

VERSUCHSBERICHT ZU

NAJ(Ti)- UND GE-DETEKTOREN

Ba-A-07

Lana Söltzer (E-Mail: l_soel02@wwu.de)
Pablo Mayer (E-Mail: p_maye02@wwu.de)

durchgeführt am 26.11.2018
betreut von
Axel BUSS

3. Januar 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
2	Theorie	2
2.1	Gamma-Zerfall	2
2.2	Wechselwirkungsprozesse	2
2.2.1	Photoeffekt	3
2.2.2	Comptoneffekt	3
2.2.3	Paarbildungseffekt	3
3	Methoden und Aufbau	4
3.1	Detektoren für elektromagnetische Strahlung	4
3.1.1	Szintillationsdetektor	4
3.1.2	Halbleiterzähler	5
3.2	Versuchsaufbau und Durchführung	5
4	Auswertung	6
4.1	Entstehung des γ -Spektrums	6
4.2	Kalibration	7
4.3	γ -Spektren	9
4.3.1	Szintillator- ^{22}Na	9
4.3.2	Szintillator- ^{60}Co	10
4.3.3	Szintillator- ^{137}Cs	10
4.3.4	Szintillator-Mischquelle	11
4.3.5	Halbleiterdetektor- ^{22}Na	12
4.3.6	Halbleiterdetektor- ^{60}Co	13
4.3.7	Halbleiterdetektor- ^{137}Cs	14
4.3.8	Halbleiterdetektor-Mischquelle	15
4.3.9	Halbleiterdetektor-Erz	15
4.4	Detektoreigenschaften	16
4.4.1	Abweichung	16
4.4.2	Auflösung	17
4.4.3	Mittlere Ionisierungsenergie	18
4.4.4	Effizienz	19
5	Schlussfolgerung	21
6	Anhang	22

1 Einführung

In diesem Versuch geht es um die Detektion von Gamma-Strahlung und die Analyse der charakteristischen Spektren von verschiedenen Isotopen. Untersucht werden dabei die Spektren von ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs und einer Mischprobe. Diese Spektren werden mit zwei verschiedenen Detektoren ermittelt. Einerseits ein mit Thallium aktivierter Natrium-Jodid Kristall, bei welchem es sich um einen Szintillationsdetektor handelt und andererseits ein Lithium kompensierter Germanium Halbleiterdetektor. Allgemein beruhen beide Detektoren auf dem Messprinzip, die von Gammaquanten an das Detektormaterial übertragene Energie zu registrieren. Unter verschiedenen Gesichtspunkten werden die beiden Detektoren verglichen. So werden die gefundenen Peakpositionen der Detektoren mit Literaturwerten verglichen und die Energieauflösung sowie die mittlere Ionisierungsenergie der beiden wird untersucht. Zudem wird die Effizienz der beiden Detektoren verglichen. Schlussendlich gilt es zu untersuchen, ob eine unbekannte Erzprobe der ^{238}U - oder der ^{232}Th -Zerfallsreihe angehört.

Der Vergleich der Peaks der Erzprobe mit den Peaks der beiden Zerfallsreihen zeigte offensichtlich, dass das Erz in die ^{137}Cs -Zerfallsreihe passt. Der Vergleich beider Detektoren bezüglich Auflösung und Ionisierungsenergie lieferte ein eindeutiges Ergebnis. Die Messergebnisse des Halbleiterdetektors waren deutlich genauer als jene des Szintillators, was mit bloßem Auge beim Betrachten der aufgenommenen Spektren schon ersichtlich ist. Die Untersuchung der Effizienz beider Detektoren in Abhängigkeit der Energie zeigte, dass beide Detektoren sowohl im höher als auch im nieder energetischen Bereich deutlich ineffizienter sind, als im Bereich dazwischen.

2 Theorie

2.1 Gamma-Zerfall

Angeregte Atome können sich auf verschiedenen Arten abregen. Meistens handelt es sich dabei um radioaktive Prozesse, also um eine spontane Emission von Teilchen oder Quanten. Die Emission von γ -Quanten, kann bei radioaktiven Zerfällen in fast allen Kernen beobachtet werden. Sie tritt zusammen mit der α - oder β -Strahlung auf, da bei diesen beiden Zerfallstypen eine Kernumwandlung stattfindet und der Kern sich danach meist im angeregten Zustand befindet. Wenn dieser auf das Grundniveau fällt, wird elektromagnetische Strahlung emittiert. Ist diese höher als 100 keV so spricht man von Gamma-Strahlung.

2.2 Wechselwirkungsprozesse

Da die Wechselwirkung zwischen γ -Strahlung und Materie insgesamt nur sehr gering ist, ruft nur ein Teil der Strahlung Prozesse in Materie hervor. Man kann also keine definierte Reichweite angeben bei der alle γ -Quanten absorbiert werden wie zum Beispiel bei der α -Strahlung, da die Intensität beim Durchgang durch Materie einem exponentiellen Absorptionsgesetz folgt. Das heißt, es kommt immer ein Anteil der γ -Strahlung ohne jegliche Wechselwirkung durch einen Detektor endlicher Größe hindurch.

Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von Gammastrahlung mit Materie sind der Photoeffekt, der Comptoneffekt und der Paarbildungseffekt.

2.2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Gammaquant durch ein Atom absorbiert, in Folge dessen wird ein Elektron aus einer Schale emittiert. Die Energie des γ -Quants E_γ geht, abzüglich des Anteils der für die Austrittsarbeit W_A verbraucht wird, in die kinetische Energie des Elektrons E_e über. Da die Bindungsenergie von Elektronen meist sehr klein sind im Gegensatz zu der Energie des γ -Quants kann man diese vernachlässigen und es gilt $E_\gamma \approx E_e$. Aufgrund des freien Platzes in der Schale nach Rauslösen des Elektrons füllt ein Elektron aus einer höheren Schale den Platz auf und emittiert dabei Energie in Form von charakteristischer Röntgenstrahlung.

2.2.2 Comptoneffekt

Bei dem Comptoneffekt handelt es sich um einen Streuprozess der Gammaquanten, bei dem dem Elektron nur ein Teil der Gammaenergie übertragen wird. Das Elektron fliegt mit der kinetischen Energie E_e unter einem Winkel θ zur Richtung des Photons weg. Die Kinematik des Prozesses lässt sich aus dem Energie und Impulserhaltungssatz herleiten und man erhält folgende Gleichung:

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.1)$$

Dabei ist m_e die Masse des Elektrons.

Für $\theta = 0^\circ$ also keine Ablenkung, erhält das Elektron keine Energie und das Photon hat nach dem Stoß die selbe Energie wie es vor dem Stoß hatte. Bei einem zentralen Stoß, also $\theta = 180^\circ$, wird dem Elektron die maximale kinetische Energie $E_{max} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + (2E_\gamma/m_0 c^2)}$ des Photons übertragen. Insgesamt bedeutet das also, dass das Elektron nur Energien von $E_e = 0$ bis E_{max} annehmen kann und nicht die gesamte Energie des Photons. Aus genau diesem Grund ist die Compton Kante in Spektren sichtbar, sie befindet sich bei E_{max} .

2.2.3 Paarbildungseffekt

Der letzte Wechselwirkungsprozess ist der Paarbildungseffekt. Er bezeichnet den Prozess der Emission eines Positrons und eines Elektrons infolge der Absorption eines Gammaquants im Coulombfeld des Atomkerns. Dieser Prozess kann ausschließlich im Coulombfeld der Kerns geschehen, da sonst der Impulserhaltungssatz verletzt werden würde. Der Atomkern dient also als Stoßpartner und nimmt den überschüssigen Impuls auf. Nahezu die gesamte Energie des Gammaquants wird in die Masse der entstandenen Teilchen und deren kinetischen Energien umgewandelt. Das heißt also, dass das Gammaquant eine Energie von mindestens der Summe der Ruheenergie des Positrons und

Elektrons haben muss.

Nach dem das entstandene Positron durch Stöße mit anderen Atomen abgebremst worden ist, kann es mit einem Elektron aus der Umgebung einen gebundenen Zustand eingehen. Dieser gebundene Zustand nennt sich Positronium. Wenn der Spin der beiden Teilchen, Elektron und Positron, gleichgerichtet ist spricht man von einem Orthopositronium. Sind die Spins entgegengesetzt handelt es sich um Parapositronium. Das Positron und das Elektron annihilieren jedoch nach kurzer Zeit, somit zerfällt das Positronium schon nach kurzer Zeit in mindestens zwei Photonen. Aufgrund der Spinerhaltung zerfällt das Parapositronium in eine gerade Anzahl an Photonen und das Orthopositronium in eine ungerade Zahl an Photonen, jedoch mindestens in drei. Dies ist bedingt durch die Impulserhaltung.

Die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Wechselwirkungsprozessen steigt mit der Kernladungszahl Z des Absorbermaterials. Für den Photoeffekt ist eine Proportionalität von Z^5 erkennbar. Der Comptoneffekt geht mit Z einher und der Paarbildungseffekt mit Z^2 . Das heißt ein Absorber mit hoher Kernladungszahl ist für einen Detektor am effektivsten.

3 Methoden und Aufbau

3.1 Detektoren für elektromagnetische Strahlung

Im Versuch werden zwei verschiedene Arten von Detektoren zum Nachweis von elektromagnetische Strahlung benutzt und verglichen. Zum Einen ein NaJ(Tl)-Szintillationszähler und zum Anderen ein Ge(Li)-Halbleiterdetektor.

