

Praktikum Kern- und Teilchenphysik

Sommersemester 2011

Justus Liebig Universität Gießen

Versuch 3: Gammaspektroskopie mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren

Stefan Diehl, Diego Semmler, Nils Stöckmann

18. Mai 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Entstehung und Energie von Gammastrahlung	2
2.2	Kernniveauschemata	4
2.3	Natürliche Zerfallsreihen	7
2.4	Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie	8
2.4.1	Fotoeffekt	8
2.4.2	Comptoneffekt	9
2.4.3	Paarbildung	12
2.4.4	Vergleich der 3 Wechselwirkungseffekte	13
2.4.5	Abschwächung von Photonen in Materie	14
2.5	Gamma spektroskopie	14
2.5.1	Szintillationsdetektoren	15
2.5.2	Halbleiterdetektoren	18
2.5.3	Weitere Detektionsmöglichkeiten für Gammastrahlung	23
2.5.4	Impulsspektrenanalyse	24
3	Experimenteller Aufbau	26
3.1	Blockschalbild und Einstellung der Ausleseelektronik des NaJ:Tl - Detektors	26
3.2	Blockschalbild und Einstellung der Ausleseelektronik des Ge - Detektors	27
4	Messungen und Ergebnisse	29
4.1	Energieeichung des Spektrometers	29
4.1.1	Bestimmung der Peak-Lage mit einem Gauß-Fit	29
4.1.2	Energieeichung mit Geraden-Fit	31
4.1.3	Darstellung und Diskussion der aufgenommenen Gamma spektren	35

4.2	Identifizierung von radioaktiven Nukliden in einer Probe	40
4.3	Bestimmung von Fano-Faktor, elektronischem Rauschen und relativer Energieauflösung	42
4.4	Bestimmung der Breite der Annihilations-Linie von ^{22}Na	48
5	Zusammenfassung und Diskussion	49

Abstract

In diesem Versuch werden Gammaspektren verschiedener radioaktiver Präparate mittels eines NaJ(Tl)-Szintillationsdetektors und eines Ge-Halbleiterdetektors aufgenommen. Für die Eichpeaks wird die relative Energieauflösung bestimmt und diskutiert. In den Spektren werden markante Strukturen identifiziert, den verantwortlichen Prozessen zugeordnet und mit den theoretischen Werten verglichen. Weiterhin werden die radioaktiven Isotope eines unbekannten Präparats (Pilzprobe) anhand ihres Gammaspektrums identifiziert. Aus der experimentell bestimmten Halbwertsbreite der Photopeaks wird der Fano-Faktor und der Anteil des elektronischen Rauschens zur Linienbreite bestimmt. Weiterhin wird die Doppler - Breite der 511 keV - Linie von ^{22}Na berechnet und mit dem theoretischen Wert verglichen.

Kapitel 1

Einführung

Im Jahr 1900 wurde durch den französischen Physiker und Chemiker Paul Villard eine Strahlung hoher Energie entdeckt, die ihren Ursprung in den Kernen der Atome hat und die γ -Strahlung genannt wurde. Wenige Jahre später (1914) konnten Ernest Rutherford und Edward Andrade die elektromagnetische Natur dieser Strahlung nachweisen. Diese neu entdeckte hochenergetische Quantenstrahlung ist wie andere Strahlungsarten (α , β usw.) für den Menschen zunächst nicht wahrnehmbar, da er hierfür kein Sinnesorgan besitzt. Da die von einem Atomkern emittierte Strahlung zum einen Rückschlüsse auf den energetischen Aufbau des Kerns und die stattfindenden Übergänge zulässt, zum anderen aber auch biologische Schäden an lebenden Organismen herforrufen kann, ist man seit jeher bemüht Detektoren zu entwickeln, welche diese Strahlung möglichst effektiv nachweisen und charakterisieren können. Seit dem Beginn der Erforschung der Atomkerne und später deren elementaren Bestandteile in der Hochenergiephysik, spielt Gamma- und Teilchenstrahlung auch in der Wissenschaft eine entscheidende Rolle, da ihr Nachweis die Grundlage zur Untersuchung von elementaren Teilchenprozessen und Kernreaktionen darstellt. Neben diesen Anwendungen in der Grundlagenforschung, stellt jedoch auch die medizinische Strahlentherapie und Diagnostik eine wichtige Anwendung für Strahlungsdetektoren dar.

Neben den schon seit der Mitte des letzten Jahrhunderts bekannten und gebräuchlichen Szintillationsdetektoren, spielen hierbei auch Halbleiterdetektoren aufgrund ihrer exzellenten Energieauflösung eine immer wichtigere Rolle. In diesem Versuch sollen daher die Eigenschaften dieser beiden Detektorklassen sowohl theoretisch als auch experimentell genauer betrachtet werden. In Kapitel 2 werden hierzu zunächst die Grundlagen zur Entstehung und Energie der Gammastrahlung dargestellt, bevor deren Wechselwirkung mit Materie detailliert diskutiert wird. Zum Abschluss des Kapitel werden schließlich das Funktionsprinzip und die Grundlagen von Szintillations- und Halbleiterdetektoren dargelegt. Im 3. Kapitel werden schließlich der verwendete Messaufbau und die Ausleselektronik vorgestellt, bevor im 4. Kapitel die einzelnen Messungen und die dabei erzielten Ergebnisse diskutiert werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen zunächst die zum Verständnis der Funktion von Strahlungsdetektoren benötigten physikalischen Grundlagen, wie die Entstehung und Energie von Gammastrahlung und deren Wechselwirkung mit Materie erläutert werden, bevor im Anschluss auf die konkrete Funktionsweise von Szintillations- und Halbleiterdetektoren eingegangen wird.

2.1 Entstehung und Energie von Gammastrahlung

Ähnlich wie die Elektronenhülle der Atome ist auch der Atomkern durch diskrete Energieniveaus charakterisiert. Übergänge zwischen diesen Energieniveaus können durch Emission oder Absorption von elektromagnetischer Strahlung der entsprechenden Energie, also genau der Energie, die der Energiedifferenz zwischen den Energieniveaus des Atomkerns entspricht, erreicht werden. Die Energie der dabei emittierten Photonen reicht vom Kiloelektronenvoltbereich bis hin zu etwa 10 Megaelektronenvolt, mit der Plank'schen Konstante h und der Lichtgeschwindigkeit c entspricht dies nach

$$E_\gamma = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2.1)$$

einem Wellenlängenbereich λ_γ von 10^{-10} m bis 10^{-13} m, welcher im Bereich unterhalb der charakteristischen Größe eines Atoms liegt. Solche hochenergetischen Photonen werden historisch bedingt Gammastrahlung genannt. Bei Gammastrahlung handelt es sich wie beim sichtbaren Licht und der Röntgenstrahlung um elektromagnetische Strahlung. Abbildung 2.1 zeigt, dass Gammastrahlung energetisch oberhalb der Röntgenstrahlung im elektromagnetischen Spektrum einzuordnen ist.

Gammastrahlung tritt häufig als Begleiterscheinung von α - oder β -Zerfällen auf, wobei der Atomkern überschüssige, noch vorhandene Anregungsenergie in Form eines oder mehrerer Gammaquanten abgibt und von einem höheren (angeregten) zu einem niedrigeren Energieniveau übergeht. Durch einen Gammazerfall werden also lediglich der Energieinhalt des Kerns, nicht jedoch die Kernladungs- oder Massenzahl verändert. Da im Kern diskrete Energieniveaus vorliegen, wird beim Gammazerfall Strahlung mit diskreten Energien emittiert. Diese kann je nach der Zustandsänderung im Kern, bei der Sie entstanden ist durch die Energie E ,

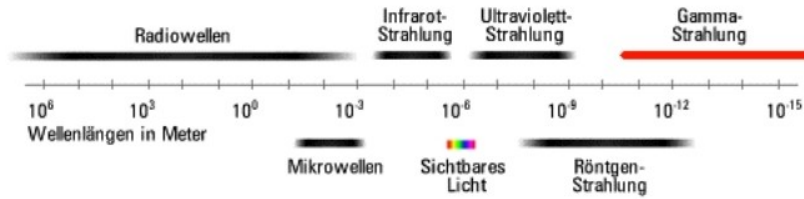


Abbildung 2.1: Spektrum der elektromagnetischen Strahlung

den Spin I und die Parität π charakterisiert werden. Aufgrund der Erhaltungssätze müssen für diese Größen Auswahlregeln beim Kernzerfall gelten, so dass man auf folgende Eigenschaften achten muss:

Energieerhaltung: Bei der Änderung des Kernzustandes von E nach \tilde{E} und der Emission von γ -Strahlung muss für den Energieübertrag gelten [Leo87]:

$$E_\gamma = h \cdot \nu = E - \tilde{E} - E_R \quad (2.2)$$

Wobei E das Energieniveau des Kerns vor dem Übergang, \tilde{E} das Energieniveau des Kerns nach dem Übergang und E_R die Rückstoßenergie beschreiben. Da die Rückstoßenergie im Vergleich zur Energie der Gammastrahlung vernachlässigbar klein ist, kann man anhand der emittierten Gammalinien Rückschlüsse auf die vorliegenden Kerne und ihre energetischen Zustände ziehen.

Drehimpulserhaltung: Beim Übergang eines Zustandes mit Spin I nach \tilde{I} wird die Spindifferenz der Zustände als Drehimpuls L_γ an das Gammaquant abgegeben, daher gilt [Leo87]:

$$I - \tilde{I} = L_\gamma \quad (2.3)$$

Da Gammaquanten als Bosonen einen ganzzahligen Spin besitzen gilt die Auswahlregel [Leo87]:

$$\Delta I = L_\gamma = n \cdot \hbar \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.4)$$

Die Ordnung n des Drehimpulses des emittierten Gammaquants entspricht hierbei gerade der Multipolordnung (E1, M1, E2, M2,...) des Kernübergangs. Aufgrund der Komplexität eines Atomkerns treten im Vergleich zur Lichtemission bei Hüllenübergängen statt einfacher Dipolstrahlung ($n=1$) oft Multipolstrahlungen höherer Ordnung auf.

Paritätserhaltung: Betrachtet man den Kernübergang von der Parität π zur Parität $\tilde{\pi}$, so gilt: $\tilde{\pi} = \pi \cdot \pi_\gamma$ mit [Leo87]:

$$\pi_\gamma = \begin{cases} (-1)^n & \text{für elektrische Multipolstrahlung} \\ (-1)^{n+1} & \text{für magnetische Multipolstrahlung} \end{cases} \quad (2.5)$$

Indem man die Parität der Zustandsfunktionen und die Ordnung der Multipolstrahlung bestimmt, kann man auf die vorliegende Strahlungsart schließen.

2.2 Kernniveauschemata

In einem Kernniveauschemata wird ein Nuklid mit seinen Zerfallsmöglichkeiten dargestellt. Die für den durchgeführten Versuch wichtigsten Informationen, die man einem solchen Schema entnehmen kann, sind die Energien der verschiedenen Gammaübergänge und deren relative Häufigkeiten. Im folgenden Abschnitt sind die Zerfallschemata der für die Erzeugung der im Versuch zu detektierenden Gammastrahlung verwendeten Elemente ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba und ^{207}Bi dargestellt. Mit ihrer Hilfe kann man die Position der diskreten Gammalinien in den Spektren vorhersagen und erklären.

Niveauschema des ^{22}Na -Präparats: Abbildung 2.2 zeigt das Kernniveauschema von Natrium. Man erkennt, dass bei den primären Übergängen im Kern zunächst nur ein elektrischer Quadrupol-Gammaquant der Energie 1,275 MeV als Folge des β -Zerfalls frei wird. Beim β -Zerfall an sich wird jedoch auch ein Positron frei, welches nach der Emission mit einem Hüllenelektron annihiliert und dadurch 2 Gammaquanten der Energie 511 keV freisetzt. Daher erwartet man im Natriumspektrum 2 Gammalinien mit den angegebenen Energien.

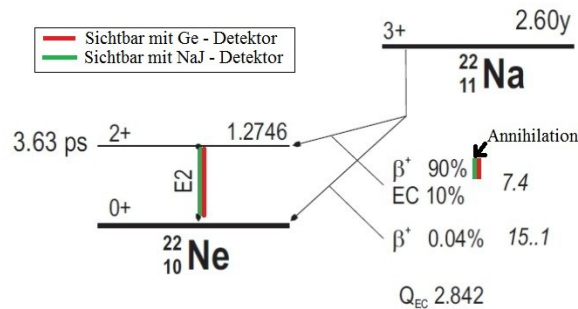


Abbildung 2.2: Niveauschema des ^{22}Na -Präparats [Sch11]

Niveauschema des ^{60}Co -Präparats: Bei Cobalt kann man dem Kernniveauschema in Abbildung 2.3 2 Übergänge entnehmen. Man erwartet also im Spektrum 2 Gammalinien mit den Energien $E_{\gamma}^1(\text{Co}) = 1,173\text{ MeV}$ und $E_{\gamma}^2(\text{Co}) = 1,333\text{ MeV}$.

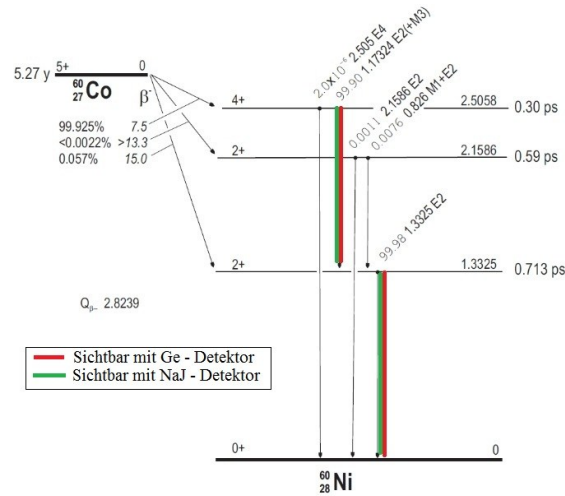


Abbildung 2.3: Niveauschema des ^{60}Co -Präparats [Sch11]

Niveauschema des ^{137}Cs -Präparats: Bei Cäsium ist wie das Kernschema in Abbildung 2.4 zeigt nur eine Gammalinie der Energie $E_\gamma(\text{Cs}) = 0,662$ MeV zu erwarten.

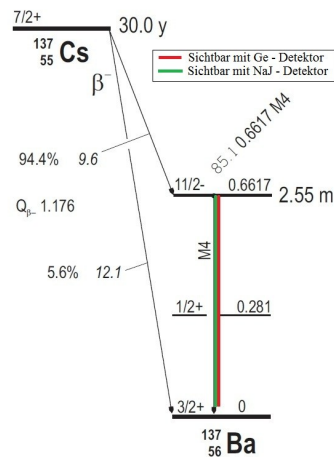


Abbildung 2.4: Niveauschema des ^{137}Cs -Präparats [Sch11]

Niveauschema des ^{133}Ba -Präparats: Das Bariumpräparat besitzt das in Abbildung 2.5 dargestellte Niveauschema. Hier wird durch den ^{133}Ba -Kern zunächst ein Elektron aus der K-Schale der Atomhülle eingefangen und es findet ein β^+ -Zerfall statt, wodurch ein angeregter ^{133}Cs -Kern entsteht. Hier gibt es nun eine ganze Reihe möglicher Übergänge, von den nur die wichtigsten, also wahrscheinlichsten kurz erläutert werden sollen. Der wahrscheinlichste Übergang nach dem Elektroneneinfang erfolgt in das $1/2^+$ -Niveau. Beim dem von hier aus wahrscheinlichsten Übergang werden in einer Kaskade 2 Gammaquanten mit 0,356 MeV und 0,0810 MeV frei. Die übrigen Gammalinien und ihre Wahrscheinlichkeiten können dem Niveauschema entnommen werden. Neben diesen Gammalinien ist weiterhin noch mit charakteristischer Röntgenstrahlung zu rechnen, welche durch das Auffüllen der Lücke in der

2.2 Kernniveauschemata

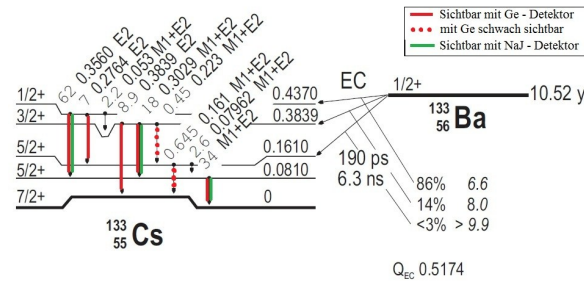


Abbildung 2.5: Niveauschema des ^{133}Ba -Präparats [Sch11]

K-Schalke nach dem Elektroneneinfang frei wird. Die Energie dieser Strahlung wird jedoch mit 37 keV deutlich unterhalb der Energie der Gammalinien liegen.

Niveauschema des ^{207}Bi -Präparats: Das Niveauschema des Bismutpräparats ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

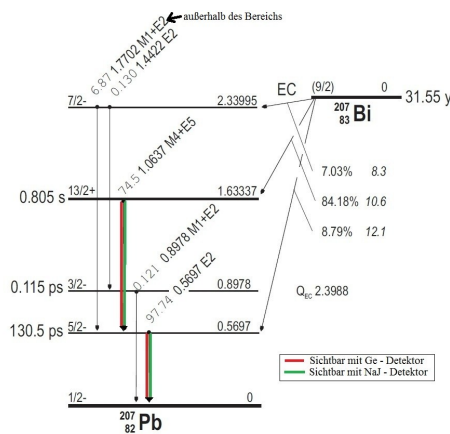


Abbildung 2.6: Niveauschema des ^{207}Bi -Präparats [Sch11]

Auch hier wird durch den ^{207}Bi -Kern zunächst ein Elektron aus der K-Schale der Atomhülle eingefangen und es findet ein β^+ -Zerfall statt, wodurch ein angeregter ^{207}Pb -Kern entsteht. Nun hat der Atomkern 3 angeregte Energieniveaus, in die er übergehen kann. Der angeregte Bleiatomkern kann in 3 Energieniveaus übergehen. Am wahrscheinlichsten (84,18 %) ist der Übergang in das $13/2^+$ -Niveau, aus dem der Kern durch Aussendung zweier Gammaquanten mit 1,0637 MeV und 0,5697 MeV über das $5/2^-$ -Niveau in den Grundzustand zurückkehrt. Eine weitere Möglichkeit ist der direkte Übergang in das zuletzt genannte Niveau beim Elektroneneinfang, wobei im Anschluss lediglich ein 0,5697 MeV Gammaquant frei wird. Die dritte Möglichkeit besteht im Übergang in das zuletzt genannte Niveau beim Elektroneneinfang, wobei im Anschluss lediglich ein 0,5697 MeV Gammaquant frei wird. Die dritte Möglichkeit besteht im Übergang in das $7/2^-$ -Niveau, aus dem der Kern durch Aussendung zweier Kombinationen von Gammaquanten mit 1,7702 MeV und 0,5697 MeV oder 1,4422 MeV und 0,8978 MeV in den Grundzustand übergeht. Aufgrund der geringen Intensität im Vergleich zu den anderen Linien, ist zu erwarten, dass diese bei der im Versuch aufgenommenen geringen Statistik nicht oder nur ansatzweise zu erkennen sind. Neben diesen Gammalinien ist weiterhin noch mit charakteristischer Röntgenstrahlung zu rechnen, welche durch das auf-

füllen der Lücke in der K-Schalke nach dem Elektroneneinfang frei wird. Die Energie dieser Strahlung wird jedoch mit 88 keV deutlich unterhalb der Energie der Gammalinien liegen.

