

Todo list

man wegmachen	3
Energie, Aktivitätsbestimmung	11

Versuch Nr. 18

Der Reinst-Germanium-Detektor

Maximilian Sackel
Maximilian.sackel@udo.edu

Philip Schäfers
philip.schaefers@udo.edu

Durchführung: 09.01.2017

Abgabe: DATUM

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlage	3
2.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	3
2.1.1	Der Wirkungsquerschnitt σ und der Extinktionskoeffizient μ	3
2.1.2	Der Photoeffekt	4
2.1.3	Der Compton- und der Thomson-Effekt	5
2.1.4	Die Paarbildung	5
2.2	Wirkungsweise eines Halbleiter-Detektors (Germanium-Detektor)	7
2.3	Eigenschaften und Kenngrößen eines Halbleiter-Detektors	9
2.3.1	Energetisches Auflösungsvermögen	9
2.3.2	γ -Spektrum eines Germanium-Detektors	10
2.3.3	Aktivitäts- und Energiebestimmung einer γ -Quelle	11
2.4	Fehlerrechnung	11
2.4.1	Mittelwert	11
2.4.2	Gauß'sche Fehlerfortpflanzung	11
2.4.3	Lineare Regression	11
3	Aufbau und elektronische Beschaltung	12
4	Versuchsdurchführung	12
5	Diskussion	12
	Literatur	13

1 Einleitung

In dem Versuch wird der Reinst-Germanium-Detektor näher betrachtet. Dazu werden wichtige Kenngrößen, wie das energetische Auflösungsvermögen und die spektrale Empfindlichkeit, des Detektors bestimmt. Im folgenden werden der Aufbau und die Funktionsweise des Ge-Detektors näher beschrieben.

2 Theoretische Grundlage

Der Germanium-Detektor ist ein wichtiges Messinstrument in der γ -Spektroskopie. Er gehört zu der Gruppe der Halbleiterdetektoren, welche ein sehr hohes Auflösungsvermögen im Vergleich zu Szintillationsdetektoren besitzen.

2.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Im folgenden werden der Wirkungsquerschnitt σ und der Extinktionskoeffizient μ angegeben, sowie die drei dominierenden Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie erläutert.

2.1.1 Der Wirkungsquerschnitt σ und der Extinktionskoeffizient μ

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass eine Wechselwirkung zwischen der γ -Strahlung und dem Absorber stattfindet. σ hat die Dimension einer Fläche und man kann sich diese als Zielscheibe vorstellen. Es tritt also genau dann eine Wechselwirkung auf, wenn ein γ -Quant die Zielscheibe trifft.

man wegmachen

Die Wahrscheinlichkeit dW einer Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Strahl ("Projektil") und dem Absorber ("Target") wird mit Hilfe der Abbildung (1) zu

$$dW = n \sigma dx \quad (1)$$

bestimmt. Daraus folgt das Absorbtionsgesetz

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

Darin ist N_0 die Anzahl der auftreffenden Quanten und $N(D)$ ist die Anzahl der aus tretenden Quanten. n ist die Teilchendichte des Absorbers. Der Extinktionskoeffizient μ wird als

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

definiert. Sein reziproker Wert ist gleich der mittleren Reichweite \bar{x} der γ -Quanten in Materie [2, S. 2].

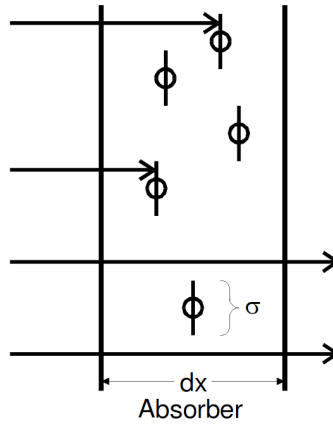


Abbildung 1: Definition des Wirkungsquerschnitts: Die Pfeile kennzeichnen die Projektile welche auf das Target treffen [2].

