

# Universität zu Köln

## Institut für Kernphysik

### Versuchsprotokoll

#### B3.2: $\gamma$ -Spektroskopie mit einem HPGe-Detektor

Autoren: Jesco Talies<sup>1</sup>  
Timon Danowski<sup>2</sup>  
Erik Gaßmus<sup>3</sup>

Durchgefuehrt am: 30.11.2020  
Betreuer: Miriam Müscher

<sup>1</sup> jtalies@smail.uni-koeln.de, Matrikel-Nr.: 7348338

<sup>2</sup> tdanowsk@smail.uni-koeln.de, Matrikel-Nr.: 7348629

<sup>3</sup> e.gassmus@gmail.com, Matrikel-Nr.: 7329899

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1	Atomkerne . . . . .	1
2.2	Wechselwirkung von $\gamma$ - Strahlung mit Materie . . . . .	2
2.2.1	Das $\gamma$ - Spektrum . . . . .	3
2.2.2	Das Absorptionsgesetz . . . . .	5
2.3	Der Halbleiterdetektor . . . . .	6
2.4	Elektronik . . . . .	8
2.5	Energieauflösung & Nachweiseffizienz . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>12</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>12</b>
4.1	Pulsformen . . . . .	12
4.2	Eichung und Energieauflösung . . . . .	12
4.3	Bestimmung der Nachweiseffizienz . . . . .	15
4.4	Absorptionskoeffizienten von Al und Pb . . . . .	16
4.5	Raumuntergrundmessung . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>19</b>

# 1 Einleitung

In der Kernphysik interessiert man sich, wie der Name bereits sagt, für Vorgänge innerhalb der Atomkerne. Diese sind der direkten Beobachtung nicht zugänglich, wir kennen jedoch einige Effekte, wie z.B. den Radioaktiven Zerfall, durch die wir Rückschlüsse auf derartige Vorgänge gewinnen können. In diesem Versuch untersuchen wir die  $\gamma$  - Strahlung, die Kerne emittieren, wenn sie sich nach einem  $\beta$  - Zerfall in einem angeregten Zustand befinden und kurz darauf in einen energetisch günstigeren Zustand übergehen. Dabei interessieren wir uns besonders für die Funktionsweise des dabei verwendeten High Purity Germanium - Detektors (kurz: HPGe) und welche weiteren Informationen über die Wechselwirkung von  $\gamma$  - Quanten mit Materie wir aus den aufgenommenen Spektren gewinnen können.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Atomkerne

Zunächst möchten wir uns ein Bild davon machen, wie die im Versuch beobachtete Strahlung zustande kommt, wozu wir kurz einige Aspekte der Kernphysik wiederholen. Ähnlich wie die Elektronen in der Atomhülle werden die Atomkerne als Quantenobjekte durch entsprechende Quantenzahlen charakterisiert: Die Kernladungszahl  $Z$  gibt die Protonenzahl an, die Massenzahl  $A$  die Summe aus Protonen- und Neutronenzahl. Zum Verständnis der Kernübergänge sind zudem die Paritätsquantenzahl  $\pi$  des Kerns (also sein Verhalten unter Raumspiegelung) sowie seine Gesamtdrehimpuls- oder Kernspinquantenzahl  $\vec{I} = \sum_{i=1}^A (\vec{s}_i + \vec{l}_i)$  wichtig.

Im Grundzustand nehmen alle Kernbausteine den energetisch niedrigstmöglichen Zustand an. Dazu bilden Protonen und Neutronen jeweils untereinander Paare mit antiparallel ausgerichteten Spins (das Tröpfchenmodell berücksichtigt dies z.B. im Paarungsterm). Im Gesamtkernspin heben sich diese antiparallel ausgerichteten Spins genau weg (vgl. Spinquantenzahlformel oben), sodass Kerne mit sowohl gerader Protonen- als auch Neutronenzahl im Grundzustand Spin 0 haben. In angeregten Zuständen solcher Kerne verbleibt dann im Gesamtspin ein Paar (oder mehrere) parallel ausgerichteter Spins, die sich jeweils zu einem ganzzahligen Gesamtspin addieren. Ist entweder die Protonen- oder Neutronenzahl des Kerns ungerade und die verbleibende Teilchenzahl gerade (gu bzw. ug - Kerne), bleibt immer mindestens ein Kernteilchen ohne Partner, das seinen Spin durch antiparallele Ausrichtung kompensieren könnte. Die Spinquantenzahl ist im Grundzustand also mindestens  $1/2$  (z.B. bei  ${}^1_1\text{H}$ ) und immer halbzahlig (z.B.  $9/2$  für  ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ ). Liegen Protonen und Neutronen in ungerader Anzahl vor, können zwar prinzipiell alle Spins sich zu 0 kompensieren (z.B. bei  ${}^{206}_{81}\text{Tl}$ ), es können jedoch auch höhere, stets ganzzahlige Werte auftreten (z.B. 1 für  ${}^{14}_7\text{N}$ ).

Liegt ein Kern nun beispielsweise nach einem  $\beta$  - Zerfall in einem angeregten Zustand vor, kann er unter Berücksichtigung einiger im Folgenden besprochenen Auswahlregeln in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen. Die Energie der dabei emittierten Strahlung entspricht der Differenz der Energien des jeweiligen Anfangs- und Endzustands des Kerns:

$$E_\gamma = E_i - E_f \quad (1)$$

Bei diesem Vorgang handelt es sich um einen Zweikörperzerfall, Energie und Impuls müssen also erhalten sein. Es tritt also ein Rückstoß auf den Kern auf, da dieser den Impuls  $p = E_\gamma/c$  des  $\gamma$  - Quants mit seinem Impuls  $P = -p$  (im Ruhesystem des Kerns) kompensieren muss. Aus der Energieerhaltung ergibt sich für die vom Kern aufgenommene Energie in klassischer Näherung

$$E_{\text{Rückstoß}} = \frac{P^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (2)$$

Die Multipolarität des Übergangs und ebenso der dabei emittierten Strahlung ergibt sich aus

der Drehimpulsdifferenz des Anfangs- und Endzustandes. Man unterscheidet zwischen elektrischer und magnetischer Multipolstrahlung und bezeichnet diese mit  $E\ell$  bzw.  $M\ell$ , wobei  $\ell$  für die jeweilige Multipolarität, also den Drehimpuls der Strahlung (in Einheiten von  $\hbar$ ) steht;  $E1$  bezeichnet also elektrische Dipolstrahlung,  $M2$  bezeichnet magnetische Quadrupolstrahlung usw.. Elektrische und magnetische Multipolübergänge der gleichen Ordnung haben den gleichen Drehimpuls  $\ell$ , aber entgegengesetzte Parität:  $E\ell$  - Strahlung hat Parität  $+(-1)^\ell$ ,  $M\ell$  - Strahlung hat Parität  $-(-1)^\ell$ .

Welche Strahlungsart bei einem Übergang entsteht, ist abhängig von der damit einhergehenden Drehimpulsänderung im Kern; die Drehimpulsdifferenz zwischen den zwei Kernzuständen wird von der Strahlung weggetragen, sodass die Drehimpulserhaltung insgesamt erfüllt ist. Die Drehimpulserhaltung bedingt auch die Auswahlregeln, welche sich aus Fermis goldener Regel ergeben: Bezeichnen  $|E_i^{(0)}\rangle$  und  $|E_f^{(0)}\rangle$  zwei Lösungen der Zeitunabhängigen Schrödingergleichung des Kerns, und wir möchten wissen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Übergang zwischen diesen Zuständen stattfindet, so müssen wir das Übergangsmatrixelement mithilfe des Störoperators  $H_1$  berechnen:

$$|\langle E_f^{(0)} | H_1 | E_i^{(0)} \rangle| \quad (3)$$

Ist dieses Matrixelement Null, so handelt es sich um einen verbotenen Übergang, der nur mit sehr niedriger Wahrscheinlichkeit stattfinden kann. Aus der Orthogonalität der Zustände folgt, dass somit bevorzugt Übergänge stattfinden, bei denen die Regeln

$$|I_i - I_f| \leq \ell \leq I_i + I_f$$

$$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^\ell \text{ für } E\ell$$

$$\pi_i \cdot \pi_f = -(-1)^\ell \text{ für } M\ell$$

erfüllt sind.

Die Strahlungsenergien, die durch diese Prozesse erreicht werden, variieren von ca. 100 keV bis hin zu 10 MeV. Das mögliche  $\gamma$  - Spektrum überschneidet sich also auch mit dem Röntgenspektrum. Man unterscheidet diese nicht aufgrund der Energie, sondern wegen des Entstehungsprozesses:  $\gamma$  - Strahlung entsteht bei Kernreaktionen, Röntgenstrahlung bei der Abbremsung oder Ablenkung geladener Teilchen mit hoher kinetischer Energie (i.d.R. Elektronen, Bremsstrahlung) oder bei hochenergetischen Übergängen von Hüllenelektronen im Atom.

