elektronische Beschaltung eines Ge-Detektors

Das Ziel der elektronischen Beschaltung ist es die im Detektor deponierte Energie der gemessenen  $\gamma$ -Quanten in ein elektronisch auswertbares Signal um zu wandeln. Damit ein Energiespektrum erstellt werden kann, müssen die vom Detektor gemessenen  $\gamma$ -Quanten ihrer Energie entsprechend in die Höhe von Spannungsimpulse übersetzt werden. Dafür wird der in Abbildung ?? gezeigte Vorverstärker verwendet. Dieser wandelt die Ladungsmenge, die das  $\gamma$ -Quant in dem Detektor freisetzt über eine Integrationsschaltung in einen Spannungsimpuls um.

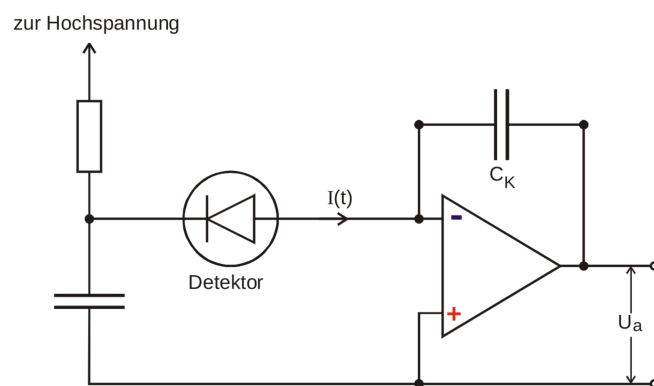


Abbildung 7: Schaltungsskizze eines Vorverstärkers für den Ge-Detektor[anleitung].

Nach jedem Quantennachweis muss der Integrationskondensator  $C_K$  aus Abb. ?? entladen werden, damit der korrekte Zusammenhang zwischen  $E_\gamma$  und der Entladungszeit  $t_s$  des Kondensators für jeden Nachweis sichergestellt ist. Das Entladen kann über den in Abb. ?? gestrichelt eingezeichneten Widerstand  $R_K$  gelöst werden. Problematisch ist jedoch das Eigenrauschen des Widerstands, welches das Rauschen des Vorverstärkers signifikant beeinträchtigt. Zur Entladung des Kondensators wird aus diesem Grund eine optoelektronische Rückkopplung verwendet. Eine solche Schaltung ist schematisch in Abb. ?? gezeigt. Nach jedem Nachweis wird ein Eingangs-Feldeffekttransistor (FET) mittels einer LED beleuchtet, sodass die Sperrschicht für eine kurze Zeit leitend wird. Die Ladung kann dann über den Integrationskondensator abfließen.

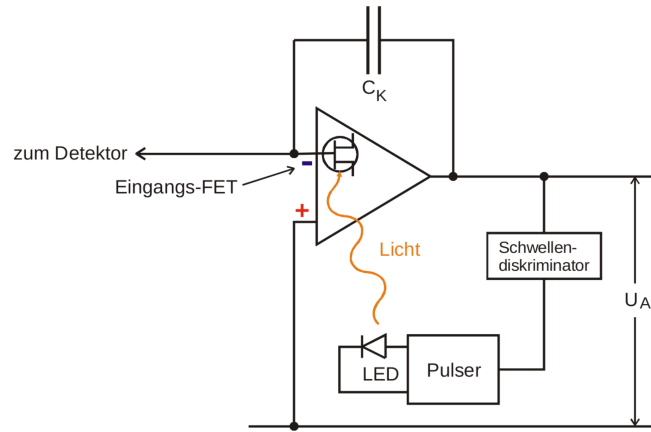


Abbildung 8: Schaltungsskizze zur Entladung des Integrationskondensators  $C_K$  durch optoelektronische Rückkopplung[anleitung].

Die aus dem Vorverstärker kommenden Spannungsimpulse werden meist über ein  $RC$ -Glied ( $R_{\text{Verbindung}}$  und  $C_{\text{Verbindung}}$ ) mit dem Hauptverstärker verbunden. Der Hauptverstärker wandelt das Signal des Vorverstärkers in einen Gaußpuls um. Dieser Gaußpuls besitzt dieselbe Fläche wie die Entladungskurve des Vorverstärkers. Die Verbindung des Vor- und des Hauptverstärkers kann aufgrund der verschiedenen Abklingkonstanten der  $RC$ -Glieder  $R_K C_K$  und  $R_{\text{Verbindung}} C_{\text{Verbindung}}$  Unterschwinger hervorrufen. Diese Unterschwinger verschlechtern die Energieauflösung, da einem während eines Unterschwinger eintreffenden Impulses eine zu kleine Spannungsamplitude im Hauptverstärker zugeordnet werden würde. Mit Hilfe einer *Pole-Zero-Kompensation* lassen sich die unerwünschten Unterschwinger unterdrücken. Die *Pole-Zero-Kompensation* wird erreicht, wenn ein geeigneter Anteil der Gleichspannung aus dem Vorverstärker das  $RC$ -Glied umgeht. Darüber hinaus beinhaltet der Hauptverstärker eine *Base-Line-Restorer*-Schaltung, welche das Absinken der Nulllinie am Ausgang des Hauptverstärkers verhindert. Ein sogenannter Viel-Kanal-Analysator (VKA) nimmt die Gaußpulse entgegen, und ordnet deren Höhe, welche stellvertretend für die Energie des  $\gamma$ -Quanten steht, entsprechend in die vorhandenen Kanäle ein. Diese Einordnung geschieht über ein Adressregister, das digitale Signale von dem Analog-Digital-Konverter (ADC) erhält. Der ADC sorgt dafür,

dass die Spannungsimpulshöhe des Gaußpeaks in eine dazu proportionales Digitalsignal übersetzt wird. Der Viel-Kanal-Analysator wird durch einen Computer mit geeigneter Software ausgelesen. Die Kanäle des VKAs sind nicht kalibriert.

Treffen mehrere  $\gamma$ -Quanten innerhalb kurzer Zeit in den Detektor, kann es zur fälschlichen Erhöhung des Signale kommen, wodurch eine zu hohe  $\gamma$ -Quantenenergie gemessen wird. Diese Erhöhung wird in der Literatur als *pile-up* bezeichnet und wird durch sogenannte Pile-up-Rejection-Schaltungen (PUR) unterdrückt. Die PUR sperrt den Eingang des Analog-Digital-Konverters, sodass diese *pile-up*-Signale nicht im Spektrum auftauchen.

## 4 Durchführung

Zu Beginn des Versuches wird eine bekannte Probe zum Kalibrieren der Eingänge des Viel-Kanal-Analysators und der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeitsmessung verwendet. Dafür wird ein  $^{152}\text{Eu}$ -Strahler verwendet. Weiterhin wird ein  $^{137}\text{Cs}$ -Strahler zur Bestimmung weiterer Detektoreigenschaften ausgemessen.

Abschließend werden zwei unbekannte Strahler vermessen, die anhand ihres Energiespektrums identifiziert werden.