2.1.2 Der Photoeffekt

Ein Photon kann ein Elektron aus der Atomhülle schlagen, dafür muss das Photon mindestens die Bindungsenergie E_B des Elektrons besitzen. Bei diesem Vorgang wird die gesamte Energie $h\nu$ des Photons auf das Elektron übertragen. Das Elektron besitzt also eine kinetische Energie von

$$E_{\text{kin}} = h\nu - E_B . \quad (4)$$

Aus Energie-Impuls-Erhaltungsgründen kann dieser Prozess nur in der Nähe eines Atomkerns stattfinden. Deshalb werden bevorzugt Elektronen aus der K-Schale ausgelöst (vgl. [2, S. 3]). Da sich das Atom nach dem Effekt in einem instabilen Zustand befindet, fallen Elektronen aus höheren Schalen in das entstandene "Loch". Dabei wird Röntgenstrahlung frei welche aber fast komplet in dem Absorber verbleibt. Deshalb kann gesagt werden, dass der Absorber die gesamte Energie des Photons absorbiert.

Der Wirkungsquerschnitt σ_{Ph} des Photoeffekts kann zu

$$\sigma_{\text{Ph}} \approx z^\alpha E^\delta \quad (5)$$

bestimmt werden. Für den Energiebereich der bei natürlichen Strahlern vorkommt ($E < 5 \text{ MeV}$) ist $4 < \alpha < 5$ und $\delta = -3.5$.

2.1.3 Der Compton- und der Thomson-Effekt

Der Compton-Effekt ist die inelastische Streuung von Photonen an Elektronen. Das Photon gibt bei dem Stoß mit einem (schwachgebundenen) Elektron aus der Atomhülle einen Teil seiner Energie ab und wird aus der ursprünglichen Bahn herausgelenkt. Die Energie des gestreuten Photons kann mithilfe des Energie-Impuls-Erhaltungssatzes zu

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \varepsilon (1 - \cos(\psi_{\gamma}))} \quad (6)$$

bestimmt werden. Dabei ist E_{γ} die Energie des Photons vor dem Stoß und $E_{\gamma'}$ ist die Energie nach dem Stoß. ε entspricht einer normierten Energie $\varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2}$ und ψ_{γ} ist der Streuwinkel des γ -Quants. Aus Formel (6) folgt die Energie E_1 des gestoßenen Elektrons zu

$$E_1 = E_{\gamma} - E_{\gamma'} = E_{\gamma} \frac{\varepsilon (1 - \cos(\psi_{\gamma}))}{1 + \varepsilon (1 - \cos(\psi_{\gamma}))} . \quad (7)$$

Der Compton-Effekt ist eine unerwünschte Erscheinung, weil nur ein variierender Bruchteil der Energie des γ -Quants an den Detektor abgegeben wird (vgl. [2, S. 5]). Dadurch entsteht ein kontinuierliches Spektrum, welches schwer zu identifizieren ist. Der über alle Streuwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt σ_{Co} wurde von KLEIN und NISHINA hergeleitet und lautet:

$$\sigma_{\text{Co}} = \frac{3 \sigma_{\text{Th}}}{4} \left(\frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2 + 2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} - \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{\varepsilon} \right] + \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right) \quad (8)$$

Für sehr kleine Energien ($\varepsilon \ll 1$) kann σ_{Co} zu

$$\sigma_{\text{Co}} = \frac{3 \sigma_{\text{Th}}}{4} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (9)$$

genähert werden. Für $\varepsilon \rightarrow 0$ geht der Compton-Wirkungsquerschnitt in den Thomsonschen Streuquerschnitt σ_{Th} über.

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8 \pi}{3} r_e^2 \quad (10)$$

r_e wird als klassischer Elektronenradius bezeichnet.

2.1.4 Die Paarbildung

Bei der Paarbildung wird ein Photon annihilert und ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Dieser Prozess kann nur in der Nähe von einem Atomkern oder einem Elektron als Stoßpartner auftreten, weil sonst die Impulserhaltung nicht gilt. Mit dem Atomkern als