3.1.1 Szintillationsdetektor

Ein Szintillationsdetektor besteht üblicherweise aus einem Szintillator und einem Photomultiplier. In diesem Versuch wird ein anorganischer Szintillator benutzt, genauer ein mit Thallium dotierter Natriumjodid-Kristall. Betrachtet man den Vorgang im Bändermodell, so heben die eintreffenden Gammaquanten Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband an. Ohne eine Dotierung würden die Elektronen unter spontaner Emission ein Gammaquant mit der zuvor benötigten Anregungsenergie aussenden. Dieses würde dann wieder ein Elektron anregen und die Photonen wären in dem Kristall gefangen und es würden keine Information über den Zerfall liefern. Um genau dies zu verhindern, werden Aktivatoren in geringer Konzentration in den Kristall eingebracht. Die Aktivatoren schaffen weitere Energieniveaus zwischen Valenz- und Leitungsband und erlauben somit nach Anheben eines Elektrons in das Leitungsband einen zunächst strahlungsfreien Übergang in ein energetisch niedrigeres Niveau. Danach folgt durch die spontane Emission eines Photons der Übergang des Elektrons in ein energetisch niedrigeres Niveau. Das Gammaquant, welches ausgesendet wird, hat also eine kleinere Energiedifferenz zu überwinden und liegt dabei im Bereich des sichtbaren Lichts. Wichtig dabei ist, dass das emittierte Photon nun eine niedrigere Energie als die Bandlücke besitzt und somit keine Elektronen anregen kann. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt erneut strahlungsfrei, z.B. durch Übertrag der Energie in Gitterschwingungen

oder Wärme. Der Szintillator dient also zur Verschiebung der Emissionsenergien in einen für den Photomultiplier günstigeren Bereich.

Der Photomultiplier, dient zur Detektion schwacher Lichtsignale durch die Erzeugung und Verstärkung eines elektrischen Signals. Die Gammaquanten treffen zunächst auf eine Photokathode, wo sie mittels des Photoeffekts Elektronen aus der Kathode lösen. Diese werden durch eine angelegte Spannung beschleunigt und treffen auf eine Dynode. Dort lösen sie weitere Elektronen raus. Dieser Vorgang wiederholt sich bei jedem Auftreffen auf eine weitere Dynode. Die Zahl der Elektronen nimmt von Dynode zu Dynode exponentiell zu. Schlussendlich treffen die Elektronen auf eine Anode und bezwecken einen Spannungsabfall über einen Widerstand. Diese Spannung ist das Ausgangssignal.

3.1.2 Halbleiterzähler

Ein Halbleiterzähler besteht aus einem p-n-Übergang. Der p-dotierte Teil zeichnet sich durch einen Elektronenmangel aus während der n-dotierte Teil einen Überschuss an Elektronen hat. Legt man nun eine Spannung an den p-n-Übergang an, wobei der Pluspol mit der n-Schicht und der Minuspol mit der p-Schicht verbunden wird, so wird die Halbleiterdiode in Sperrrichtung betrieben. Dies ist für einen Halbleiterdetektor gewünscht, da sonst in Durchlassrichtung ein konstanter Strom fließen würde, der eine Messung unmöglich machen würde. Trifft nun also ein Photon auf die Sperrschicht, so löst es ein Elektron aus seiner Bindung und befördert es vom Valenzband ins Leitungsband und es entsteht ein Elektron-Loch-Paar. Die Ladungsträgerpaare werden durch den großen Gradienten des elektrischen Feldes im Bereich der Sperrschicht so schnell getrennt, dass sie nicht rekombinieren können. Durch die außen angelegte Spannung können die Elektronen-Loch-Paare abgesaugt werden und als Spannungsimpuls nachgewiesen werden. Da die Dicke der Sperrschicht von einem p-n-Übergang nur wenige Mikrometer groß ist und somit nicht für die Detektion von hochenergetischen Photonen ausreicht, werden sogenannte intrinsic-Kristalle verwendet. Mit ihnen erreicht man aktive Volumina im Zentimeterbereich. Die den intrinsic-Kristallen handelt es sich um Kristalle, welche mit Fehlstellen behaftet sind, welche als p-Dotierung wirken. Um die Verunreinigung nun zu kompensieren fügt man dem Kristall Lithiumatome hinzu, welche als n-Dotierung wirken. So erhält man ähnliche Leistungseigenschaften wie die eines hochreinen Kristalls.

In diesem Versuch wird ein Germanium-Halbleiter benutzt, dem Lithiumatomen beigelegt werden.

3.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Das Ausgangssignal des Szintillationsdetektor bzw. des Halbleiterdetektor wird zunächst durch einen Vorverstärker verstärkt, damit das Signal stark genug ist um durch ein Kabel übertragen zu werden. Bevor das Signal in einen Multi-Channel-Analyser (MCA) gegeben wird, durchläuft es einen Vorverstärker. In dem MCA ist ein ADC (Analog-Digital-Converter) integriert, welcher das Signal zunächst digitalisiert. Ebenfalls im MCA integriert ist ein Diskriminator, dieser gibt nur Spannungsimpulse weiter, wenn der Eingangsimpuls in einem bestimmten Spannungsbereich liegt. Es filtert zum Beispiel in niedrigen Spannungsbereichen das Rauschen raus. Im MCA werden die

Impulse diskretisiert und nach ihrer Energie sortiert. Diese können dann mit Hilfe des PCs weiterverarbeitet werden.

In diesem Versuch sollen verschiedenen radioaktive Proben mit den oben beschriebenen Detektoren untersucht werden. Dabei sollen ebenfalls die Detektoreigenschaften miteinander verglichen werden.

Dazu werden die Spektren von ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs und einer Mischprobe mit bekannter Aktivität aufgenommen. Die Proben konnten bei beiden Detektoren in ein Gestell eingespannt und in ihrer Höhe justiert werden. Beim Szintillator war die Probe dabei zusätzlich von einer Bleiabschirmung umgeben. Der Abstand zwischen Probe und Oberfläche musste so gewählt werden, dass die Totzeit nach einem registrierten Ereignis weniger als 15% betrug, um Überlappungen mehrerer Signale zu verringern und die Messung von einzelnen Ereignissen gewährleisten zu können. Aus der Mischprobe kann die relative Detektoreffizienz bestimmt werden, diese dient dem Vergleich der beiden Detektoren. Zuletzt wird eine unbekannte Erzprobe mit dem Germanium-Halbleiter untersucht und es soll herausgefunden werden, ob sie in die ^{238}U - oder ^{232}Th -Zerfallsreihe passt.

4 Auswertung

Im Zuge der Auswertung wurden verschiedene Programme verwendet. Zur Anpassung der Peaks und des Untergrundes der Spektren wurde Fityk 1.3.1 verwendet. Zur weiteren Datenauswertung sowie zur Erstellung der Plots wurde mit Python 3.7 gearbeitet.

4.1 Entstehung des γ -Spektrums

In Abb. 1 ist ein typisches Spektrum einer monoenergetischen γ -Quelle zu sehen.

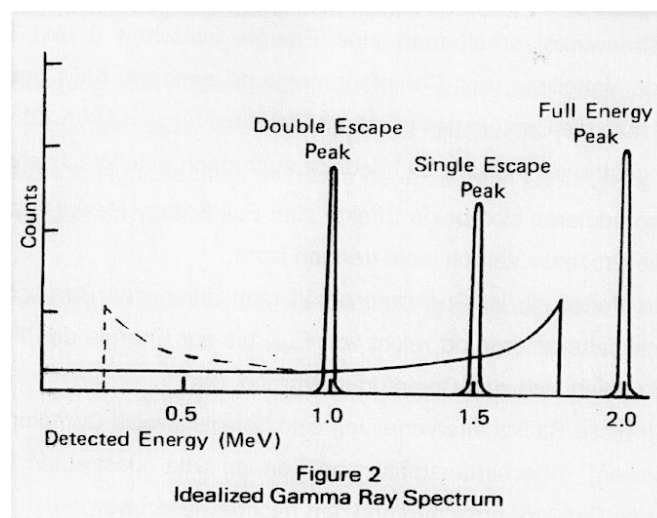


Abbildung 1: Spektrum einer monoenergetischen γ -Quelle (entnommen aus [2])

Die Struktur des Spektrums ergibt sich durch die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse der γ -Strahlung mit dem Detektormaterial.

Da beim Photoeffekt die Energie des γ -Quants fast vollständig zur kinetischen Energie

des Elektrons umgewandelt wird, entsteht die sogenannte Photolinie oder auch Full Energy Peak (FEP), welcher in Abb. 1 bei etwa 2 MeV zu sehen ist, diese entspricht der Energie des Gammaquants.

Da beim Comptoneffekt nicht die vollständige Energie des γ -Quants auf das Elektron übertragen wird, sondern nur Energien in einem Energiebereich mit $0 < E_e < E_{max}$, entsteht kein scharfer Peak wie beim Photoeffekt, sondern der sogenannte Comptonuntergrund. Als sogenannte Comptonkante bezeichnet man die Energie des Elektrons bei einem zentralen Stoß ($\theta = 180^\circ$). Wechselwirkt das gestreute Photon ebenfalls mit dem Detektor, so addieren sich beide Energien zum Full Energy Peak auf, da der Detektor die beiden Prozesse nicht zeitlich trennen kann. Die gestrichelte Linie in Abb. 1 ist die Verteilung, die man durch den Backscattereffekt erhält. Die Ursache dafür ist das Comptoneffekte im Abschirmmaterial stattfinden, bei denen die gestreuten Comptonphotonen im Detektor nachgewiesen werden. Die Energien des Backscatteruntergrunds reichen von E_{min} bis zum Full Energy Peak.