## 5 Auswertung

In der folgenden Auswertung werden die verschiedenen aufgenommenen Spektren ausgewertet, um die Eigenschaften des Detektors zu bestimmen, sowie zwei verschiedene unbekannte Quellen zu klassifizieren. Dafür werden verschiedene PYTHON-Pakete verwendet. Es handelt sich um die Pakete UNCERTAINTIES für die Fehlerrechnung, SCIPY.OPTIMIZE für die Bestimmung der verschiedenen Peaks sowie CURVE\_FIT für die Ausgleichsrechnungen.

### 5.1 Kalibrierung des Detektors mit einer $^{152}\text{Eu}$ -Quelle

Zu Beginn des Experimentes wird eine Kalibrierung des Detektors mithilfe einer  $^{152}\text{Eu}$ -Probe durchgeführt. Anhand des Spektrums werden dann mithilfe bekannter Energien des Gamma-Spektrums die Transformation der Kanäle in die entsprechenden Energien sowie die Parameter für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie bestimmt. Die Messung wurde in einem Zeitraum von  $t_{\text{ges}} = 3393\text{ s}$  durchgeführt.

#### 5.1.1 Bestimmung der Energie-Transformation

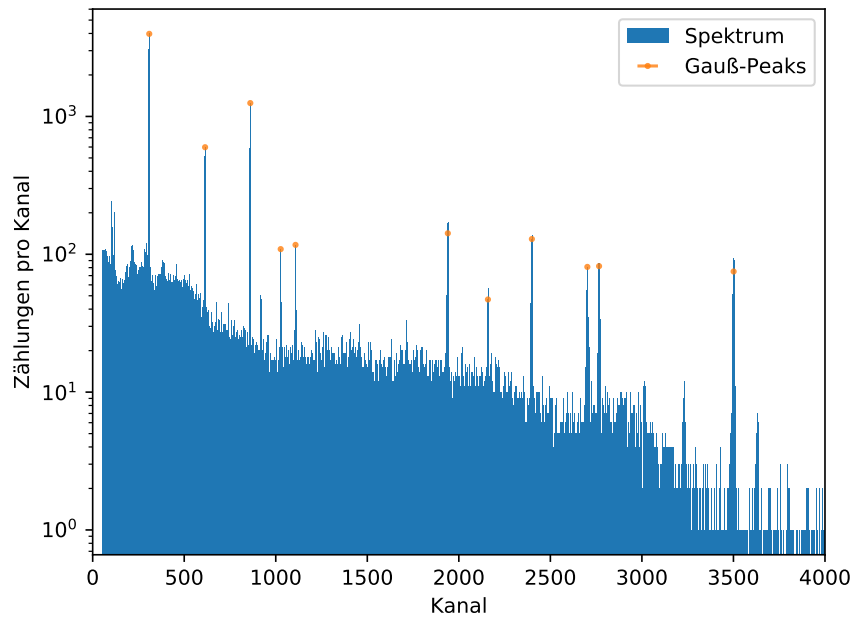


Abbildung 9: Aufgenommenes Spektrum der  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle. Die bestimmten Vollenergie-Peaks sind farblich markiert. Die Messzeit beträgt  $t_{\text{ges}} = 3393\text{ s}$ .

In Abbildung ?? ist das aufgenommene Spektrum für  $^{152}\text{Eu}$  dargestellt. Um den einzelnen Kanälen eine Energie zuzuordnen zu können, werden die Kanäle der verschiedenen Peaks mit `SCIPY.OPTIMIZE.FIND__PEAKS` bestimmt. Anschließend wird jeweils in einem Bereich von  $\pm 30$  Kanälen um die bestimmten Kanäle eine Anpassung mit der folgenden Gauß-Funktion durchgeführt

$$N(x) = A \cdot \exp\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2 + B. \quad (19)$$

Die einzelnen Parameter sind in Tabelle ?? eingetragen und die bestimmte Mittelwerte der Peaks sind in Abbildung ?? dargestellt. Jedem Peak wird dabei eine der charakteristischen Energien aus dem Gamma-Spektrum von  $^{152}\text{Eu}$  zugeordnet. Mithilfe der gefitteten Mittelwerte  $\mu$  kann nun die Transformation der Kanäle in die zugehörigen Energiewerte bestimmt werden. Dafür werden die Energien  $E_{\gamma,\text{lit}}$  an die bestimmten Kanäle  $\mu$  gemäß einer linearen Funktion der Form

$$E(x) = m \cdot x + b \quad (20)$$

angepasst. Dabei ergeben sich die folgenden Parameter

$$m = (0,402\,99 \pm 0,000\,06) \text{ keV/Kanalnummer} \quad (21)$$

$$b = (-2,76 \pm 0,11) \text{ keV}. \quad (22)$$

Tabelle 2: Bestimmte Anpassung-Parameter der Gaußfunktion für das  $^{152}\text{Eu}$ -Spektrum.

| Kanal | $A$ / Zählung |    | $\mu$ / Kanal      | $\sigma$ / Kanal | $B$ / Zählung |   |
|-------|---------------|----|--------------------|------------------|---------------|---|
| 309   | $3926 \pm$    | 18 | $309,84 \pm 0,01$  | $1,14 \pm 0,01$  | $77 \pm$      | 2 |
| 614   | $583 \pm$     | 7  | $613,92 \pm 0,02$  | $1,36 \pm 0,02$  | $33 \pm$      | 1 |
| 861   | $1223 \pm$    | 7  | $860,97 \pm 0,01$  | $1,54 \pm 0,01$  | $18 \pm$      | 1 |
| 1027  | $86 \pm$      | 3  | $1026,94 \pm 0,06$ | $1,43 \pm 0,06$  | $14 \pm$      | 1 |
| 1108  | $100 \pm$     | 3  | $1108,18 \pm 0,05$ | $1,53 \pm 0,05$  | $15 \pm$      | 1 |
| 1939  | $157 \pm$     | 4  | $1939,58 \pm 0,07$ | $2,51 \pm 0,07$  | $10 \pm$      | 1 |
| 2160  | $42 \pm$      | 2  | $2159,17 \pm 0,16$ | $2,78 \pm 0,16$  | $10 \pm$      | 1 |
| 2393  | $124 \pm$     | 3  | $2398,89 \pm 0,08$ | $3,08 \pm 0,08$  | $6 \pm$       | 1 |
| 2702  | $67 \pm$      | 3  | $2701,66 \pm 0,14$ | $3,22 \pm 0,15$  | $6 \pm$       | 1 |
| 2765  | $84 \pm$      | 2  | $2766,44 \pm 0,09$ | $3,36 \pm 0,09$  | $5 \pm$       | 1 |
| 3500  | $89 \pm$      | 2  | $3501,07 \pm 0,11$ | $3,99 \pm 0,12$  | $1 \pm$       | 1 |

Die verwendeten Kanalnummern, die dazugehörigen Literaturwerte der Energien  $E_{\gamma,\text{lit}}$  sowie die mit der Transformation bestimmten Energien  $E_{\gamma,\text{exp}}$  sind in Tabelle ?? eingetragen. In Abbildung ?? sind die Datenpunkte sowie der dazugehörige Fit grafisch dargestellt. Die bestimmten Parameter werden in den folgenden Abschnitten verwendet, um das Spektrum direkt in Abhängigkeit von der Energie darzustellen.