Stoßpartner muss die Photonenergie größer als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons sein, also

$$E_\gamma > 2 m_0 c^2 .$$

Damit die Paarbildung mit einem Elektron als Stoßpartner stattfinden kann muss das Photon die vierfache Ruheenergie eines Elektrons haben, also

$$E_\gamma > 4 m_0 c^2 .$$

Die kinetische Energie des entstandenen Elektron-Positron-Paares beträgt:

$$\overline{E_{e^-}} = \overline{E_{e^+}} = \frac{1}{2}(E_\gamma - m_0 c^2) \quad (11)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung σ_{Pa} hängt von der Kernladungszahl z und der Abschirmung des Coulomb-Feldes ab. Im folgenden werden zwei Grenzfälle betrachtet. Wenn die Paarbildung in Kernnähe auftritt, also bei verschwindender Abschirmung wird der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{218}{27} \right) \quad (12)$$

$$(\alpha = \text{Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante}) \quad (13)$$

bestimmt. Die Gleichung (13) ist in einem Energiebereich von $10 < E_\gamma < 25$ MeV gültig. Wenn die Paarbildung am Rand der Elektronenhülle stattfindet, das Coulomb-Feld also vollständig abgeschirmt wird, ergibt sich folgende Gleichung

$$\sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183}{\sqrt[3]{z}} - \frac{2}{27} \right) . \quad (14)$$

Diese ist aber erst ab 500 MeV gültig.

Bei der Paarbildung wird die gesamte Energie des Photons in dem Absorber deponiert. Allerdings kann nicht immer die gesamte Energie von dem Detektor gemessen werden, weil dazu Elektron und Positron in den Detektor fallen müssen. Passiert dies nicht, wird keine Energie gemessen. Auch verlieren Elektron und Positron durch Bremsstrahlung Energie, wodurch das Spektrum nach unten verbreitert wird.

2.2 Wirkungsweise eines Halbleiter-Detektors (Germanium-Detektor)

Halbleiter-Detektoren werden häufig verwendet um ionisierende Strahlung nachzuweisen und die Energie der Strahlung zu bestimmen. Im folgenden wird der Germanium-Detektor für die γ -Spektroskopie genauer betrachtet.

Der wesentliche Bestandteil des Detektors ist eine Halbleiter-Diode. Das bedeutet es gibt einen p- und einen n-dotierten Bereich. Diese Bereiche grenzen aneinander und können freie Ladungsträger (Elektronen und Löcher) austauschen. Die Elektronen und Löcher rekombinieren in den unterschiedlich dotierten Bereichen. Zurück bleiben in der p-Schicht die ortsfesten Akzeptoren und in der n-Schicht die ortsfesten Donatoren [2, S. 10]. Diese erzeugen ein elektrisches Potential U_D , wodurch die Elektronen und Löcher nicht mehr rekombinieren können und es entsteht eine ladungsträgerarme Zone. Wie in Abbildung (2) dargestellt ist, kann die ladungsträgerarme Zone durch eine Sperrspannung U vergrößert werden. Im folgenden wird näher darauf eingegangen wie die Verarmungszone vergrößert werden kann.