Für die Paarbildung wird eine Energie von 1,022 MeV (entspricht $m_e^+ + m_e^-$) benötigt, was dazu führt, dass der entstehende Peak um genau diesen Wert zum Full Energy Peak verschoben ist. Nach Abgabe seiner Energie bildet das Positron, zusammen mit einem freien Elektron, ein Positronium. Bei der Zerstrahlung dieses Positroniums entstehen zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV. Werden beide Quanten im Detektor nachgewiesen werden, summieren sie sich zum Full Energy Peak auf. Entweicht ein Quant dem Detektor und es wird nur das übrige nachgewiesen, entsteht der Single-Escape-Peak (SEP), welcher um 511 keV zum Full Energy Peak verschoben ist. Entweichen beide Quanten so entsteht der Double-Escape-Peak (DEP).

4.2 Kalibration

Zur Kalibration des Messaufbaus wurden die beiden Peaks des ^{22}Na -Spektrums genutzt. Der Zusammenhang der Energie zu den Kanalnummern ist linear, somit erhält man zur Umrechnung der Kanäle in Energien folgende Gleichung:

$$E = m \cdot \text{ch\#} + E_0. \quad (4.1)$$

Wobei

$$m = \frac{1275 \text{ keV} - 511 \text{ keV}}{6676,65 \text{ ch\#} - 2674,24 \text{ ch\#}} = 0,191 \frac{\text{keV}}{\text{ch\#}} \quad (4.2)$$

die Steigung der Geraden, und

$$E_0 = 1275 \text{ keV} - m \cdot 6676,65 \text{ ch\#} = 0,528 \text{ keV} \quad (4.3)$$

der y-Achsenabschnitt sind. 1275 keV und 511 keV sind dabei die Literaturwerte [1] der beiden Natriumpeaks und 6676,65 und 2674,24 der jeweilige Offset der Gaußanpassung an die beiden Peaks in Kanalnummern.

Analog wurde die Kalibration für den NaJ-Detektor durchgeführt. Die gemessenen Kanalnummern für die Natriumpeaks betrugen hier 2834,97 und 6861,73. Damit wurden für den linearen Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie des Szintillators eine Steigung von $m = 0,190 \text{ keV}$ und ein Achsenabschnitt $E_0 = -26,881 \text{ keV}$ gefunden. Mithilfe von Gleichung (4.1) konnten nun auch hier die Kanäle in Energien umgerechnet werden.

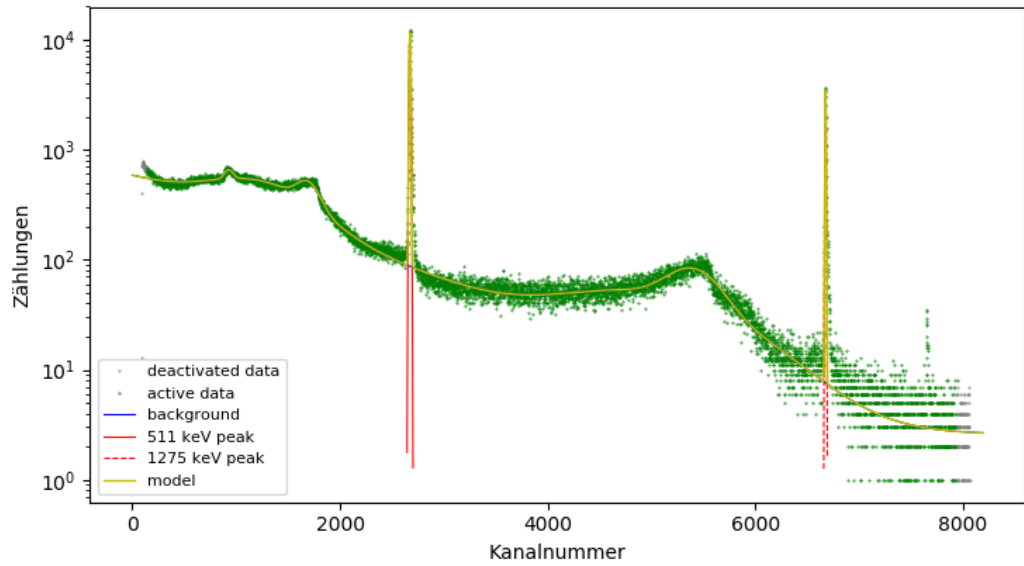


Abbildung 2: Dargestellt ist das Spektrum der ^{22}Na -Quelle in Abhängigkeit der Kanäle. Dieses wurde zur Kalibration des Versuchsaufbaus der Messung mit dem halbleiterdetektor verwendet.

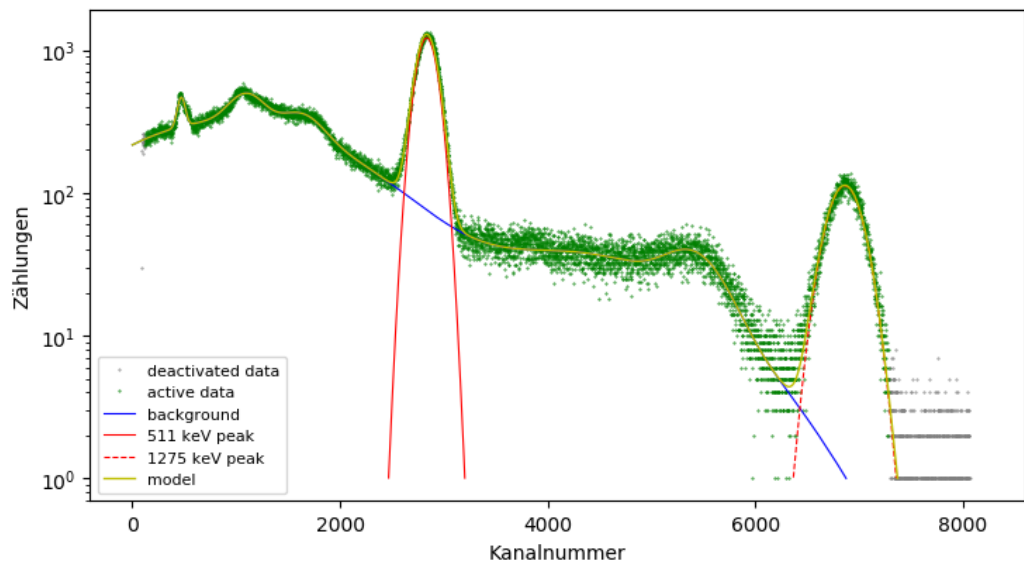


Abbildung 3: Dargestellt ist das Spektrum der ^{22}Na -Quelle in Abhängigkeit der Kanäle. Dieses wurde zur Kalibration des Versuchsaufbaus der Messung mit dem halbleiterdetektor verwendet.

Im folgenden werden alle Spektren nur noch in Abhängigkeit der Energien angegeben und die Rechnungen mit Energiewerten durchgeführt.

4.3 γ -Spektren

4.3.1 Szintillator- ^{22}Na

In Abb. 4 ist das mit Hilfe des Szintillationsdetektor aufgenommene γ -Spektrum der ^{22}Na -Quelle zu sehen.