2.3 Natürliche Zerfallsreihen

In der Natur gibt es 4 Zerfallsreihen, welche in Tabelle 2.1 dargestellt sind.

Zerfallsreihe	Ausgangsnuklid	Endnuklid	Halbwertszeit
Uran-Radium-Reihe	Uran-238	Blei-206	4,5 Mrd. Jahre
Uran-Actinium-Reihe	Uran-235	Blei-207	0,7 Mrd. Jahre
Thorium-Reihe	Thorium-232	Blei-208	14 Mrd. Jahre
Neptunium-Reihe	Neptunium-232	Thallium-205	$2,14 \cdot 10^6$ Jahre

Tabelle 2.1: Natürliche Zerfallsreihen [ExK11]

Von diesen Zerfallsreihen kommen in der Natur, aufgrund der kurzen Halbwertszeit der Neptuniumreihe, jedoch heute nur noch die ersten drei Zerfallsreihen vor. Durch diese Zerfallsreihen werden die in der Reihe liegenden radioaktiven Isotope auf natürlichem Weg stets neu produziert. Abbildung 2.7 zeigt exemplarisch den Verlauf der Uran-Radium Reihe.

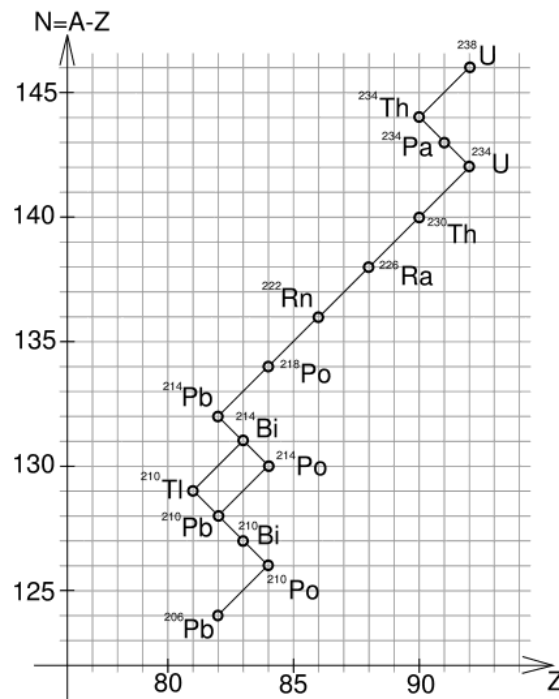


Abbildung 2.7: Uran-Radium-Zerfallsreihe [ExK11]

2.4 Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

Beim Durchgang von Gammastrahlung durch Materie verliert diese durch die Wechselwirkung mit Kernen und Hüllenelektronen an Intensität. Es gibt eine Vielzahl von Wechselwirkungen die γ -Quanten mit Materie eingehen, jedoch wollen wir uns hier nur den Wichtigsten, also den im für uns interessante Energiebereich wahrscheinlichsten Wechselwirkungen, widmen. Dies sind Fotoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung. Je nach Energie haben diese Effekte einen unterschiedlichen Wirkungsquerschnitt. In Abbildung 2.8 ist der Wirkungsquerschnitt für die einzelnen Effekte und für die gesamte Wechselwirkung, die sich als Summer der drei Wechselwirkungseffekte bei der jeweiligen Energie ergibt, dargestellt. Die Abbildung zeigt den Wirkungsquerschnitt in beliebigen Einheiten über dem Logarithmus der Gammaenergie.

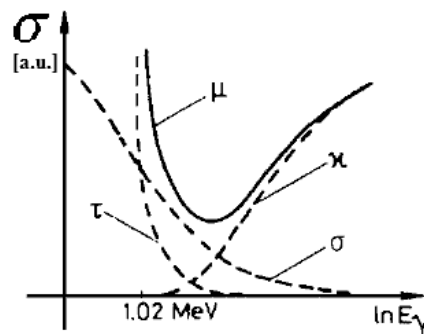


Abbildung 2.8: Wechselwirkungsquerschnitte für Gammastrahlung mit Materie. τ : Fotoeffekt, σ : Comptoneffekt, κ : Paarbildung, μ : Gesamtwirkungsquerschnitt ($\mu = \tau + \sigma + \kappa$) [MRR95]

Man erkennt, dass der Photoeffekt hauptsächlich bei niederenergetischer Gammastrahlung relevant ist. Bei höheren Energien sinkt der Wirkungsquerschnitt auf ein vernachlässigbares Niveau ab. Der Comptoneffekt hingegen tritt zwar auch schon bei kleineren Gammaenergien auf, spielt hier jedoch aufgrund der Dominanz des Photoeffekts nur eine untergeordnete Rolle. Nur bei mittleren Gammaenergien im MeV-Bereich ist er gegenüber den anderen beiden Effekten dominant. Bei höheren Gammaenergien kommt dieser Effekt ebenfalls nahezu zum Erliegen. Ab einer Minimalenergie von etwas über 1,02 MeV tritt schließlich die Paarerzeugung auf und gewinnt schnell an Bedeutung, bis Sie schließlich bei höheren Energien fast ausschließlich auftritt. Im folgenden Abschnitt soll nun auf die Prozesse, die bei den einzelnen Wechselwirkungen ablaufen und auf die Gründe der angesprochenen Energieabhängigkeit genauer eingegangen werden.

2.4.1 Fotoeffekt

Beim Fotoeffekt wird ein mit der Energie $E_B^{(i)}$ gebundenes Hüllenelektron aus der i -ten Schale der Elektronenhülle aufgrund der vollständigen Absorption der Energie eines auftreffenden γ -Quants emittiert. Die kinetische Energie des emittierten Elektrons entspricht der Gammaenergie E_γ des absorbierten Gammaquants, verringert um die Bindungsenergie $E_B^{(i)}$.

$$E_{Kin,e^-} = E_\gamma - E_B^{(i)} \quad \text{mit} \quad E_\gamma = h \cdot \nu \quad (2.6)$$

Aufgrund der Impulserhaltung wird ein Teil des Photonenimpulses auf das Atom übertragen. Daher kann der Fotoeffekt nicht an freien Elektronen stattfinden, weshalb die Absorptionskurve gerade da maximal wird, wo die Energie des γ -Quants genau der Bindungsenergie einer Schale entspricht (Resonanzen bei $E_\gamma = E_B^{(i)}$). Abbildung 2.9 zeigt eine schematische Darstellung des beim Fotoeffekt ablaufenden Prozesses.

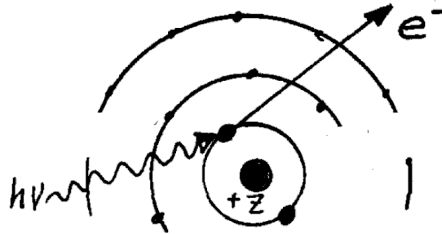


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Fotoeffektes [NNK11]

Für den Wirkungsquerschnitt gilt [MRR95]:

$$\tau/cm^2 = \begin{cases} 4\sqrt{2} \cdot \alpha^4 \cdot \sigma_0 \cdot \frac{Z^5}{\left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}\right)^{\frac{7}{2}}} \approx \frac{Z^5}{E_\gamma^{\frac{7}{2}}} & E_\gamma > E_B^{(i)} \\ 1.5 \cdot \alpha^4 \cdot \sigma_0 \cdot \frac{Z^5}{\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}} \approx \frac{Z^5}{E_\gamma} & E_\gamma \gg E_B^{(i)} \end{cases} \quad (2.7)$$

mit $\sigma_0 = \frac{8}{3} \cdot \pi \cdot \frac{e^2}{m_e \cdot c^2}$, der Elektronenmasse m_e und der Feinstrukturkonstanten $\alpha = \frac{1}{137}$.

Die Tatsache, dass der Wirkungsquerschnitt des Fotoeffektes umgekehrt proportional zur Gammaenergie aber proportional zu Z^5 ist, zeigt, dass diese Wechselwirkung gerade bei energiearmen Gammaquanten und schweren Elementen mit hoher Ordnungszahl auftritt. Die hohe Abhängigkeit von der Ordnungszahl, lässt sich durch die Wechselwirkung der Hüllenelektronen untereinander erklären.

2.4.2 Comptoneffekt

Der Compton-Effekt beschreibt einen elastischen Stoß zwischen einem Gammaquant (Photon) und einem freien bzw. quasifreien ruhenden Elektron. Bei diesem Prozess werden ein Teil des Impulses und der Energie des Gammaquants an das Elektron übertragen, wodurch das Gammaquant zwar gestreut wird und seine Energie verringert, im Gegensatz zum Photoeffekt jedoch nicht absorbiert wird und weitere sekundäre Wechselwirkungen verursachen kann. Das Elektron nimmt die übertragene Energie und den Impuls auf und wird dadurch ebenfalls unter einem gewissen Winkel gestreut. Abbildung 2.10 zeigt eine schematische Darstellung des beim Comptoneffekt ablaufenden Prozesses.

Da der Comptoneffekt für die Erklärung der beobachteten Gammaspektren eine entscheidende Rolle spielt, soll im folgenden zunächst die Compton-Streuformel für die Vergrößerung der Wellenlänge des gestreuten Gammaquants und daraus schließlich die Formeln für die Energie des gestreuten Gammaquants und des ausgelösten Elektrons hergeleitet werden. Hierzu soll der in Abbildung 2.10 (rechts) gezeigten Fall betrachtet werden.

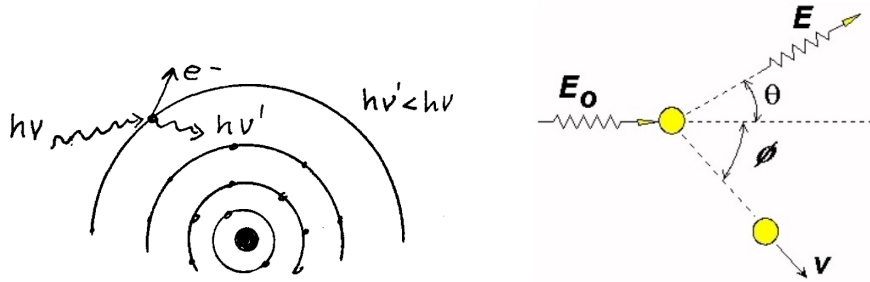


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Comptoneffektes [NNK11]

Es wird also davon ausgegangen, dass ein Photon der Energie E_0 auf ein quasifreies ruhendes Elektron trifft, welches hierdurch unter einem Winkel ϕ zur ursprünglichen Richtung des Gammaquants gestreut wird und einen Teil der Energie und des Impulses des Gammaquants aufnimmt. Das Photon, dessen Energie hierdurch verringert wurde, wird hierbei unter einem Winkel θ (bezüglich der Flugbahn vor dem Stoß) gestreut. Dass das Elektron hierbei als quasifrei angesehen werden kann, liegt daran, dass die Bindungsenergie typischerweise nur einige eV beträgt, während die Photonenenergien für die Compton-Streuung messbar ist, erst im keV Bereich beginnen (im Bereich darunter dominiert der Photoeffekt um mehrere Größenordnungen). Zudem ist die Wechselwirkungszeit zwischen Photon und Elektron im Vergleich zur Umlauffrequenz des Elektrons so gering, dass man annehmen kann, dass sich das Elektron in Ruhe befindet. Da es sich um einen elastischen Stoß handelt, gilt die relativistische Viererimpulserhaltung:

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{\gamma} + \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_e = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{\tilde{\gamma}} + \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{\tilde{e}} \quad (2.8)$$

Nimmt man das Elektron vor dem Stoß als Ruhend an, so gilt:

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{\gamma_0} + \begin{pmatrix} m_{e_0} \cdot c^2 \\ 0 \end{pmatrix}_{e_0} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{\gamma} + \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_e \quad (2.9)$$

Hieraus ergeben sich die Gleichungen:

$$E_0 + m_{e_0}c^2 = E_{\gamma} + E_e \quad (2.10)$$

$$\vec{p}_{\gamma_0} = \vec{p}_{\gamma} + \vec{p}_e \quad (2.11)$$

Die Energie des Photons lässt sich hierbei durch $E = h \cdot \nu$ und die Energie des Elektrons durch die relativistische Beziehung $E_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4}$ ausdrücken. Aus Gleichung 2.10 ergibt sich hiermit:

$$h \cdot \nu_0 = h \cdot \nu + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2 \quad (2.12)$$

Löst man diese Gleichung nach dem Quadrat des Elektronenimpulses auf, so ergibt sich:

$$p_e^2 = \left(\frac{h}{c}(\nu_0 - \nu) \right)^2 + 2h \cdot (\nu_0 - \nu) \cdot m_e \quad (2.13)$$

Löst man auch die Impulserhaltung aus Gleichung 2.11 nach dem Quadrat des Elektronenimpulses auf, so ergibt sich:

$$p_e^2 = (\vec{p}_{\gamma_0} - \vec{p}_{\gamma})^2 = p_{\gamma_0}^2 - 2p_{\gamma}p_{\gamma}\cos(\theta) + p_{\gamma}^2 \quad (2.14)$$

Hierbei wurde die Definition des Skalarproduktes ausgenutzt.

Im nächsten Schritt kann nun der Photonenimpuls gemäß der Beziehung $p = E/c = h \cdot \nu/c$ ersetzt werden. Es ergibt sich:

$$p_e^2 = \frac{h^2}{c^2} \cdot (\nu_0^2 - 2\nu\nu_0 \cdot \cos(\theta) + \nu^2) \quad (2.15)$$

Nun können Gleichung 2.13 und 2.15 gleichgesetzt werden. Es ergibt sich:

$$\left(\frac{h}{c}(\nu_0 - \nu) \right)^2 + 2h \cdot (\nu_0 - \nu) \cdot m_e = \frac{h^2}{c^2} \cdot (\nu_0^2 - 2\nu\nu_0 \cdot \cos(\theta) + \nu^2) \quad (2.16)$$

Durch umformen erhält man hieraus die Compton-Streuformel.

$$\begin{aligned} \nu_0^2 - 2\nu\nu_0 + \nu^2 + 2\frac{c^2}{h}(\nu_0 - \nu_0)m_e &= \nu_0^2 - 2\nu\nu_0\cos(\theta) + \nu^2 \\ -2\nu\nu_0 + 2\frac{c^2}{h}(\nu_0 - \nu_0)m_e &= -2\nu\nu_0\cos(\theta) \\ -1 + \frac{c^2}{h} \frac{\nu_0 - \nu}{\nu \cdot \nu_0} m_e &= -\cos(\theta) \\ \frac{\nu_0 - \nu}{\nu \cdot \nu_0} &= \frac{h}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta)) \\ \frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu_0} &= \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta)) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Mit der Beziehung $c = \lambda \cdot \nu$ folgt die bekannte Formel für die Wellenlängenvergrößerung:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos(\theta)) \quad (2.18)$$

Da bei der Gammaskopie Energiespektren betrachtet werden, sollen die hierfür gültigen Zusammenhänge im folgenden kurz abgeleitet werden. Mit $E = h \cdot \nu$ folgt aus Gleichung 2.18:

$$\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E_{\gamma_0}} = \frac{1}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta)) \quad (2.19)$$

Für die Energie des gestreuten Photons folgt somit direkt:

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma_0}}{1 + \frac{E_{\gamma_0}}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (2.20)$$

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich beim Compton-Effekt zu [MRR95]:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 \cdot Z \cdot \left(1 - 2 \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{26}{5} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^2 + \dots \right) & E_\gamma < m_e c^2 \\ \frac{\pi \cdot r_e^2 m_e c^2 Z}{E_\gamma} \left(\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) \right) \approx \frac{Z}{E_\gamma} & E_\gamma \gg m_e c^2 \end{cases} \quad (2.21)$$

mit dem Thomson-Wirkungsquerschnitt $\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi \cdot r_e^2$, dem klassischen Elektronenradius $r_e \approx 2,818 \cdot 10^{-15} m$ und der Elektronenmasse m_e .

Vergleicht man den die Abhängigkeiten dieses Wirkungsquerschnittes mit denen des Photoeffekts, so erkennt man, dass dieser Effekt im Bereich energetisch oberhalb des Photoeffekts sowie bei kleineren Ordnungszahlen als der Photoeffekt dominant wird.

2.4.3 Paarbildung

Durchquert ein Gammaquant, dessen Energie mindestens der doppelten Ruheenergie eines Elektrons ($2 m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$) entspricht das Coulombfeld eines Atomkerns, so kann durch die Paarerzeugung ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$). Die über die doppelte Elektronenmasse hinausgehende Energie erhalten die beiden Teilchen als kinetische Energie. Um die Impulserhaltung zu gewährleisten benötigt man für den Umwandlungsprozess zwingend einen Kern als Reaktionspartner. Die Paarbildung findet im Abstand von etwa einer Comptonwellenlänge vor dem Atomkern statt. Der Kern erhält einen Rückstoßimpuls über das Coulombfeld. Die dazu nötige Energie erhöht die Schwellenenergie für die Paarbildung auf

$$E_{PP,\min} = 2 m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M_{\text{Kern}}} \right) \quad (2.22)$$

Abbildung 2.11 zeigt eine schematische Darstellung des Paarbildungseffektes. Das durch den Paarbildungseffekt entstandene Positron hat eine relativ geringe Lebensdauer. Nachdem es seine Bewegungsenergie auf das Wechselwirkungsmaterial übertragen hat, vereinigt es sich mit einem Elektron, wobei es in zwei Gammaquanten mit jeweils einer Energie von $0,511 \text{ MeV}$ zerstrahlt, welche aus Impulserhaltungsgründen in einem Winkel von 180° zueinander ausgesendet werden.

Für den Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung gilt [MRR95]:

$$\kappa = \begin{cases} Z^2 \cdot \ln(E_\gamma) & 5m_e c^2 \leq E_\gamma \leq 50m_e c^2 \\ 12\alpha Z^2 r_e^2 & E_\gamma > 10^3 m_e c^2 \end{cases} \quad (2.23)$$

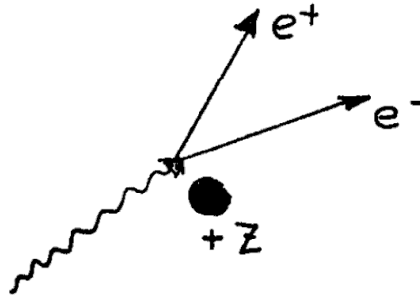


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Paarbildungseffektes [NNK11]

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha = 1/137$, dem klassischen Elektronenradius $r_e \approx 2,818 \cdot 10^{-15}m$ und der Ordnungszahl des Atomkerns Z .

Da der Wirkungsquerschnitt des Paarbildungseffektes für hohe Energien praktisch Energieunabhängig ist, dominiert er in diesem Bereich alle anderen Wechselwirkungen, die wegen ihrer umgekehrten Proportionalität zur Gammaenergie hier gegen 0 gehen. Da die Ordnungszahl quadratisch eingeht, wird der Paarbildungseffekt verglichen mit dem Comptoneffekt bevorzugt bei Elementen mit höherer Ordnungszahl auftreten.

2.4.4 Vergleich der 3 Wechselwirkungseffekte

In diesem Abschnitt sollen die bereits erläuterten Abhängigkeiten nochmals kurz zusammengestellt werden. Zusammenfassend kann man die Abhängigkeit der 3 Effekte von der Gammaenergie und der Ordnungszahl des Materials durch das in Abbildung 2.12 gezeigte Diagramm darstellen.