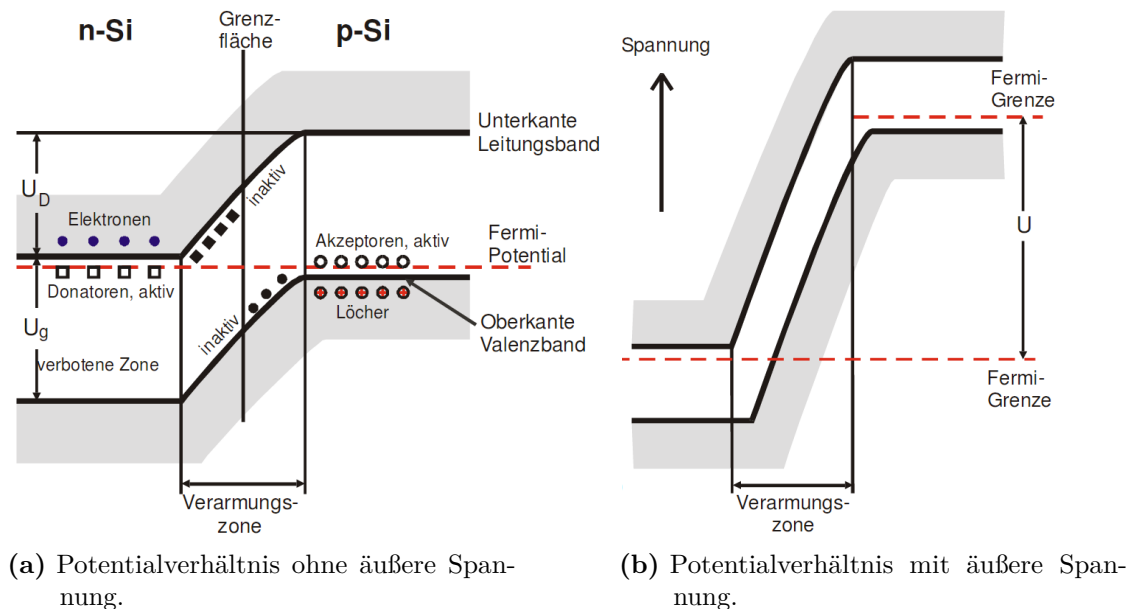


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Potentialverhältnisse an einem pn-Übergang [2].

Wenn ein γ -Quant in die ladungsträgerarme Zone eindringt kann einer der drei beschriebenen Prozesse eintreten. Das bei diesen Prozessen freigesetzte Elektron stößt auf seinem Weg durch den Festkörper mit vielen anderen Elektronen aus dem Valenzband zusammen. Dabei gibt das freigesetzte Elektron einen Teil seiner Energie zur Erzeugung von Phononen ab. Die restliche Energie wird an die Valenzelektronen abgegeben, wodurch diese in das Leitfähigkeitsband oder darüber hinaus gehoben werden. Es entsteht dadurch

ein Elektronen-Loch-Paar, welches durch die anliegende Spannung getrennt wird und einen Ladungsimpuls erzeugen.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit (siehe Gl. (2)) eines γ -Quants hängt von der Schichtdicke des Absorbermaterials ab. Deshalb ist es besonders wichtig, dass die Verarmungszone so groß wie möglich ist. Dies wird im wesentlichen über eine unsymmetrische Dotierung und die Sperrspannung U gewährleistet. Die Breite der n-Schicht d_n und die Breite der p-Schicht d_p sind durch

$$d_n^2 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e_0} \frac{U_D + U}{n_A + n_D} \frac{n_A}{n_D} \quad (15)$$

$$d_p^2 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e_0} \frac{U_D + U}{n_A + n_D} \frac{n_D}{n_A} \quad (16)$$

(ε = relative Dielektrizitätszahl, ε_0 = elektrische Feldkonstante)

gegeben. Um die p-Schicht groß gegenüber der n-Schicht zu machen, wird die Donatordichte n_D viel größer als die Akzeptordichte n_A gewählt. Dadurch wird die Größe der Verarmungszone zu

$$d = d_p + d_n \approx d_p \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e_0} \frac{U_D + U}{n_A}} \quad (17)$$

genähert. Es ist also wichtig die Verunreinigung des Absorbers so gering wie möglich zu halten, dies wird über spezielle Kristallzüchtungsverfahren gewährleistet.

Außerdem kann die Verarmungszone durch eine möglichst hohe Sperrspannung weiter vergrößert werden. Diese Maßnahme ist allerdings begrenzt, weil in der Verarmungszone Ladungsträger vorhanden sind welche durch thermische Aktivierung entstanden sind. Diese können spontan die Energielücke E_g ($=0.67$ eV bei Ge [2, S. 13]) zwischen Valenzband und Leitfähigkeitsband überwinden. Diese Ladungsträger erzeugen einen Leckstrom, welcher als Rauschen gemessen wird. Die Dichte n_i dieser Ladungsträger ist proportional zu

$$n_i \propto T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{k_b T}\right) . \quad (18)$$

(k_b = Boltzmann Konstante, T = absolute Temperatur)

Wie aus der Gleichung hervorgeht, kann der Leckstrom durch das Herabsetzen der Temperatur des Detektormaterials vermindert werden.

Üblicherweise werden Germanium-Detektoren auf $T = 77$ K abgekühlt. Dadurch kann die Verarmungszone mit einer Sperrspannung von $U = 5$ kV auf

$$d \approx 3 \text{ cm} \quad (19)$$

verbeitert werden.

2.3 Eigenschaften und Kenngrößen eines Halbleiter-Detektors

Im folgenden werden das energetische Auflösungsvermögen und die Effizienz eines Halbleiter-Detektors bestimmt. Außerdem wird das aufgenommene Spektrum des Detektors beschrieben und daraus die Aktivität der γ -Quelle bestimmt.