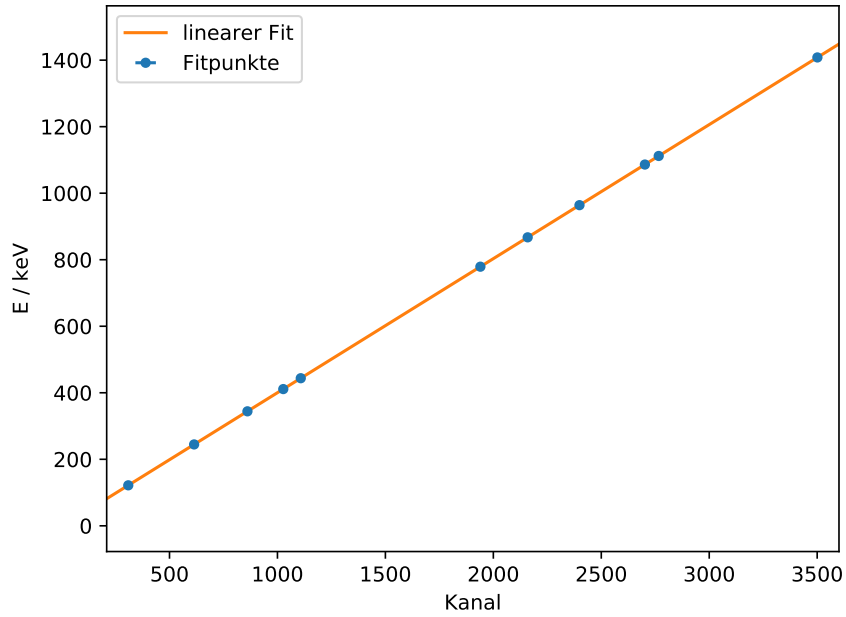


Abbildung 10: Verwendte Datenpunkte für die Energiekalibrierung sowie die bestimmte lineare Regression für  $^{152}\text{Eu}$ . Die Unsicherheiten sind dabei so gering, dass sie in dieser Abbildung nicht erkennbar sind.

Tabelle 3: Die Kanäle mit den dazugehörigen Literaturwerten und den Energien aus der linearen Regression.

| $\mu$ / Kanal | $E_{\gamma,\text{lit}}$ / keV | $E_{\gamma,\text{exp}}$ / keV |
|---------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 309           | 121,78                        | $121,76 \pm 0,11$             |
| 614           | 244,40                        | $244,67 \pm 0,12$             |
| 861           | 344,40                        | $344,21 \pm 0,12$             |
| 1027          | 411,12                        | $411,11 \pm 0,13$             |
| 1108          | 443,96                        | $443,75 \pm 0,13$             |
| 1940          | 778,90                        | $778,63 \pm 0,16$             |
| 2159          | 867,37                        | $867,70 \pm 0,16$             |
| 2399          | 964,08                        | $961,60 \pm 0,17$             |
| 2702          | 1085,90                       | $1086,12 \pm 0,19$            |
| 2766          | 1112,20                       | $1111,51 \pm 0,19$            |
| 3501          | 1408,00                       | $1407,71 \pm 0,23$            |



### 5.1.2 Bestimmung der Parameter für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit der  $\gamma$ -Quanten ist im Allgemeinen von der Energie abhängig, weshalb im Folgenden eine Funktion für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie bestimmt werden soll. Dafür muss zuerst die Aktivität der Probe bestimmt werden. Es ist bekannt, dass die Aktivität der Probe am 01.10.2000  $A_0 = (4130 \pm 60) \text{ Bq}$  betrug. Bei einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} = (4943 \pm 5) \text{ Tagen}$  ergibt sich somit gemäß des Zerfallsgesetzes für den 10.12.2018 eine Aktivität von  $A = (1627 \pm 24) \text{ Bq}$ . Desweiteren wird der Raumwinkel benötigt, den der Detektor abdeckt. Dieser kann gemäß Formel (??) bestimmt werden. Der Abstand zwischen Probe und Detektor beträgt  $d = 73,5 \text{ mm} + 15 \text{ mm} = 88,5 \text{ mm}$  und der Detektor hat einen Radius von  $r = 22,5 \text{ mm}$ . Für den Raumwinkel ergibt sich somit

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 0.0154 \quad (23)$$

Zudem werden die Flächen unter den einzelnen Gaus-Peaks benötigt. Die Fläche lässt sich bei bekannter Standardabweichung  $\sigma$  und Amplitude  $A$  mit

$$F = \sqrt{2\pi}\sigma A \quad (24)$$

bestimmen. Der konstante Offset der Gauß-Funktionen wird hierbei nicht beachtet, da dieser nicht zu den Vollenergie-Peaks gehört. Für die Berechnung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit werden die Flächen noch durch die Gesamtmesszeit geteilt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden der Quelle [anleitung] entnommen und sind zusammen mit den restlichen Werten sowie den bestimmten Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten in Tabelle ?? eingetragen. An die bestimmten Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten wird eine Funktion der Form

$$Q(E) = A \cdot E^{-B} \quad (25)$$

angepasst. Für die beiden Parameter ergeben sich

$$A = (110 \pm 23) \frac{1}{\text{keV}} \quad (26)$$

$$B = 1,07 \pm 0,03. \quad (27)$$

Für den Fit werden lediglich  $\gamma$ -Quanten mit Energien überhalb 150 keV berücksichtigt, da die Anzahl registrierter Signale unterhalb dieser Energie aufgrund der Absorption durch die Al-Schutzhaube stark verfälscht werden.

Die verwendeten Datenpunkte sowie die dazugehörige Anpassungsfunktion sind in Abbildung ?? dargestellt.

## 5.2 Bestimmung verschiedener Detektoreigenschaften mithilfe einer $^{137}\text{Cs}$ -Quelle

Durch Aufnahme eines Spektrums der  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle kann eine Aussage über verschiedene Detektoreigenschaften getroffen werden. Zudem kann durch den Vergleich der Flächen

Tabelle 4: Effizienz der Peak-Energien und die benötigten Parameter.