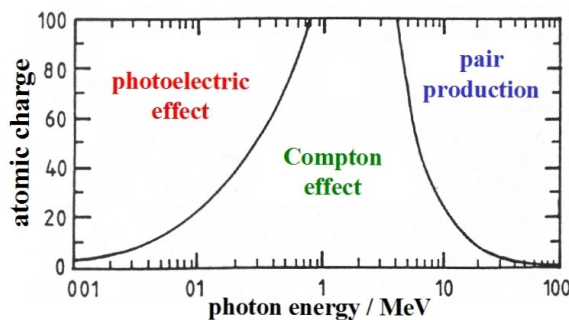


Abbildung 2.12: Abhängigkeit von Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung von der Gammaenergie und der Ordnungszahl des Materials [NNK11]

Wie in den einzelnen Abschnitten bereits erläutert, dominiert der Photoeffekt bei kleinen Gammaenergien und hohen Ordnungszahlen, während der Paarbildungseffekt bei hohen Gammaenergien und hohen Ordnungszahlen dominierend ist. Der Comptoneffekt erreicht seine größte Häufigkeit im Bereich mittlerer Gammaenergien (0,5–5 MeV) und niedriger Ordnungszahlen des Absorbermaterials.

2.4.5 Abschwächung von Photonen in Materie

Gammastrahlung wird in Materie durch die genannten Effekte gemäß des Bouguer-Lambertschen Gesetzes abgeschwächt. Die Abschwächung ist dabei proportional zur Dicke d des durchstrahlten Stoffes, woraus sich das folgende Exponentialgesetz ergibt:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot d} \quad (2.24)$$

wobei $\alpha = n \cdot \mu$ als Absorptionskoeffizient bezeichnet wird. n beschreibt die Atomdichte des Materials und der Wirkungsquerschnitt μ ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte der erläuterten Prozesse zu [MRR95]:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (2.25)$$

Da es sich um ein Exponentialgesetz handelt, kann man für Gammastrahlung keine absolute Reichweite angeben, sondern lediglich eine materialspezifische Dicke, nach der die Intensität auf die Hälfte (Halbwertsdicke) oder auf ein Zehntel des ursprünglichen Wertes (Zehntelwertdicke) abgenommen hat.

Es gilt:

$$d_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu} \quad \text{bzw.} \quad d_{1/10} = \frac{\ln(10)}{\mu} \quad (2.26)$$

Für Photonen mit einer Energie von 1 MeV ergeben sich die in Tabelle 2.2 angegebenen Werte ¹:

Material	$d_{1/2}$	$d_{1/10}$
Luft	85 m	> 200 m
organisches Material	9,9 cm	32,7 cm
Blei	0,89 cm	2,97 cm

Tabelle 2.2: Halbwertsdicke und Zehntelwertdicke für Gammastrahlung in verschiedenen Materialien

Es wird deutlich, dass die Gammaquanten in Luft kaum absorbiert werden, sodass dieser Effekt nicht berücksichtigt werden muss.

2.5 Gammaskopie

Nachdem nun die grundlegenden Wechselwirkungen von Gammaquanten mit Materie theoretisch behandelt wurden, soll im folgenden Abschnitt auf die physikalischen Grundlagen der verwendeten Detektoren eingegangen werden. Im Versuch wurde zum Einen ein mit Thallium dotierter Natriumjodid (NaJ:Tl)-Szintillationsdetektor sowie ein Germanium-Halbleiterdetektor eingesetzt, weshalb deren Eigenschaften zunächst detailliert dargestellt werden. Am Ende des Abschnitts werden schließlich noch weitere Möglichkeiten zur Gammaskopie kurz vorgestellt.

¹Quelle: www.zw-jena.de/energie/schultz.html

2.5.1 Szintillationsdetektoren

Ein Szintillationsdetektor besteht aus zwei Komponenten. Dem Szintillator, in dem die auftreffende Strahlung in eine von der Energie der Primärquanten abhängige Anzahl an sichtbaren bzw. ultravioletten Photonen umgewandelt wird und einem Photomultiplier, welcher das schwache optische Signal des Szintillators in einen registrierbaren elektrischen Impuls umwandelt. Abbildung 2.13 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen Szintillationsdetektors.

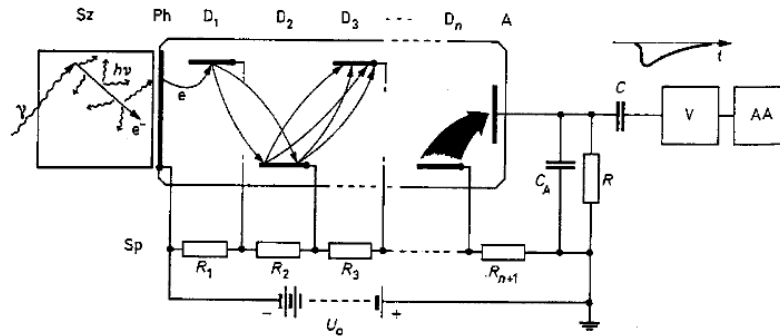


Abbildung 2.13: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors. Sz: Szintillator, Ph: Photokathode, D_i : Dynoden, A: Anode, Sp: Spannungsteiler, C_A : Anodenkapazität [MRR95]

Im folgenden sollen die beiden erwähnten Komponenten genauer betrachtet werden.

Lumineszenzmechanismus eines anorganischen Szintillationskristalls

Bei dem in diesem Versuch verwendeten Szintillationskristall Natriumjodid handelt es sich um einen anorganischen Szintillator. Dies ist wie in unserem Fall meist ein Einkristall, die mit Fremdatomen, sogenannten Farbzentren oder Aktivatorzentren (hier: Thallium) dotiert sind. Der Szintillationsmechanismus dieser Materialien lässt sich durch das Bändermodell der Kristalle erklären. Da es sich bei gängigen anorganischen Szintillatoren meist um Halogenidkristalle handelt, ist das Valenzband voll besetzt, während das Leitungsband gewöhnlich leer ist. Der Energieunterschied zwischen den Bändern beträgt etwa 5–10 eV. Abbildung 2.14 zeigt eine schematische Darstellung des Bändermodells eines anorganischen Szintillationskristalls.

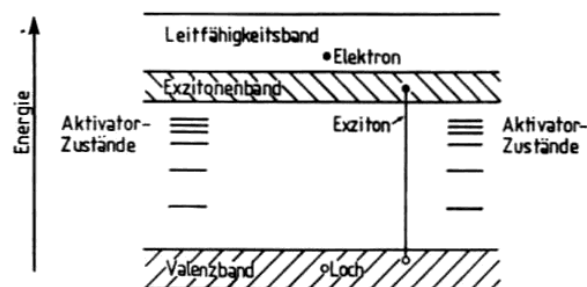


Abbildung 2.14: Bändermodell eines anorganischen Szintillationskristalls [MRR95]

Die Aktivatorzentren (Fremdatome) erzeugen hierbei zwischen Valenz- und Leitungsband zusätzliche lokale Energieniveaus. Betrachtet man nun ein Gammaquant, welches den Szintillationskristall durchquert, so überträgt dieses seine Energie durch Fotoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung, bzw. einer Kombination dieser, an eines oder mehrere Elektronen des Kristalls. Das Gammaquant kann auf diese Weise seine gesamte Energie oder nur einen Teil seiner Energie an ein Elektron abgeben. Wird die gesamte Energie des Gammaquants in einem Fotoeffekt abgegeben, so ist die kinetische Energie der angeregten Elektronen proportional zur Gammaenergie. Die Bindungsenergie von einigen Elektronenvolt, kann hierbei aufgrund der Gammaenergien im keV bis MeV Bereich vernachlässigt werden. Das durch das primäre Gammaquant angeregte Elektron gibt nun seine sehr hohe Energie durch Anregung (Abgabe von Bremsstrahlung) an weitere Elektronen ab. Die Folge hiervon ist, dass man nun Löcher im Valenzband und freie Elektronen im Leitungsband antrifft, wodurch der Kristall eine gewisse elektrische Leitfähigkeit erhält. Im Idealfall, also wenn keine Energie durch andere Prozesse verloren geht, hat man nun n_e Elektronen im Leitungsband, deren Energie jeweils gerade der Bindungsenergie E_b entspricht. Unter Berücksichtigung der Verluste gilt anstelle des Gleichheitszeichens jedoch immer noch die (in der Regel lineare) Proportionalität. Würden diese Elektronen nun sofort wieder mit einem Loch rekombinieren würde kein Licht frei, da die Energie des Quants gerade der Energie für die Anregung eines Elektrons ins Valenzband entspricht, so dass das Lichtquant sofort wieder absorbiert würde. Dieses Problem löst man durch den Einbau von Fremdatomen in die "verbotene Zone" zwischen Valenz- und Leitungsband. Das Elektron kann nun über die hierdurch erzeugten Zwischenniveaus in das Valenzband zurückkehren, wobei die Energie in Form mehrerer Quanten geringer Energie abgegeben wird. Diese Quanten bezeichnet man als Szintillationslicht. Sie können nach dem verlassen des Kristalls durch den Photomultiplier (PM) registriert werden. Ihre Wellenlänge liegt je nach Aktivatorzentrum im sichtbaren oder ultravioletten Bereich. Entscheidend für die erzielbare Energieauflösung eines Szintillators ist hierbei die Photonenstatistik, also der Anzahl der pro Energieeinheit im Szintillator erzeugten Photonen. Die vom Szintillator erzeugten Photonen treffen schließlich auf die Photokathode des an den Kristall gekoppelten PM und lösen dort Photoelektronen aus, welche vom PM verstärkt und in ein elektrisches Signal umgewandelt werden.

Funktionsweise des Photomultipliers

Der Photomultiplier ist eines der gebräuchlichsten Instrumente zur Registrierung schneller Lichtsignale und zur Bestimmung des Zeitpunktes eines Teilchendurchganges. Es handelt sich um ein Elektrodensystem, welches sich in einem evakuierten gegen magnetische Streufelder abgeschirmten Glaskolben befindet.

Das vom Szintillator erzeugte Szintillationslicht löst am vorderen Ende des Photomultipliers Elektronen aus einer Alkali-Metall-Photokathode heraus. Diese Photokathode liegt auf negativer Hochspannung (in unserem Fall 900–1200 V), so dass die Photoelektronen durch ein elektrisches Feld auf die erste Dynode fokussiert werden können. Die Dynode ist Teil eines Vervielfachungssystems, in dem die an der Kathode anliegende negative Hochspannung über weitere Dynoden bis zur Anode hin durch einen Spannungsteiler auf Erdpotential heruntergeteilt wird, so dass die Elektronen über die Dynoden zur Anode gelenkt werden. Beim Auftreffen auf die erste Dynode löst das Elektron im Mittel 2–3 Sekundärelektronen aus. Diese werden nun zur nächsten Dynode hin beschleunigt und lösen jeweils wieder 2–3 Sekun-

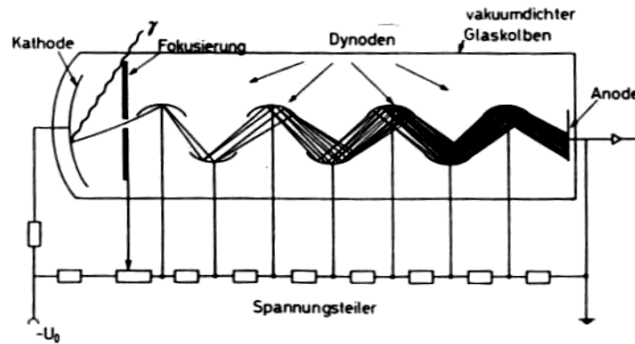


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung eines Photomultipliers [MRR95]

därelektronen aus. Dieser Prozess wiederholt sich über 10–14 Dynoden bis zur Anode. Dort angekommen können die Elektronen, die sich mittlerweile um einen Faktor von bis zu 10^8 vervielfacht haben, dann über einen Widerstand abfließen und einen messbaren Spannungsimpuls erzeugen, der weiterverarbeitet werden kann. Bei der Verwendung eines Photomultipliers ist zu beachten, dass die Photokathode nur eine Quantenausbeute von 10–25 % besitzt, was zwar die Statistik verschlechtert, die Proportionalität der ursprünglichen Gammaenergie zum letztendlich detektierten Signal jedoch nicht beeinflusst.

Neben dem klassischen Photomultiplier zur Auslese der Lichtsignale können auch Photodioden bzw. Avalanche Photodioden (APDs) eingesetzt werden, welche deutlich kompakter sind und eine Quanteneffizienz von bis zu 70 % besitzen. Eine relativ neue Auslesemethode sind auch Silizium - Photomultiplier (SiPM), welche aus einem Array von im Geiger-Modus betriebenen APDs bestehen und eine sensitivität für einzelne Photonen besitzen. Da im Versuch ein Photomultiplier zur Auslese verwendet wurde, soll hierauf nicht weiter eingegangen werden.

Energieauflösung eines Szintillationsdetektors

Nachdem das Funktionsprinzip des Szintillationsdetektors vorgestellt wurde, soll nun die Energieauflösung genauer betrachtet werden. Die erste wichtige Größe hierfür ist die Lichtausbeute N_0 des Szintillatormaterials. Sie beschreibt die Zahl der Photonen, die entlang der Teilchenbahn im Sintillator als Folge der Ionisationsabbremung erzeugt werden und kann durch Gleichung 2.28 bestimmt werden [Leo87].

$$N_0 = C_{EF} \cdot \frac{E_k}{h \cdot \nu} \quad (2.27)$$

wobei $h \cdot \nu$ die mittlere Energie der Szintillationsquanten ($\approx 3 \text{ eV}$), E_k die Energie der primären Strahlung und C_{EF} der sogenannte Konversionskoeffizient des Szintillatormaterials ist. Durch die Reflexion dieser Photonen an den Wänden des Szintillators, die Absorption im Szintillator und die Lichtleitung zwischen Szintillator und Photokathode, erreichen nur $g \cdot N_0$ ($g < 1$) dieser Photonen den Photomultiplier. Berücksichtigt man nun noch die Quanteneffizienz der Photokathode C_{QE} , die je nach Material und Photomultipliertyp zwischen $< 10 \%$ und bis zu 70 % (für APDs ²) liegt, so ergibt sich die Zahl der primär erzeugten Photoelektronen zu

²Avalanche Photodioden

[Leo87]:

$$N_{p.e.} = C_{QE} \cdot g \cdot C_{EF} \cdot \frac{E_k}{h \cdot \nu} \quad (2.28)$$

Dieser Wert ist um Größenordnungen geringer als die Zahl der primär erzeugten Photonen. Typischerweise werden etwa 30.000 Photonen erzeugt, von denen etwa 600 die Photokathode erreichen und dort etwas 60 Photoelektronen auslösen. Hieraus ergibt sich bei den in der Gammaspektroskopie üblichen Energien von etwa 1 MeV eine relative Energieauflösung von $\sigma/E = 8...15\%$ [Leo87].

2.5.2 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren bestehen aus kristallinen Halbleitermaterialien, meist Silizium oder Germanium. Während Szintillationskristalle bereits in den 1930er Jahren zum Einsatz kamen, begann die Entwicklung dieser Detektorklasse erst in den 1950er Jahren und wurde in den 1960ern zur Serienreife gebracht. Der große Vorteil von Halbleiterdetektoren gegenüber Szintillationsdetektoren liegt neben der Kompaktheit, vor allem im sehr guten Energieauflösungsvermögen für Teilchen bzw. Gammaquanten bis zu einer Energie von einigen MeV. Der größte Nachteil ist jedoch durch die geringe Effizienz (nur ein Bruchteil der Gammaquanten wechselwirkt mit dem Detektor) gegeben.

Halbleiterdetektoren haben generell drei Hauptanwendungsgebiete [Leo87]:

- Gammaspektroskopie: Messung der Energie von Photonen mit hoher Präzision
- Vertexdetektoren: Bestimmung des Auftreffortes geladener Teilchen mit hoher Genauigkeit
- Messung der Energie geladener Teilchen mit Energien unterhalb einiger MeV

Arbeitsprinzip eines Halbleiterdetektors

Zum besseren Verständnis der Funktionsweise eines Halbleiterdetektors sollen die grundlegenden Eigenschaften eines Halbleiters bzw. des zugrunde liegenden Halbleiterüberganges im Folgenden kurz dargestellt werden.

Bandstruktur und Ladungsträger: Halbleiter sind kristalline Materialien, deren Elektronenzustandsverteilung eine Bandstruktur aufweist. Für die folgenden Prozesse sind prinzipiell 3 Bereiche relevant. Das Valenzband, die energetisch darüber liegende verbotene Energielücke und das darüberliegende Leitungsband. Während sich bei Leitern Valenzband und Leitungsband überlappen und Isolatoren eine verbotene Zone von etwa 6 eV besitzen, liegen Halbleiter mit einer energetischen Breite der verbotenen Zone von nur etwa 1 eV genau dazwischen. Betrachtet man nun den Grundzustand, den der Halbleiter bei einer Temperatur von 0 K einnimmt, so sind alle Elektronen im Valenzband mit kovalenten Bindungen zwischen den Atomen des Gitters gebunden. Bei Zimmertemperatur hingegen werden Elektronen in das Leitungsband gehoben und lassen ein Loch im Valenzband zurück, das als positive Ladung

durch das Material driftet. Der Strom in einem Halbleiter kommt also einerseits durch die freien Elektronen im Leitungsband und andererseits durch die driftenden Löcher im Valenzband zu Stande. Die Elektron-Loch-Paare, welche durch thermische Energien erzeugt werden können, rekombinieren hierbei stets wieder untereinander. Unter stabilen Bedingungen stellt sich somit eine Gleichgewichtskonzentration von Elektron-Loch-Paaren ein. Bei der Rekombination werden Elektronen aus dem Leitungsband unter Abstrahlung eines Photons von einem Loch im Valenzband (unbesetztes Energieniveau) absorbiert. Da hierbei Impuls- und Energieerhaltung gelten müssen, müssen Elektron und Loch exakt die selben Quantenzahlen haben. Dies ist jedoch nur sehr selten der Fall, weshalb man Lebensdauern von mehreren Sekunden erwarten würde, was aber den gemessenen Lebensdauern im Nanosekunden- bis Mikrosekundenbereich widerspricht. Die Übergänge müssen also noch auf eine andere Weise erfolgen. Ein Effekt der dies ermöglicht ist die Anwesenheit von Verunreinigungen im Halbleiter, die zusätzliche Energieniveaus in der Energielücke hinzufügen und somit die Bandstruktur verändern. Ein gewisser Teil der von einem solchen Energieniveau eingefangenen Elektronen kann nun von dort aus mit einem Loch des Valenzbandes rekombinieren, wodurch die Zeit, in der die Ladungsträger frei sind, stark reduziert wird. Für Halbleiterdetektoren muss diese Zeit jedoch noch länger sein, als die Zeit, welche zum Aufsammeln der erzeugten Ionisationsladung benötigt wird, weshalb man bei Halbleiterdetektoren relativ reine Kristalle benötigt.