2.3.1 Energetisches Auflösungsvermögen

Ein Maß für das energetische Auflösungsvermögen ist die Halbwertsbreite $\Delta E_{\frac{1}{2}}$ der Impulshöhenverteilung. Um zwei Spektrallinien unterscheiden zu können müssen sich deren Mittelwerte mindestens um die Halbwertsbreite unterscheiden.

Die Impulshöhenverteilung wird im wesentlichen durch die Anzahl n der Elektron-Loch-Paare festgelegt, die bei der Absorption eines γ -Quants entstehen. Der Mittelwert \bar{n} von n ist gleich dem Quotienten aus der Energie E_γ des einfallenden γ -Quants und der Bildungsenergie E_{El} eines Elektron-Loch-Paares [2, S. 14]. Die Energielücke E_g in Germanium beträgt 0.67 eV, allerdings wird eine Bildungsenergie in Germanium von 2.9 eV gemessen. Das bedeutet, dass die Bildung von Elektron-Loch-Paaren nur unter der Beteiligung von Phononen möglich ist. Die Energie, die das γ -Quant an den Detektor abgegeben hat, wird statistisch auf die Phononen- und Elektron-Loch-Paar-Erzeugung verteilt. Dieser Prozess wird durch eine Poisson-Verteilung beschrieben und die Standardabweichung für den unkorrelierten Fall ist durch

$$\sigma = \sqrt{\bar{n}} \quad (20)$$

gegeben. Allerdings kompensieren sich die Fluktuationen der Ladungsträgererzeugung und der Phononenanregung. Dadurch wird σ kleiner, dies wird durch die Einführung des Fano-Faktors F ausgeglichen.

$$\sigma = \sqrt{F\bar{n}} = \sqrt{F \frac{E_\gamma}{E_{\text{El}}}} \quad (21)$$

Für Germanium beträgt $F = 0.1$ [2, S. 15]. Da n sehr viel größer ist als 1, wird die Poisson-Verteilung durch eine Gauß-Verteilung angenähert. Damit folgt für die Halbwertsbreite

$$\Delta E_{\frac{1}{2}} = \sqrt{8 \ln 2} \frac{\sigma}{\bar{n}} E_\gamma = \sqrt{0.8 \ln 2} E_\gamma E_{\text{El}}^{-1} \quad (22)$$

Das energetische Auflösungsvermögen hängt zusätzlich noch von dem Leckstrom, den Feldinhomogenitäten und dem Verstärkerrauschen (Darauf wird in Kapitel (??) weiter eingegangen) ab. Diese Effekte sind unkorreliert, deshalb kann die Gesamthalbwertsbreite zu

$$H_{\text{ges}}^2 = \Delta E_{\frac{1}{2}}^2 + H_{\text{R}}^2 + H_{\text{I}}^2 + H_{\text{E}}^2 \quad (23)$$

zusammengesetzt werden. H_R ist die Halbwertsbreite des Leckstroms, H_I ist die Halbwertsbreite der Feldinhomogenität und H_E ist die Halbwertsbreite des Verstärkerrauschens. Der Leckstrom und das Verstärkerrauschen können durch abkühlen deutlich vermindert werden. Auch muss die Sperrspannung eine Mindesthöhe überschreiten ($U > \text{Depletionsspannung}$).

2.3.2 γ -Spektrum eines Germanium-Detektors

In Abbildung (3) ist das Spektrum eines monochromatischen γ -Strahlers aufgenommen.