| $E_{\gamma,\text{exp}} / \text{keV}$ | $Z / \text{Zählungen}$ |        | $W$     | $Q$     |             |
|--------------------------------------|------------------------|--------|---------|---------|-------------|
| $121,76 \pm 0,11$                    | $3,29 \pm$             | $0,02$ | $0,286$ | $0,459$ | $\pm 0,007$ |
| $244,67 \pm 0,12$                    | $0,59 \pm$             | $0,01$ | $0,076$ | $0,309$ | $\pm 0,007$ |
| $344,21 \pm 0,12$                    | $1,39 \pm$             | $0,01$ | $0,265$ | $0,210$ | $\pm 0,004$ |
| $411,11 \pm 0,13$                    | $0,09 \pm$             | $0,01$ | $0,022$ | $0,164$ | $\pm 0,009$ |
| $443,75 \pm 0,13$                    | $0,11 \pm$             | $0,01$ | $0,031$ | $0,145$ | $\pm 0,007$ |
| $778,63 \pm 0,16$                    | $0,29 \pm$             | $0,01$ | $0,129$ | $0,090$ | $\pm 0,004$ |
| $867,70 \pm 0,16$                    | $0,09 \pm$             | $0,01$ | $0,042$ | $0,081$ | $\pm 0,006$ |
| $961,60 \pm 0,17$                    | $0,28 \pm$             | $0,01$ | $0,146$ | $0,077$ | $\pm 0,003$ |
| $1086,12 \pm 0,19$                   | $0,16 \pm$             | $0,01$ | $0,102$ | $0,062$ | $\pm 0,004$ |
| $1111,51 \pm 0,19$                   | $0,21 \pm$             | $0,01$ | $0,136$ | $0,061$ | $\pm 0,002$ |
| $1407,71 \pm 0,23$                   | $0,26 \pm$             | $0,01$ | $0,210$ | $0,050$ | $\pm 0,002$ |

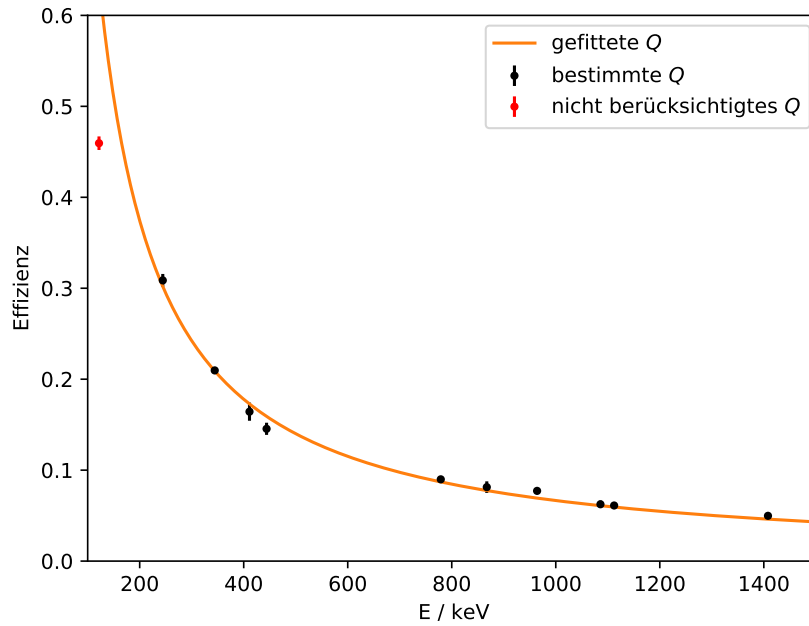


Abbildung 11: Berechnete Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten  $Q$  sowie die angepasste Potenzfunktion  $Q(E)$ . Der Wert unterhalb von 150 keV wurde für die Anpassung nicht berücksichtigt.

unter dem Compton-Kontinuum sowie des Vollenergie-Peaks eine Aussage über die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit getroffen und mit den theoretischen Werten verglichen werden. Die Messung wurde in einem Zeitraum von  $t_{\text{ges}} = 3066$  s durchgeführt.

### 5.2.1 Bestimmung der Energieauflösung

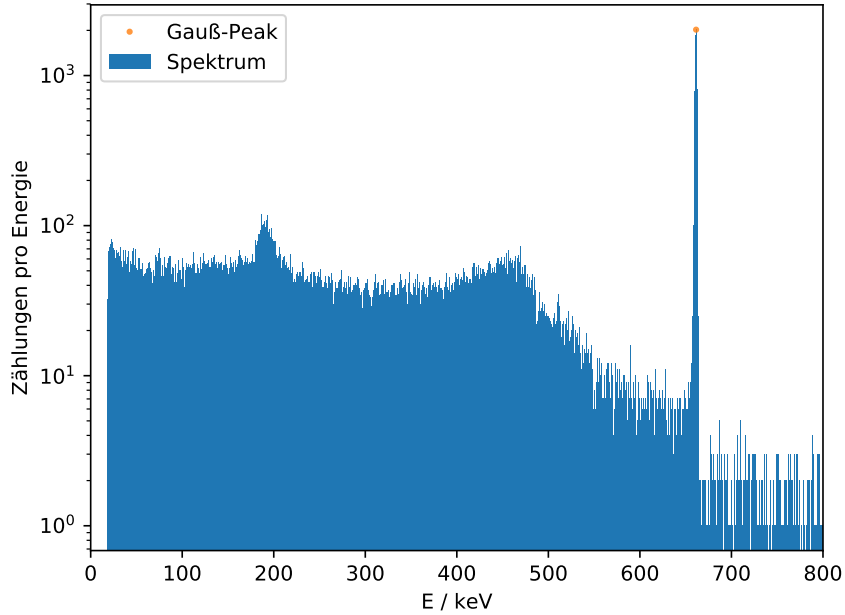


Abbildung 12: Aufgenommenes Spektrum für  $^{137}\text{Cs}$ . Der Vollenergie-Peak ist farblich markiert. Die Messzeit beträgt  $t_{\text{ges}} = 3066$  s.

Das aufgenommene Spektrum für  $^{137}\text{Cs}$  ist in Abbildung ?? dargestellt. Der Vollenergie-Peak wurde analog zu Kapitel ?? mithilfe des FIND\_PEAKS-Paketes bestimmt und gemäß Formel (??) angepasst. Dabei ergeben sich die folgenden Parameter

$$A = (2054 \pm 13) \text{ Zählungen} \quad (28)$$

$$\mu = (661,4 \pm 0,2) \text{ keV} \quad (29)$$

$$\sigma = (2,15 \pm 0,02) \text{ keV} \quad (30)$$

$$B = 63 \text{ Zählungen.} \quad (31)$$

Der Vollenergie-Peak und die angepasste Gauß-Funktion sind in Abbildung ?? dargestellt. Um die Verwendung einer Gauß-Funktion als Fitfunktion zu rechtfertigen, wird die Halbwertsbreite sowie die Zehntelbreite bestimmt. Dafür werden die beiden Energien gesucht, die die geringste Abweichungen zur Hälfte bzw. dem Zehntel der bestimmten