Dotierung und Halbleitergrenzschichten: Wie bereits erläutert stellt sich in einem reinen Halbleiterkristall ein Gleichgewichtszustand zwischen Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband ein. Dieses Gleichgewicht kann durch das Hinzufügen von Donatoratomen beeinflusst werden. Dotiert man einen vierwertigen Halbleiter (z.B. Silizium) mit einer 5-wertigen Donatorsubstanz (z.B. Arsen oder Phosphor), so ergibt sich eine **n-dotierter Halbleiter**. Hierbei bleibt bei der Valenzbindung des 5 wertigen Atoms mit den 4-wertigen Atomen der Basissubstanz ein Elektron übrig, das nicht im Valenzband gebunden werden kann und bildet ein zusätzliches Energieniveau in der Bandlücke knapp unterhalb des Leitungsbandes aus. Diese Elektronen können bei thermischen Energien leicht in das Leitungsband angehoben werden und erhöhen somit die Leitfähigkeit des Halbleiters. Es herrscht also ein Elektronenüberschuss. Verwendet man hingegen eine 3-wertige Donatorsubstanz (z.B. Gallium, Bor oder Indium), so sind nicht genügend Elektronen zum Auffüllen des Valenzbandes vorhanden und es bildet sich ein Überschuss an Löchern im Valenzband aus. Diesen Typ bezeichnet man daher als **p-dotierten Halbleiter**. Die Donorkonzentration beträgt bei einer atomaren Dichte von 10^{22} Atomen/cm³ in der Regel etwa 10^{13} Atomen/cm³. Abbildung 2.16 zeigt eine schematische Darstellung n- und p-dotierter Halbleiter und deren Bandstruktur.

Die Elektronen in einem Halbleiter sind bei endlichen Temperaturen T entsprechend der Fermi-Statistik verteilt:

$$f_D(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (2.29)$$

mit der Fermienergie E_F ($f_D(E_F) = 1/2$), der Boltzmannkonstanten k und der Energie E .

Erzeugt man nun durch Zusammenbringen eines p- und eines n-dotierten Halbleiters einen sogenannten „pn-Übergang“, so müssen die Fermienergien beider Systeme entsprechend der Fermi-Dirac-Statistik gleich sein um ein thermisches Gleichgewicht zu erhalten. Da die Dichteverteilungen der beiden Halbleitertypen sehr inhomogen sind, diffundieren die Elektronen

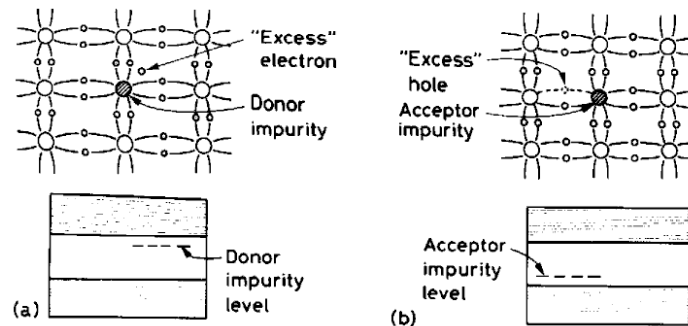


Abbildung 2.16: Mit 5-wertigen Donatoratomen dotierter Halbleiter (n-Typ) (a) und mit 3-wertigen Donatoratomen dotierter Halbleiter (p-Typ) (b) [Leo87]

und Löcher solange, bis das hierdurch entstehende, dem Fluss der Ladungsträger entgegenwirkende elektrische Feld so groß ist, dass es die Diffusion stoppt. Im Grenzbereich verschwinden hierdurch die Ladungsträger und es entsteht eine sogenannte „Verarmungszone“. Man erhält eine Halbleiterdiode. Abbildung 2.17 zeigt den Verlauf der Energiebänder sowie der Ladungsdichte und der elektrischen Feldstärke an einem pn-Übergang.

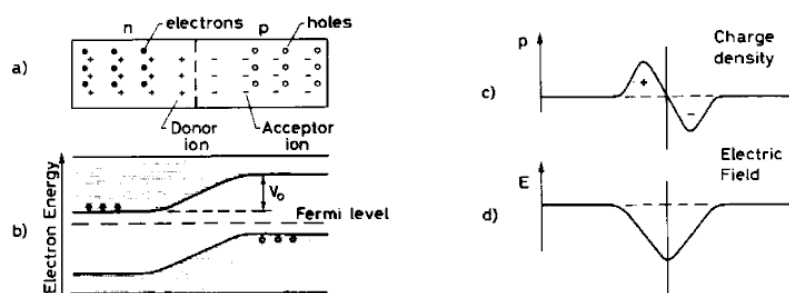


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung der Bandstruktur (b) sowie Verlauf von Ladungsdichte (c) und elektrischer Feldstärke (d) an einem pn-Übergang [Leo87]

Funktionsprinzip eines Halbleiterdetektors: Betreibt man eine Diode in Sperrichtung, so kann diese als Strahlungsdetektor eingesetzt werden. Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens oder von ionisierender Strahlung durch die Sperrschicht, entstehen in dieser Elektron-Loch-Paare, die zur entsprechenden Elektrode driften und dort ein elektrisches Signal erzeugen. Durch das Anlegen einer Spannung V_0 kann die Sperrschicht noch weiter ausgedehnt werden um das gesamte Kristallvolumen als Detektor nutzbar zu machen. Hierdurch wird auch eine hohe Feldstärke geschaffen um Elektronen und Löcher absaugen, bevor diese durch Rekombination verloren gehen. Abbildung 2.18 zeigt die schematische Darstellung einer in Sperrichtung betriebenen Diode mit einem Teilchendurchgang.

Abbildung 2.19 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines realen Festkörperdetektors.

Um die erzeugten Ladungen sammeln zu können, müssen an beiden Seiten der Diode Elektroden angebracht werden. Eine Metallelektrode kann jedoch in der Regel nicht direkt mit dem dotierten Halbleiter in Kontakt gebracht werden, da sich hierdurch eine Sperrschicht zwischen

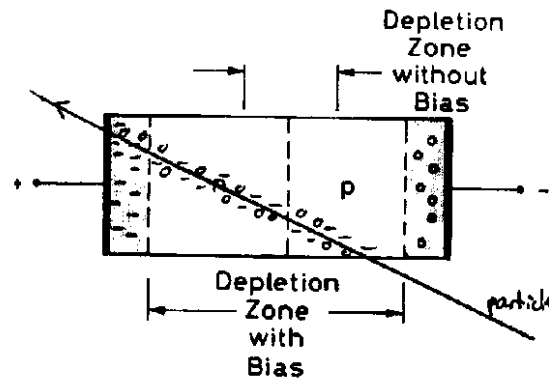


Abbildung 2.18: Durchgang eines Teilchens durch einen in Sperrichtung betriebenen pn-Halbleiterübergang. [Leo87]

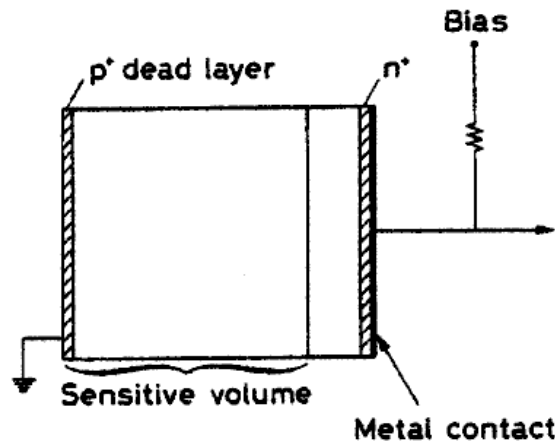


Abbildung 2.19: Prinzipieller Aufbau eines realen Halbleiterdetektors [Leo87]

Halbleiter und Metall ausbilden würde. Um dies zu verhindern werden an den Kontaktstellen stark dotierte n^+ - und p^+ - Schichten aufgebracht. Hierdurch geht die Dicke der Sperrschicht zwischen Metall und Halbleiter gegen 0 und es entsteht der gewünschte ohmsche Kontakt. Um das Signal zu isolieren, wird die Versorgungsspannung über einen Widerstand angelegt. Aufgrund der geringen Signalhöhe muss das Signal nach dem Detektor zunächst durch einen Vorverstärker verstärkt werden.

Die Dicke der Sperrschicht hängt dabei neben der Donator- N_D und Akzeptorkonzentration N_A , hauptsächlich von der angelegten Spannung V_0 ab [Leo87]:

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \epsilon_0 V_0}{e} \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)} \quad (2.30)$$

wobei e die Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und ϵ die Permittivität des Mediums darstellen. Für $N_A \gg N_D$, wie es in einer Diode häufig der Fall ist, werden die Abhängigkeiten noch deutlicher:

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \epsilon_0 V_0}{e N_D}} \quad (2.31)$$

Bei der Wahl der Sperrschichtdicke muss das entstehende Signal deutlich über dem elektronischen Rauschen liegen. Man verwendet hierzu Schichtdicken von etwa $300 \mu\text{m}$. Hierzu werden typischerweise Spannung von $V_0 \approx 100 \text{ V}$ angelegt.

Energieauflösung und Nachweiseffizienz: Die Anzahl der bei einem senkrechten Durchgang eines minimalionisierenden Teilchens frei werdenden Elektronen (und somit auch Löcher) ergibt sich gemäß [Leo87]:

$$N_S = \frac{dE}{dx} \cdot d \cdot \frac{1}{E_{eL}} \quad (2.32)$$

wobei sich dE/dx als Energieverlust des Teilchens näherungsweise gemäß der Bethe-Bloch-Formel ergibt. Neben der Schichtdicke d hängt diese Größe weiterhin von der Energie E_{eL} ab, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird ab.

Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare, welche den statistischen Anteil der Energieauflösung bestimmt, hängt also bei gegebener Dicke der Sperrschicht hauptsächlich von der Energie ab, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird. Genau hierin besteht der große Vorteil von Halbleiterdetektoren gegenüber anderen Detektoren wie zum Beispiel Szintillatoren. Da Halbleiterdetektoren nur eine sehr kleine mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigen, können hier sehr viele Primärelektronen erzeugt werden, so dass sich eine sehr gute Statistik und damit eine geringe relative Breite des Energiesignals ergibt. Verglichen mit Szintillationsdetektoren ist die Anzahl der erzeugten Primärelektronen um 2 Größenordnungen höher.

Die Energie E_{eL} ist dabei ähnlich wie bei Gasdetektoren unabhängig von Art und Energie der Strahlung. Typische Wert sind in Tabelle 2.3 angegeben.

	Si	Ge
330 K	3,62 eV	-
77 K	3,81 eV	2,96 eV

Tabelle 2.3: Mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium und Germanium bei verschiedenen Umgebungstemperaturen. [Leo87]

Um die intrinsische Energieauflösung abzuschätzen, muss neben der Zahl der Ladungsträger auch der Fano-Faktor berücksichtigt werden. Es ergibt sich [Leo87]:

$$\frac{\sigma(E)}{E_0} = 2,35 \cdot \sqrt{\frac{F \cdot w_i}{E_0}} \quad (2.33)$$

wobei w_i die Ionisationsenergie und E_0 die Energie des Teilchens ist. Der Fano-Faktor F ($F = 0,06 \dots 0,13$ für Halbleiterdetektoren) ist ein Korrekturfaktor, der das Verhältnis der beobachteter Energieauflösung zur theoretischen Energieauflösung gemäß der Poisson-Statistik

angibt. Er musste eingeführt werden, da die Prozesse bei der Ionisation nicht, wie in der Poisson-Statistik angenommen, statistisch unabhängig sind. Die intrinsische Energieauflösung für Silizium beträgt demnach bei 5 MeV etwa 0,07 % oder 3,5 keV. Aufgrund weiterer Faktoren wie der Elektronik ergeben sich im Experiment typischerweise etwa 18 keV Energieauflösung. Zum Vergleich sind in Abbildung 2.20 typische Spektren einer ^{60}Co -Quelle aufgenommen mit einem Ge-Detektor und einem NaJ-Szintillationsdetektor gezeigt.

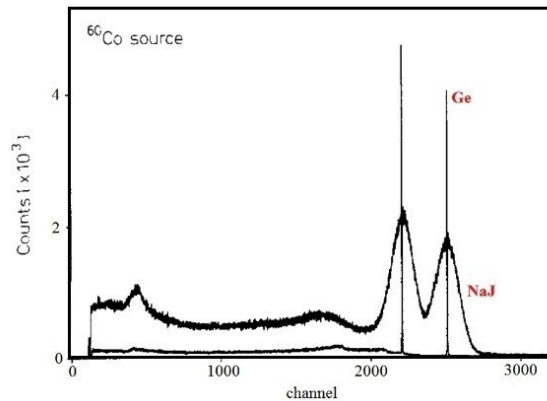


Abbildung 2.20: Typische Spektren einer ^{60}Co -Quelle aufgenommen mit einem Ge-Detektor und einem NaJ-Szintillationsdetektor gezeigt.

Für geladene Teilchen liegt die Nachweeffizienz der Sperrschicht bei nahezu 100 %, da nur sehr wenige Teilchen keine Ionisation in der sensitiven Schicht auslösen [Leo87]. Um die Energie eines Teilchens zu messen, muss diese komplett in der sensitiven Schicht deponiert werden. Daher ist es für geladene Teilchen wichtig, die Breite dieser Schicht groß genug zu wählen. Weiterhin muss dafür gesorgt werden, dass Teilchen mit kurzer Reichweite ihre gesamte Energie in der sensitiven Schicht deponieren, was z. B. mit einem Oberflächen-Sperrschichtzähler erreicht wird.

Zum Nachweis von Gammastrahlung ist Germanium gegenüber Silizium aufgrund seiner höheren Kernladungszahl und der daraus resultierenden höheren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit vorzuziehen. Der Nachteil von Germaniumdetektoren liegt jedoch darin, dass diese bei Zimmertemperatur aufgrund ihrer kleinen Bandlücke einen hohen Untergrundstrom aufweisen, so dass sie stets auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt werden müssen, um akzeptable Ergebnisse zu erhalten.

2.5.3 Weitere Detektionsmöglichkeiten für Gammastrahlung

Neben den beiden in diesem Versuch verwendeten Detektoren zur Spektroskopie von Gammastrahlung gibt es noch eine Reihe weiterer Möglichkeiten Gammastrahlung nachzuweisen, von denen die Wichtigsten im Folgenden kurz erläutert werden sollen.

Magnetische Spektrometer: Magnetische Gammaspektrometer sind vom prinzipiellen Aufbau β -Spektrometer, in denen an Stelle einer β -Quelle eine Konversionsfolie sitzt. Wechselwirkt ein γ -Quant mit der Konversionsfolie, so werden freie Rückstoßelektronen erzeugt, welche im Spektrometer analysiert werden können.

Kristall-Diffraktions-Spektrometer: In einem Kristall-Diffraktions-Spektrometer wird die Bragg-Reflexion an einem Kristallgitter ausgenutzt. Abhängig von der Wellenlänge, werden die γ -Quanten im Kristallgitter in bestimmte Winkelbereiche gestreut und mit einem Zählrohr gemessen. Für niedrige Photonenenergien kann mit einem solchen Detektor die beste Energieauflösung erzielt werden, wobei die Nachweissensitivität jedoch sehr gering ist.

Kalorimeter: In einem Kalorimeter erwärmt ein einfallendes Gammaquant eine gekühlte Substanz. Über die Temperaturerhöhung dieser Substanz kann schließlich bei bekannter Intensität auf die Energie der einfallenden Gammaquanten gefolgert werden. Hierbei können sehr hohe Auflösungen erreicht werden. Ein typisches Einsatzgebiet für solche Detektoren sind z. B. Satelliten zur Detektion von Röntgenstrahlung.

2.5.4 Impulsspektrenanalyse

Um die in diesem Versuch gemessenen Spektren vollständig zu verstehen, sollen in diesem Abschnitt die in einem Impulshöhenspektrum eines Szintillators auftretenden Peaks und Strukturen theoretisch erklärt und mit den bereits erläuterten Wechselwirkungseffekten in Verbindung gebracht werden. Abbildung 2.21 zeigt ein typisches Spektrum eines anorganischen Szintillators für monoenergetische Gammastrahlung.

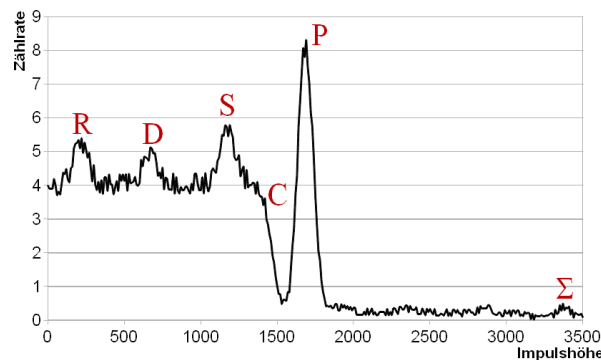


Abbildung 2.21: Typischer Verlauf eines mit einem Szintillationsdetektors ausgenommenen Impulshöhenspektrums für monoenergetische Gammastrahlung.

Für die Spektroskopie sind hauptsächlich die dominanten Peaks im höherenergetischen Bereich des Spektrums interessant. Sie kommen zustande, wenn ein Gammaquant seine gesamte Energie in einem Photoeffekt abgibt und werden daher „Photopeak“ (P) genannt. Anhand dieser Peaks, deren Position der Gammaenergie im Spektrum entspricht, kann man Rückschlüsse auf das emittierende Element ziehen. Durch die Eichung mittels der Gammalinien bekannter Gammastrahler ist es hiermit unter der Voraussetzung, dass der Detektor linear arbeitet, möglich eine Energiekalibrierung durchzuführen, d.h. die Impulshöhen und damit die Kanalzahlen in Energien umrechnen. Treffen zwei Gammaquanten nahezu gleichzeitig auf den Detektor, so werden die beiden Ereignisse als ein Ereignis detektiert (Pileup), wodurch ein Peak bei der Summe der beiden Einzelenergien zustande kommt, der sogenannte „Summenpeak“ (Σ). Links des Photopeaks in Abbildung 2.21 erkennt man einen scharfen Abfall des zunächst recht kontinuierlichen Untergrunds. Bei diesem Untergrund handelt es sich um die Compton-Ereignisse, also um Photonen oder Elektronen, die entstanden sind, als

bei einer Comptonstreuung ein Photon einen Teil seiner Energie an ein Elektron abgeben und dann aus dem Detektor entflohen ist. Die scharfe Kante (C) am hochenergetischen Ende der Comptonereignisse, repräsentiert die maximale Energie der gestreuten Elektronen, die bei einer Rückwärtsstreuung des Photons am Comptonelektron auftritt und wird daher auch Compton-Kante genannt. Die bei einer Rückwärtsstreuung außerhalb des Detektors entstehenden Photonen, die im Anschluss ihre Energie in einem Photoeffekt innerhalb des Detektors abgeben, erzeugen den sogenannten Rückstreupeak (R).