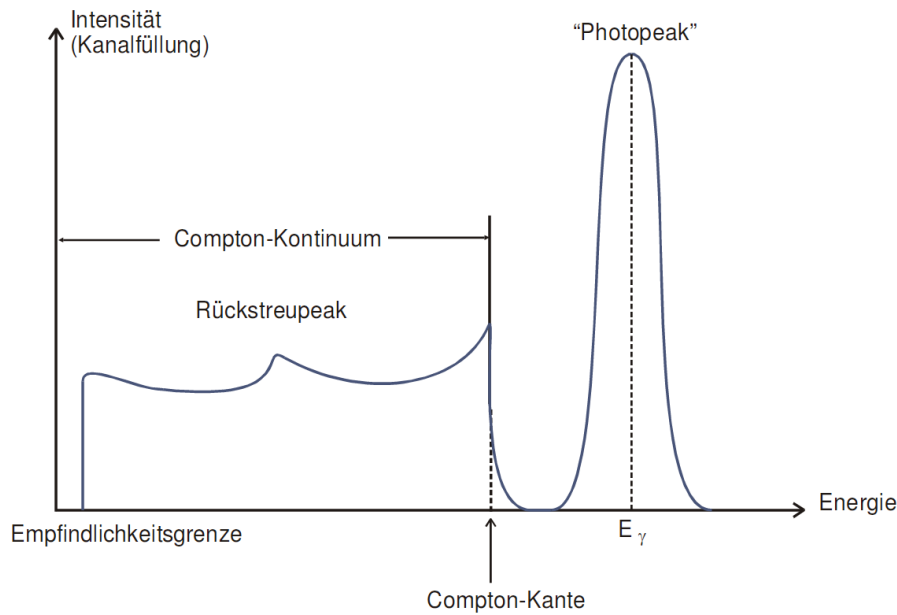


Abbildung 3: Das γ -Spektrum eines Germanium-Detektors [2].

Das Spektrum besteht aus dem Photopeak, dem Compton-Kontinuum und dem Rückstreupeak. Der Photopeak entsteht wenn der Photoeffekt an der Absorption beteiligt ist. Dabei wird die gesamte Energie des γ -Quants an den Absorber abgegeben. Seine Halbwertsbreite ist, wie in Kap.2.3.1 dargelegt, ein Maß für die Energieauflösung des Detektors [2, S. 22].

Das Compton-Kontinuum ist ein störender Bereich bei der γ -Spektroskopie. Dieser Bereich reicht von 0 bis zur Compton-Kante $E_{e,\max} = E_\gamma \frac{2\varepsilon}{1+2\varepsilon}$. Er entsteht durch die Compton-Streuung an den Elektronen. Der Rückstreupeak liegt in dem Compton-Kontinuum und entsteht durch Quanten die nicht direkt in den Detektor fallen. Beispielsweise Quanten die an der Pb-Abschirmung oder der Quelle selbst getreut werden. Der Ort des Rückstreupeaks kann durch einsetzen von 180° in Gleichung (6) abgeschätzt werden.

2.3.3 Aktivitäts- und Energiebestimmung einer γ -Quelle

Energie,
Aktivitäts-
bestim-
mung

2.4 Fehlerrechnung

Sämtliche Fehlerrechnungen werden mit Hilfe von Python 3.4.3 durchgeführt.

2.4.1 Mittelwert

Der Mittelwert einer Messreihe x_1, \dots, x_n lässt sich durch die Formel

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad (24)$$

berechnen. Die Standardabweichung des Mittelwertes beträgt

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2} \quad (25)$$

2.4.2 Gauß'sche Fehlerfortpflanzung

Wenn x_1, \dots, x_n fehlerbehaftete Messgrößen im weiteren Verlauf benutzt werden, wird der neue Fehler Δf mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung angegeben.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} \right)^2 \cdot (\Delta x_k)^2} \quad (26)$$

2.4.3 Lineare Regression

Die Steigung und y-Achsenabschnitt einer Ausgleichsgeraden werden gegebenenfalls mittels Linearen Regression berechnet.

$$y = m \cdot x + b \quad (27)$$

$$m = \frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (28)$$

$$b = \frac{\overline{x^2y} - \bar{x}\overline{xy}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (29)$$