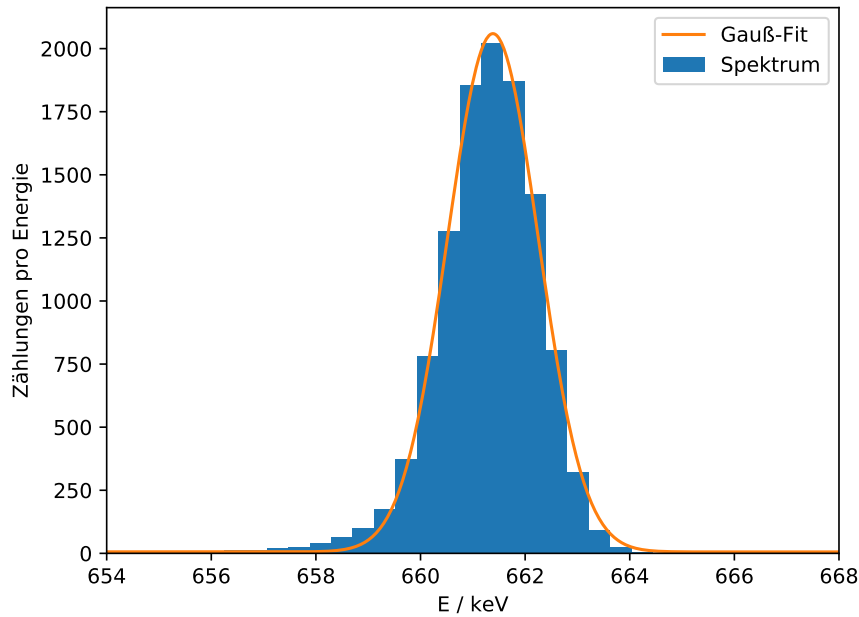


Abbildung 13: Angepasste Gaußfunktion für den Vollenergie-Peak von  $^{137}\text{Cs}$ .

Amplitude haben. Für die Halbwertsbreite und Zehntelbreite sowie deren Verhältnis ergibt sich somit

$$x_{1/2} = (2,4 \pm 0,2) \text{ keV} \quad (32)$$

$$x_{1/10} = (4,4 \pm 0,2) \text{ keV} \quad (33)$$

$$\frac{x_{1/10}}{x_{1/2}} = 1,83 \pm 0,18. \quad (34)$$

Mithilfe von Formel (??) kann auch das Auflösungsvermögen des Germanium Detektors berechnet werden. Dafür wird die in Kapitel ?? bestimmte Energie des Vollenergie-Peaks und die Anregungsenergie eines Elektrons in Germanium  $E_{\text{EL}} = 2,9 \text{ eV}$  benötigt. Für das theoretische Auflösungsvermögen ergibt sich somit

$$\Delta E_{1/2} = (1,0292 \pm 0,0001) \text{ keV}. \quad (35)$$

### 5.2.2 Bestimmung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten

Für  $^{137}\text{Cs}$  soll zudem der Rückstreupeak und die Compton-Kante bestimmt werden, sowie der Quotient der Flächen unter dem Compton-Kontinuum und dem Vollenergie-Peak. Das Compton-Kontinuum und die bestimmten Punkte des Rückstreupeaks und der

Compton-Kante sind in Abbildung ?? dargestellt. Die Lage der beiden Punkte kann aus dem Spektrum mithilfe der FIND\_PEAKS-Funktion bestimmt werden

$$E_{\text{Rückstreuung}} = (186,2 \pm 0,1) \text{ keV} \quad (36)$$

$$E_{\text{Kompton-Kante}} = (469,1 \pm 0,1) \text{ keV}. \quad (37)$$

Zudem können die Energien auch mithilfe von Formel (??) bestimmt werden, so dass sich für die theoretischen Werte

$$E_{\text{Rückstreuung}} = (184,3 \pm 0,1) \text{ keV} \quad (38)$$

$$E_{\text{Kompton-Kante}} = (477,1 \pm 0,1) \text{ keV} \quad (39)$$

ergibt. Dabei wurde für den Rückstreupic der Winkel  $\Psi = \pi/2$  und für die Compton-Kante der Winkel  $\Psi = \pi$  verwendet.

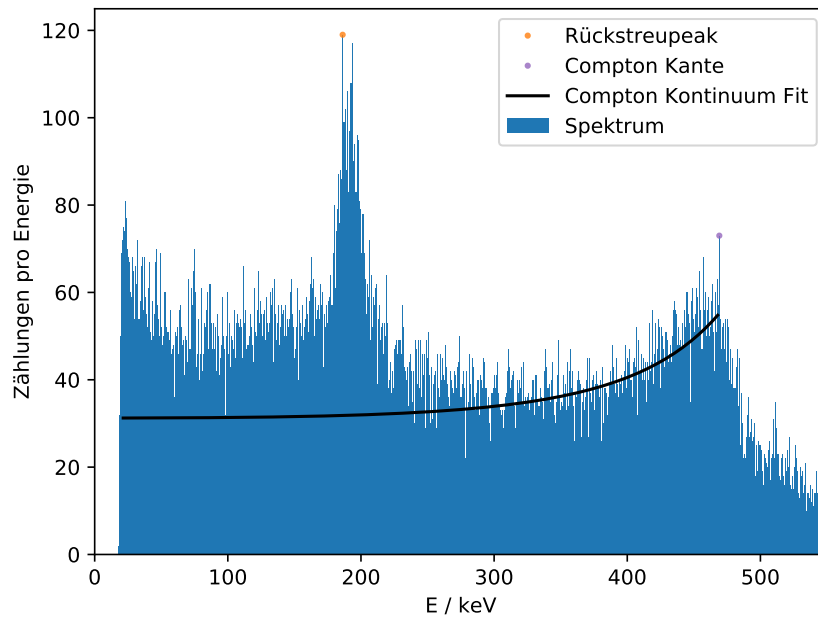


Abbildung 14: Comptonkontinuum sowie die bestimmte Fitfunktion für  $^{137}\text{Cs}$ . Der Rückstreupic sowie die Comptonkante sind farblich markiert.

Um die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Comptonstreuung und des Photoeffekts zu vergleichen, wird im Folgenden der Inhalt des Compton-Kontinuums und des Vollenergie-Peaks bestimmt. Bei dem Vollenergie-Peak kann dieser analog zu Kapitel ?? mithilfe der Standardabweichung der Gauß-Fitfunktion (??) bestimmt werden:

$$Z_{\text{Vollenergie}} = (11\,077 \pm 111) \text{ Zählungen}. \quad (40)$$

Zur Bestimmung des Inhaltes des Compton-Kontinuums werden zwei verschiedene Methoden verwendet. Die einfachere Methode ist das Aufsummieren aller Zählungen innerhalb des Compton-Kontinuums. Jedoch wird dabei der Inhalt durch den Rückstreupicak verfälscht. Deshalb wird in der zweiten Methode eine Anpassung mit einer Funktion durchgeführt, die dem energieabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes für die Comptonstreuung entspricht

$$N(x) = N_0 \frac{1}{\varepsilon^2} \cdot \left\{ 2 + \left( \frac{x}{h\nu - x} \right)^2 \cdot \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{h\nu - x}{h\nu} - \frac{2}{\varepsilon} \left( \frac{h\nu - x}{h\nu} \right) \right] \right\} \quad (41)$$