## 2.2 Wechselwirkung von $\gamma$ - Strahlung mit Materie

Bei Interaktionen einzelner Teilchen miteinander handelt es sich bekanntlich nicht um deterministische, sondern statistische Vorgänge. Wenn wir wissen möchten, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein solcher Wechselwirkungsvorgang im Einzelfall eintritt, gibt uns der zugehörige Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  Auskunft. Anschaulich ist der Wirkungsquerschnitt als effektive Trefferfläche der Teilchen im Target eines Stoßprozesses zu verstehen. In der Kernphysik gibt man ihn in der Einheit Barn an ( $1b = 10^{-28}m^2 = 100fm^2$ ).

Man unterscheidet drei grundlegende Arten der Wechselwirkung von  $\gamma$  - Strahlung mit Materie:

- Photoeffekt
- Compton - Streuung
- Paarerzeugung

Diese fassen wir im Folgenden kurz zusammen.

**Photoeffekt** Wenn ein  $\gamma$  - Quant auf ein Atom trifft, kann es seine Energie an eines der Hüllenelektronen abgeben, indem es von diesem Elektron absorbiert wird. Ionisierungsenergien liegen meist im eV - Bereich, sodass das Elektron durch die Energieaufnahme aus der Atomhülle befreit wird. Seine kinetische Energie ist danach gleich der Energie des absorbierten  $\gamma$  - Quants abzüglich der Bindungsenergie; da Letztere jedoch um ein Vielfaches kleiner ist, vernachlässigen wir diese in folgenden Betrachtungen und sehen die Energie eines solchen Photo - Elektrons als dieselbe Energie des ursprünglichen Photons an.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist abhängig von der Kernladungszahl  $Z$  des getroffenen Atoms sowie der Photonenenergie  $E_\gamma$ :

$$\sigma \propto Z^5 E_\gamma^{-3,5} \quad (4)$$

Bei Photonenenergien bis ca. 100 keV ist der Photoeffekt der am Häufigsten eintretende Wechselwirkungsprozess zwischen  $\gamma$  - Quanten und Materie.

**Compton - Streuung** Freie Elektronen können anders als ihre in Atomen gebundenen Artgenossen nicht die gesamte Energie eines  $\gamma$  - Quants aufnehmen, es gibt stattdessen ein Kontinuum möglicher Werte für die übertragene Energie, bestimmt durch die Klein - Nishina - Formel. Die übertragene Energie legt den Streuwinkel  $\theta$  fest, mit welchem für die Änderung der Wellenlänge des Photons

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (5)$$

gilt. Ein maximaler Energieübertrag bedingt einen Streuwinkel von  $180^\circ$ , also eine exakte Rückstreuung, und wenn keine Energie übertragen wird, tritt auch keine Streuung auf ( $\theta = 0$ ).

Für den Wirkungsquerschnitt der Compton - Streuung gilt

$$\sigma \propto Z E_\gamma^{-1} \quad (6)$$

Ab Photonenenergien von ca. 100 keV wird die Compton - Streuung zur dominierenden Wechselwirkungsform.

**Paarerzeugung** Elektronen und Positronen haben eine Ruhemasse von jeweils 511 keV. Ab einer Photonenenergie von 1022 keV kann es also zur Paarerzeugung kommen, d.h. das  $\gamma$  - Quant kann in ein Elektron - Positron - Paar zerfallen. Notwendige Bedingung für diesen Prozess ist neben der genannten Mindestenergie die Anwesenheit eines Atomkerns, der durch Aufnahme des Photonenimpulses als Rückstoß die Impulserhaltung gewährleistet. Übersteigt die Energie des  $\gamma$  - Quants 1022 keV, erhalten die entstehenden Leptonen diese überschüssige Energie als kinetische Energie.

Der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung nimmt mit der Photonenenergie zu,

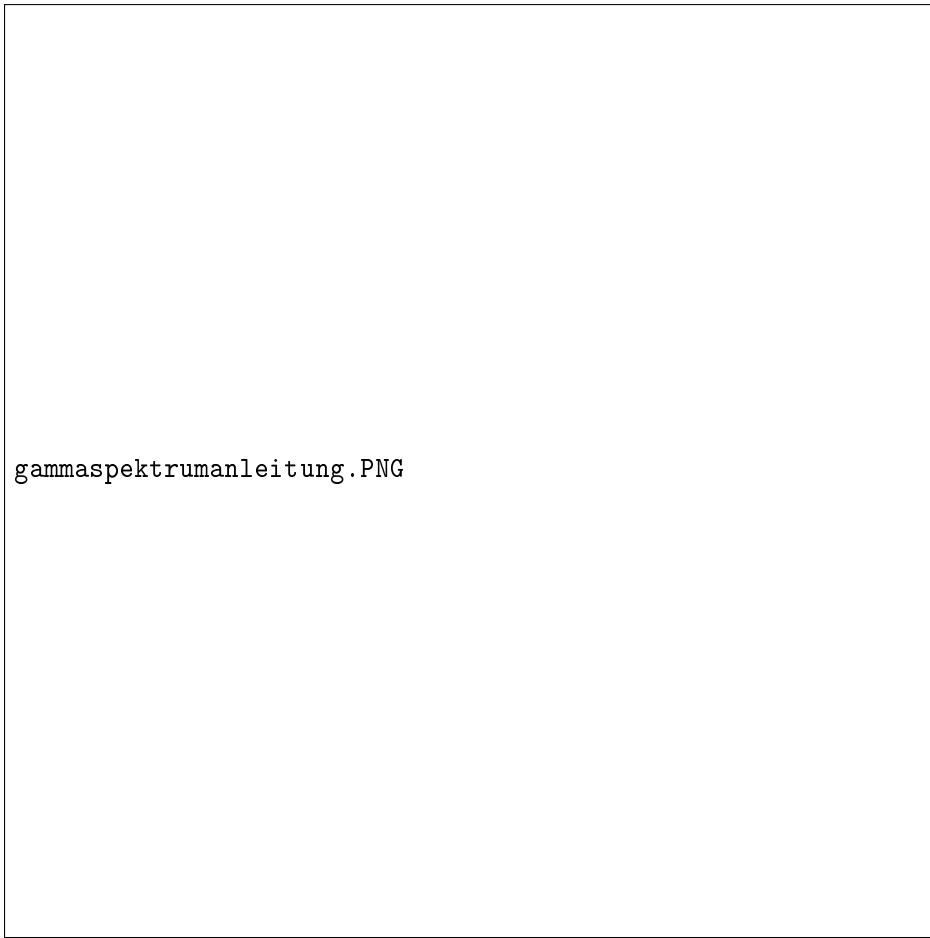
$$\sigma \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad (7)$$

sodass ab Energien von wenigen MeV (abhängig von der Kernladungszahl  $Z$ ) die Paarerzeugung den Hauptanteil der Wechselwirkungen zwischen  $\gamma$  - Strahlung und Materie ausmacht.

### 2.2.1 Das $\gamma$ - Spektrum

Unter Kenntnis dieser Grundlegenden Wechselwirkungsarten können wir nun erklären, wie ein typisches  $\gamma$  - Spektrum, wie es in Abb. 1 für eine Quelle mit zwei Kernübergängen unterschiedlicher Energien gezeigt ist, zustande kommt.

Die großen, mit 1 und 2 markierten Peaks werden als Full - Energy - Peak bezeichnet. Sie entstehen, wenn die gesamte Energie des Photons im Detektor deponiert wird und geben somit



**Abbildung 1:** Bsp. eines  $\gamma$  - Spektrums mit zwei unterschiedlichen Übergangsenergien (Quelle: Praktikumsanleitung)

auskunft über die frei werdende Energie bei den einzelnen Übergängen. Marker 5 und 6 gehören zu den Compton - Kanten, jeweils eine zu jedem Übergang. Diese kommen durch Elektronen zustande, an denen die  $\gamma$  - Quanten Compton - gestreut werden. Die Kante bildet sich dadurch aus, dass bei der Compton - Streuung niemals die volle Energie des Photons an ein Elektron abgegeben werden kann, der maximal übertragene Energieanteil ist durch Formel 5 bestimmt und ergibt sich, in Abhängigkeit von der Frequenz  $\nu$  des einfallenden Photons, für einen Streuwinkel von  $180^\circ$  zu

$$E_{e^-} |_{\theta=\pi} = \frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{511\text{keV}}{2E_\gamma}} \quad (8)$$

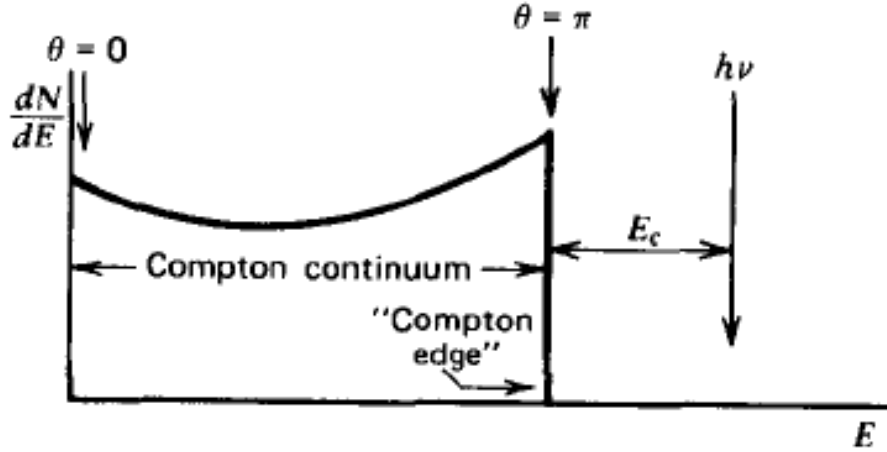
wobei  $m_0$  die Ruhemasse des Elektrons bezeichnet (die mit dem Faktor  $c^2$  verrechnet 511keV ergibt). Diesem Wert entspricht die Position der Compton - Kante.