Rückstreupeaks: Für die theoretische Position des Rückstreupeaks folgt mit $\vartheta = 180^\circ$ nach Gleichung 2.20:

$$E_{\text{Rückstreu}} = E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma_0}}{1 + \frac{2E_{\gamma_0}}{511 \text{ keV}}} \quad (2.34)$$

Compton-Kante: Mit der bekannten Energie der Rückstreuphotonen kann nun auch die Position der Comptonkante angegeben werden. Diese Kante kommt durch die bei der Rückwärtsstreuung gestreuten Elektronen zu Stande. Ihre Energie entspricht der maximalen Energie, die ein Elektron durch Compton-Streuung erhalten kann, weshalb sie am höherenergetischen Ende der Comptonereignisse anzutreffen ist. Die Energie entspricht daher der Energie, die das Gammaquant bei der Rückwärtsstreuung an das Elektron überträgt. Aufgrund der Energieerhaltung gilt:

$$E_{\text{Compton-Kante}} = E_{\gamma} - E_{\text{Rückstreu}} = E_{\gamma_0} \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_{\gamma_0}}{511 \text{ keV}}} \right) = \frac{2 \cdot E_{\gamma_0}}{511 \text{ keV} + 2 \cdot E_{\gamma_0}} \quad (2.35)$$

Escape-Peaks: Der Peak der in Abbildung 2.21 über den Compton Ereignissen zu sehen ist, ist einer der Escape-Peaks. Er kommt zu Stande wenn im Detektor bei einer Paarerzeugung ein Elektron und ein Positron entstehen und das Positron wieder mit einem anderen Elektron annihiliert. Werden nun beide Gammaquanten absorbiert, so erhält man ein Ereignis, welches dieselbe Energie liefert wie der entsprechende Photopeak. Verlässt jedoch eines der beiden Quanten den Detektor und wird nicht nachgewiesen, so ist die Energieinformation verfälscht und man erhält einen Single-Escape Peak (S) mit der Energie

$$E_{SE} = E_{\gamma} - m_e c^2 = E_{\gamma} - 511 \text{ keV} \quad (2.36)$$

Verlassen beide Gammaquanten den Detektor, so entsteht ein Double-Escape-Peak (D) mit der Energie

$$E_{DE} = E_{\gamma} - 2m_e c^2 = E_{\gamma} - 1022 \text{ keV} \quad (2.37)$$

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel sollen die beiden im Versuch verwendeten Detektoren und insbesondere deren Ausleselektronik genauer betrachtet werden.

3.1 Blockschalbild und Einstellung der Ausseelektronik des NaJ:Tl - Detektors

Abbildung 3.1 zeigt ein Blockschalbild der Ausseelektronik (links) und den ein Foto des experimentellen Aufbau des NaJ:Tl (Natriumjodid dotiert mit Thallium) Szintillationsdetektor mit Photomultiplier.

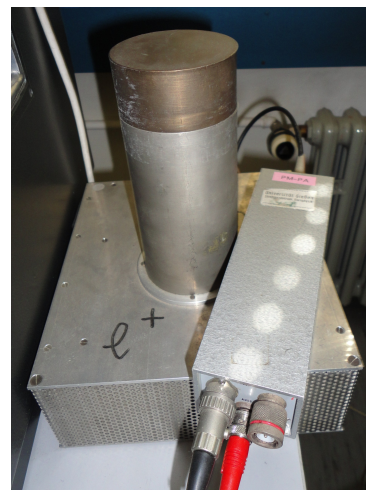
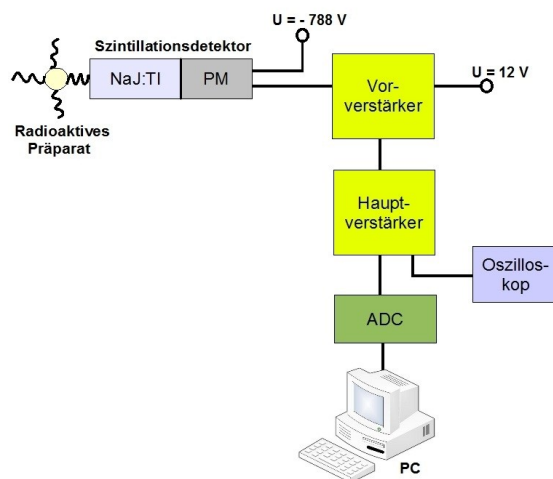


Abbildung 3.1: Blockschalbild der Ausseelektronik des NaJ:Tl - Detektors (links) und Foto des realen Aufbaus des NaJ-Kristalls mit Photomultiplier

Um einen Pileup durch eine zu hohe Detektionsrate zu vermeiden, befinden sich die zu untersuchenden Quellen je nach Intensität etwa 10 cm vor dem Detektor. Durch annähern bzw. entfernen kann die Rate reguliert werden. Der NaJ - Szintillationsdetektor besteht wie bereits

erläutert aus einem NaJ:Tl - Kristall mit angekoppeltem Photomultiplier. Dieser wird mit einer Hochspannung von - 788 V versorgt. Das Signal wird zunächst von einem Vorverstärker (FRIESE&HOEPFNER FHT 640 G) und anschließend durch einen Hauptverstärker (ORTEC 471) verstärkt. Das Signal nach dem Hauptverstärker kann zunächst auf einem Oszilloskop betrachtet werden. Weiterhin wird es von einem Analog zu Digital Wandler (ADC) (SILENA 7411) digitalisiert und an den PC übergeben. Die Signalverstärkung wird am Hauptverstärker so eingestellt, dass die 1461 keV Linie des ^{40}K etwa bei Kanal 950 erscheint. Durch die Einstellung des „Conversion Gain“ und der „Group“ des ADC auf 1024 Kanäle, wird so sichergestellt, dass das Spektrum bis etwa 1600 keV reicht und somit komplett ausgenutzt wird. Die Puls-Shaping-Zeit des Hauptverstärkers wird auf $1 \mu\text{s}$ eingestellt. Das Programm MCA füllt nun die einzelnen am PC ankommenden Werte in ein Histogramm und erzeugt somit ein Impulshöhenspektrum, welches nach beenden der Messung gespeichert werden kann und zur weiteren Analyse zur Verfügung steht.

3.2 Blockschalbild und Einstellung der Ausleseelektronik des Ge - Detektors

Abbildung 3.2 zeigt das Blockschalbild der Ausleseelektronik (links) und den experimentellen Aufbau des Ge (Germanium) - Halbleiterdetektor mit angeschlossener Stickstoffkühlung.

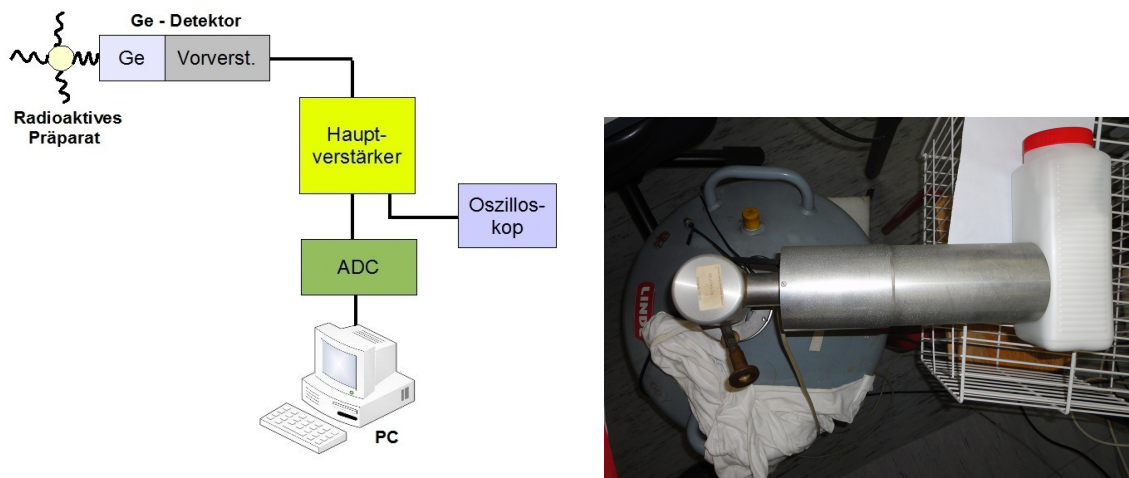


Abbildung 3.2: Blockschalbild der Ausleseelektronik des Ge - Detektors (links) und Foto des Ge-Detektors mit Stickstoffkühlung (rechts)

Auch hier wird die Quelle analog zum letzten Aufbau platziert. Der Unterschied des Germaniumdetektors zum Szintillationsdetektor besteht darin, dass dieser bereits einen eingebauten ladungsempfindlichen Vorverstärker besitzt. Bei dem Germaniumdetektor handelt es sich um einen hochreinen Germaniumkristall, der wie im letzten Kapitel beschrieben beschaltet ist und eine Hochspannung von + 2600 V benötigt. Der Ge-Detektor wird wie in der Einführung beschrieben ständig mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Das Signal wird nach Verlassen des Detektormoduls durch einen Hauptverstärker (SILENA 7611) verstärkt, welcher gleichzeitig die Spannungsversorgung für den Vorverstärker liefert. Hier wird die Signalverstärkung am

3.2 Blockschalbild und Einstellung der Ausleseelektronik des Ge - Detektors

Hauptverstärker so eingestellt dass die 1461 keV Linie von ^{40}K etwa bei Kanal 3500 erscheint, während „Conversion Gain“ und „Group“ des ADC auf 4096 Kanäle eingestellt werden. Die Puls-Shaping-Zeit des Hauptverstärkers wird auf $3 \mu s$ eingestellt. Das verstärkte Signal kann nun wieder auf einem Oszilloskop betrachtet und mittels des ADC digitalisiert werden.

Kapitel 4

Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die verschiedenen durchgeführten Messungen erläutert, deren Ergebnisse dargestellt und ausgewertet werden.

4.1 Energieeichung des Spektrometers

In diesem Abschnitt soll zunächst eine Energieeichung für die beiden Spektrometer durchgeführt werden. Die einzelnen Schritte sind für beide Detektoren analog und werden daher im Folgenden parallel durchgeführt.

4.1.1 Bestimmung der Peak-Lage mit einem Gauß-Fit

Um eine Energieeichung durchführen zu können, muss zunächst die Lage der Photopeaks in den Impulshöhenspektren der verschiedenen radioaktiven Präparate bestimmt werden. Dies wurde mit Origin durchgeführt. Hierzu wurde die auf der Praktikumsseite zur Verfügung gestellte Fitfunktion für einen ungewichteten Fit mit Sigmoid - Untergrund genutzt. Ein ungewichteter Fit ist hier angebracht, um den Untergrund, welcher alle möglichen Anteile von benachbarten Peaks enthält nicht unnötig stark zu gewichten.

Messungen mit dem NaJ:Tl - Detektor: Für den NaJ:Tl - Detektor ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte für die Peaklagen der Photopeaks der verschiedenen radioaktiven Quellen. Es wurden nur Photopeaks angegeben, die eindeutig über dem Untergrund liegen und somit gefittet werden konnten.

Bei der 511 KeV Natrium - Linie handelt es sich hierbei um eine Annihilationslinie, welche entsteht, wenn das Positron aus dem primären β^+ -Zerfall mit einem Elektron ein Positronium bildet und anschließend in 2 Quanten mit jeweils der Ruheenergie eines Elektrons von 511 keV annihiliert.

Im den Spektren von ^{133}Ba und ^{207}Bi tauchen neben den Photopeaks noch weitere scheinbare Photopeaks am niederenergetischen Ende des Spektrums auf. Hierbei handelt es sich um charakteristische Röntgenstrahlung, welche entsteht, wenn die aus dem primären Elektreneinfang resultierende Lücke in der K-Schale durch ein Elektron aus einer höheren Schale

4.1 Energieeichung des Spektrometers

Peakposition [Kanalz.]	Fehler der Peakpos. [Kanalz.]	Energie [keV]	Präparat
73,126	0,034	80,998	^{133}Ba
205,92	0,12	302,851	^{133}Ba
240,65	0,055	356,005	^{133}Ba
340,32	0,093	511,0	^{22}Na
367,83	0,038	569,698	^{207}Bi
432,49	0,067	661,7	^{137}Cs
669,99	0,075	1063,635	^{207}Bi
743,11	0,97	1173,24	^{60}Co
804,22	0,27	1274,6	^{22}Na
840,62	0,97	1332,5	^{60}Co

Tabelle 4.1: Peaklage der verschiedenen radioaktiven Präparate ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba und ^{207}Bi im Impulshöhenspektrum des NaJ:Tl - Szintillationsdetektors

aufgefüllt wird und hierdurch ein Röntgenquant wohl definierter Energie freigesetzt wird. Die Positionen dieser Linien sind in Tabelle 4.2 angegeben. Da die genaue Energie dieser Linien zunächst nicht bekannt ist, werden diese Linien im Folgenden nicht für die Energieeichung berücksichtigt.

Peakposition [Kanalz.]	Fehler der Peakpos. [Kanalz.]	Präparat
70,207	0,059	^{207}Bi - Röntgen
52,5	3,0	^{133}Ba - Röntgen

Tabelle 4.2: Peaklage der charakteristischen Röntgenstrahlung von ^{133}Ba und ^{207}Bi

Messungen mit dem Ge - Detektor Für den Ge - Detektor ergeben sich die in Tabelle 4.3 angegebenen Werte für die verschiedenen radioaktiven Quellen.

Peakposition [Kanalz.]	Fehler der Peakpos. [Kanalz.]	Energie [keV]	Präparat
200,302	0,057	80,998	^{133}Ba
664,737	0,025	276,397	^{133}Ba
727,491	0,012	302,851	^{133}Ba
853,844	0,013	356,005	^{133}Ba
919,866	0,023	383,851	^{133}Ba
1221,714	0,017	511,0	^{22}Na
1361,180	0,011	569,698	^{207}Bi
1579,5831	0,0061	661,7	^{137}Cs
2534,458	0,020	1063,635	^{207}Bi
2794,674	0,018	1173,24	^{60}Co
3035,530	0,021	1274,6	^{22}Na
3173,155	0,025	1332,5	^{60}Co

Tabelle 4.3: Peaklage der verschiedenen radioaktiven Präparate ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba und ^{207}Bi im Impulshöhenspektrum des Ge - Halbleiterdetektors

Hier wird schon anhand der Fehler bei der Bestimmung der Peaklage deutlich, dass der Germaniumdetektor eine deutlich höhere Messgenauigkeit besitzt als der Szintillationsdetektor. Für das Bariumspektrum konnten mit diesem Detektor noch 2 weitere Photopeaks deutlich identifiziert werden, welche beim Szintillationsdetektor durch die deutlich intensiveren Peaks und den Compton - Untergrund überlagert wurden.

4.1.2 Energieeichung mit Geraden-Fit

Um die Energie der Gammalinien in einer unbekanntenen Probe bestimmen zu können, muss zunächst mittels der Peakpositionen der Gammalinien aus den Präparaten mit bekannten Zerfallschemata und somit auch bekannten Gammaenergien, eine Energieeichung durchgeführt werden. Da die Signalhöhe der verwendeten Detektoren wie im Theorieteil erläutert proportional zur deponierten Energie ist, kann hier eine linearer Fit angesetzt werden. Die Literaturwerte der Energien wurden hierbei den in der Anleitung [Sch11] gegebenen Kerneneveauschemata entnommen und als Fehlerlos angenommen. Für die Fehler der Peaklage wurde die sich aus dem Fit ergebende Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Peaklage herangezogen. Da diese Ungenauigkeiten je nach Intensität und Statistik der einzelnen Photopeaks sehr unterschiedlich sind, muss dieser Tatsache durch einen gewichteten Fit rechnung getragen werden. Hierzu wird die Peaklage K als abhängige Variable und die Energie E als unabhängige Variable gewählt.

$$K = a + b \cdot E \quad (4.1)$$

Die für den Fit verwendeten Peakpositionen, deren Fehler und die zugehörigen Energien sind für die beiden Detektoren in den Tabellen 4.1 und 4.3 angegeben.

Messungen mit dem NaJ:Tl - Detektor: Für den NaJ:Tl - Szintillationsdetektor ergibt sich die in Abbildung 4.1 gegebene Eichgerade.

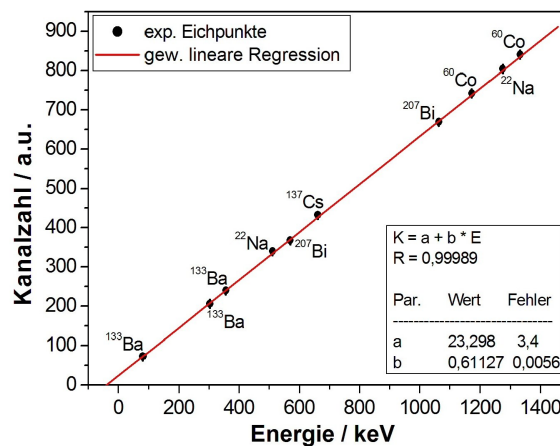


Abbildung 4.1: Energieeichung für den NaJ:Tl - Szintillationsdetektor

4.1 Energieeichung des Spektrometers

Aus der gewichteten linearen Regression ergibt sich die in Gleichung 4.2 gegebene Geradengleichung für die Eichgerade, wobei die Energie E in keV einzusetzen ist, um eine dimensionslose Kanalzahl zu erhalten.

$$K = (28,3 \pm 3,4) + (0,6113 \pm 0,0056) \frac{1}{\text{keV}} \cdot E \quad (4.2)$$

Die Parameter a und b wurden jeweils mit der reduzierten Fehlerquadratsumme aus dem gewichteten Fit multipliziert. Da diese jedoch, wie für einen gewichteten Fit, bei dem statistisch alles in Ordnung ist zu erwarten war, nahezu 1 (0,99989) ist, hat dies praktisch keine Auswirkungen.

Der Residuenplot der linearen Energieeichung, welcher die Eichpunkte nach Abzug der Eichgeraden darstellt, ist in Abbildung 4.2 gezeigt.

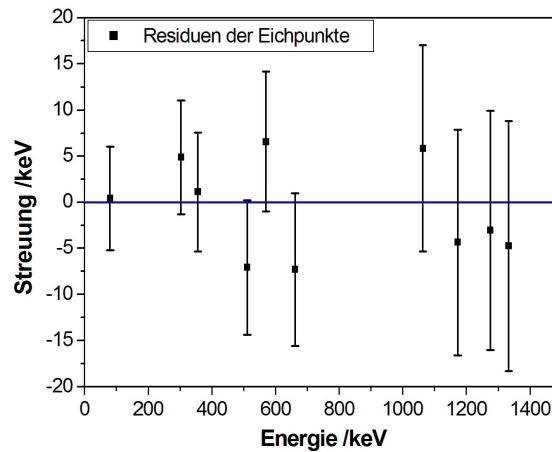


Abbildung 4.2: Residuenplot der linearen Energieeichung für den NaJ:Tl - Szintillationsdetektor

Der Residuenplot zeigt, dass die Punkte alle im Bereich von $\pm 8 \text{ keV}$ um die Nulllinie liegen, wodurch die Genauigkeit dieses Detektors recht gut abgeschätzt werden kann. In Tabelle 4.4 sind die Messwerte zur Kontrolle mithilfe der Energieeichung zurückgerechnet und mit den Literaturwerten für die Energie verglichen. Der Fehler der Energie wurde mittels Fehlerfortpflanzung bestimmt. Stellt man Gleichung 4.1 nach der Energie um, so ergibt sich:

$$E = \frac{K - a}{b} \quad (4.3)$$

Da sowohl a und b als auch K mit Fehlern behaftet sind, liefert die Gaußsche Fehlerfortpflanzung, den folgenden Ausdruck für den Fehler der Energie:

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial a} \cdot \Delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial b} \cdot \Delta b\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial K} \cdot \Delta K\right)^2} \quad (4.4)$$

Nach Ausführung der partiellen Differentiationen folgt:

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{1}{b} \cdot \Delta a\right)^2 + \left(\frac{E}{b} \cdot \Delta b\right)^2 + \left(\frac{1}{b} \cdot \Delta K\right)^2} \quad (4.5)$$

Mit $a = 28,3$, $\Delta a = 3,4$ und $b = 0,6113$ sowie $\Delta b = 0,0056$ aus Gleichung 4.2, können die in Tabelle 4.4 angegebenen Fehler mittels Gleichung 4.5 leicht errechnet werden.