3 Aufbau und elektronische Beschaltung

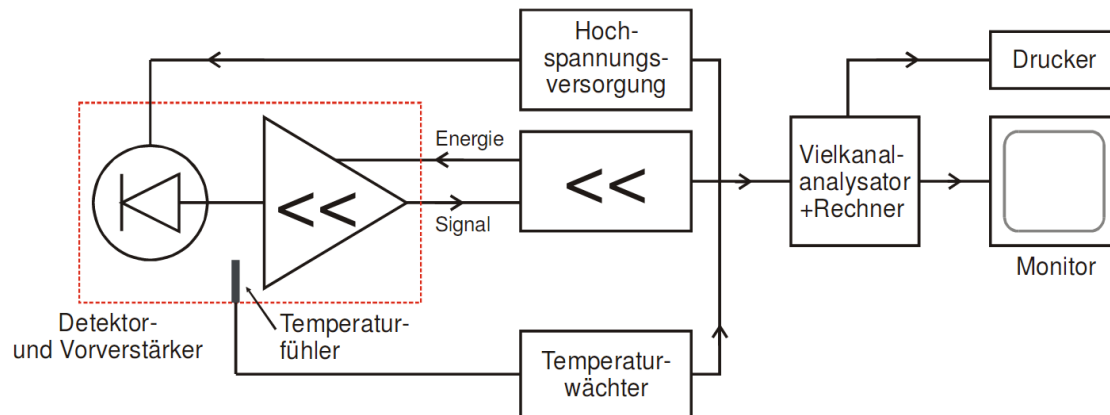


Abbildung 4: Der schematische Aufbau des γ -Spektrometers ohne Kühlung [2].

4 Versuchsdurchführung

5 Diskussion

Die kalibrierung der Energieskala ergibt, dass die Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten Kanälen (306.97 ± 0.03) eV beträgt. Die Aktivität des ^{152}Eu Strahlers beträgt am Versuchstag (1242 ± 35) Bq und der Raumwinkel $\Omega = 0.196$. Der Raumwinkel ist jedoch nur eine schlechte Näherung, da die Bedingung das die Probe eine größere Distanz zum Detektor als 10 cm haben sollte nicht erfüllt wurde. In wie Fern sich dieser Fehler auf die folgenden Rechnungen auswirkt kann nicht eingeschätzt werden. Die Effizienz des Detektors wird durch die Funktion $Q(E_\gamma) = 1.2 \cdot 10^{-14}(x - 1850)^4 + 0.01$ beschrieben. Dabei wurden die Fitparameter per Hand reguliert, da kein Fit entsprechend schnell konvergiert, sodass es möglich ist eine numerische Lösung zu bestimmen. Dennoch scheint die Abschätzung einigermaßen gelungen da bei der Aktivitätsbestimmung der ^{133}Ba -Quelle für die verschiedenen Energie annähernd konstante Aktivitäten ergeben. Die experimentell ermittelte Photoenergie beträgt 663 keV. Dies ist eine Abweichung von unter einem Prozent vom Literaturwert (662 keV [1]). Die Experimentell bestimmte Comptonkante beträgt 470 keV. Dies ist eine Abweichung von 2 % vom theoretischen Wert von 478 keV. Eine mögliche Ursache dafür ist, dass die Compton-Kante nicht deutlich zu erkennen ist und ein ganzer Bereich dafür in Frage kommt. Die Rückstreuenergie beträgt 193 keV worüber zunächst erstmal keine Aussage getroffen werden kann. Anhand dem zusammenhang zwischen Halb- und Zehntelwertbreite wird gezeigt, dass die annahme das der Photopeak Gaußverteilt ist eine gute Näherung ist. Das Halb- und Zehntelwertsverhältniss weichen um 2.4 % von dem theoretischen Wert ab. Die Absorptionswahrscheinlichkeit durch

den Photoeffekt beträgt 0.5 %. Jedoch werden deutlich häufiger Impulse im Detektor gemessen. Möglicherweise absorbiert das Aluminium schon die γ -Quanten welche anschließend aufgrund ihrer Kin-Energie dennoch im Detektor detektiert werden können. Die Absorptionswahrscheinlichkeit durch den Comptoneffekt beträgt 70 %. Die Aktivität der verwendeten Barium-Quelle beträgt 1120 ± 30 . Dieser Wert scheint in der Größenordnung realistisch, kann aber nicht weiter diskutiert werden. Die Zerfallsreihe des Minerals reicht von ^{236}Ra bis zu ^{210}Bi . Diese Zerfallsreihe kommt in der Natur vor und scheint realistisch.

Literatur

- [1] EHS. *RADIONUCLIDE DATA SHEET*. ehs.missouri.edu/rad/isotopedata/cs-137.pdf, Jan. 2017.
- [2] Physikalisches Praktikum der TU Dortmund. *Versuch 18, Der Germanium-Detektor*. <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V18.pdf>, Jan. 2017.