Bei  $h\nu$  handelt es sich um die Energie des Vollenergie-Peaks (??). Der konstante Vorfaktor  $N_0$  und das  $\varepsilon$  werden dabei als Fit-Parameter verwendet. Für den Fit wird der Bereich ab einer Energie von 400 keV bis zur Comptonkante verwendet. Der Fit ist in Abbildung ?? dargestellt. Für die beiden Fit-Parameter ergibt sich

$$N_0 = (58 \pm 17) \text{ Zählungen} \quad (42)$$

$$\varepsilon = 1,9 \pm 0,3. \quad (43)$$

Durch Integration über die Energien bis zur Compton-Kante ergibt sich der Inhalt des Compton-Kontinuums

$$Z_{\text{Compton,Summierung}} = (51\,140 \pm 226) \text{ Zählungen} \quad (44)$$

$$Z_{\text{Compton,Integration}} = 15\,719 \text{ Zählungen.} \quad (45)$$

Da bei der verwendeten Berechnung mittels INTEGRATE.QUAD nicht die Bin-Breite angegeben werden kann und diese standardmäßig den Wert 1 beträgt, wird der durch die Integration bestimmte Inhalt noch mit der Bin-Breite im Energie-Raum ?? skaliert

$$Z_{\text{Compton,Integration skaliert}} = (39\,006 \pm 5) \text{ Zählungen.} \quad (46)$$

Durch Bestimmung des Quotienten kann später eine Aussage über die relative Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Comptonstreuung und des Photoeffekts getroffen werden

$$\frac{Z_{\text{Compton,Summierung}}}{Z_{\text{Vollenergie}}} = 4,62 \pm 0,05 \quad (47)$$

$$\frac{Z_{\text{Compton,Integration skaliert}}}{Z_{\text{Vollenergie}}} = 3,52 \pm 0,04. \quad (48)$$

Die Quotienten zeigen, dass die Größenordnungen des Inhalts des Compton-Kontinuums und des Vollenergie-Peaks bei beiden Methoden gleich sind.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit lässt sich zudem mit der Formel

$$P = (1 - e^{-\mu d}) \cdot 100 \quad (49)$$

berechnen, wobei es sich bei  $\mu$  um den Extinktionskoeffizienten und bei  $d$  um die Dicke der Probe handelt. Dafür müssen die Extinktionskoeffizienten aus Quelle [anleitung]

entnommen werden. Aufgrund der logarithmischen Darstellung werden unterschiedliche Unsicherheiten für die Werte angenommen

$$\mu_{\text{Photo}} = (8 \pm 1) \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{cm}} \quad (50)$$

$$\mu_{\text{Compton}} = (0,37 \pm 0,01) \frac{1}{\text{cm}}. \quad (51)$$

Für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten und den Quotienten ergibt sich

$$P_{\text{Photo}} = (3,1 \pm 0,4) \% \quad (52)$$

$$P_{\text{Compton}} = (76,4 \pm 0,9) \% \quad (53)$$

$$\frac{P_{\text{Compton}}}{P_{\text{Photo}}} = 25 \pm 3. \quad (54)$$

Der Quotient der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten ist deutlich größer als der Quotient der beiden Flächen.

### 5.3 Untersuchung der ersten unbekannten Quelle

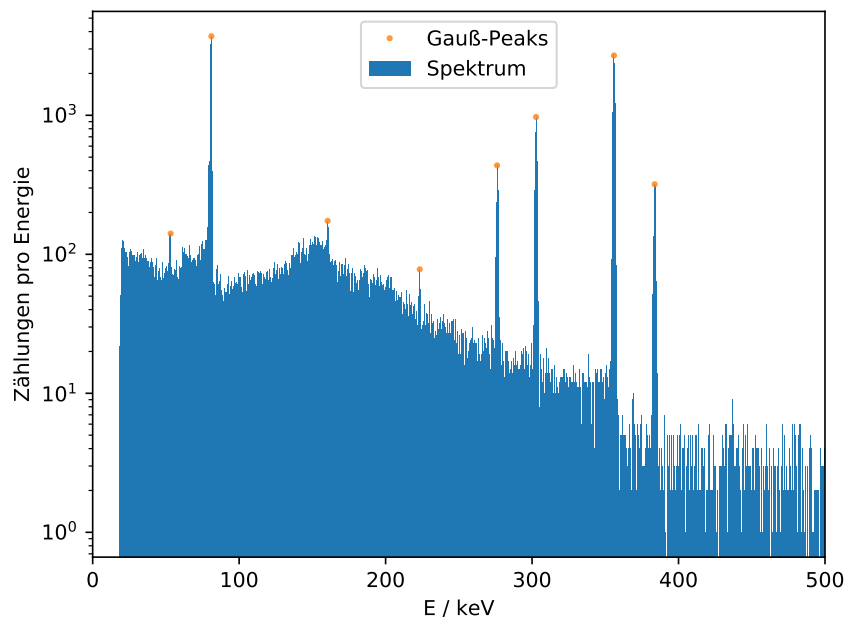


Abbildung 15: Aufgenommenes Spektrum für die 1. unbekannte Quelle. Die bestimmten Vollenergie-Peaks sind farblich markiert.

Das aufgenommene Spektrum für die erste unbekannte Quelle ist in Abbildung ?? dargestellt. Die Messzeit betrug  $t_{\text{ges}} = 3066$  s. Ein Vergleich der Energien der analog zu

dem vorherigen Kapiteln bestimmten Peaks mit den in Quelle [anleitung] gegebenen Energien  $E_{\gamma,\text{lit}}$  von  $^{133}\text{Ba}$  und  $^{125}\text{Sb}$  zeigt, dass es sich bei der untersuchten Quelle um  $^{133}\text{Ba}$  handelt. Die aus der Anpassung an die Gaußfunktion (??) erhaltenen Parameter sind in Tabelle ?? aufgelistet. Die bestimmten Mittelwerte bzw. Energien der einzelnen Peaks sind in Abbildung ?? markiert.

Tabelle 5: Die bestimmten Parameter aus der Anpassung mit der Gaußfunktion sowie die zugeordneten Energien aus der Literatur für  $^{133}\text{Ba}$ .

| Kanal | $A$ / Zählung |    | $\mu$ / keV | $\sigma$ / Kanal | $B$ / Zählung |   | $E_{\gamma,\text{lit}}$ / keV |
|-------|---------------|----|-------------|------------------|---------------|---|-------------------------------|
| 139   | 88 ±          | 34 | 53,1 ± 0,1  | 0,58 ± 0,29      | 79 ±          | 2 | 53,2                          |
| 208   | 3785 ±        | 56 | 80,9 ± 0,1  | 1,08 ± 0,01      | 93 ±          | 9 | 81,0                          |
| 405   | 74 ±          | 18 | 160,6 ± 0,2 | 1,04 ± 0,30      | 100 ±         | 2 | 160,6                         |
| 561   | 40 ±          | 7  | 223,3 ± 0,1 | 0,97 ± 0,21      | 35 ±          | 1 | 223,3                         |
| 693   | 447 ±         | 5  | 276,3 ± 0,1 | 1,36 ± 0,02      | 18 ±          | 1 | 276,4                         |
| 758   | 991 ±         | 7  | 302,8 ± 0,1 | 1,42 ± 0,01      | 14 ±          | 1 | 302,9                         |
| 890   | 2742 ±        | 12 | 355,9 ± 0,1 | 1,51 ± 0,01      | 8 ±           | 2 | 356,0                         |
| 959   | 337 ±         | 4  | 383,8 ± 0,1 | 1,58 ± 0,02      | 3 ±           | 1 | 383,9                         |

Um die Aktivität der  $^{133}\text{Ba}$ -Quelle zu bestimmen, müssen zuerst die Flächen unter den einzelnen Peaks bestimmt werden sowie die jeweilige Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit. Der Raumwinkel wurde schon in Abschnitt ?? bestimmt. Die Bestimmung beider Größen wird mithilfe der in Kapitel ?? angegebenen Formel für eine Gaußfunktion (??) sowie der bestimmten Formel für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit (??) durchgeführt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten können Quelle [anleitung] entnommen werden. Alle verwendeten Messgrößen sowie die durch Umstellen von Formel (??) bestimmten Aktivitäten sind in Tabelle ?? eingetragen.