Kanal $\pm \Delta$ Kanal	exp. Energie $\pm \Delta E$ [keV]	Lit. Energie [keV]	abs. Abw. [keV]
73,126 \pm 0,034	80,59 \pm 5,6	80,998	0,41
205,92 \pm 0,12	298,0 \pm 6,2	302,851	4,9
240,65 \pm 0,055	354,9 \pm 6,4	356,005	1,1
340,32 \pm 0,093	518,1 \pm 7,3	511,0	7,1
367,83 \pm 0,038	563,1 \pm 7,6	569,698	6,6
432,49 \pm 0,067	669,0 \pm 8,3	661,7	7,3
669,99 \pm 0,075	1057,9 \pm 11,2	1063,635	5,8
743,11 \pm 0,97	1177,6 \pm 12,2	1173,24	4,3
804,22 \pm 0,27	1277,6 \pm 13,0	1274,6	3,0
840,62 \pm 0,97	1337,2 \pm 13,5	1332,5	4,7

Tabelle 4.4: Vergleich der mithilfe der Energieeichung zurückgerechneten Messwerte mit den Literaturwerten für die Energie (NaJ - Detektor)

Tabelle 4.4 verdeutlicht, dass die absoluten Abweichungen der experimentell bestimmten Energien stets innerhalb der berechneten Fehlergrenzen liegen. Die angewandte Fehlerfortpflanzung liefert also eine gute Abschätzung des auftretenden Fehlers. Weiterhin wird hierdurch bestätigt, dass die Energieeichung korrekt durchgeführt wurde.

Messungen mit dem Ge - Detektor: Für den Ge - Halbleiterdetektor ergibt sich die in Abbildung 4.3 gegebene Eichgerade.

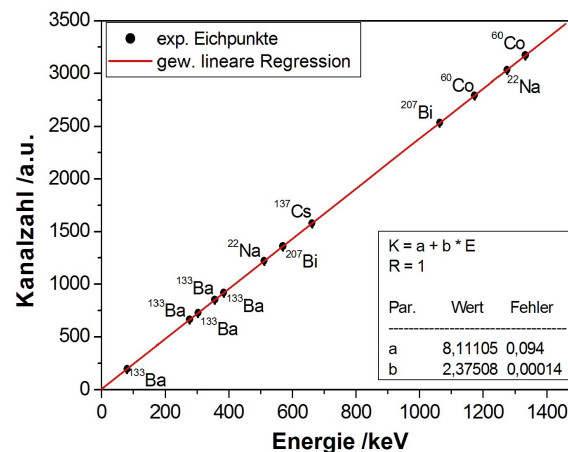


Abbildung 4.3: Energieeichung für den Ge - Halbleiterdetektor

Aus der gewichteten linearen Regression ergibt sich die in Gleichung 4.6 gegebene Geradengleichung für die Eichgerade.

4.1 Energieeichung des Spektrometers

$$K = (8,111 \pm 0,094) + (2,37508 \pm 0,00014) \frac{1}{\text{keV}} \cdot E \quad (4.6)$$

Hier ist die reduzierte Fehlerquadratsumme wie erwartet gleich 1, so dass eine Multiplikation keine Auswirkungen hat.

Der Residuenplot der linearen Energieeichung für den Ge-Detektor ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

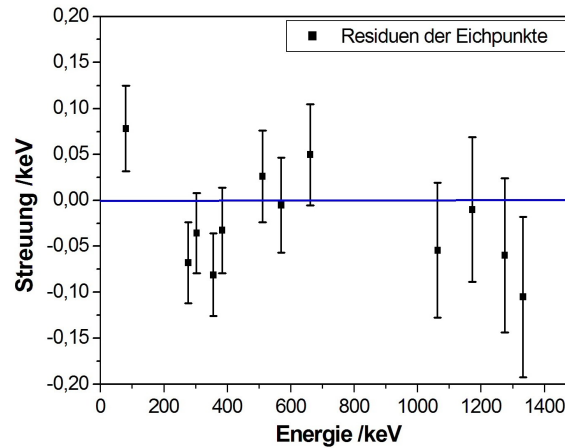


Abbildung 4.4: Residuenplot der linearen Energieeichung für den Ge- Halbleiterdetektor

Der Residuenplot verdeutlicht, dass keiner der Eichpunkte mehr als $\pm 0,11 \text{ keV}$ von der Nulllinie abweicht. Dieser Wert ist wie erwartet etwa 100 mal besser als für den NaJ - Szintillationsdetektor. In Tabelle 4.5 sind die Messwerte zur Kontrolle mithilfe der Energieeichung zurückgerechnet und mit den Literaturwerten für die Energie verglichen. Die Fehler der Energie ergeben sich hier analog zum letzten Abschnitt aus Gleichung 4.5 mit den Parametern $a = 8,111$, $\Delta a = 0,094$ und $b = 2,37508$ sowie $\Delta b = 0,00014$ aus Gleichung 4.6.

Kanal $\pm \Delta$ Kanal	exp. Energie $\pm \Delta E$ [keV]	Lit. Energie [keV]	abs. Abw. [keV]
200,302 \pm 0,057	80,920 \pm 0,047	80,998	0,078
664,737 \pm 0,025	276,465 \pm 0,044	276,397	0,068
727,491 \pm 0,012	302,887 \pm 0,044	302,851	0,036
853,844 \pm 0,013	356,086 \pm 0,045	356,005	0,081
919,866 \pm 0,023	383,884 \pm 0,047	383,851	0,033
1221,714 \pm 0,017	510,974 \pm 0,050	511,0	0,026
1361,180 \pm 0,011	569,694 \pm 0,052	569,698	0,0051
1579,5831 \pm 0,0061	661,650 \pm 0,055	661,7	0,050
2534,458 \pm 0,020	1063,689 \pm 0,074	1063,635	0,054
2794,674 \pm 0,018	1173,250 \pm 0,079	1173,24	0,010
3035,530 \pm 0,021	1274,660 \pm 0,084	1274,6	0,060
3173,155 \pm 0,025	1332,605 \pm 0,087	1332,5	0,11

Tabelle 4.5: Vergleich der mithilfe der Energieeichung zurückgerechneten Messwerte mit den Literaturwerten für die Energie (Ge - Detektor)

In Tabelle 4.5 ist ersichtlich, dass auch beim Germaniumdetektor die meisten Abweichungen des experimentell ermittelten Wertes vom Literaturwert innerhalb der Fehlergrenzen liegen, einige Abweichungen sind jedoch auch noch im doppelten Fehlerbereich anzutreffen, was damit erklärt werden kann, dass es sich bei dem angegebenen Fehler um die Standardabweichung handelt, so dass nur etwa 68 % der Werte in den einfachen Fehlergrenzen erwartet werden, während im doppelten Fehlerbereich schon 95 % der Werte zu erwarten sind.

4.1.3 Darstellung und Diskussion der aufgenommenen Gammaspektren

In diesem Abschnitt sollen die aufgenommenen Gammaspektren für die beiden Detektoren dargestellt und kurz diskutiert werden. Für die Abszisse wurde bereits die im letzten Abschnitt bestimmte Energieeichung angewandt.

Mit dem NaJ:Tl - Detektor aufgenommene Gammaspektren Abbildung 4.5 zeigt die mit dem NaJ:Tl - Detektor aufgenommenen Gammaspektren. Die Photopeaks geben jeweils die primäre Gammaenergie der betrachteten Gammalinie wieder, da hier die komplette Energie des Gammaquants durch einen Photoeffekt deponiert wird. Die Untergrundstrukturen im Bereich energetisch unterhalb des jeweiligen Photopeaks kommen durch Comptoneffekt oder bei Energien des primären Gammaquants oberhalb der Paarbildungsgrenze (1,02 MeV) auch durch Paarbildung und den anschließenden Verlust von Sekundärteilchen zu Stande. Der dominante Peak am niederenergetischen Ende des Spektrums von ^{207}Bi kommt durch die beim Auffüllen der inneren Schale nach einem Elektroneneinfang frei werdende Röntgenstrahlung zu Stande.

Die zu den Photopeaks gehörenden Übergänge sind in den Niveauschemata der einzelnen Isotope in Abschnitt 2.2 grün markiert. Die einzelnen in den Gammaspektren sichtbaren Strukturen, wurden in Abschnitt 2.5.4 bereits theoretisch diskutiert. Im Folgenden sollen nun die mittels der Formeln aus Abschnitt 2.5.4 theoretisch berechneten Positionen dieser Strukturen mit den tatsächlichen Positionen in den Gammaspektren verglichen werden.

Der Vergleich für die Compton - Kanten ist in Tabelle 4.6 aufgeführt. Wie Tabelle 4.6 zu entnehmen ist, stimmen die experimentell ermittelten Werte im Rahmen der aus der Statistik und der breite der Struktur abgeschätzten Fehlergrenzen (Maximalfehler) mit den theoretisch errechneten Werten gut überein. Aufgrund der geringen Statistik und der teils auftretenden Überlagerung mit anderen Strukturen musste der Fehlerbereich recht groß abgeschätzt werden. Der Fehler der Energie ergibt sich hierbei durch Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler der Kanalzahl. Für die 1332,5 keV Linie von ^{60}Co konnte die Compton - Kante nicht identifiziert werden, da sie durch den 1173,2 keV - Photopeak überlagert ist.

Für die Rückstreupeaks ergeben sich die in Tabelle 4.7 angegebenen Werte. Auch bei den Rückstreupeaks ist wie Tabelle 4.7 verdeutlicht eine gute Übereinstimmung der experimentellen und der theoretischen Werte innerhalb des abgeschätzten Fehlerbereichs zu beobachten. Die beiden Rückstreupeaks der 356,0 keV und der 302,0 keV Linie von ^{133}Ba konnten nur abgeschätzt werden, da sie aufgrund der schlechten Energieauflösung des Detektors nahezu vollständig überlagert sind.

Im Cobaltspektrum konnten weiterhin noch Escapepeaks identifiziert werden. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 4.8 aufgeführt. Auch in Tabelle 4.8 ergibt sich eine gute Übereinstim-

4.1 Energieeichung des Spektrometers

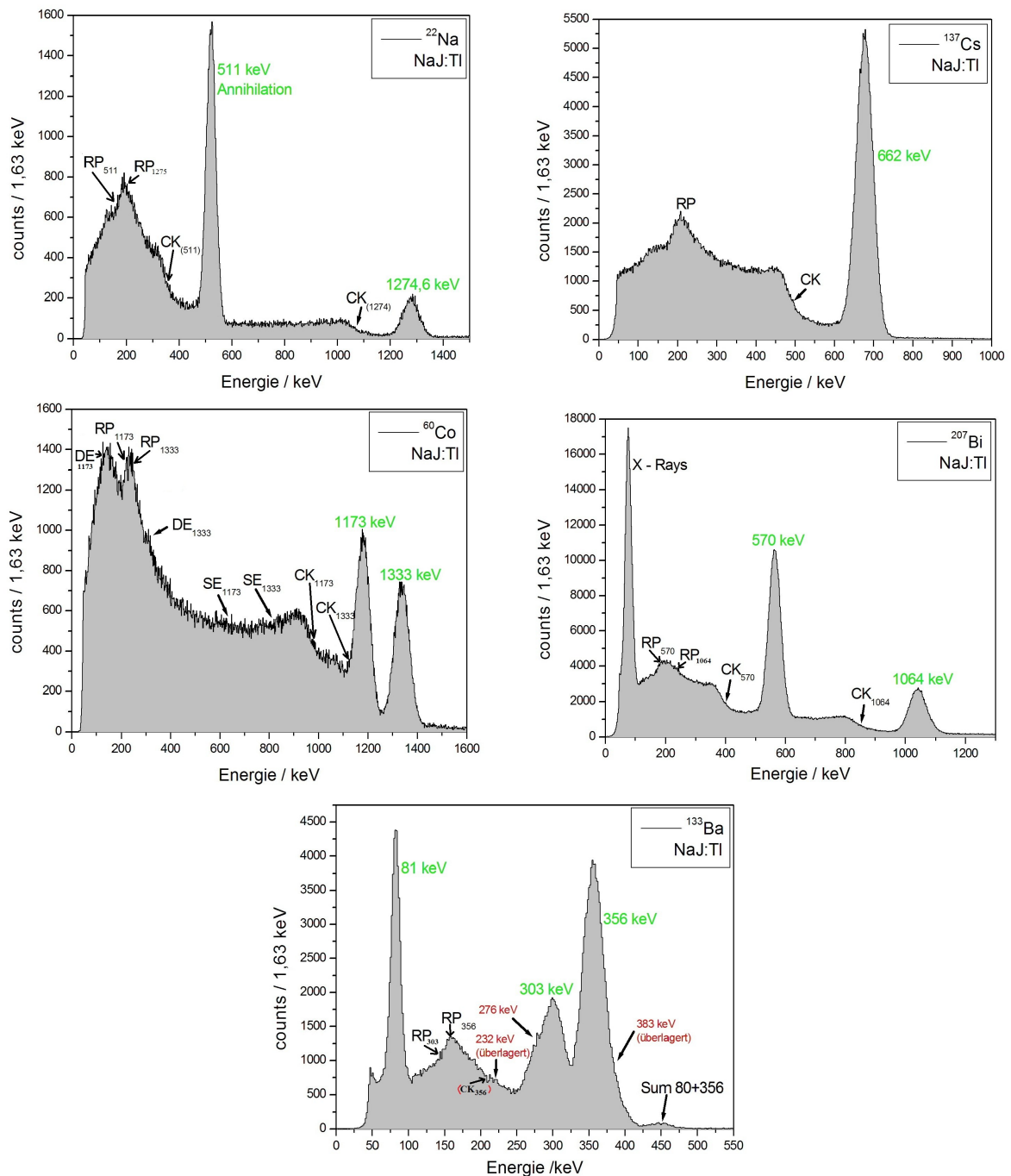


Abbildung 4.5: Gammaspektren von ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{207}Bi und ^{133}Ba aufgenommen mit einem NaJ:Tl - Szintillationsdetektor. Die mit grünen Energiewerten beschrifteten Linien stellen die für die im letzten Kapitel durchgeführte Eichung verwendeten Photopeaks dar. Die mit einem roten Energiewert beschrifteten Peaks wurden nicht für die Eichung herangezogen, da die Statistik entweder zu gering ist, und/oder sie zu sehr von intensiveren Peaks bzw. deren Compton-Untergrund überlagert sind. RP := Rückstreupeak, CK := Compton - Kante, SE := Single-Escapepeak, DE := Double - Escapepeak (Die tiefgestellte Zahl, gibt jeweils die Primärenergie der Photonen an, aus denen die jeweilige Struktur resultiert)

Isotop	E_γ	theor. Comptonkante	exp. Compt. [chan.]	exp. Compt. [keV]
^{22}Na	511 keV	340,7 keV	236 ± 6	340 ± 10
^{22}Na	1274,6 keV	1061,8 keV	675 ± 8	1058 ± 13
^{60}Co	1173,2 keV	963,4 keV	615 ± 7	960 ± 12
^{60}Co	1332,5 keV	1118,1 keV	PP überl.	-
^{137}Cs	661,7 keV	477,4 keV	320 ± 6	478 ± 10
^{207}Bi	1063,7 keV	857,7 keV	550 ± 12	854 ± 20
^{207}Bi	569,7 keV	393,3 keV	267 ± 8	391 ± 13
^{133}Ba	81,0 keV	19,5 keV	out of range	-
^{133}Ba	356,0 keV	207,3 keV	(158 ± 7)	(212 ± 12)
^{133}Ba	302,9 keV	164,3 keV	(135 ± 9)	(175 ± 15)

Tabelle 4.6: Vergleich der Comptonkanten in den Gammaspektren des NaJ-Detektors mit den theoretischen Werten. Die eingeklammerten Werte konnten aufgrund des hohen Untergrundes durch andere Strukturen und der geringen Statistik nicht eindeutig identifiziert werden. (PP := Photopeak)

Isotop	E_γ	theor. Rückstreupeak	exp. Rückstr. [chan.]	exp. Rückstreu. [keV]
^{22}Na	511 keV	170,3 keV	138 ± 6	180 ± 10
^{22}Na	1274,6 keV	212,8 keV	161 ± 5	217 ± 8
^{60}Co	1173,2 keV	209,8 keV	158 ± 6	212 ± 10
^{60}Co	1332,5 keV	214,4 keV	165 ± 8	223 ± 13
^{137}Cs	661,7 keV	184,3 keV	144 ± 8	189 ± 13
^{207}Bi	1063,7 keV	206,0 keV	159 ± 11	214 ± 18
^{207}Bi	569,7 keV	176,4 keV	137 ± 9	178 ± 15
^{133}Ba	81,0 keV	61,5 keV	PP pberl.	-
^{133}Ba	356,0 keV	148,7 keV	(119 ± 3)	(149 ± 5)
^{133}Ba	302,9 keV	138,6 keV	(111 ± 6)	(136 ± 10)

Tabelle 4.7: Vergleich der Rückstreupeaks in den Gammaspektren des NaJ-Detektors mit den theoretischen Werten. Die beiden eingeklammerten Werte konnten aufgrund der Überlagerung der beiden Strukturen nur abgeschätzt werden. (PP := Photopeak)

Isotop	E_γ [keV]	theor. doub. Esc.	exp. doub. Esc. [chan.]	exp. doub. Esc. [keV]
^{60}Co	1173,24	151,2 keV	119 ± 10	148 ± 16
^{60}Co	1332,5	310,5 keV	213 ± 8	303 ± 13

Tabelle 4.8: Vergleich der Escapepeaks im, mit dem NaJ-Detektor aufgenommenen Spektrum von Cobalt-60, mit den theoretischen Werten. Single Escapepeaks konnten nicht identifiziert werden, und werden daher hier nicht betrachtet.

mung mit der Theorie. Es konnten leider nur die double - Escapepeaks identifiziert werden, da die single - Escapepeaks im Rahmen der Messstatistik vollständig vom hohen Comptonuntergrund überlagert sind. Die im Spektrum markierten Positionen stellen lediglich die errechneten Energien dar. Theoretisch sind Escapepeaks auch für die 1275 keV Linie von ^{22}Na zu erwarten, diese konnten jedoch aufgrund des hohen Untergrundes und der geringen

Statistik ebenfalls nicht identifiziert werden.

Mit dem Ge - Detektor aufgenommene Gammaspektren Abbildung 4.6 zeigt die mit dem Ge - Detektor aufgenommenen Gammaspektren. Auch hier können die Spektren gemäß den Erläuterungen in Abschnitt 2.5.4 interpretiert werden. Aufgrund des hohen Auflösungsvermögens des Ge- Detektors werden hier auch schwache Untergrundpeaks sichtbar. Neben dem natürlich vorkommenden Isotop ^{40}K mit einer Energie von 1460 keV, sind in den Spektren auch die beiden Peaks von ^{60}Co sichtbar. Diese stammen von einem in unmittelbarer Nachbarschaft zum Ge-Detektor aufgebauten Versuch, welcher eine intensive ^{60}Co - Quelle für die Messungen einsetzt. Diese Linien wurden daher außer im eigentlichen Spektrum von ^{60}Co stets als Untergrund behandelt.

Die zu den Photopeaks gehörenden Übergänge sind in den Niveauschemata der einzelnen Isotope in Abschnitt 2.2 rot markiert. Übergänge die nur mit geringer Statistik nachgewiesen wurden und daher für die Auswertung nicht herangezogen wurden, sind rot gepunktet markiert.