Bei einem Winkel von  $\theta = 0$  wird gar keine Energie auf das Elektron übertragen, und für beliebige Winkel zwischen  $0$  und  $180^\circ$  gilt

$$E_{e^-} = h\nu \left( \frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \right) \quad (9)$$

wodurch sich jeweils links von den Compton - Kanten das dazugehörige Compton - Kontinuum bildet (sh. Abb. 2).

Es kann vorkommen, dass ein  $\gamma$  - Quant in unmittelbarer Detektornähe außerhalb des Detektors Compton - gestreut wird (z.B. am Kühlfinger, sh. Detektoraufbau in Abschnitt 2.3) und



**Abbildung 2:** Auswirkungen des Compton - Effekts auf das Spektrum (Quelle: Knoll: *Radiation Detection and Measurement*, Wiley, 2000)

mit seiner dadurch reduzierten Energie anschließend im Detektor registriert wird. Dieser Effekt bedingt den mit 7 markierte Rückstreupeak.

Die mit 3, 4 und 8 markierten Peaks sind Folgen der Paarerzeugung. Das bei der Paarerzeugung entstehende Positron wird nach kurzer Zeit seine kinetische Energie durch Stöße abgeben, bis es nur noch in etwa thermische Energie hat und anschließend mit einem Elektron unter kollinearer Emission zweier 511 keV - Photonen annihilieren. Wenn beide Photonen ihre Energie im Detektor abgeben, summiert sich die im Detektor deponierte Energie zum Full - Energy - Peak auf. Entkommt jedoch eines oder sogar beide der bei der Annihilation entstehenden Photonen aus dem Detektor ohne zu wechselwirken, so liegt die im Detektor deponierte Energie 511 keV (Single - Escape - Peak, Marker 3) bzw 1022 keV (Double - Escape - Peak, Marker 4) darunter. Marker 8 zeigt einen weiteren Peak bei 511 keV, der entsteht, wenn die Paarerzeugung außerhalb des Detektors stattfindet und eines der bei der darauf folgenden Annihilation emittierten Photonen im Detektor erfasst wird.

### 2.2.2 Das Absorptionsgesetz

Ein Absorber der Dicke  $d$  und Fläche  $A$  zwischen Quelle und Detektor hat eine Abschwächung der Strahlungsintensität zur Folge. Mit  $I_0$ , der Intensität ohne Absorber, ergibt sich für die Intensität das Lambert - Beer - Gesetz:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu d}, \quad (10)$$

mit dem linearen Abschwächungskoeffizienten  $\mu$ . Dieser ist eine Materialkonstante (Einheit:  $\text{cm}^{-1}$ ), die sich aus der Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein  $\gamma$  - Quant innerhalb des Absorbers wechselwirkt, ergibt. Das Absorptionsgesetz lässt sich dementsprechend auch über den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Absorbermaterials ausdrücken. Betrachten wir  $\sigma$  als Zusammengesetzt aus den Wirkungsquerschnitten für Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarerzeugung,  $\sigma = \sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}}$  und bezeichnen mit  $n$  die Teilchenkonzentration des Absorbers, so ist  $n\sigma$  die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein  $\gamma$  - Quant beim Durchqueren des Absorbers absorbiert wird, und es gilt ebenso

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-n\sigma d}, \quad (11)$$

## 2.3 Der Halbleiterdetektor

Das Bändermodell erklärt die Leitfähigkeit eines Materials dadurch, dass Elektronen, wenn sie das Leitungsband eines Materials besetzen, zum elektrischen Strom beitragen können. Je nach Material ist das Leitungsband immer teilweise besetzt, nur bei thermischer Anregung (oder anderweitiger Energiezufuhr), oder fast nie. Der energetisch höchste Zustand, der in einem Material bei einer Temperatur von 0 Kelvin noch mit Elektronen besetzt ist, kennzeichnet die Fermi - Energie des Materials. Liegt diese im Leitungsband, handelt es sich um einen elektrischen Leiter. Liegt die Fermi - Energie unterhalb des Leitungsbandes, so handelt es sich entweder um einen Halbleiter oder einen Isolator, welche man Anhand der Größe der Bandlücke, die Elektronen überwinden müssen, um ins Leitungsband zu gelangen, unterscheidet: Bei einer Bandlücke von ca. 0,1 bis 4 eV spricht man von einem Halbleiter, bei größeren Bandlücken von Isolatoren.

Im Halbleiter können Elektronen die Energie zur Überwindung der Bandlücke von Phononen erhalten, was durch Gitterfehler im Kristall begünstigt werden kann und die intrinsische Leitfähigkeit halbleitender Materialien bedingt. Die Wahrscheinlichkeit zur Ausbildung derartiger Gitterfehler nimmt mit der Temperatur zu, da sie die Entropie des Gitters erhöhen und somit thermodynamisch begünstigt sind. Durch Kühlung lässt sich dieser Effekt sowie die Anregung durch Phononen und somit die intrinsische Leitfähigkeit insgesamt unterdrücken.

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters lässt sich durch das Einbringen von Fremdatomen ins Kristallgitter kontrolliert manipulieren. Bringt man ein Fremdatom ein, das im Gegensatz zum restlichen Gitter weniger Valenzelektronen zur Verfügung hat, spricht man von p - Dotierung; die Fremdatome dienen in diesem Fall als Elektronenakzeptoren und im Bändermodell entsteht dadurch ein zusätzliches diskretes Energieniveau knapp oberhalb des Valenzbandes. Das Einbringen eines Fremdatomes, das im Vergleich zum Gitter zusätzliche Valenzelektronen hat, wird als n - Dotierung bezeichnet. Ein solches Fremdatom dient als Elektronendonator und bedingt im Bändermodell ebenfalls ein zusätzliches diskretes Energieniveau zwischen Leitungs- und Valenzband (jedoch im Vergleich zur p - Dotierung näher am Leitungsband).

Beim Zusammenführen einer p - und einer n - Dotierten Schicht entsteht ein pn - Übergang, in welchem die Elektronen der Donatoren der n - Schicht in die p - Schicht diffundieren und dort mit den Akzeptoren rekombinieren können (analog geben die Akzeptoren Löcher an die Donatoren ab). Die zuvor elektrisch neutralen Akzeptoren und Donatoren weisen infolge dieser Elektronen- und Löcherdiffusion nun überschüssige negative bzw. positive Ladungen auf, wodurch sich ein elektrisches Feld zwischen beiden Schichten aufbaut, das der Diffusion entgegenwirkt, bis sich ein Gleichgewicht zwischen beiden Effekten einstellt. Das verbleibende elektrische Feld bewegt die freien Ladungsträger im Bereich des pn - Übergangs aus diesem heraus, wodurch sich dort schließlich die sogenannte *Raumladungszone* oder auch *Verarmungszone* ausbildet. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung  $U$  kann die Ausdehnung dieses Bereichs variiert werden. Je nachdem, in welche Richtung die Spannung angelegt wird, wird die Verarmungszone vergrößert oder abgebaut; den ersten Fall bezeichnet man als Sperrrichtung, da ein Stromfluss dadurch noch weiter unterdrückt wird, den zweiten Fall als Durchlassrichtung, da ein Abbau der Verarmungszone einen Stromfluss ermöglicht. Für die Ausdehnung  $d$  der Verarmungszone gilt:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \cdot U}{e \cdot N}} \quad (12)$$

$N$  bezeichnet die Verunreinigungskonzentration, die meist im Bereich von 0,1 bis 100 ppm liegt. Wenn man die Raumladungszone maximieren will, wird ersichtlich, dass dazu zum einen eine hohe Spannung sowie eine niedrige Verunreinigungskonzentration nötig sind. Wir wollen dies deshalb erreichen, da uns die Raumladungszone als Detektionsvolumen dient: der in Sperrrichtung betriebene pn - Übergang verhindert einen Stromfluss, wenn jedoch ein  $\gamma$  - Quant innerhalb der Raumladungszone wechselwirkt und somit Energie an die dortigen Elektronen überträgt, können



diese dennoch ins Leitungsband gelangen.  $\gamma$  - Quanten, die in der Verarmungszone wechselwirken, erzeugen also einen geringen Stromfluss.