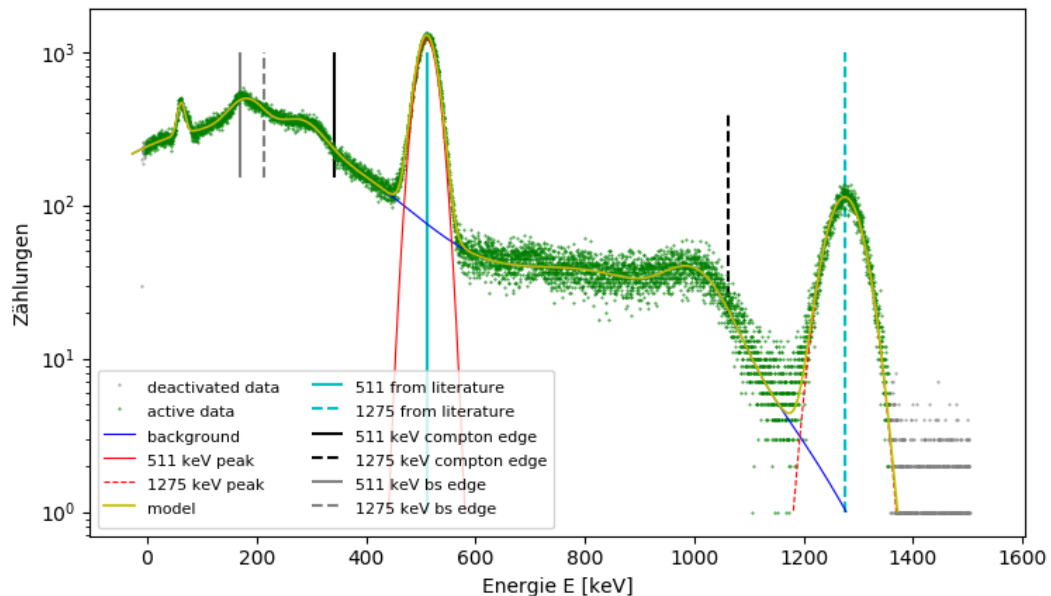


Abbildung 4: Das Szintillator-Spektrum mit ^{22}Na als Quelle

Zu sehen ist der Full Energy Peak bei 1275,00 keV, vergleicht man diesen mit dem Literaturwert für den FEP von Natrium, welcher bei 1275 keV liegt¹, ist erkennbar das dieser sehr genau ist. Ähnlich sieht es bei dem Single-Escape-Peak aus, bei einem Wert von 511,00 keV auch dieser weicht nicht vom Literaturwert bei 511 keV ab. Betrachtete man die Peaks genauer ist zu sehen, dass der SEP um etwa ein zehnfaches größer ist als der FEP. Dies liegt daran, dass der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt im Bereich des 511 keV-Peak viel größer ist, und somit auch die Höhe des Peaks. Die markanten Knicke in dem Spektrum in Abb. 4 bei den schwarz eingezeichneten Linien (Literaturwerte [1]) weisen auf die Comptonkanten hin. Ebenfalls im Spektrum sichtbar sind die Backscatterkanten, welche sich durch die Erhebungen bei den grau eingezeichneten Linien äußern. Außerdem ist ein Peak bei etwa 80 keV im Spektrum zu erkennen, dieser kann nur schwer zugeordnet werden. Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse aus dem Szintillator-Spektrum der Mischquelle wird dieser Peak aber den Röntgenlinien von Blei und Thallium zugeordnet, die hauptsächlich zwischen 71 keV und 75 keV liegen. Die Existenz dieser Röntgenlinien lässt sich durch die Bleiabschirmung und dem Thallium, welches sich im Detektor befindet, erklären. Dieser Schluss wird dadurch bekräftigt, dass die besagten Röntgenlinien im Spektrum des Halbleiterdetektor nicht

¹in Abb. 4 sind die Literaturwerte für die Peaks in hellblau eingezeichnet

gefunden werden. Da die Röntgenlinien von Natrium und Iod unterhalb von 30 keV liegen, werden diese deswegen gar nicht mehr beobachtet.

4.3.2 Szintillator- ^{60}Co

In Abb. 5 ist das γ -Spektrum der ^{60}Co Quelle, welches mit Hilfe des Szintillationsdetektors aufgenommen wurde, zu sehen.

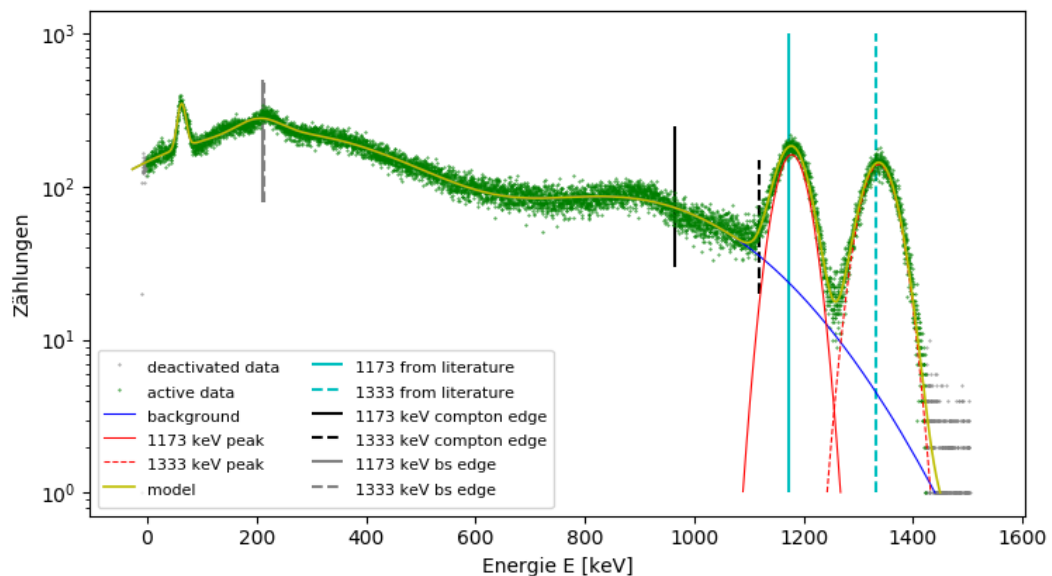


Abbildung 5: Das Szintillator-Spektrum mit ^{60}Co als Quelle

In diesem Spektrum sind zwei FEP bei 1178,05 keV und 1337,33 keV vorhanden. Betrachtet man auch hier die in hellblau eingezeichneten Literaturwerte (1173 keV und 1133 keV [1]) ist zu erkennen, dass die Peaks bei einer leicht höheren Energie liegen als die Literaturwerte. Allerdings ist die Abweichung nicht sehr groß. Die Comptonkanten sind auch hier wieder in schwarz eingezeichnet, die gestrichelte Linie ist dabei die des 1333 keV Peaks und die durchgezogene Linie die des 1173 keV Peaks. Die Backscatterkanten die bei knapp 200 keV zu sehen sind fallen für beide Peaks zusammen und äußern sich durch die Erhebung bei etwa 220 keV. Ebenfalls im Spektrum sichtbar ist ein Peak bei etwa 80 keV der sich erneut der Röntgenlinie von Blei und Thallium zuordnen lässt.

4.3.3 Szintillator- ^{137}Cs

In Abb. 6 ist das Spektrum mit ^{137}Cs als Quelle zu sehen. Auch dieses wurde mit Hilfe des Szintillationsdetektors aufgenommen.

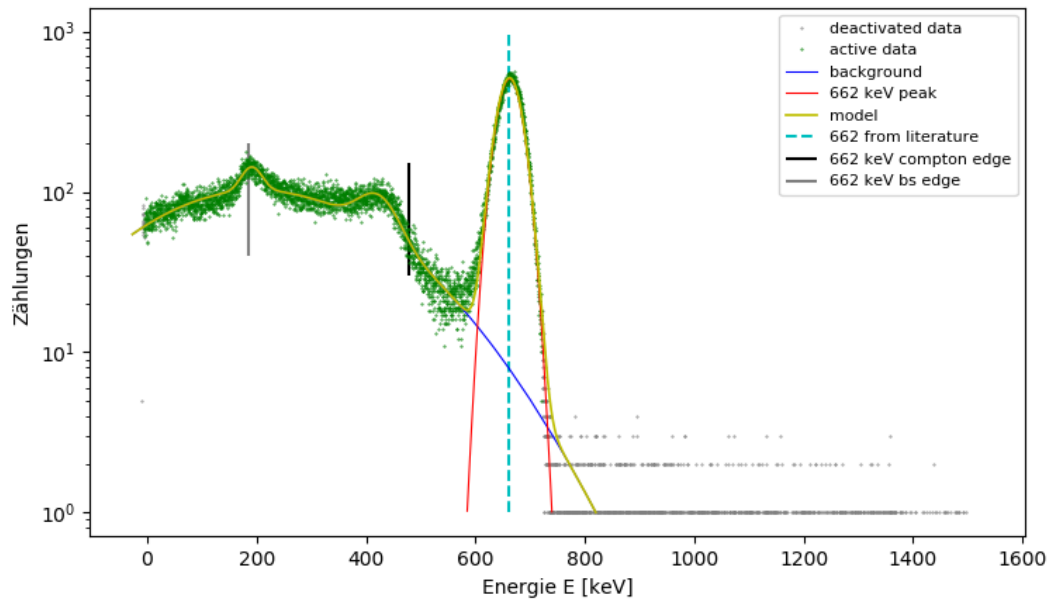


Abbildung 6: Das Szintillator-Spektrum mit ^{137}Cs als Quelle

In diesem Spektrum ist im Vergleich zu den anderen Spektren nur ein Peak, der Full Energy Peak bei 662,38 keV zu sehen (Literaturwert 662 keV). Auch hier befindet sich der Peak bei einer leicht höheren Energie als der Literaturwert, auch hier ist die Abweichung allerdings äußerst gering. Ferner sind auch in diesem Spektrum sowohl Compton- als auch Backscatterkante zu erkennen, diese weichen auch leicht von den Literaturwerten ab.

4.3.4 Szintillator-Mischquelle

In Abb. 7 ist das γ -Spektrum der Mischquelle mit dem Szintillationsdetektor aufgenommen zu sehen.

Mit Hilfe der Literaturwerte und der zuvor ausgewerteten Energiespektren der drei Stabquellen kann man aus diesem Spektrum Abb. 7 ermitteln, woraus die Mischquelle besteht. Auch hier sind, wie in dem Spektrum von Cobalt zu sehen waren zwei FEP im energetisch hohen Bereich zu sehen. Betrachtet man die Lage der Peaks, kann man sie den beiden Peaks bei 1173 keV und 1333 keV von Cobalt zuordnen. Anhand des Peaks bei 660,73 keV kann man darauf schließen, dass sich in der Mischprobe neben ^{60}Co ebenfalls zu einem Teil Cäsium (Literaturwert 663 keV) befindet. Betrachtet man den Bereich bis ungefähr 100 keV zeichnen sich zwei weitere Peaks ab. Der höherenergetische liegt bei 43,48 keV, hierfür ist der passendste Literaturwert jener von ^{241}Am , dieser beträgt 60 keV. Im Gegensatz zu den anderen Peaks ist das eine deutliche Abweichung. Im Bereich des zweiten Peaks im niederenergetischen Bereich wurden keine Literaturwerte bereitgestellt, so kann dieser Peak keinem Element zugeordnet werden.