4.1 Energieeichung des Spektrometers

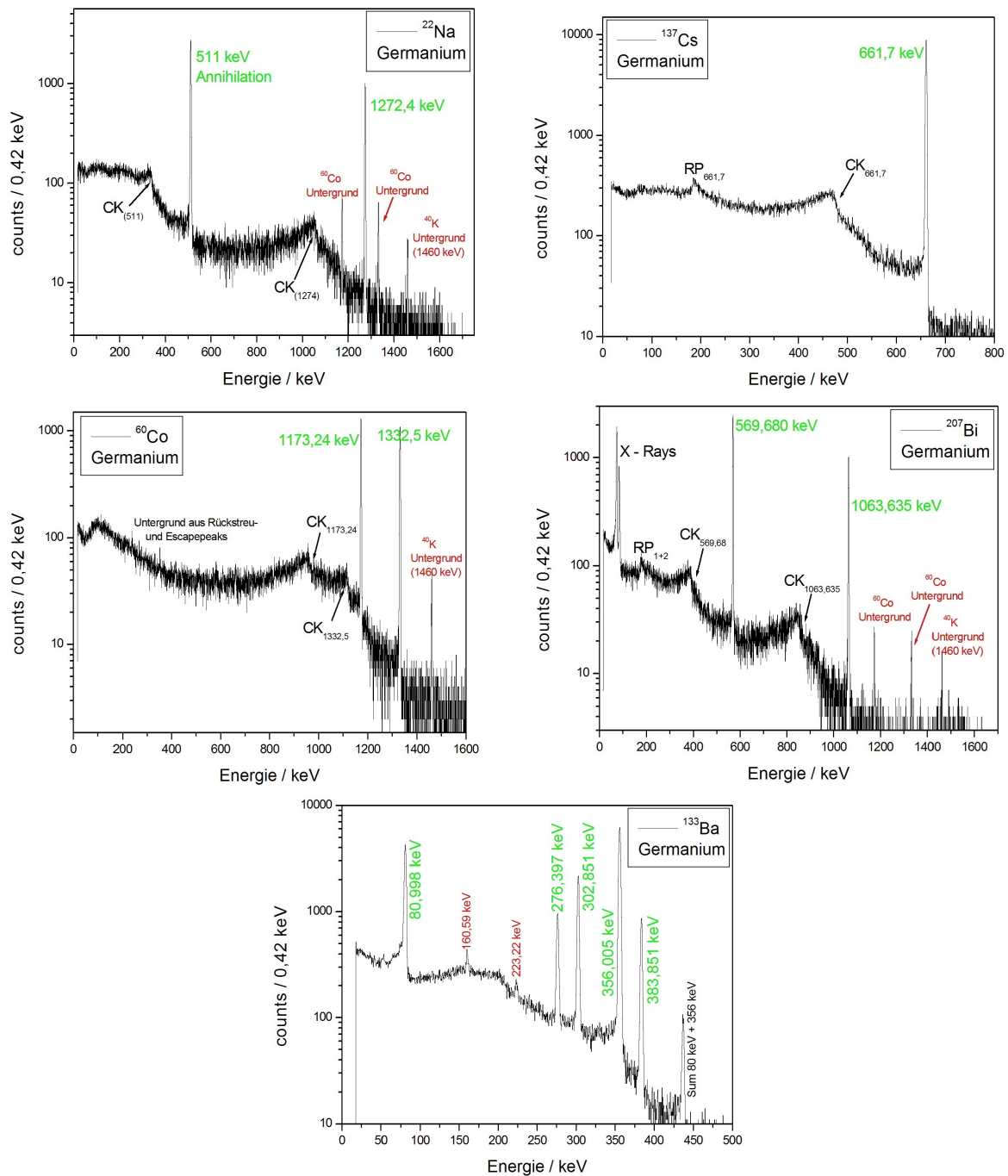


Abbildung 4.6: Gammaspektren von ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{207}Bi und ^{133}Ba aufgenommen mit einem Ge- Halbleiterdetektor. Die mit grünen Energiewerten beschrifteten Linien stellen die für die im letzten Kapitel durchgeführte Eichung verwendeten Photopeaks dar. Die mit einem roten Energiewert beschrifteten Peaks wurden nicht für die Eichung herangezogen, da die Statistik entweder zu gering ist, oder es sich um Untergrundlinien handelt, die nicht von dem Untersuchten Präparat stammen. RP := Rückstreupeak, CK := Compton - Kante, SE := Single-Escapepeak, DE := Double - Escapepeak (Die tiefgestellte Zahl, gibt jeweils die Primärenergie der Photonen an, aus denen die jeweilige Struktur resultiert)

4.2 Identifizierung von radioaktiven Nukliden in einer Probe

Um die in einer unbekanntes Pilzprobe enthaltenen radioaktiven Nuklide zu identifizieren, wurde zum Einen ein Gammaskpektrum mit Probe und zum Anderen ein Gammaskpektrum des Untergrundes, also ohne Probe aufgenommen. Abbildung 4.7 zeigt die beiden Spektren überlagert in einem Diagramm. Für die Abszisse wurde im gezeigten Spektrum bereits eine Energieeieichung durchgeführt. Aufgrund der geringen Statistik liefert auch eine logarithmische Darstellung der Ordinate keine neuen Erkenntnisse, so dass hierauf in der Abbildung verzichtet wurde.

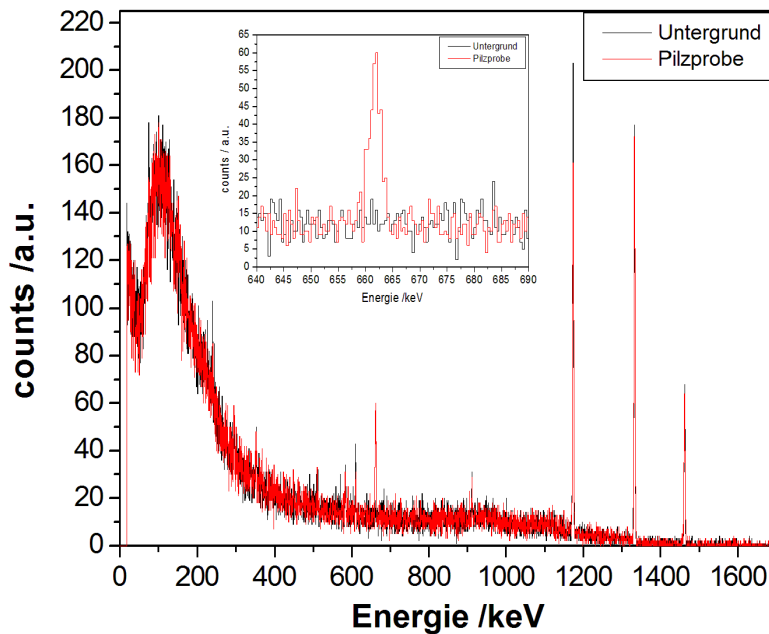


Abbildung 4.7: Gammaskpektrum einer unbekanntes Pilzprobe (rot) und Untergrundspektrum (schwarz), aufgenommen mit dem Ge - Halbleiterdetektor.

Der Vergleich der beiden Spektren zeigt, dass lediglich bei etwa 662 keV ein signifikanter Peak im Pilzspektrum zu beobachten ist, welcher nicht gleichzeitig auch im Untergrundspektrum auftaucht (siehe Einschub in Abb. 4.7). Alle anderen Strukturen sind entweder auch im Untergrundspektrum vorhanden und haben daher nichts mit der Probe zu tun oder können aufgrund ihrer geringen Intensität nicht von statistischen Fluktuationen des Untergrundes unterschieden werden.

Um eine Fehlerrechnung durchführen zu können wurde zur Bestimmung der Peaklagen wieder das ungeeichte Spektrum herangezogen. Die Energie ergibt sich aus Gleichung 4.3 und 4.6 gemäß:

$$E = \frac{K - 8,111}{2,37508} keV \quad (4.7)$$

und für den Fehler der Energie folgt aus Gleichung 4.5:

$$\Delta E = \sqrt{(3,9578 \cdot 10^{-2} \text{keV})^2 + (5,8945 \cdot 10^{-5} \cdot E)^2 + (0,4210 \text{keV} \cdot \Delta K)^2} \quad (4.8)$$

Für den im Pilzspektrum identifizierten Peak ergeben sich die in Tabelle 4.9 angegebenen Werte.

Peaklage $\pm \Delta$ Peakl.	exp. Energie $\pm \Delta E$ [keV]	zug. Nuklid	Lit.wert d Energie [keV]
1580,31 \pm 0,67	661,96 \pm 0,29	¹³⁷ Cs	661,7 keV

Tabelle 4.9: In der Pilzprobe identifizierte Gammalinie und zugehöriges Nuklid

Es handelt sich demnach um die 661,7 keV Linie von Cäsium-137, da dies die einzige Gammalinie mit einer solchen Intensität ist die von einem Isotop erzeugt wird, welches beim Reaktorunfall von Tschernobyl frei wurde und unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit in diesem Energiebereich anzutreffen ist. Das Isotop ¹³⁷Cs wurde beim Reaktorunfall von Tschernobyl in großen Mengen in der Atmosphäre freigesetzt und hat sich nach dem Niedergang in Form von kontaminiertem Regen zusammen mit anderen freigesetzten Isotopen in den Pilzen eingelagert [Tsch]. Aufgrund seiner langen Halbwertszeit von 30,2 Jahren [Tsch] ist es als einziges Isotop mit unsere Apparatur noch in signifikanten Mengen nachweisbar, während alle anderen radioaktiven Nuklide die beim Reaktorunfall frei wurden und sich in der Pilzprobe angesammelt haben, in den letzten 20 Jahren bereits soweit zerfallen sind, dass sie durch den verwendeten Germaniumdetektor bei der im Experiment vorliegenden Statistik nicht mehr nachweisbar sind. Das einzige langlebige Isotop welches aufgrund seiner Halbwertszeit noch in Frage käme wäre ist ⁹⁰Sr ($T_{1/2} = 28,5$ a). Der Anteil, dieses Isotops, welches beim Reaktorunfall von Tschernobyl ebenfalls frei wurde liegt jedoch relativ zu ¹³⁷Cs nur bei 1/100 [Tsch], so dass auch hier die Statistik für einen Nachweis zu gering ist.

Für die Untergrundpeaks ergeben sich die in Tabelle 4.10 angegebenen Werte und radioaktiven Nuklide. Es wurden nur solche Peaks berücksichtigt, die signifikant über den statistischen Fluktuationen des Untergrundes liegen.

In Tabelle 4.10 wird deutlich, dass die meisten Peaks innerhalb der ein oder zweifachen Sigmaumgebung recht gut identifiziert werden können. Die Zuordnung Erfolgte mittels der in der Anleitung [Sch11] angegebenen Tabelle. Bei den höherenergetischen Peaks ist die Zuordnung problemlos möglich, da die möglichen von natürlichen Isotopen stammenden Linien hier im vergleich zum Fehlerbereich relativ weit auseinander liegen. Lediglich bei der Linie mit der kleinsten Energie war keine eindeutige Zuordnung mehr möglich. es handelt sich hierbei wahrscheinlich um eine Überlagerung der Linien von ²⁰⁸Tl und ^{212,214}Pb, da diese Linien so dicht zusammen liegen, dass sie mit der Energieauflösung des Ge-Detektors nicht mehr getrennt dargestellt werden können. Die beiden beobachteten intensiven Linien von ⁶⁰Co stammen wie im letzten Abschnitt bereits angesprochen aus der Quelle des benachbarten Versuchs.

4.3 Bestimmung von Fano-Faktor, elektronischem Rauschen und relativer Energieauflösung

Peak. $\pm \Delta P$.	exp. Energ. $\pm \Delta E$ [keV]	Int. rel zu ^{40}K	zug. Nuklid	Lit. Energie [keV]
187,964 \pm 1,3	75,30 \pm 0,45	15 %	^{208}Tl , $^{212,214}\text{Pb}$	74,969; 74,815
575,802 \pm 1,1	239,02 \pm 0,46	38%	^{212}Pb	238,63
845,138 \pm 1,2	352,42 \pm 0,47	16 %	^{214}Pb	351,92
1222,679 \pm 1,1	511,38 \pm 0,50	19 %	^{208}Tl	510,84
1394,987 \pm 1,0	583,93 \pm 0,45	22%	^{208}Tl	583,14
1456,378 \pm 1,0	609,78 \pm 0,43	27%	^{214}Bi	609,31
2171,989 \pm 1,0	911,08 \pm 0,44	13 %	^{228}Ac	911,07
2795,982 \pm 0,72	1173,80 \pm 0,31	248 %	^{60}Co	1173,24
3173,472 \pm 0,50	1332,74 \pm 0,22	234%	^{60}Co	1332,5
3478,108 \pm 0,51	1461,01 \pm 0,23	100%	^{40}K	1460,8

Tabelle 4.10: Im Untergrundspektrum identifizierte Gammalinien und zugeordnete radioaktive Nuklide. Die Peakposition ist mit 3 Nachkommastellen angegeben um bei der Rechnung keine zusätzlichen Fehler durch Rundung zu erhalten. Erst das endgültige Ergebnis für die Energie wurde an den Fehler angepasst. Da die niederenergetischen Linien Aufgrund ihrer geringen Statistik und der geringen Zahl an Kanälen nur recht ungenau mit einer Gaußverteilung angenähert werden konnten, wurde zum Fehler der Kanalzahl bei den ersten 7 aufgeführten Peaks ein Fehler von einem Kanal quadratisch addiert, um dem genannten Effekt Rechnung zu tragen.

4.3 Bestimmung von Fano-Faktor, elektronischem Rauschen und relativer Energieauflösung

In diesem Abschnitt sollen der Fano - Faktor und das elektronische Rauschen bestimmt werden. Hierzu soll zunächst kurz betrachtet werden, was der Fano Faktor aussagt und wozu er nötig ist: Um in einem Ge-Detektor ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, werden im Mittel $p \approx 3$ eV benötigt. Die mittlere Anzahl an Elektron-Loch-Paaren, welche durch ein Gammaquant der Energie E erzeugt werden, ergibt sich somit zu $M = E/p$. Nimmt man an, dass es sich um eine Poissonverteilte Messgröße handelt, so ergibt sich die Standardabweichung σ der Verteilung aus der Wurzel des Mittelwertes. Da der Mittelwert im gegebenen Fall groß gegen 1 ist, kann zum fitten eine Gaußkurve herangezogen werden. Die relative Auflösung lässt sich mit der Halbwertsbreite B durch Gleichung 4.9 ausdrücken.

$$A = \frac{B}{E} = 2\sqrt{\ln(4)} \frac{\sqrt{m}}{M} = 2\sqrt{\ln(4)} \sqrt{\frac{p}{E}} \quad (4.9)$$

Experimentell ergibt sich jedoch, dass der so errechnete Wert deutlich zu groß ist. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei Germanium mindestens die Bandlückenenergie von ca. 1 eV aufgewand werden muss, so dass die Annahme einer Poissonverteilung nicht ganz korrekt ist. Da die Verteilung durch den genannten Effekt nach oben abgeschnitten wird, ist die tatsächliche Peakbreite geringer. Dies wird durch den so genannten Fano-Faktor F berücksichtigt. Für die relative Auflösung gilt hiermit:

$$A = \frac{B}{E} = 2\sqrt{\ln(4)} \sqrt{\frac{F \cdot p}{E}} \quad (4.10)$$

4.3 Bestimmung von Fano-Faktor, elektronischem Rauschen und relativer Energieauflösung

Ein weiterer Effekt der zur experimentell ermittelten Peakbreite beiträgt, ist das Rauschen R der Elektronik. Da es sich um eine statistisch unabhängige Größe handelt, muss sie quadratisch addiert werden. Es ergibt sich somit der folgende Zusammenhang für das Quadrat der Peakbreite:

$$B^2 = R^2 + 4 \ln(4) \cdot F \cdot E \cdot p \quad (4.11)$$

Es ergibt sich also ein linearer Zusammenhang zwischen der Energie und dem Quadrat der Linienbreite B, wobei der Fanofaktor F aus der Steigung der Geraden und das Rauschen R der Elektronik aus dem Achsenabschnitt bestimmt werden können.

Zur weiteren Betrachtung, wurden für die deutlich zu identifizierenden Photopeaks jeweils die Standardabweichung des Gaussfits in Energieeinheiten bestimmt. Die Ergebnisse für die beiden Detektoren sind in Tabelle 4.11 angegeben. Für die weiteren Betrachtungen sind in der Tabelle auch die Halbwertsbreite ($B = 2,3548 \cdot \sigma$) und deren Quadrat angegeben. σ sowie $\Delta\sigma$ wurden hierbei gemäß der Formeln 4.7 und 4.8 aus dem Wert in Kanalzahlen berechnet. Die Fehler von B ($\Delta B = 2,3548 \cdot \Delta\sigma$) und B^2 ($\Delta B^2 = B \cdot \Delta B$) ergeben sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung.

Energie (Lit.) [keV]	σ [keV]	B [keV]	B^2 [keV ²]
80,998	1,11 ± 0,11	2,62 ± 0,26	6,88 ± 0,66
276,397	1,068 ± 0,020	2,514 ± 0,046	6,32 ± 0,12
302,851	1,069 ± 0,020	2,518 ± 0,046	6,34 ± 0,12
356,005	1,099 ± 0,048	2,59 ± 0,11	6,70 ± 0,30
383,851	1,127 ± 0,034	2,653 ± 0,078	7,04 ± 0,22
511,0	1,547 ± 0,020	3,644 ± 0,046	13,28 ± 0,16
569,698	1,158 ± 0,016	2,727 ± 0,038	7,432 ± 0,082
661,7	1,177 ± 0,010	2,772 ± 0,024	7,68 ± 0,10
1063,635	1,298 ± 0,010	3,055 ± 0,026	9,342 ± 0,082
1173,24	1,317 ± 0,024	3,102 ± 0,056	9,62 ± 0,17
1274,6	1,348 ± 0,018	3,175 ± 0,042	10,08 ± 0,14
1332,5	1,381 ± 0,028	3,253 ± 0,064	10,58 ± 0,20

Tabelle 4.11: Standardabweichung und Halbwertsbreite der einzelnen Gammalinien im Spektrum des Ge - Detektors.

Analog ergeben sich für den NaJ - Detektor die in Tabelle 4.12 angegebenen Werte.

Bestimmung der relativen Energieauflösung der beiden Detektoren Um einen Überblick über die relative Energieauflösung der beiden Detektoren zu bekommen, soll diese zunächst berechnet und dargestellt werden. Die Berechnung erfolgt über die folgende Formel:

$$\sigma(E)_{rel} = \frac{\sigma(E)}{E} \cdot 100\% \quad (4.12)$$

Es ergibt sich die in Abbildung 4.8 dargestellte relative Energieauflösung (Standardabweichung) für die beiden Detektoren.

4.3 Bestimmung von Fano-Faktor, elektronischem Rauschen und relativer Energieauflösung

Energie (Lit.) [keV]	σ [keV]	B [keV]	B^2 [keV ²]
80,998	$5,7 \pm 14,2$	$13,5 \pm 33$	183 ± 450
302,851	$18,4 \pm 12,1$	$43,3 \pm 29$	1875 ± 1240
356,005	$14,3 \pm 8,1$	$33,8 \pm 19$	1140 ± 640
511,0	$17,9 \pm 7,0$	$42,1 \pm 17$	1770 ± 690
569,698	$20,1 \pm 7,0$	$47,2 \pm 17$	2230 ± 780
661,7	$21,4 \pm 6,5$	$50,4 \pm 15$	2540 ± 770
1063,635	$28,5 \pm 5,4$	$67,2 \pm 13$	4510 ± 850
1173,24	$33,2 \pm 5,1$	$78,2 \pm 12$	6110 ± 950
1274,6	$29,9 \pm 4,7$	$70,5 \pm 11$	4970 ± 780
1332,5	$32,0 \pm 4,8$	$75,4 \pm 11$	5690 ± 850

Tabelle 4.12: Standardabweichung und Halbwertsbreite der einzelnen Gammalinien im Spektrum des NaJ - Detektors. Zwischenergebnis sind auf mehr Nachkommastellen als der Fehler angegeben, um Rundungsfehler zu vermeiden.