Da wir möglichst viele der von einer radioaktiven Quelle emittierten  $\gamma$  - Quanten registrieren wollen, ist es wünschenswert, das effektive Detektionsvolumen zu erhöhen. Neben dem Betrieb des Detektors in Sperrrichtung kann eine geeignete Wahl der Detektorgeometrie dies weiter begünstigen, weshalb der verwendete Detektor eine koaxiale Geometrie hat. In Abb. 3 ist eine mögliche Umsetzung eines solchen Detektors im vertikalen Querschnitt dargestellt, Abb. 4 zeigt einen entsprechenden horizontalen Querschnitt.



**Abbildung 3:** Vertikaler Detektorquerschnitt

(Quelle: <http://www.canberra.com/fr/produits/detectors/germanium-detectors.asp>)

Das durch das wandern der Ladungsträger in Richtung p - bzw. n - Schicht entstehende elektrische Feld lässt sich analog zu dem eines Kondensators mit entsprechender Geometrie verstehen. Für die Kapazität eines planaren Kondensators mit Plattenabstand  $d$  und Plattenfläche  $A$  beispielsweise gilt  $C = \epsilon\epsilon_0 A/d$ . Betrachten wir  $d$  gemäß Gl. 12 als Ausdehnung der Verarmungszone, wird die Verbindung zur Kapazität eines planaren Detektors ersichtlich:

$$C = \sqrt{\frac{e\epsilon N}{2U}} \quad (13)$$

Dabei bezeichnet  $N$  die Konzentration der Dotierungen auf der schwächer dotierten Seite, was die Rolle der Plattenfläche  $A$  beim Kondensator einnimmt.

Ein koaxialer Detektor mit äußerem Radius  $r_a$  und innerem Radius  $r_i$  hat bei vollständiger Depletierung die Kapazität

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0}{\ln r_a/r_i}, \quad (14)$$

in Analogie zur Kapazität eines Zylinderkondensators der Länge  $l$ :

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln r_a/r_i} \quad (15)$$

Neben dem Detektionsbereich besteht der Detektor aus einer ganzen Reihe elektronischer Bauteile, mit denen wir uns im folgenden Abschnitt befassen werden, sowie einem Kryostat, in dem



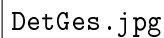
**Abbildung 4:** Horizontaler Detektorquerschnitt  
(Quelle: <https://docplayer.org/docs-images/81/83374154/images/34-0.jpg>)

der Germaniumkristall und Teile der Elektronik mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. In Abb. 5 ist der Aufbau anschaulich skizziert.

## 2.4 Elektronik

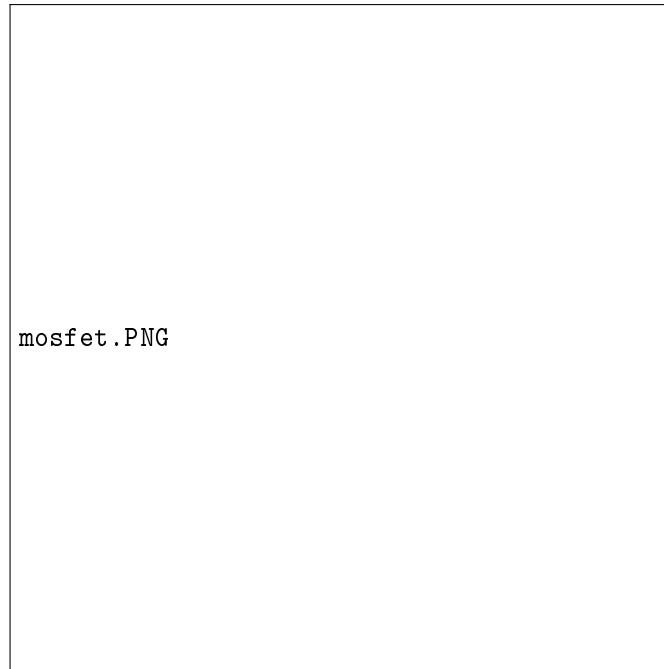
Die durch die Wechselwirkungsmechanismen der  $\gamma$  - Quanten im Detektor entstehenden Elektronen geben durch Stoßprozesse ihre Energie an weitere Elektronen ab, sodass eine Elektronenkaskade im Detektormaterial entsteht. Das dort vorhandene elektrische Feld sorgt dafür, dass diese Elektronenkaskade zum n - dotierten Kontakt hin abwandert, wo infolgedessen ein Spannungspuls entsteht. Dieser ist jedoch zu schwach, um direkt messbar zu sein, weshalb er zunächst verstärkt werden muss. Die Verstärkung soll einerseits möglichst proportional zur Spannungspulsstärke erfolgen, gleichzeitig aber keine unerwünschten statistisch bedingten Störeffekte oder Rauschen mitverstärken. Um dies zu erreichen, wird das Signal in mehreren Einzelschritten manipuliert; es durchläuft zuerst einen Feldeffekttransistor (kurz: FET), der unmittelbar hinter dem Germaniumkristall angebracht ist, um das in Kabeln entstehende Rauschen so gering wie möglich zu halten, dann einen Vor- und anschließenden Hauptverstärker, und schließlich einen Analog - to - digital - Converter, um das resultierende Signal zuletzt mit einem Vielkanalanalysator untersuchen zu können.

Der FET dient einer ersten Verbesserung der Signalstärke. Das Funktionsprinzip ähnelt dem einer Elektronenröhre, nur dass der FET Spannungen anstelle von Strömen verstärkt. Eine schematische Darstellung am Beispiel des MOSFET - Transistors ist in Abb. 6 gezeigt. Er besteht aus einem p-dotierten Substrat, in welches zwei n-dotierte Bereiche eingebracht sind. Die im Bild gelb eingefärbten Bereiche dienen als Isolationsschicht und bestehen oft z.B. aus Siliziumdioxid. Diese Isolationsschichten decken, bis auf kleine Lücken für die Kontakte an beiden n-Schichten, den gesamten Kristall ab. Am Gate wird oben auf die Isolierschicht eine Aluminiumschicht aufgedampft. Liegt zwischen Source und Gate keine Spannung an, kann kein Strom zwischen Source und Drain fließen, da dazu keine freien Ladungsträger zwischen den beiden n-Kontakten zur Verfügung stehen ("selbstsperrend"). Wird allerdings eine positive Spannung am Gate angelegt, werden Elektronen im p-dotierten Bereich zum Gate hin bewegt (und Löcher von dort weg)

The image is a placeholder for a diagram labeled 'DetGes.jpg'. It is intended to show the overall structure of the detector.

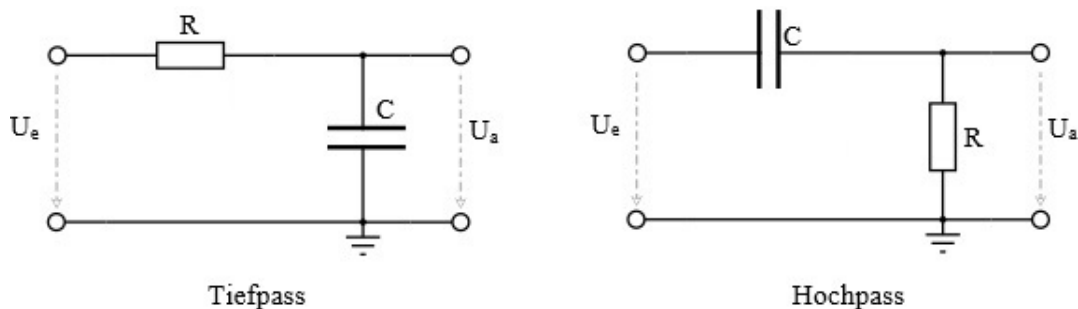
**Abbildung 5:** Aufbau des gesamten Detektors  
(Quelle: Praktikumsanleitung)

und sammeln sich dort an der Isolierschicht, sodass sich ein Kanal zwischen den n-Kontakten bildet, der Elektronen transportieren kann und es kommt zum Stromfluss zwischen Source und Drain. Die Stärke dieses Stromflusses lässt sich über die am Gate angelegte Spannung steuern. Im nächsten Schritt durchläuft das Signal den Vorverstärker, der es in einen Puls umwandelt, dessen Amplitude proportional zur im Detektor ausgelösten Ladungsmenge  $Q$ , antiproportional zur Vorverstärkerkapazität  $C$  ist und eine Abfallzeit von ca.  $50 \mu\text{s}$  hat. Der darauffolgende Hauptverstärker (kurz: HV) filtert dieses Signal mittels mehrerer Hoch - und Tiefpässe, die dazu dienen, das Signal weiter zu glätten und in eine Semigaussform zu wandeln: Die Tiefpässe lassen dabei Signalanteile mit niedriger Frequenz weitestgehend ungefiltert hindurch und schwächen die Anteile mit hoher Frequenz ab, wogegen die Hochpässe im Gegensatz dazu nur höhere Frequenzen ohne Abschwächung verarbeiten. Beide Elemente bestehen jeweils aus einem Widerstand und einem Kondensator, die in Reihe geschaltet sind; beim Tiefpass folgt auf den Widerstand der Kondensator und über dem Kondensator wird die Spannung abgegriffen, beim Hochpass wird die Reihenfolge beider Bauteile vertauscht und auch die Spannung wird stattdessen über dem