Wie schon in Kapitel ?? werden aufgrund der Al-Schutzkappe Energien größer als 150 keV berücksichtigt. Zudem werden die beiden Werte bei 160,6 keV und 223,3 keV nicht für die Bestimmung des Mittelwertes der Aktivität verwendet. Bei beiden Energien lassen sich die starken Abweichungen der Aktivität durch die ungenaue Bestimmung des Peak-Inhaltes  $Z$  erklären, was an den großen prozentualen Unsicherheiten für  $Z$  sowie der teilweise sehr geringen Emmissionswahrscheinlichkeiten erkennbar ist (siehe Tabelle ??). Damit ergibt sich eine gemittelte Aktivität von  $A_{^{133}\text{Ba}} = (1225 \pm 353) \text{ Bq}$ .

## 5.4 Untersuchung der zweiten unbekannten Quelle

Für die zweite unbekannte Quelle wird analog zu der in Kapitel ?? behandelten unbekannten Quelle vorgegangen. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung ?? dargestellt und wurde in einem Zeitraum von  $t_{\text{ges}} = 4046 \text{ s}$  aufgenommen. Die bestimmten Energien



Tabelle 6: Die bestimmten Parameter für Formel (??) und die daraus resultierenden Aktivitäten für  $^{133}\text{Ba}$ .

| $E_{\gamma,\text{exp}} / \text{keV}$ | $Z / \text{Zählungen}$ | W     | $Q$             | $A / \text{Bq}$ |
|--------------------------------------|------------------------|-------|-----------------|-----------------|
| $53,1 \pm 0,1$                       | $128 \pm 80$           | 0,022 | $1,55 \pm 0,38$ | $56 \pm 14$     |
| $80,9 \pm 0,1$                       | $10\,316 \pm 237$      | 0,341 | $0,99 \pm 0,25$ | $464 \pm 119$   |
| $160,6 \pm 0,2$                      | $193 \pm 74$           | 0,006 | $0,47 \pm 0,13$ | $1031 \pm 280$  |
| $223,3 \pm 0,1$                      | $97 \pm 27$            | 0,005 | $0,33 \pm 0,09$ | $887 \pm 247$   |
| $276,3 \pm 0,1$                      | $1520 \pm 24$          | 0,072 | $0,26 \pm 0,08$ | $1210 \pm 343$  |
| $302,8 \pm 0,1$                      | $3531 \pm 38$          | 0,183 | $0,24 \pm 0,07$ | $1219 \pm 348$  |
| $355,9 \pm 0,1$                      | $10\,376 \pm 66$       | 0,621 | $0,20 \pm 0,06$ | $1255 \pm 364$  |
| $383,8 \pm 0,1$                      | $1331 \pm 22$          | 0,089 | $0,19 \pm 0,05$ | $1218 \pm 355$  |

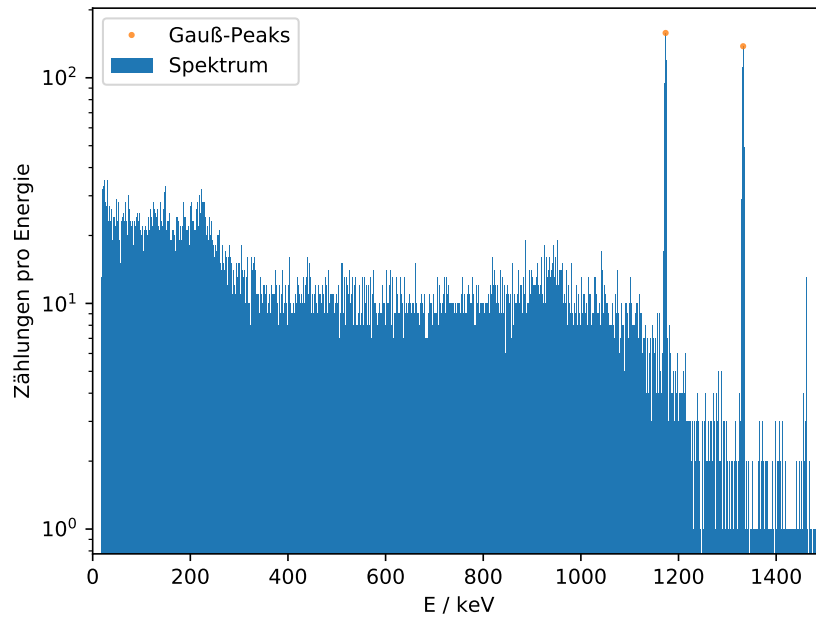


Abbildung 16: Aufgenommenes Spektrum für die 2. unbekannte Quelle. Die bestimmten Vollenergie-Peaks sind farblich markiert. Die Messzeit beträgt  $t_{\text{ges}} = 4046 \text{ s}$ .

der beiden Vollenergie-Peaks sind zudem grafisch markiert. Ein Vergleich mit verschiedenen Atomen zeigt, dass es sich bei dieser Quelle um  $^{60}\text{Co}$  handelt [cobalt]. Die aus der Anpassung bestimmten Parameter sind in Tabelle ?? eingetragen.

Tabelle 7: Die bestimmten Parameter aus dem Fit mit der Gaußfunktion sowie die zugeordneten Energien aus der Literatur für  $^{60}\text{Co}$ .

| Kanal | $A$ / Zählung |   | $\mu$ / keV      | $\sigma$ / keV  | $B$ / Zählung |     | $E_{\gamma,\text{lit}}$ / keV |
|-------|---------------|---|------------------|-----------------|---------------|-----|-------------------------------|
| 2918  | $149 \pm$     | 3 | $1173,1 \pm 0,2$ | $3,40 \pm 0,09$ | $3,0 \pm$     | 0,9 | 1173,24                       |
| 3313  | $137 \pm$     | 2 | $1332,3 \pm 0,2$ | $3,46 \pm 0,06$ | $1,2 \pm$     | 0,6 | 1332,50                       |

Zur Bestimmung der Aktivität werden auch bei dieser Quelle die verschiedenen Peakflächen sowie die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeiten analog zu Kapitel ?? bestimmt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden Quelle [cobalt] entnommen. Die verschiedenen Größen sowie die bestimmten Aktivitäten sind in Tabelle ?? eingetragen. Für die gemittelte Aktivität ergibt sich ein Wert von  $A_{^{60}\text{Co}} = (377 \pm 121) \text{ Bq}$ .