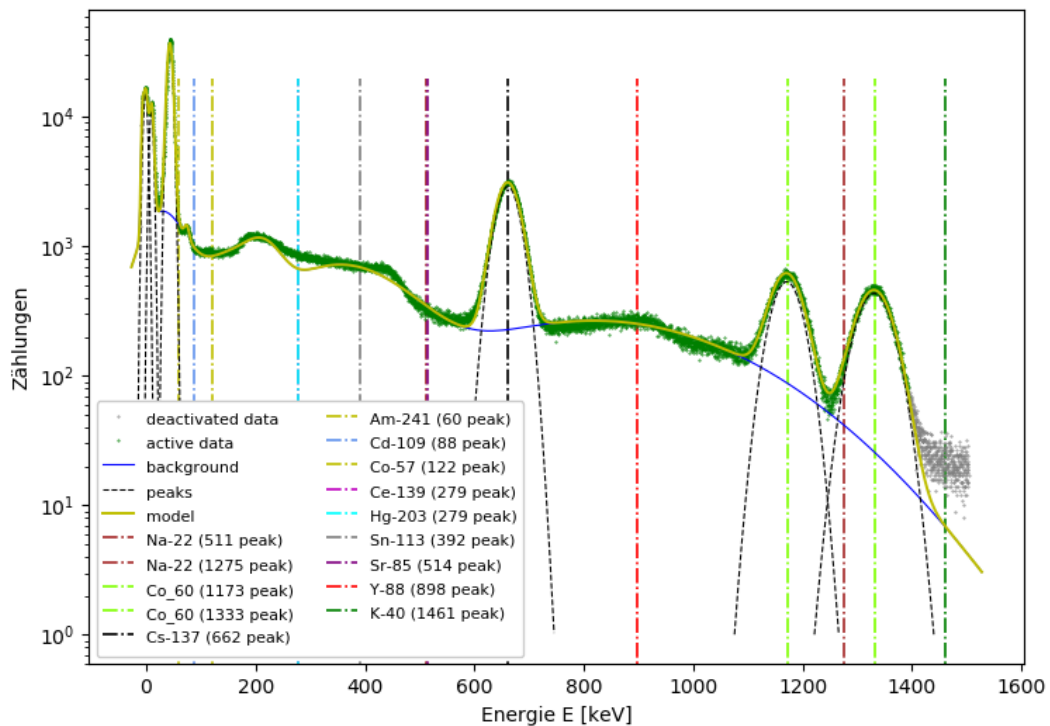


Abbildung 7: Das Szintillator-Spektrum der Mischquelle

4.3.5 Halbleiterdetektor-²²Na

In Abb. 8 ist das mit dem Halbleiterdetektor aufgenommene γ -Spektrum der Naturiumquelle.

Auch hier sind wieder zwei Peaks zu sehen, zum einen der FEP bei 1275,00 keV (Literaturwert 1275 keV) und der SEP bei 511,00 keV (Literaturwert 511 keV). Vergleicht man die Werte der Peaks mit den Literaturwerten ist zu sehen das diese exakt übereinstimmen. Anhand dessen und anhand der Tatsache das die beiden Peaks viel schärfer, also eine geringere Breite des Peaks aufweisen, kann man wesentliche qualitative Unterschiede zwischen den beiden Detektoren feststellen. Die Comptonkanten und die Backscatterkanten der beiden Peaks zeichnen sich auch hier wieder durch die Erhebungen in der Nähe der, durch die Linien gekennzeichneten Literaturwerte aus. Dabei ist zu sehen, dass die Literaturwerte für die Compton- und die Backscatterkante meist keine bis nur kleine Abweichungen von den Erhebungen aufweisen, dies ist ebenfalls ein Indiz für die höhere Qualität des Halbleiterdetektors. Die Unterschiede der Intensität der FEPs werden wieder durch die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts erklärt. Bei der lilafarbenen gestrichelten Linie aus Abb. 8 ist der Kalium-40-Peak. Dieser kommt durch Untergrundstrahlung zum Beispiel aus den Wänden, in denen Kalium enthalten ist zustande und wird von dem Detektor wahrgenommen, da die Quellen bei dem Halbleiterdetektor nicht durch Blei abgeschirmt werden. Dadurch wird aber auch nicht die, durch die Abschirmung bedingte, Blei-Röntgenlinie detektiert.

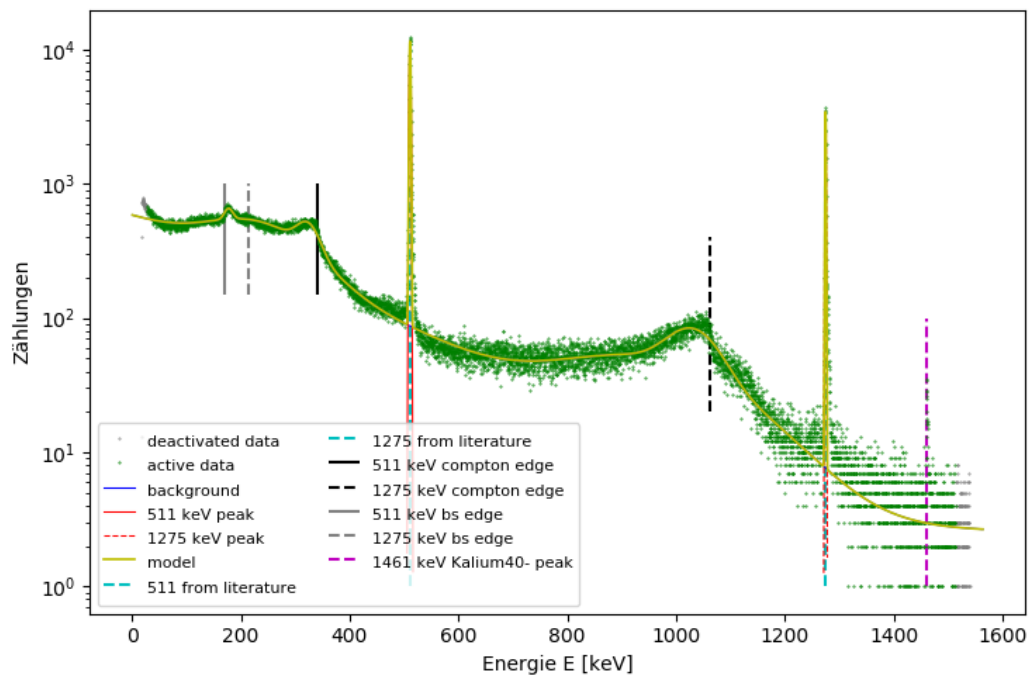


Abbildung 8: Das Halbleiterdetektor-Spektrum mit ^{22}Na als Quelle

4.3.6 Halbleiterdetektor- ^{60}Co

In Abb. 9 ist das vom Halbleiterdetektor detektierte Spektrum der ^{60}Co Quelle zu sehen.

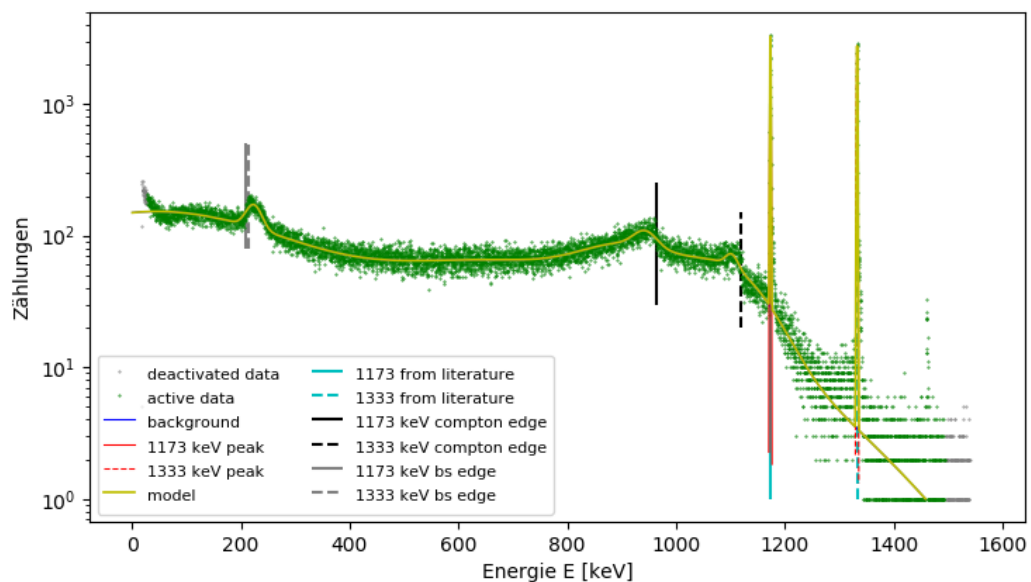


Abbildung 9: Das Halbleiterdetektor-Spektrum mit ^{60}Co als Quelle

In diesem durch den Halbleiterdetektor aufgenommenen Spektrum sind ebenfalls wieder, wie auch in dem durch den Szintillationsdetektor aufgezeichneten Spektrum zwei scharfe Peaks erkennbar. Der eine FEP ist bei 1173,59 keV und der andere FEP bei 1332,95 keV, vergleicht man diese wieder mit den Literaturwerten (1173 keV und 1333 keV) ist auch hier eine nur sehr geringe Abweichung von unter 0,05% zu sehen. Die Comptonkanten sind bei den Erhebungen in der Nähe der schwarzen Linien zu erkennen und zeichnen sich ebenfalls durch geringere Abweichungen vom Literaturwert und schärfere Peaks aus.