**Abbildung 6:** Schematischer Aufbau eines MOSFET  
(Quelle: <https://de.wikipedia.org/wiki/Feldeffekttransistor>)

Widerstand abgegriffen (sh. Abb. 7).



**Abbildung 7:** Schaltskizze für Tief- und Hochpass  
(Quelle: [https://www.rahner-edu.de/s/cc\\_images/cache4775273.jpg?t=1523436560](https://www.rahner-edu.de/s/cc_images/cache4775273.jpg?t=1523436560))

Durch das filtern hoher und tiefer Frequenzen verbleibt somit nur ein gewisses Frequenzfenster, das den HV ungefiltert passiert, wodurch die Semigaussform zustande kommt. Die Größe des Fensters kann über die Shaping time Einstellung des HV eingestellt werden; eventuell entstehende Unter- oder Überschwinger können die gemessene Energie beeinflussen und sind mit der Pole-Zero-Einstellung des HV zu beheben.

## 2.5 Energieauflösung & Nachweiseffizienz

Die Auflösung des Detektors gibt uns Auskunft darüber, wie groß die Energiedifferenz zweier Peaks mindestens sein muss, damit wir die Peaks im gemessenen Spektrum noch voneinander unterscheiden können. Die dabei entscheidende Größe ist die Halbwertsbreite FWHM (full width at half maximum) des Full - Energy - Peaks, die für eine Gauss - Kurve der Varianz  $\sigma$

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma \approx 2.35\sigma \quad (16)$$

beträgt. Die Varianz  $\sigma$  hängt ihrerseits ab von der Anzahl  $N$  der im Detektor erzeugten Elek-

tron - Loch Paare<sup>1</sup>, welche wiederum von der Energie  $E_\gamma$  des registrierten  $\gamma$  - Quants, sowie vom Fano - Faktor  $F$ , der den Energieverlust<sup>2</sup> beim Erzeugen eines solchen Paares beschreibt, abhängt. Wenn zur Erzeugung eines Elektron - Loch - Paares die Energie  $\epsilon$  nötig ist, ergibt sich eine Mindesthalbwertsbreite von

$$\text{FWHM}_{\text{intrinsisch}} = 2.35\sqrt{\epsilon E_\gamma F} \quad (17)$$

Dieser intrinsische Anteil der Halbwertsbreite kann nicht unterschritten werden, da er sich aus dem kompletten Detektoraufbau ergibt. Da  $\epsilon$  allerdings eine Materialkonstante ist, ergeben sich für verschiedene Detektormaterialien verschiedene intrinsische Halbwertsbreiten. Ge beispielsweise hat einen  $\epsilon$  - Wert von ca. 2,8 eV, wogegen Si  $\epsilon \approx 3,6$  eV hat; Ge hat also im Vergleich zu Si die bessere intrinsische Auflösung. Zur tatsächlichen FWHM kommen jedoch weitere Anteile, bedingt durch Rauschen, Trapping (also das Einfangen von Ladungen in Gitterfehler - Niveaus) usw hinzu:

$$\text{FWHM}^2 = \text{FWHM}_{\text{intrinsisch}}^2 + \text{FWHM}_{\text{Rauschen}}^2 + \text{FWHM}_{\text{Trapping}}^2 + \dots \quad (18)$$

Über diese Halbwertsbreite definiert sich schließlich die Auflösung  $R$  des Detektors:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_\gamma} \quad (19)$$

Der Detektor kann nur diejenigen  $\gamma$  - Quanten erfassen, die von der Quelle in einem bestimmten, kleinen Raumwinkel emittiert werden, in welchem sich der Detektor befindet. Die Information über diesen vom Detektor erfassbaren Anteil aller von der Quelle emittierten Photonen fasst man in der geometrischen Effizienz  $\epsilon_{\text{Geom.}}$  zusammen; diese Größe multipliziert mit der intrinsischen Effizienz ergibt die *Nachweiseffizienz* des Detektors, die das Verhältnis der Anzahl der detektierten  $\gamma$  - Quanten zu allen von der Quelle emittierten beschreibt. Um weiteren Eigenschaften des Detektors, wie z.B. materialspezifische Einflüsse auf die Messung, sowie der Natur der Wechselwirkungen zwischen  $\gamma$  - Quanten und Materie Rechnung zu tragen, führt man außerdem die *Peakeffizienz*  $\epsilon_{\text{Peak}}$  ein, die wie folgt definiert wird:

$$\epsilon_{\text{Peak}} = \frac{\text{detektierte Pulse im Full - Energy - Peak}}{\text{von Quelle emittierte } \gamma - \text{Quanten}} \quad (20)$$

Diese berücksichtigt im Zähler nun nur noch diejenigen Photonen, die ihre gesamte Energie im Detektor abgegeben haben und somit zum Full - Energy - Peak beitragen. Da das Verhältnis dieser Anzahl zu allen von der Quelle emittierten Photonen jedoch in der Praxis nur schwierig zu quantisieren ist, bedient man sich zur praktischen Bestimmung der Peakweiseffizienz einer Näherung mit den freien Parametern  $\kappa$ ,  $b$  und  $c$ :

$$\epsilon_{\text{Peak}} = \kappa \cdot E_\gamma^b + c \quad (21)$$

Mit zunehmendem  $E_\gamma$  sinkt infolge der steigenden Anzahl und Komplexität der Wechselwirkungen des  $\gamma$  - Quants mit dem Detektormaterial die Peakeffizienz, da bei zahlreicheren Wechselwirkungen mehr Energie verloren gehen kann. Daher wird  $b$  als negativ angesetzt. Im Versuch bestimmen wir die Nachweiseffizienz des Detektors, indem wir diese Funktion als Fitfunktion mit allen drei Parametern als freie Fit - Parameter nutzen.

---

<sup>1</sup> $N$  ist in Szintillatoren größer als in Halbleitern, wodurch sich die schlechtere Energieauslösung von Szintillationsdetektoren erklärt

<sup>2</sup>Dieser entsteht z.B. dann, wenn ein Hüllenelektron durch Energieaufnahme nur angeregt, das Atom jedoch nicht ionisiert wird, da es dazu zu wenig Energie aufgenommen hat

### 3 Versuchsdurchführung

Wir erhalten einen Datensatz, der folgende mit dem HPGe - Detektor aufgenommenen  $\gamma$  - Spektren enthält:

- Raumuntergrundmessung ohne Quelle (Messzeit 30 Minuten)
- $^{137}\text{Cs}$  (Messzeit 450 Sekunden)
- $^{60}\text{Co}$  (Messzeit 450 Sekunden)
- $^{57}\text{Co}$  (Messzeit 450 Sekunden)
- $^{22}\text{Na}$  (Messzeit 450 Sekunden)
- $^{152}\text{Eu}$  (Messzeit 30 Minuten)

Zwischen sämtlichen Messungen wurden an der Quelle - Detektor - Geometrie keinerlei Veränderungen vorgenommen. Wir erhalten zudem eine Serie von  $\gamma$  - Spektren einer  $^{137}\text{Cs}$  - Quelle mit einer Messzeit von jeweils 2 Minuten. Eine der Messungen wurde mit einem Al - Absorber der Dicke  $d = 1\text{mm}$  zwischen Quelle und Detektor durchgeführt, bei den folgenden 5 Messungen wurden jeweils zusätzliche Al - Absorber variierender Dicke hinzugefügt. Dasselbe wurde anschließend mit Pb - Absorbern wiederholt. Zudem erhalten wir eine Untergrundmessung.