Tabelle 8: Die bestimmten Parameter für Formel (??) und die daraus resultierenden Aktivitäten für  $^{60}\text{Co}$ .

| $E_{\gamma,\text{exp}}$ / keV | $Z$ / Zählungen |          | W     | $Q$             | $A$ / Bq |           |
|-------------------------------|-----------------|----------|-------|-----------------|----------|-----------|
| $1173,1 \pm 0,2$              | 1270            | $\pm 44$ | 99,97 | $0,06 \pm 0,02$ | 364      | $\pm 117$ |
| $1332,3 \pm 0,2$              | 1190            | $\pm 25$ | 99,99 | $0,05 \pm 0,02$ | 390      | $\pm 126$ |

## 6 Diskussion

In Kapitel ?? wurde mittels der gefundenen Peaks und den Literaturwerten (siehe Tabelle ??) die Kalibrierung des Detektors bzw. die Bestimmung der Transformation für die Kanäle in die jeweiligen Energien durchgeführt. Die Unsicherheiten der bestimmten Parameter sind ziemlich gering. Die Genauigkeit lässt sich zudem durch die verschiedenen Proben bestätigen, da die Abweichungen der experimentell bestimmten Energien von den Literaturwerten unter 1 % liegen.

Bei der Bestimmung der Potenzfunktion für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie zeigt sich besonders bei der Amplitude eine große relative Unsicherheit von knapp 21 %. Besonders bei der Bestimmung der Aktivität von  $^{60}\text{Co}$  zeigt sich für den Peak bei einer Energie von 80,9 keV eine starke Abweichung gegenüber den anderen Energien. Diese Abweichung ist schon bei der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit erkennbar. In Abbildung ?? ist erkenntlich, dass die angepasste Potenzfunktion schon bei einer Energie von 121,76 keV starke Abweichungen gegenüber dem berechneten Wert zeigt. Dies rechtfertigt eine Berechnung der gemittelten Aktivität ohne Berücksichtigung der stark abweichenden Werte.

In Kapitel ?? wurde die Halbwertsbreite bzw. das Auflösungsvermögen des Detektors anhand der aufgenommenen Spektren bestimmt. Das Verhältnis von Halbwertsbreite zur Zehntelbreite zeigt, dass die Annahme einer Gauß-Verteilung gerechtfertigt ist. Im Vergleich zur theoretischen Energieauflösung ist der experimentell bestimmte Wert jedoch ungefähr doppelt so groß. Dies liegt vermutlich an verschiedenen Verbreiterungsmechanismen aufgrund der elektrischen Schaltung etc., die gemäß Formel ?? den realen Wert für die Energieauflösung erhöhen.

In Kapitel wurden der Rückstreupeak sowie die Compton-Kante anhand des aufgenommenen Spektrums bestimmt und anschließend mit den Theorie-Werten verglichen. In beiden Fällen zeigen sich nur sehr geringen Abweichungen von unter 2 %. Bei Betrachtung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten von Comptonstreuung und Photoeffekt zeigen sich deutliche Unterschiede bei den verwendeten Methoden. Bei Berechnung des Quotienten beider Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten mittels der Extinktionskoeffizienten ist die Wahrscheinlichkeit für die Comptonstreuung um den Faktor 25 größer als für den Photoeffekt. Der Vergleich der Flächen des Compton-Kontinuums und des Vollenergie-Peaks führt lediglich auf einen Faktor von 3,52 bzw. 4,62. Dies liegt daran, dass bei Verwendung der Extinktionskoeffizienten nur der 1-fache Photoeffekt berücksichtigt wird. Jedoch können auch mehrfach comptongestreute  $\gamma$ -Quanten bei genügend Energie über den Photoeffekt wechselwirken. Deshalb wird dieser Peak auch als Vollenergiepeak anstatt Photopeak bezeichnet. Zudem wird der Extinktionskoeffizient für den Photoeffekt mit abnehmender Energie größer (siehe Abbildung ??). Dies sorgt für eine deutliche Vergrößerung der Fläche unter dem Vollenergie-Peak (vgl. Kapitel ??). Die starken Unterschiede der Flächenverhältnisse bei den verschiedenen Methoden lassen sich dadurch erklären, dass bei dem verwendeten Fit neben den Zählungen innerhalb des Rückstreupeaks im

niedrigen Energiebereich auch ein großer Teil der Compton-Kontinuums abgeschnitten wird.

Ein Indiz für die Genauigkeit des verwendeten Detektors und die richtige Zuordnung der experimentell bestimmten Energien ist auch die geringe Abweichung zu den Literaturwerten der bekannten und unbekannten Strahler. Bei allen Strahlern liegen die Unsicherheiten unterhalb von 1 %. Bei den Bestimmungen der Aktivitäten der verschiedenen Quellen zeigten sich teilweise deutliche Abweichungen. Vor allem bei der  $^{133}\text{Ba}$ -Quelle waren auch oberhalb der 150 keV noch deutliche Unterschiede zu den restlichen Werten erkennbar. Dies lässt sich aber vermutlich auf die sehr geringen Emissionswahrscheinlichkeiten zurückführen, wegen derer die Bestimmung der Peakhalte teilweise sehr ungenau ist.

Im Allgemeinen zeigt die Bestimmung der beiden unbekannten Quellen mit sehr hoher Genauigkeit, dass der verwendete Germaniumdetektor äußerst präzise ist. Lediglich bei der Bestimmung der Aktivitäten und Effizienzen muss berücksichtigt werden, dass der verwendete Raumwinkel durch eine Näherung für Abstände überhalb von 10 cm bestimmt wird. Der gemessene Abstand zwischen Probe und Detektor beträgt allerdings nur 8,85 cm, was zu einer Abweichung der bestimmten Aktivitäten und Effizienzen von den realen Werten führen kann.

## 7 Anhang

Tabelle 9: Literaturwerte der charakteristischen Energien und Emmissionwahrscheinlichkeiten für  $^{152}\text{Eu}$  [**anleitung**]

|                                      |        |        |        |        |        |        |
|--------------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $E_{\gamma,\text{lit}} / \text{keV}$ | 121.8  | 244.7  | 295.9  | 344.4  | 411.1  | 444.0  |
| $W$                                  | 0.286  | 0.076  | 0.004  | 0.265  | 0.022  | 0.031  |
| $E_{\gamma,\text{lit}} / \text{keV}$ | 678.0  | 688.7  | 778.9  | 867.4  | 964.1  | 1005.3 |
| $W$                                  | 0.020  | 0.009  | 0.129  | 0.042  | 0.146  | 0.006  |
| $E_{\gamma,\text{lit}} / \text{keV}$ | 1085.9 | 1112.1 | 1299.1 | 1408.0 | 1457.6 |        |
| $W$                                  | 0.102  | 0.136  | 0.016  | 0.210  | 0.005  |        |