4.3.7 Halbleiterdetektor- ^{137}Cs

In Abb. 10 ist das Spektrum vom Cäsium durch den Halbleiterdetektor aufgenommen zu sehen.

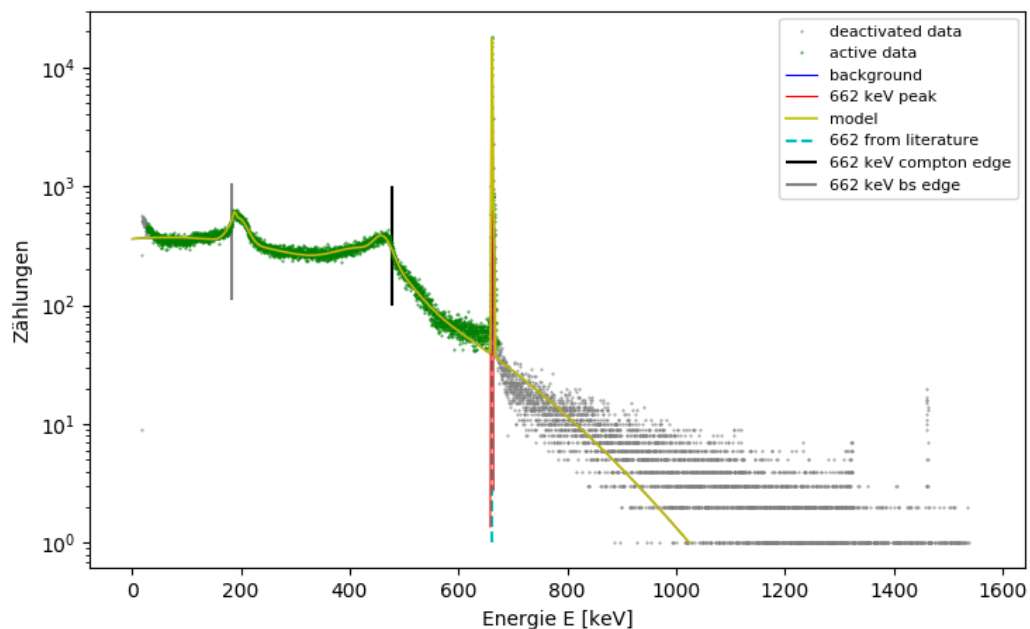


Abbildung 10: Das Halbleiterdetektor-Spektrum mit ^{137}Cs als Quelle

Wie ebenfalls in dem, mit dem Szintillationsdetektor aufgenommenen Spektrum ist ein Full Energy Peak sichtbar. Der erwartete FEP bei 662 keV wird mit einem Messergebnis von 661,72 keV bestätigt. Compton- und Backscatterkante sind auch hier wieder bei den deutlich präziseren Erhebungen, als bei dem anderen Detektor zu sehen.

4.3.8 Halbleiterdetektor-Mischquelle

In Abb. 11 ist das Spektrum der Mischquelle mit Hilfe des Halbleiterdetektors aufgenommen zu sehen.

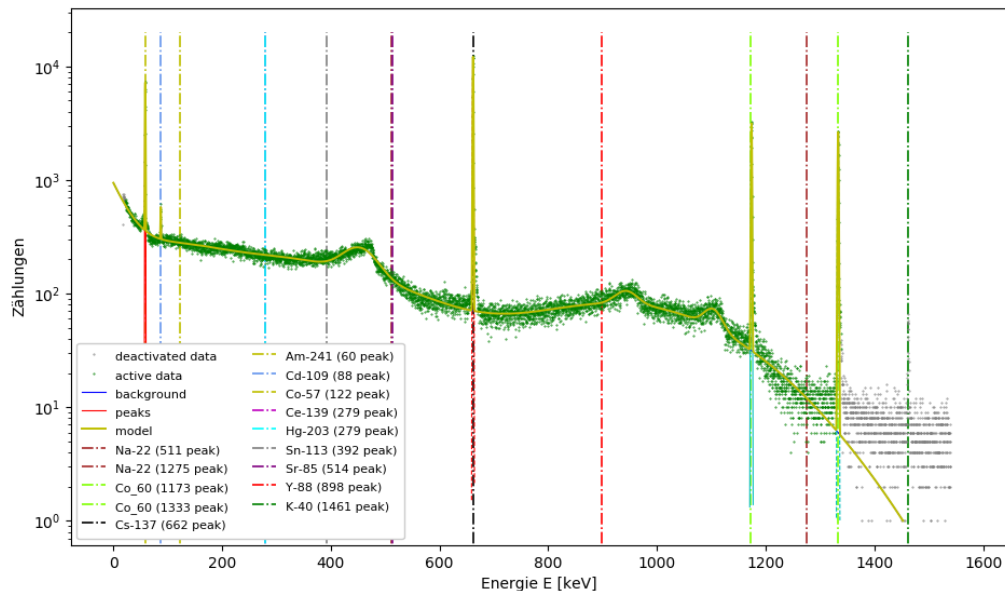


Abbildung 11: Das Halbleiterdetektor-Spektrum der Mischquelle

Dieses Spektrum bestätigt die Vermutungen die anhand des Spektrums der Mischquelle (mit Szintillationsdetektor) aufgestellt worden sind. Wie in den anderen Proben schon festgestellt worden ist hat der Halbleiter eine höher Qualität in Hinsicht auf die Abweichungen von den Literaturwerten und der Energieauflösung. Auch hier sind die beiden Peaks von Cobalt-60 deutlich zu sehen im Bereich der hohen Energien (Peaks bei 1173,71 keV und bei 1333,09 keV). Der Peak bei 661,78 keV deutet auf ^{137}Cs hin. Die beiden Peaks im niedrigen Energiebereich mit Positionen bei 87,65 keV (Literaturwert Cd-109 88 keV und bei 59,04 keV (Literaturwert Am-241 60 keV) lassen sich auf Cadmium und Americium zurückführen. Überprüft man die Lage aller Peaks mit den jeweiligen Literaturwerte sieht man, dass kein Wert mehr als 0,1% abweicht, während es bei dem Spektrum welches mit Hilfe des Szintillationsdetektors aufgenommen die Werte deutlich mehr abweichen.

4.3.9 Halbleiterdetektor-Erz

Zuletzt sollte das Spektrum eines unbekannten Erzes untersucht werden und ihm eine Zerfallsreihe zugewiesen werden. Da nun durch die Detektion und den Vergleich der anderen Spektren bekannt ist, dass sich der Halbleiterdetektor besser für die Analyse eignet, aufgrund von schärferen Peaks und geringeren Abweichungen, wird für die Analyse des Erzes ausschließlich der Halbleiterdetektor verwendet. In Abb. 12 ist das aufgenommene Spektrum für das Erz zu sehen.

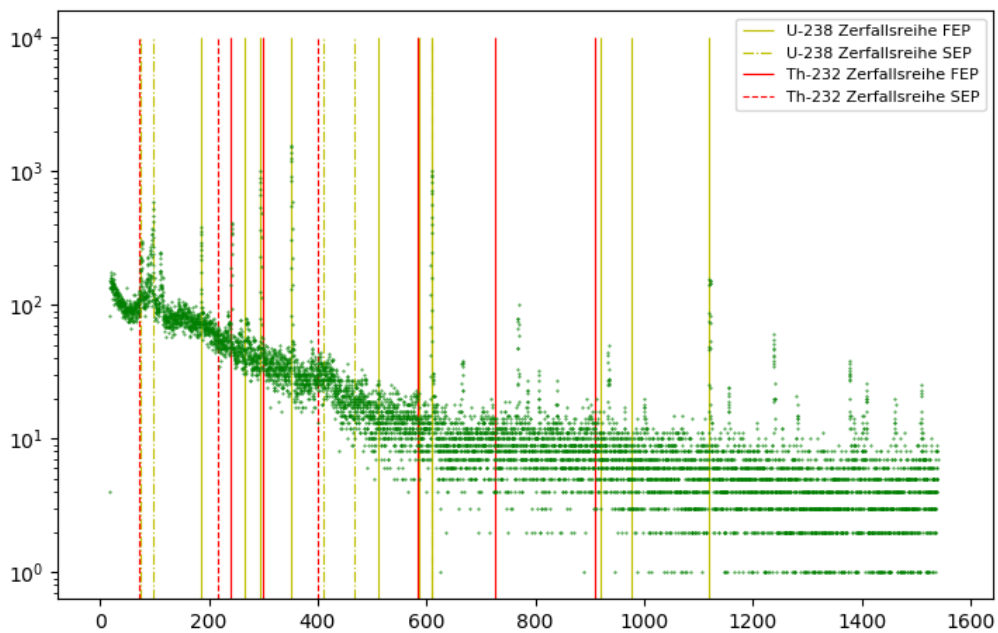


Abbildung 12: Das Halbleiterdetektor-Spektrum mit Erz als Quelle

Betrachtet man die verschiedenen Peaks in dem Spektrum ist zu sehen, dass es oftmals Übereinstimmungen mit den FEP der Uran-238-Zerfallsreihe gibt. Es gibt einen Peak bei ungefähr 300 keV der auch einem FEP der Thorium-232-Zerfallsreihe zugeordnet werden könnte, dies liegt jedoch daran, dass die gelbe Linie in unmittelbarer Nähe der roten aufzufinden ist. Das Erz weist einige Peaks auf, welche zu Elementen der Uran-238-Zerfallsreihe passen und kann somit dieser Zerfallsreihe relativ eindeutig zugeordnet werden.