### 4 Auswertung

#### 4.1 Pulsformen

Da wir diesen Versuch aufgrund der Corona Pandemie nur Online durchführen konnten, war uns eine Optimierung der Pole-Zero Einstellung nicht möglich. Was hätte beobachtet werden können wäre:

Detektiert man ein Ereignis, so nimmt die Amplitude des Spannungspulses nach dem Vorverstärker nahezu linear zu, bis zu einem Maximalwert, nach welchem sie exponentiell abfällt. Die Zeit für den Anstieg dieser Kurve ist dabei die Zeit, in der die Elektron-Loch-Paare durch den Halbleiter Kristall zu den Elektroden wandern. Alle Ereignisse bzw. Pulse werden somit in dieser Zeit zu einem einzigen Peak aufsummiert. Für die Anstiegszeit und Abfallzeit haben wir aufgrund der Onlinedurchführung leider keine Werte. Nach dem Hauptverstärker hätte der Impuls eine Semi-Gaußform angenommen, die im rechten Ausläufer unter die X-Achse schwingen kann und sich dieser danach eventuell nur langsam annähert; dieser Effekt hätte sich mithilfe der Pole - Zero - Einstellung korrigieren lassen.

#### 4.2 Eichung und Energieauflösung

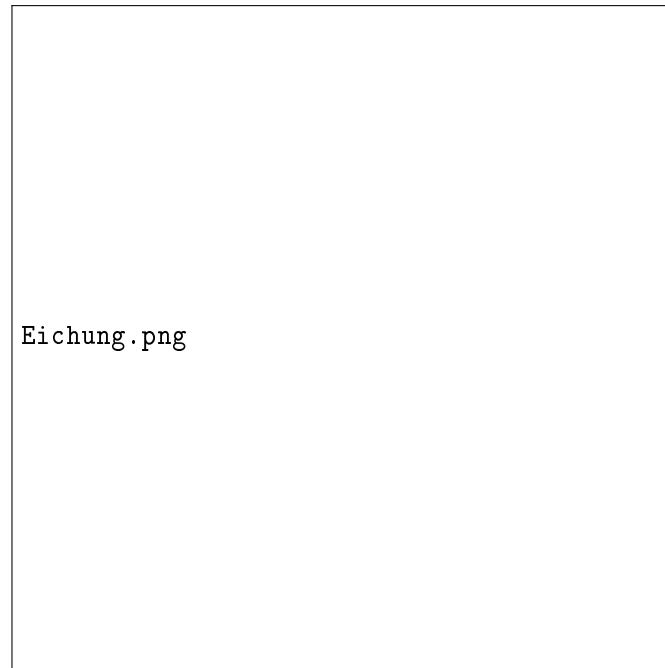
Um die Messdaten näher Auswerten zu können, mussten wir zunächst die Energieauflösung und die Eichung, dh. die Korrespondenz von Kanal zu Energie, bestimmen. Dazu werteten wir die Full-Energy Peaks der Messungen zu  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$  und  $^{22}\text{Na}$  aus und plotteten die Literaturwerte der Energien gegen unsere gemessenen Kanäle. Durch einen Fit der Funktion

$$E[\text{keV}] = a \cdot \text{Kanalzahl} + b \quad (22)$$

mit den Werten

Kern	Energy [keV]	Kanalzahl
<sup>22</sup> Na	511	2903,565
	1275	7035,037
<sup>57</sup> Co	14,4	801,93
<sup>60</sup> Co	1173	6485,969
	1332	7347,992
<sup>137</sup> Cs	662	3718,27

Ergab sich folgender Fit:



**Abbildung 8:** Energieeichungsfit

mit der Eichung

$$E = 0,185(\pm 0,058)\text{keV} \cdot \text{Kanalzahl} - 25,28(\pm 30,57)\text{keV} \quad (23)$$

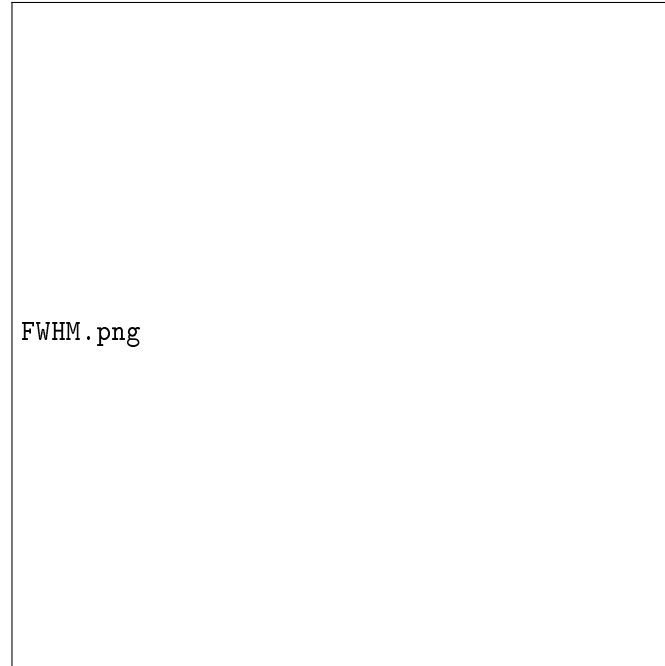
Damit lässt sich nun die Energie Der Comptonkanten und Rückstreupeaks unserer Messung Ermitteln:

Kern	Ereigniss	Kanal	Energie [keV]	Theoretischer wert <sup>3</sup> [keV]
<sup>22</sup> Na	Comptonkante(High)	5921	1070,11(±?)	1062,2
	Comptonkante(Low)	1985	341,95(±?)	340,0
	Rückstreupeak(High)	???	???	212,8
	Rückstreupeak(Low)	1055	169,9(±?)	171,0
<sup>57</sup> Co	Comptonkante(High)	???	???	47,5
	Comptonkante(Low)	???	???	39,5
	Rückstreupeak(High)	???	???	89,0
	Rückstreupeak(Low)	???	???	82,6
<sup>60</sup> Co	Comptonkante(High)	6207	1123,02(±?)	1118,1
	Comptonkante(Low)	5370	968,17(±?)	963,4
	Rückstreupeak(High)	1262	208,19(±?)	214,4
	Rückstreupeak(Low)	???	???	179,8
<sup>137</sup> Cs	Comptonkante	2730	479,77(±?)	477,4
	Rückstreupeak	1129	183,59(±?)	184,3

Die meisten unserer gemessenen Werte liegen nach der Eichung innerhalb des Fehlerbereichs auf den Literaturwerten. Diese Übereinstimmung ist recht überraschend, da die Präzisen Werte optisch zu bestimmen auf den ersten Blick recht ungenau wirkt. Zusätzlich war bei einigen der Kanten/Peaks nur schwer ein scharfer Übergang zu erkennen. Bei der Messung der Peaks wurde zugleich auch die FWHM (Halbwertsbreite) der Full-Energy Peaks bestimmt, wodurch sich der erwartete Zusammenhang von

$$\text{FWHM} \propto \sqrt{E_\gamma} \quad (24)$$

überprüfen ließ. Trägt man die FWHM gegen  $\sqrt{E_\gamma}$  auf, sollte sich näherungsweise eine Gerade zeigen.



**Abbildung 9:** Geradenfit für  $\sqrt{E_\gamma}$  gegen FWHM

In diesem Plot ist die Halbwertsbreite von  $^{22}\text{Na}$  als Ausreißer markiert, da seine Halbwertsbreite von 2.8keV die Qualität des Fits stark beeinflussen würde.

Die Ursache für diese Abweichung könnte in der Zerfallsart des Natriumisotops liegen, denn im Gegensatz zu den anderen im Versuch verwendeten Quellen ist  $^{22}\text{Na}$  ein  $\beta^+$  - Strahler. Die beim Zerfall des Isotops emittierten Positronen annihilieren, wie im Theorieteil beschrieben, mit einem Elektron in zwei 511 keV - Photonen, die den zu  $^{22}\text{Na}$  gehörigen 511 keV - Peak erzeugen. Im Schwerpunktsystem der annihilierenden Leptonen werden die Photonen kollinear emittiert, im Laborsystem kann der Emissionswinkel jedoch von  $180^\circ$  abweichen, was aufgrund relativistischer Effekte mit einer Dopplerverschiebung der Photonenenergie einhergeht und somit für eine Verbreiterung des zugehörigen Peaks im Spektrum sorgt. Dies hat eine Abweichung vom erwarteten Zusammenhang  $\text{FWHM} \propto \sqrt{E_\gamma}$  zur Folge.