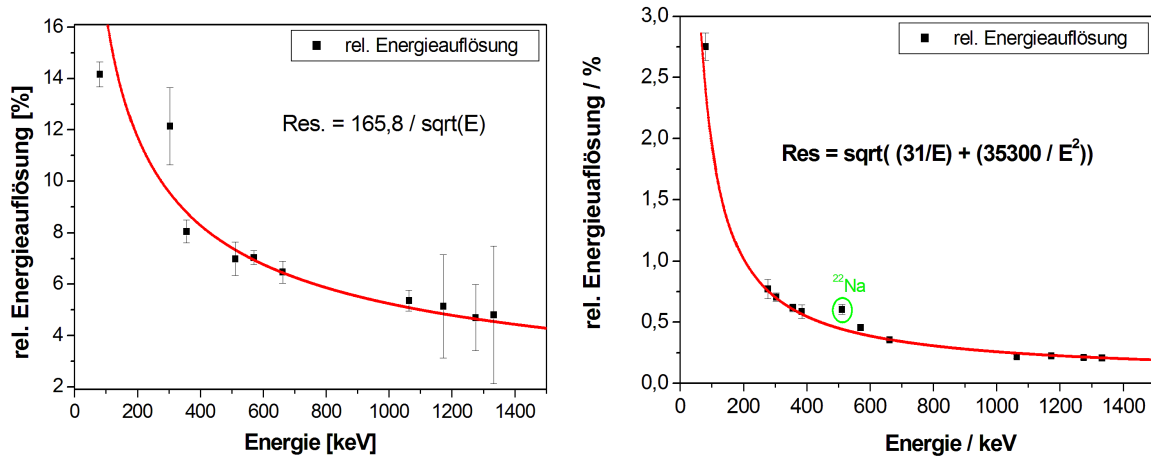


Abbildung 4.8: Relative Energieauflösung der einzelnen Photopeaks für den NaJ - Detektor (links) und den Ge-Detektor (rechts).

Theoretisch setzt sich die Energieauflösung aus dem bereits erläuterten statistischen Term mit einer $1/\sqrt{E}$ Abhängigkeit und einem weiteren Term, der u.a. das Rauschen der Elektronik berücksichtigt und eine $1/E$ - Abhängigkeit besitzt, zusammen. Addiert man beide Terme quadratisch, so ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{R}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{R}{E}\right)^2} = \sqrt{\frac{A}{E} + \frac{R^2}{E^2}} \quad (4.13)$$

wobei im letzten Schritt die zu bestimmende Konstante $A = a^2$ substituiert wurde.

In Abbildung 4.8 (rechts) erkennt man, dass diese Funktion (rote Linie) den Verlauf der Energieauflösung des Germaniumdetektors sehr gut reproduziert. Der mit den Fehlerbalken gewichtete Fit ergibt den folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$f(E_\gamma) = \frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{31keV}{E} + \frac{35300keV^2}{E^2}} \cdot \% \quad (4.14)$$

wobei die Energie E in keV einzusetzen ist. Die Funktion verdeutlicht, dass das Rauschen der Elektronik für die Energieauflösung des Ge-Detektors eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt. Weiterhin zeigt sich im Diagramm, dass die 511 keV ^{22}Na - Linie im Vergleich zu den anderen Linien verbreitert ist, da die relative Energieauflösung für diesen Punkt vom Monotonen Abfall der anderen Punkte deutlich nach Oben hin abweicht. Dies ist tatsächlich der Fall, da es sich hierbei um einen Annihilationslinie handelt, welche von Natur aus verbreitert ist. Aus diesem Grund wird sie zur Bestimmung des Fano - Faktors und des elektronischen Rauschens nicht herangezogen. Die Ursachen für die Verbreiterung sollen im nächsten Abschnitt genauer untersucht werden.

Für die Energieauflösung des NaJ - Detektors, welche in Abbildung 4.8 (links) dargestellt ist, kann das Rauschen der Elektronik aufgrund der schlechten, deutlich größeren intrinsichen Auflösung des Szintillators ignoriert werden. Daher kann in diesem Fall die vereinfacht Fitfunktion

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}} \quad (4.15)$$

mit einer zu bestimmenden Konstanten C, verwendet werden. Der in der Abbildung als rote Linie dargestellte Fit ergibt für diesen Fall den folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$f(E_\gamma) = \frac{\sigma}{E} = \frac{165,8\sqrt{keV}}{\sqrt{E}} \cdot \% \quad (4.16)$$

wobei auch hier die Energie in keV einzusetzen ist.

Der Vergleich der beiden Energieauflösungen zeigt, dass die gemessene relative Energieauflösung des NaJ - Szintillationsdetektors um einen Faktor 15 - 20 schlechter ist als die des Ge - Halbleiterdetektors. Der in der Anleitung [Sch11] theoretisch erwartete Faktor der Verschlechterung von 30, wird hierbei nicht erreicht, da die theoretische Auflösung des Ge - Detektors durch das Rauschen der Elektronik im Experiment zusätzlich verschlechtert wird.

Bestimmung des Fano-Faktors und des elektronischen Rauschens Trägt man nun das Quadrat der Peakbreite als Funktion der Energie auf, so ergibt sich für den Germaniumdetektor der in Abbildung 4.9 dargestellte Zusammenhang.

Aus einer mit den Fehlerbalken der Halbwertsbreitenquadrate gewichteten linearen Regression ergibt sich die Geradengleichung zu:

$$B^2 = R^2 + A \cdot E = (5,233 \pm 0,091)keV^2 + (3,82 \pm 0,41) \cdot 10^{-3}keV \cdot E \quad (4.17)$$

Für das Rauschen R der Elektronik folgt gemäß Gleichung 4.11:

$$R = \sqrt{5,233keV^2} = 2,288keV \quad (4.18)$$

4.3 Bestimmung von Fano-Faktor, elektronischem Rauschen und relativer Energieauflösung

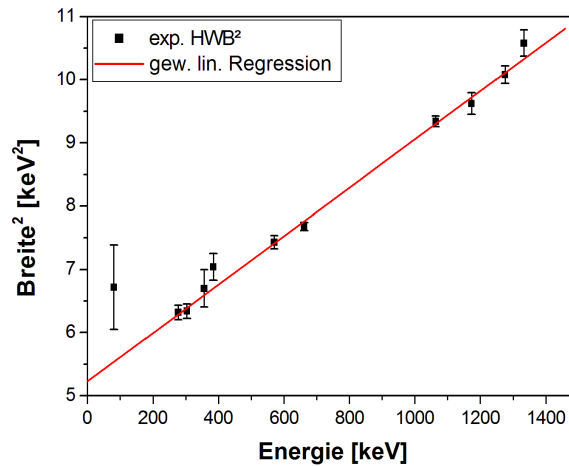


Abbildung 4.9: Bestimmung des Fano-Faktors und des Rauschens der Elektronik für den Ge-Detektor

Für den Fehler gilt nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta R = \frac{1}{2} \frac{\Delta R^2}{R^2} = \frac{1}{2} \frac{0,091 \text{keV}^2}{\sqrt{5,233 \text{keV}^2}} = 0,020 \text{keV} \quad (4.19)$$

Somit ergibt sich das Rauschen der Elektronik zu $R = (2,288 \pm 0,020) \text{keV}$

Für den Fano-Faktor F folgt aus Gleichung 4.11 mit $p = 3 \text{eV}$:

$$F = \frac{A}{4 \cdot \ln(4) \cdot p} = \frac{3,82 \text{eV}}{4 \cdot \ln(4) \cdot 3 \text{eV}} = 0,2296 \quad (4.20)$$

Für den Fehler ergibt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta F = \frac{\Delta A}{4 \cdot \ln(4) \cdot p} = \frac{0,41 \text{eV}}{4 \cdot \ln(4) \cdot 3 \text{eV}} = 0,025 \quad (4.21)$$

Somit ergibt sich der Fano - Faktor zu $F = (0,230 \pm 0,025)$

Der theoretische Wert für Germanium liegt zwischen 0,06 und 0,13, während experimentelle Werte für Halbleiterdetektoren im Bereich um 0,14 [ABS80] liegen. Der gemessene Wert ist demnach leicht zu Groß, befindet sich jedoch in der richtigen Größenordnung. Die Ursache hierfür liegt vermutlich an der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Peakbreiten, besonders bei kleinen Energien, bei denen die Peakbreite nur etwas mehr als 10 Kanäle einnimmt und es somit bei kleinen Energien zu einem systematischen Fehler bei der Durchführung des Fits kommen kann. Dies legt nahe, dass der aus dem Geradenfit ermittelte Fehler etwas gering ist. Eine Verbesserung könnte hier durch einen ADC mit mehr Kanälen erreicht werden, so dass die Peakbreiten genauer bestimmt werden können.

Für den NaJ - Szintillationsdetektor ergibt sich der in Abbildung 4.10 dargestellte Zusammenhang.

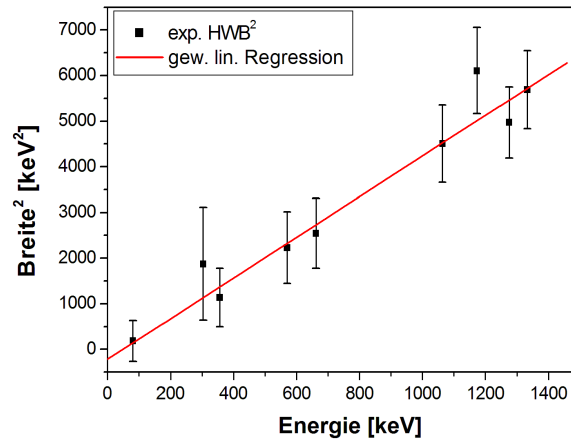


Abbildung 4.10: Bestimmung des Fano-Faktors und des Rauschens der Elektronik für den NaJ-Detektor

Aus einer mit den Fehlerbalken der Halbwertsbreitenquadrate gewichteten linearen Regression ergibt sich die Geradengleichung in diesem Fall zu:

$$B^2 = R^2 + A \cdot E = (-220 \pm 230) \text{keV}^2 + (4,46 \pm 0,53) \text{keV} \cdot E \quad (4.22)$$

Für den NaJ - Detektor ist die Auflösung wie bereits erläutert aus statistischen Gründen um einen Faktor 30 schlechter als für einen Ge - Detektor. Daher ist hier das Rauschen der Elektronik vernachlässigbar. Eine Bestimmung wäre im vorliegenden Fall aufgrund des großen Fehlers von A und des damit erklärbaren negativen Vorzeichens ohnehin nicht sinnvoll.

Zur Bestimmung des Fano - Faktor benötigt man zunächst die Energie die in einem Szintillationsdetektor zum Erzeugen eines Photoelektrons benötigt wird, da hierdurch die Statistik bestimmt wird. Nach [Sch11] ist die Zahl der Photoelektronen an der Photokathode um einen Faktor 1000 geringer als die Zahl der Elektron - Loch - Paare im Ge-Detektor, so dass für p mit einem Wert von 3 keV abgeschätzt wird. Für den Fano - Faktor ergibt sich:

$$F = \frac{A}{4 \cdot \ln(4) \cdot p} = \frac{4,46 \text{keV}}{4 \cdot \ln(4) \cdot 3 \text{keV}} = 0,536 \quad (4.23)$$

Für den Fehler ergibt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta F = \frac{\Delta A}{4 \cdot \ln(4) \cdot p} = \frac{0,53 \text{keV}}{4 \cdot \ln(4) \cdot 3 \text{keV}} = 0,032 \quad (4.24)$$

Somit ergibt sich der Fano - Faktor des NaJ-Detektors zu $F = (0,536 \pm 0,032)$. Der Literaturwert liegt gemäß [HWT75] bei 0,2 - 0,4, so dass auch dieser Wert die richtige Größenordnung wiedergibt.

4.4 Bestimmung der Breite der Annihilations-Linie von ^{22}Na

Im letzten Abschnitt, wurde die 511 keV Annihilationslinie von ^{22}Na bei der Bestimmung des Fano-Faktors außen vor gelassen, da sie aufgrund ihrer Natur verbreitert ist. Diese Verbreiterung kommt dadurch zu Stande, dass die Positronen des β^+ - Zerfalls von ^{22}Na , nachdem sie ihre kinetische Energie abgegeben haben, mit einem Elektron ein Positronium bilden. Ist der Gesamtspin 0, so bezeichnet man dieses System als Parapositronium, welches in zwei Photonen mit jeweils 511 keV Energie zerfällt [Sch11]. Da dieses Prapositronium beim Zerfall eine zumindest thermische Eigenbewegung besitzt, ist die 511 keV - Linie durch den Dopplereffekt verbreitert. Um diese Doppler-Breite der Annihilationslinie zu bestimmen, wird Formel 4.11 um einen quadratisch addierten Term L für die Doppler-Breite ergänzt [Sch11]. Dieser wurde in der Betrachtung des letzten Abschnittes ignoriert, da die natürliche Breite der übrigen Linien vernachlässigt werden kann.

$$B^2 = R^2 + 2,354 \cdot F \cdot E \cdot p + L^2 \quad (4.25)$$

Umstellen liefert:

$$L = \sqrt{B^2 - R^2 - 2,354 \cdot F \cdot E \cdot p} \quad (4.26)$$

Mit $R = (2,288 \pm 0,040)\text{keV}$ und $F = (0,230 \pm 0,025)$ aus dem letzten Abschnitt und $B^2 = 13,28 \pm 0,16$, sowie $E = 511 \text{ keV}$ und $p = 3 \text{ eV}$ folgt:

$$L = \sqrt{13,28\text{keV} - (2,288\text{keV})^2 - 2,354 \cdot 0,230 \cdot 511\text{keV} \cdot 0,003\text{keV}} = 2,69\text{keV} \quad (4.27)$$

Für den Fehler folgt aus der gausschen Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta L = \sqrt{\left(\frac{2B \cdot \Delta B}{L}\right)^2 + \left(\frac{2R \cdot \Delta R}{L}\right)^2 + \left(\frac{2,354 \cdot E \cdot p \cdot \Delta F}{L}\right)^2} \quad (4.28)$$

$$= \sqrt{\left(\frac{2 \cdot 3,644 \cdot 0,046}{2,69}\text{keV}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot 2,288 \cdot 0,040}{2,69}\text{keV}\right)^2 + \left(\frac{0,09022}{2,69}\text{keV}\right)^2} \quad (4.29)$$

$$= 0,15\text{keV} \quad (4.30)$$

Somit ergibt sich der Anteil der Doppler-Breite der 511 keV Annihilationslinie von ^{22}Na zu $L = (2,69 \pm 0,15)\text{keV}$.

In der Theorie ergibt sich die Doppler-Breite nach [UH00] zu:

$$\Delta E = \frac{p_z \cdot c}{2} \quad (4.31)$$

wobei p_z die Impulskomponente in Ausbreitungsrichtung des Gammaquants ist. Betrachtet man thermische Energien (Raumtemperatur), so ergibt sich für die 511 keV Linie gemäß [UH00] eine Doppler-Verbreiterung von $\Delta E = 2,6\text{keV}$, was sehr gut mit dem ermittelten Wert übereinstimmt.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Versuch wurden Gammaspektren mittels eines NaJ:Tl - Szintillationsdetektors und eines Ge - Halbleiterdetektors aufgenommen. Es wurde deutlich, dass der Ge - Detektor eine deutlich bessere Energieauflösung als der NaJ - Detektor besitzt, so dass mit dem Halbleiterdetektor auch weniger intensive und nahe beieinander liegende Linien aufgelöst und identifiziert werden können. Ein Nachteil des Ge-Detektors liegt jedoch darin begründet, dass er mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden muss. Bei der Messung des Pilzspektrums konnte aufgrund des Alters der Probe im Vergleich mit dem Untergrundspektrum nur noch die 661,7 keV Linie von ^{137}Cs nachgewiesen werden, da alle anderen Isotope, die beim Reaktorunfall von Tschernobyl frei wurden, aufgrund ihrer geringen Halbwertszeit bzw. geringen Ausgangskonzentration mit der gemessenen Statistik nicht mehr signifikant über dem Untergrund liegen. Bei einer deutlich besseren Statistik könnten hier noch Spuren weiterer Isotope nachgewiesen werden, was jedoch für diesen Versuch nicht praktikabel ist. Die dominanteste Untergrundlinie ist neben weiteren Isotopen aus den natürlichen Zerfallsreihen, die 1461 keV Linie von ^{40}K . Über die Zunahme der Halbwertsbreite der Photopeaks, konnte beim Germaniumdetektor sowohl der Anteil des elektronischen Rauschens als auch der Fano - Faktor bestimmt werden. Aufgrund der großen Halbwertsbreite der Photopeaks des Szintillationsdetektors, kann hier das Rauschen der Elektronik ignoriert werden, eine Bestimmung des Fano - Faktors war jedoch auch in diesem Fall möglich. Für eine genauere Bestimmung des Fano - Faktors ist besonders beim Halbleiterdetektor eine hohe Kanalauflösung des ADC erforderlich, da die Photopeaks besonders bei kleinen Energien nur wenige Kanäle einnehmen, so dass die ermittelte Breite stets mit einem zusätzlichen Fehler behaftet ist. Im letzten Abschnitt wurde schließlich noch die Doppler - breite der 511 keV Linie von ^{22}Na bestimmt, welche durch deren Entstehung über die Zerstrahlung von Parapositronium zu Stande kommt.

Insgesamt hat dieser Versuch die Unterschiede zwischen den beiden eingesetzten Detektorklassen sehr gut verdeutlicht und einen vertieften Einblick in die ablaufenden Prozesse gegeben.

Literaturverzeichnis

- [Sch11] S. Schippers, „Anleitung zum Praktikum Atom- und Quantenphysik“, (Institut für Atom- und Molekülphysik, JLU Gießen, 2011)
- [MRR95] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif und D. Seliger, „Kern- und Elementarteilchenphysik“, 2. Auflage (Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main , 1995)
- [Leo87] W. R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-To Approach“, (Springer-Verlag, 1987).
- [Hea97] R. L. Heath, „Scintillation Spectrometry - Gamma Ray Spectrum Catalogue“, New Version of second edition (Ray Spectrometry center, Idaho NationalEngineering & Environmental Laboratory, 1997)
- [ExK11] Christoph Scheidenberger, „Vorlesung: Physik Exotischer Kerne“, JLU Gießen (SoSe 2011)
- [NNK11] Marianna Nanova, Rainer Novotny, „Anleitung: Physikpraktikum für Studierende der Human- und Zahnmedizin“, JLU Gießen (SoSe 2011)
- [PDG10] Particle Physics Booklet (2010)
- [Tsch] http://umweltinstitut.org/download/umweltinstitut_pilze_und_wild.pdf
- [ABS80] Alig, R.; Bloom, S.; Struck, C. „Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors“. Physical Review B 22 (12) (1980)
- [HWT75] H. W. Thümmel, Isotopenpraxis Isotopes in Environmental and Health Studies Volume 11, Issue 3 (1975)
- [UH00] <http://sundoc.bibliothek.uni-halle.de/diss-online/00/00H188/t4.pdf>