4.4 Detektoreigenschaften

4.4.1 Abweichung

In Abb. 13 aufgetragen ist die relative Differenz von gemessener zu Referenzenergie $1 - \frac{E_m}{E_r}$ gegen die Referenzenergie E_r . Direkt erkennbar ist, dass die relative Abweichung der gemessenen Werte des Halbleiterdetektors fast gar nicht von den Referenzwerten abweichen, während die Abweichung beim Szintillator teilweise deutlich höher liegt. Dies ist allerdings nur für drei Werte der Fall, die anderen Werte des Szintillators zeigen, dass eine relativ geringe Abweichung von den Referenzwerten erreicht wurde.

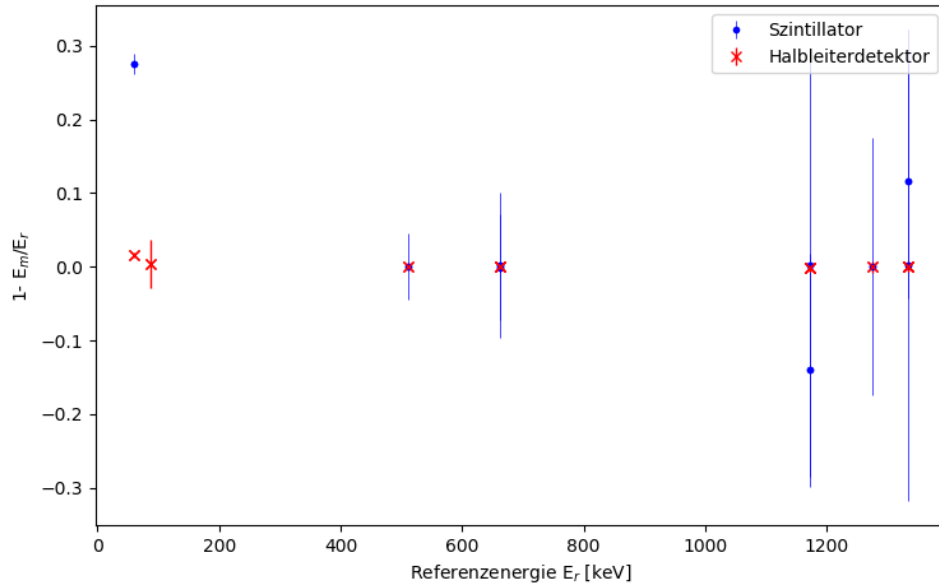


Abbildung 13: Aufgetragen ist die relative Differenz zwischen gemessenen Energien und Referenzwerten. Die Fehlerbalken ergeben sich durch die Ungenauigkeiten, welche das Fitprogramm fityk ausgegeben hat.

4.4.2 Auflösung

Die Energieauflösung ΔE der beiden Detektoren wird über folgende Formel berechnet:

$$\Delta E = \frac{\sigma}{E} \quad (4.4)$$

mit

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (4.5)$$

Dabei ist FWHM die *Full Width at Half Maximum* also die Halbwertsbreite des jeweiligen Peaks.

Um die Auflösung der beiden Detektoren miteinander vergleichen zu können, wird zunächst ein Graph angefertigt der die Energieauflösung für beide Detektoren in Abhängigkeit der verschiedenen Energien darstellt. Dieser ist in Abb. 14 zu sehen. Es werden nur die Datenpunkte der drei bekannten Quellen und der gemischten Quelle berücksichtigt.

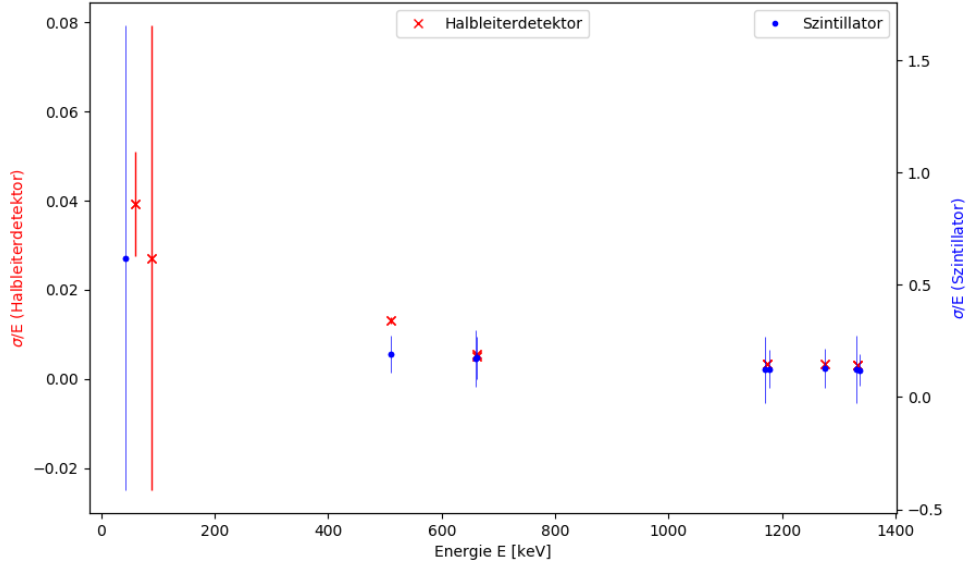


Abbildung 14: Energieauflösung der beiden Detektoren in Abhängigkeit der Energie in logarithmischer Darstellung

Zu sehen ist, dass beide Detektoren im Bereich von höheren Energien bessere Auflösungen haben als bei niedrigen Energien. Weitergehend ist zu sehen, dass der Szintillationsdetektor eine weitaus schlechtere Auflösung als der Halbleiterdetektor besitzt. Dies wird auch anhand der vorherig ausgewerteten Graphiken der verschiedenen Proben sichtbar und somit auch der Halbleiterdetektor aufgrund der besseren Auflösung zur Messung der Erzprobe gewählt. Während man beim Halbleiterdetektor Energieauflösungen im Bereich von 10^{-3} bis 10^{-1} hat, sind ein Großteil der Werte für das Auflösungsvermögen des Szintillationsdetektor im Bereich von 10^{-1} bis 2×10^{-1} zu finden. Die Skala von Abb. 14 wird in diesem Falle logarithmisch für beide y-Achsen gewählt, da die gemessene Energie bei Bestrahlung des Detektors mit monoenergetischer γ -Strahlung poissonverteilt ist, das heißt also in dieser Auftragung eine Gerade mit negativer Steigung ergibt. Betrachtet man die Tendenzen der Auflösung bei Zunahme der Energie in der logarithmischen Darstellung ist für beide Detektoren ein linearer Zusammenhang mit negativer Steigung erkennbar. Dies führt auf einen exponentiellen Zusammenhang von Energie und Energieauflösung, wobei mit kleiner werdenden Energien das Auflösungsvermögen exponentiell abnimmt.

4.4.3 Mittlere Ionisierungsenergie

Die Ionisationsenergie ist definiert durch $I = E/N$, wobei N die Anzahl der Zählungen ist. Nehmen wir an, dass

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_N}{N} \quad (4.6)$$

gilt. Aus der Poisson-Statistik ergibt sich $\sigma_N = \sqrt{N}$ und somit erhält man:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (4.7)$$

Daraus ergibt sich

$$N = \frac{E^2}{\sigma^2}. \quad (4.8)$$

Setzt man dies in $I = E/N$ ein ergibt sich

$$I = \frac{\sigma^2}{E}. \quad (4.9)$$

Mit Hilfe von Gleichung (4.9) wurde die Ionisationsenergie I bestimmt und in Abb. 15 gegen die Energie E aufgetragen. Klar erkennbar ist, dass die Ionisierungsenergie beim Szintillator deutlich größer ist, als beim Halbleiterdetektor. Die Ionisationsenergie des Szintillator liegt ungefähr in einem Bereich von (20 ± 5) keV, wobei ein Wert etwas aus der Reihe fällt. Die Werte für den Halbleiterdetektor liegen zwischen 100 eV und 10 eV. Die Literaturwerte [3] liegen hier im Bereich von 7,9 eV bis 93,5 eV, was sehr gut zu den gefundenen Werten passt.