Für die anderen Halbwertsbreiten lässt sich der lineare Zusammenhang jedoch gut bestätigen. Für die Auflösung der Peaks gilt

$$A = \frac{\text{FWHM}}{E_\gamma} \Rightarrow A \propto \frac{\sqrt{E_\gamma}}{E_\gamma} = \frac{1}{\sqrt{E_\gamma}} \quad (25)$$



Kern	Energie [keV]	FWHM [keV]	Auflösung
<sup>137</sup> Cs	662,63	1,46	0,22%
<sup>60</sup> Co	1334,13	1,992	0,15%
	1174,65	1,883	0,16%
<sup>57</sup> Co	123,11	1,02	0,83%
<sup>22</sup> Na	511,91	2,791	0,38%
	1276,23	1,934	0,22%

Es ist deutlich zu erkennen, dass für zunehmende Energien die Auflösung steigt.

### 4.3 Bestimmung der Nachweiseffizienz

Um die Nachweiseffizienz des Detektors näher zu bestimmen, wurde eine Effizienzmessung mit einer <sup>152</sup>Eu-Quelle durchgeführt und 30 Minuten lang deren Spektrum aufgezeichnet. Aus dem Resultat haben wir dann die Nettointegrale der Full-Energy-Peaks bestimmt und tabelliert. Die Spalte "Normiertes Volumen" gibt die Volumina geteilt durch das Volumen der 1408 keV Linie an:

$$V_{\text{norm}} = V_{\text{Peak}} / V_{1408\text{keV-Linie}}$$

Der zugehörige Fehler berechnet sich mittels der allgemeinen Fehlerfortpflanzung unabhängiger Größen über

$$\Delta V_{\text{norm}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta V}{V_{1408\text{keV-Linie}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{1408\text{keV-Linie}} \cdot V}{V_{1408\text{keV-Linie}}^2}\right)^2}$$

Dieser Wert dividiert durch die Intensität des jeweiligen Peaks relativ zur Intensität des 1408keV - Peaks,  $I_{\text{rel}}$ , ergibt einen Wert für die Nachweiseffizienz  $\epsilon_{\gamma}$ :

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{V_{\text{norm}}}{I_{\text{rel}}}$$

,

$$\Delta \epsilon_{\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta V_{\text{norm}}}{I_{\text{rel}}}\right)^2 + \left(\frac{V_{\text{norm}} \cdot \Delta I_{\text{rel}}}{I_{\text{rel}}^2}\right)^2}$$

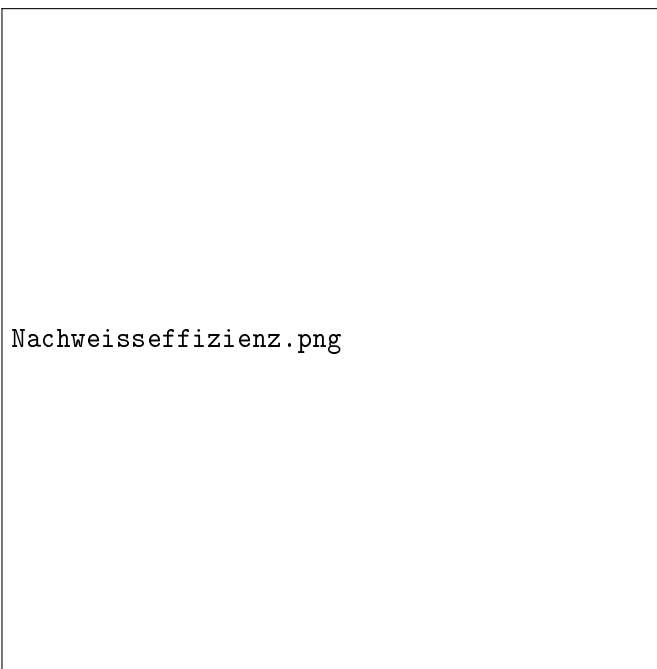
Mithilfe dieser Werte können wir durch Fitten der Funktion

$$\epsilon_{E_{\gamma}} = \kappa \cdot E_{\gamma}^b + c \quad (26)$$

den Zusammenhang von Energie und Nachweiseffizienz bestimmen.

Energie [keV]	Volumen/Intensität	Normiertes Volumen	Relative Intensität	$\epsilon_\gamma$
121,78	$(5,87 \pm 0,005)E5$	$13,28 \pm 0,064$	136,2%	$9,75 \pm 0,05$
244,69	$(7,90 \pm 0,03)E4$	$1,79 \pm 0,011$	35,8%	$4,99 \pm 0,03$
344,28	$(2,43 \pm 0,005)E5$	$5,49 \pm 0,028$	127,5%	$4,31 \pm 0,02$
367,79	$(1,03 \pm 0,014)E4$	$0,23 \pm 0,003$	4,0%	$5,79 \pm 0,08$
411,12	$(1,52 \pm 0,014)E4$	$0,34 \pm 0,004$	10,7%	$3,22 \pm 0,03$
443,98	$(1,84 \pm 0,015)E4$	$0,42 \pm 0,004$	14,8%	$2,81 \pm 0,03$
688,68	$(3,47 \pm 0,09)E3$	$0,08 \pm 0,002$	4,0%	$1,96 \pm 0,05$
778,90	$(5,12 \pm 0,024)E4$	$1,16 \pm 0,008$	61,9%	$1,87 \pm 0,012$
867,34	$(1,24 \pm 0,013)E4$	$0,28 \pm 0,003$	19,9%	$1,40 \pm 0,02$
964,13	$(4,26 \pm 0,022)E4$	$0,96 \pm 0,007$	69,2%	$1,39 \pm 0,01$
1005,28	$(6,20 \pm 0,1)E3$	$0,14 \pm 0,002$	3,1%	$4,52 \pm 0,08$
1085,91	$(3,16 \pm 0,019)E4$	$0,71 \pm 0,006$	46,5%	$1,54 \pm 0,01$
1089,70	$(5,33 \pm 0,09)E3$	$0,12 \pm 0,002$	8,2%	$1,47 \pm 0,03$
1112,12	$(3,57 \pm 0,02)E4$	$0,81 \pm 0,006$	64,9%	$1,24 \pm 0,01$
1212,95	$(2,84 \pm 0,07)E3$	$0,06 \pm 0,002$	6,7%	$0,96 \pm 0,02$
1299,12	$(3,98 \pm 0,07)E3$	$0,09 \pm 0,002$	7,8%	$1,15 \pm 0,02$
1408,01	$(4,42 \pm 0,021)E4$	$1,00 \pm 0,007$	100,0%	$1 \pm 0,007$

Für diese Auswertung haben wir nur Linien betrachtet, deren relative Intensität  $\geq 2,5\%$  betrug. Zudem mussten wir zugunsten der Fehler die Nachweiseffizienzen für 367,79 keV und 1005,28 keV auslassen.



**Abbildung 10:** Nachweiseffizienz - Fit

Der Fit ergab folgende Parameter:

$$\epsilon_\gamma(E_\gamma) = (666,97 \pm 208,77) \cdot E_\gamma^{-0,88 \pm 0,07} - (0,15 \pm 0,29) \quad (27)$$

#### 4.4 Absorptionskoeffizienten von Al und Pb

In diesem Versuchsabschnitt haben wir mithilfe einer  $^{137}\text{Cs}$  Quelle und dem Lambert-Beer Gesetz die linearen Absorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{Al, Pb}}$  von Aluminium und Blei bestimmt. Dazu haben wir

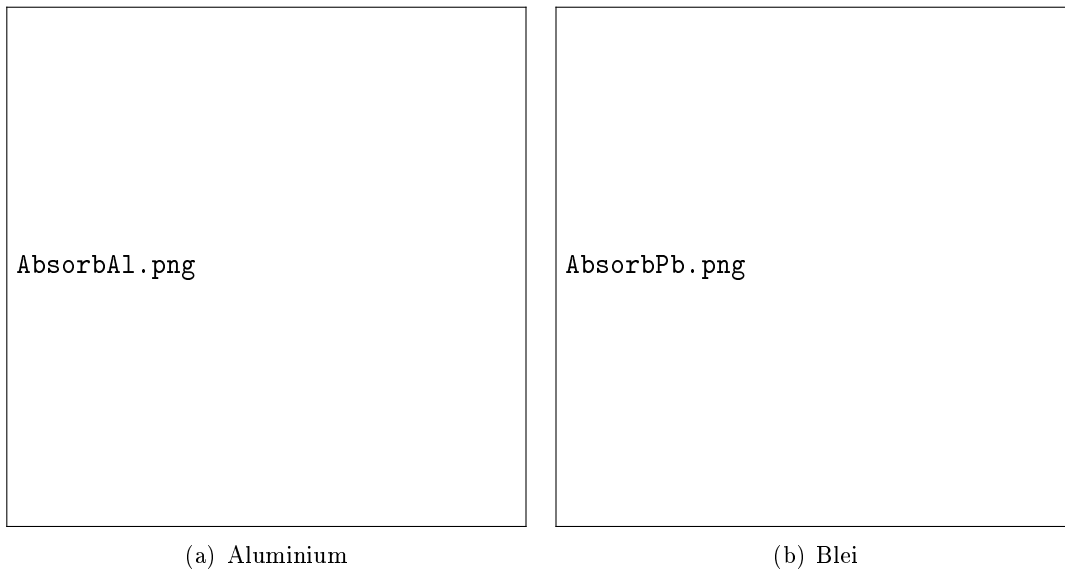
für verschiedene Dicken des zu betrachtenden Materials jeweils 2 Minuten die  $\gamma$ -Spektren gemessen und daraus die Intensität der 662keV Linie bestimmt. Für die Intensität der Gammastrahlung gilt:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu d} \Rightarrow \frac{I(d)}{I_0} = e^{-\mu d} \Rightarrow \ln \frac{I(d)}{I_0} = -\mu d \quad (28)$$

Durch Auftragen der Logarithmen der normierten Intensität erhält man mittels linearer Regression den Absorptionskoeffizienten  $\mu$ .

d [mm]	Intensität	$\ln(\frac{I}{I_0})$
0	10541	0
1	10420	-0,0115454
5	9471	-0,1070379
10	8739	-0,187766
15	7849	-0,2948863
20	6918	-0,4211457
30	5828	-0,5925985
60	3286	-1,1656014

d [mm]	Intensität	$\ln(\frac{I}{I_0})$
0	10541	0
1.5	8919	-0,1670886
3	7449	-0,3471926
6	5167	-0,7129802
10	2246	-1,5461216
16	1624	-1,8703802



**Abbildung 11:** Absorbtionskoeffizienten Fits

Daraus folgt für die Absorptionskoeffizienten aus den Fits:

$$\mu_{\text{Al}} = 0,0196 \pm 0,00018 \frac{1}{\text{cm}}$$

$$\mu_{\text{Pb}} = 0,1264 \pm 0,0073 \frac{1}{\text{cm}}$$

Zudem gilt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d} = I_0 \cdot e^{-\bar{n}\sigma} \quad (29)$$

, wobei  $d$  die Absorberdicke,  $\mu$  die Absorptionskoeffizienten,  $\sigma$  den Absorptionsquerschnitt und  $\bar{n} = \frac{N_{\text{mol}} \cdot N_A}{A}$  die Flächenbelegung mit der Stoffmenge  $N_{\text{mol}}$  und der Avogadrokonstanten  $N_A$  bezeichnen.

Daraus ergibt sich für den atomaren Absorptionsquerschnitt:

$$\begin{aligned} -\mu d &= -\bar{n}\sigma \\ \Leftrightarrow \sigma &= \frac{\mu m_{mol}}{N_a \rho} \end{aligned} \quad (30)$$

Daraus folgt für die atomaren Absorptionsquerschnitte:

Material	Molmasse [g/mol]	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	$\mu$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [barn]	Literaturwerte [barn]
Al	26,98	2,7	$0,196 \pm 0,00018$	$3,2 \pm 0,03$	3,345
Pb	207,2	11,34	$1,264 \pm 0,0073$	$37,93 \pm 0,21$	37,89

Aus der Tabelle geht deutlich hervor, dass Materialien mit höherer Ordnungszahl aufgrund ihres höheren Absorptionsquerschnitts als Absorber besser geeignet sind.

#### 4.5 Raumuntergrundmessung

Zuletzt folgte eine Messung des Raumhintergrunds ohne jegliche Quelle. Im Folgenden haben wir einmal versucht, die wahrscheinlichsten Ursachen der Hintergrundpeaks in Hinsicht auf Übereinstimmung der Energien und natürliches Vorkommen des Elements zu tabbelieren.

Energie [keV]	Mögliche Quelle	Theo. Energie [keV]	Alternative Quelle	Theo. Energie [keV]
74,58	<sup>228</sup> Th	74,4	Bi K $\alpha$ 2	74,82
76,82	Po K $\alpha$ 2	76,86	-	-
238,2	<sup>214</sup> Pb	238,4	<sup>231</sup> Th	237,8
241	<sup>235</sup> U	240,87	<sup>224</sup> Ra	240,99
249,8	<sup>214</sup> Pb	259,22	-	-
338	<sup>234</sup> Pa	338,1	<sup>223</sup> Ra	338,28
351,5	<sup>231</sup> Pa	351,51	<sup>211</sup> Bi	351,6
462,4	<sup>214</sup> Pb	462	<sup>228</sup> Ac	463
511	Elek. Annihilation	511	<sup>214</sup> Pb	511
582,6	<sup>231</sup> Pa	583	<sup>214</sup> Bi	581,9
609,1	<sup>231</sup> Pa	609	<sup>74</sup> Ge	608,35
727	<sup>212</sup> Bi	727,33	-	-
767,6	<sup>211</sup> Pb	767,51	<sup>214</sup> Bi	768,36
794,3	<sup>235</sup> U	794,7	-	-
860,4	<sup>208</sup> Tl	860,56	-	-
910,5	<sup>210</sup> Tl	910	<sup>227</sup> Th	910
963,4	<sup>63</sup> Cu	962,06	<sup>214</sup> Bi	964,08
968,6	<sup>228</sup> Ac	968,97	-	-
1120	<sup>214</sup> Bi	1120,29	<sup>234</sup> Pa	1120,6
1238	<sup>214</sup> Bi	1238,11	<sup>56</sup> Fe	1238,28
1277	<sup>234</sup> Pa	1277,7	<sup>228</sup> Ac	1276,69
1460	K40	1460,83	-	-
1592	<sup>208</sup> Tl	1592,5	-	-
1764	<sup>214</sup> Bi	1764,5	-	-
2104	<sup>208</sup> Tl	2103,2	-	-
2204	<sup>214</sup> Bi	2204,21	-	-
2614	<sup>208</sup> Tl	2614,53	<sup>208</sup> Pb	2614,53

## 5 Diskussion

Die Energieeichung ließ sich problemlos durchführen und die meisten der damit von uns ermittelten Werte liegen, im Rahmen der Fehler, bei den Literaturwerten. Es sind jedoch auch einige nennenswerte Ausreißer aufgetreten, viele davon im  $^{22}\text{Na}$  - Spektrum, wie z.B. beim Auftragen der Peakenergien  $\sqrt{E_\gamma}$  gegen ihre Halbwertsbreiten (sh. Abb. ?? & Tab. 4.2). Die Ursache für diese Abweichungen könnte in der Zerfallsart des Natriumisotops liegen, denn im Gegensatz zu den anderen im Versuch verwendeten Quellen ist  $^{22}\text{Na}$  ein  $\beta^+$  - Strahler. Die beim Zerfall des Isotops emittierten Positronen zerfallen, wie im Theorieteil beschrieben, über Annihilation mit einem Elektron in zwei 511 keV - Photonen, die den zu  $^{22}\text{Na}$  gehörigen 511 keV - Peak erzeugen. Im Schwerpunktsystem der annihilierenden Leptonen werden die Photonen kollinear emittiert, im Laborsystem kann der Emissionswinkel jedoch von  $180^\circ$  abweichen, was aufgrund relativistischer Effekte mit einer Dopplerverschiebung der Photonenenergie einhergeht und somit für eine Verbreiterung des zugehörigen Peaks im Spektrum sorgt. Dies hat eine Abweichung vom erwarteten Zusammenhang  $\text{FWHM} \propto \sqrt{E_\gamma}$  zur Folge.

Im  $^{152}\text{Eu}$  - Spektrum ließen sich nicht alle in der Versuchsanleitung aufgeführten Peaks identifizieren. Es handelt sich um eine Quelle mit vergleichsweise niedriger Aktivität ( $28,5 \text{ kBq}^4$ ), sodass der Raumuntergrund die Messung so stark überlagert, dass nicht alle erwarteten Peaks klar als solche erkennbar waren.

Bei der Analyse des Raumuntergrundes selbst war es nicht immer möglich, eine eindeutige Quelle für die beobachteten  $\gamma$  - Energien zu identifizieren, was aufgrund der regionalen Unterschiede und des Reichtums natürlich auftretender Radionuklide wenig verwunderlich ist. Viele Linien in den Spektren verschiedener natürlich auftretender Radionuklide liegen so dicht beieinander, dass eine klare Linientrennung und -zuordnung bei der gegebenen Detektorauflösung nicht möglich ist.

## Literatur

- [1] Versuchsanleitung
- [2] [https://www.bmu.de/fileadmin/Daten\\_BMU/Download\\_PDF/Strahlenschutz/strlsch\\_messungen\\_gamma\\_interf\\_bf.pdf](https://www.bmu.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Strahlenschutz/strlsch_messungen_gamma_interf_bf.pdf)
- [3] <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>
- [4] [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/29/033/29033666.pdf?r=1](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/29/033/29033666.pdf?r=1)
- [5] Knoll, Glenn F.:  
*Radiation detection and Measurement*  
Wiley, 2000

---

<sup>4</sup>Quelle: Versuchsanleitung