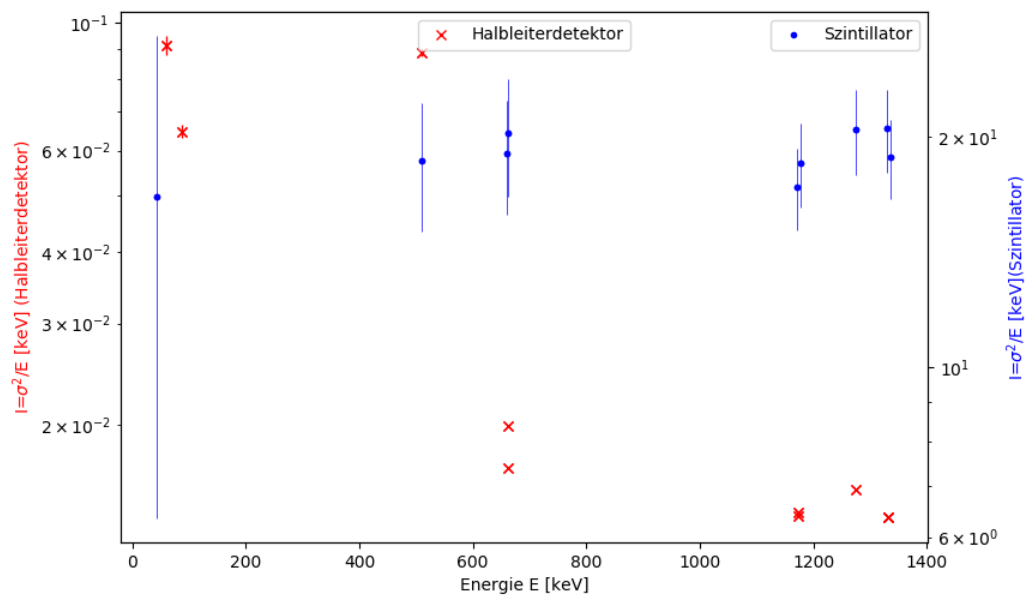


Abbildung 15: Mittlere Ionisierungsenergie für beide Detektoren in Abhängigkeit der Energie in logarithmischer Darstellung.

4.4.4 Effizienz

Die Effizienz ist ein Maß für den Anteil der nachgewiesenen Photonen von der Gesamtzahl theoretisch nachweisbarer Photonen. Um sie zu bestimmen, ist es notwendig die Aktivität der verschiedenen Elemente zu kennen. Da weitere Faktoren wie der erfasste Raumwinkel, unter dem die Photonen gesammelt werden eine Rolle spielen, kann die Effizienz für einen Detektor nur für eine einzige Probe berechnet werden. Und zwar nur für die Mischquelle, da der Raumwinkel bei dieser Probe konstant für alle Isotope ist. Da sich der Raumwinkel für unterschiedliche Detektoren unterscheidet, sind die Resultate des Szintillators und des Halbleiterdetektors nicht direkt vergleichbar. Werden

sie jedoch auf ihr Maximum normiert, so lassen sich aus den Verläufen der Datenpunkte Schlüsse über die Effizienz ziehen. Die Effizienz ϵ lässt sich über folgende Formel berechnen:

$$\epsilon = \frac{\frac{Area}{A}}{\left| \frac{Area}{A} \right|} \quad (4.10)$$

A ist dabei die Aktivität der verschiedenen Isotope [1] und $Area$ die Fläche unter dem jeweiligen, vom Untergrund befreiten, Peak welche vom Fitprogramm fityk ausgegeben wurde.

Die Effizienz der beiden Detektoren in Abhängigkeit der Energie ist in Abb. 16 zu sehen.

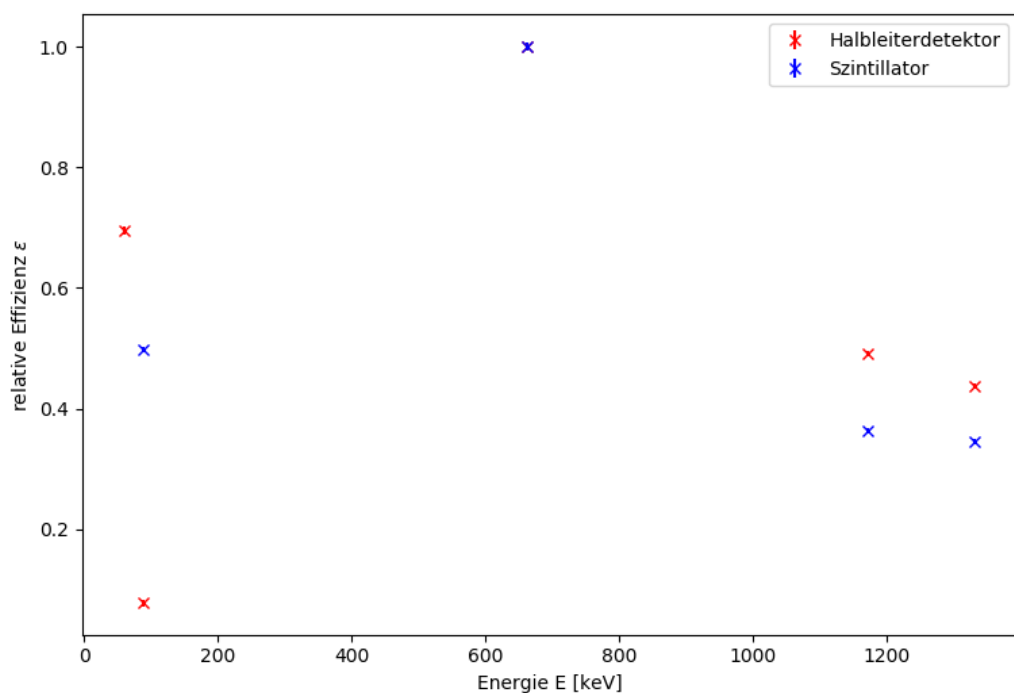


Abbildung 16: Effizienz beider Detektoren in Abhängigkeit der Energie. Die Werte wurden für jeden Detektor einzeln auf den jeweiligen Effizienzwert von ^{137}Cs normiert, sodass dieser bei 1 liegt. Die Fehlerbalken sind so klein, dass sie hinter den Messpunkten verschwinden und so nicht erkennbar sind.

Wie zuvor festgestellt, handelt es sich bei der Mischquelle aus einer Kombination von mehreren Elementen. Im Bereich der niedrigen Energien zeichneten sich Peaks von Americium und von Cadmium aus, bei etwa 662 keV war der Peak von Cäsium sichtbar und im Bereich der hohen Energien waren die beiden Peaks von Cobalt zu sehen. Betrachtet man nun Abb. 16 ist zu erkennen, dass die Effizienz für beide Detektoren bei ungefähr 662 keV, also bei Cäsium, am größten ist. Im Bereich höhere Energien ist die

Effizienz für den Halbleiterdetektor relativ gesehen etwas besser als jene des Szintillationsdetektors, trotzdem sind beide Detektoren hier nur noch halb so effizient wie im Energiebereich um das Cäsium. Im niederenergetischen Bereich sind beide Detektoren ebenfalls nicht mehr so effizient, wie sie es im mittleren Bereich der Energieskala sind. Eine Erklärung hierfür wurde nicht gefunden. Der Grund für die niedrigere Effizienz im Bereich höherer Energien liegt an dem kleineren Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich. Dieser fällt für hohe Energien ab. Umso verwunderlicher ist der Umstand, dass im niederenergetischen Bereich die Effizienz ebenfalls abfällt, da hier der Wirkungsquerschnitt eigentlich am größten ist.

5 Schlussfolgerung

Aus der Aufnahme der γ -Spektren der verschiedenen Stabquellen, (^{22}Na , ^{60}Co und ^{137}Cs) mit zwei verschiedenen Detektoren, Szintillationsdetektor und Halbleiterdetektor, können einige qualitative Unterschiede zwischen den beiden Detektoren festgestellt werden, da beim Halbleiterdetektor die aufgenommenen Peaks meist exakt mit den Literaturwerten übereinstimmen, während die Werte des Szintillationszählers teilweise abweichen. Die Abweichungen sind auch hier nicht groß, können mit der Genauigkeit des Halbleiterdetektors allerdings nicht mithalten. Unter Berücksichtigung dieser Erkenntnisse wird das Spektrum der Erzprobe mit Hilfe des Halbleiterdetektors aufgenommen. Ein Vergleich der aufgenommenen Peaks mit den Literaturwerten der Peaks für bestimmte Zerfallsreihen, lässt darauf schließen, dass das unbekannte Erz in die Zerfallsreihe von Uran-238 passt.

Vergleicht man die Auflösung der beiden Detektoren ist hier ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Detektoren zu sehen. Die Auflösung beim Halbleiterdetektor ist in etwa um das 100-fache besser als die des Szintillationszählers. Für beide Detektoren gilt jedoch, dass die Auflösung für höhere Energien besser ist.

Um die Effizienz der beiden Detektoren zu ermitteln wird die Mischquelle verwendet, da bei dieser eine Veränderung bezüglich der Raumwinkel ausgeschlossen werden kann. Um für die beiden Detektoren die gleichen Bedingungen zu schaffen werden diese auf den jeweiligen Effizienzwert von Cäsium-137 normiert. Vergleicht man nun die Effizienz der beiden Detektoren miteinander, sieht man, dass die Effizienz des Halbleiterdetektors besser ist als jene des Szintillationszählers. Zudem nimmt bei beiden Detektoren die Effizienz im Bereich hoher sowie niedriger Energien ab. Das jeweilige Effizienzmaximum wurde für ^{137}Cs gefunden.

Literatur

- [1] im Zuge der Versuchsdurchführung bereitgestellte Tabelle mit Referenzwerten
- [2] im Zuge der Versuchsdurchführung bereitgestellte Versuchsanleitung
- [3] <http://www.periodensystem.info/elemente/germanium/>, abgerufen am 10.12.2018

6 Anhang

Für den gesamten, resultierenden Fehler:

$$u_{\text{ges}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n u_i^2} \quad (6.1)$$

Die kombinierte Standardunsicherheit bei indirekt bestimmten Messgrößen:

$$u(f) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} u(x_i) \right)^2} \quad (6.2)$$