

P521 γ -Spektroskopie mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren

Noah J. Reinhardt & Maximilian Miles

Durchgeführt am 04.12.2025
Abgegeben bis zum 15.12.2025

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1 Einführung | 2 |
| 1.1 Szintillations-Spektrometer | 2 |
| 1.2 Halbleiter-Detektoren | 2 |
| 1.3 Radioaktive Quellen | 3 |
| 1.4 Vorwort | 4 |
| 2 Voraufgabe: Funktionsanpassung an Energie-Spektren | 5 |
| 3 γ-Spektroskopie am Halbleiter- & Szintillations-Detektor | 6 |
| 3.1 Aufbau | 6 |
| 3.2 Durchführung | 6 |
| 3.2.1 Justage des Aufbaus | 6 |
| 3.2.2 Vermessung bekannter Quellen | 6 |
| 3.3 Ergebnisse | 7 |
| 3.3.1 Justage des Aufbaus | 7 |
| 3.3.2 Energie-Kalibration | 7 |
| 3.3.3 Analyse der Halbwertsbreiten | 10 |
| 3.3.4 Bestimmung der Ansprechfunktion Peak-to-Total | 11 |
| 3.3.5 Analyse der Detektor-Effizienz | 12 |
| 3.3.6 Berechnung der Aktivität von ^{60}Co | 13 |
| 4 Untersuchung einer Bodenprobe | 14 |
| 4.1 Durchführung | 14 |
| 4.2 Extraktion der γ -Energien | 14 |
| 4.3 Zuordnung der γ -Energien zu ihren Quellen | 16 |
| 5 Fazit | 17 |
| 6 Anhang | 19 |

1 Einführung

Der nachfolgende Versuch beschäftigt sich mit den Eigenschaften von Szintillations- und Halbleiter-Detektoren sowie deren Anwendung in der γ -Spektroskopie. Hierbei sollen Energie-Auflösung und Effizienz eines NaI(Ta)-Szintillations-Detektors und eines HPGe-Halbleiter-Detektor anhand bekannter Proben untersucht werden. Der HPGe-Detektor wird schließlich zur Spektroskopie einer Bodenprobe verwendet, aus welcher die natürlichen Zerfallsreihen nachgewiesen werden sollen. Das Ziel des Versuchs ist ein quantitativer Vergleich beider Dektortypen.

1.1 Szintillations-Spektrometer

Beim Szintillations-Spektrometer handelt es sich um einen Detektor, der aus einem Szintillator, einer *Photomultiplier Tube* (kurz: PMT) und einer Auslese-Elektronik (Basis) besteht. Fällt ionisierende Strahlung auf den mit Thallium dotierten NaJ-Szintillationskristall, werden dort Elektronen ionisiert, welche bei stufenweiser Abregung Photonen im sichtbaren Bereich emittieren. Diese Photonen fallen auf die Photokathode der PMT und lösen dabei mit jeder Iteration einen größer-werdenden Schauer aus Sekundär-Elektronen aus, welcher schließlich in der Basis verstärkt und in einen Spannungs-Impuls umgewandelt wird. Die Amplitude, bzw. die Fläche unter dem Spannungs-Impuls ist proportional zur Energie der gemessenen Strahlung und ermöglicht so die Spektroskopie einer radioaktiven γ -Quelle. Das Schema eines solchen Detektionsvorgangs ist in Abbildung 1 illustriert.

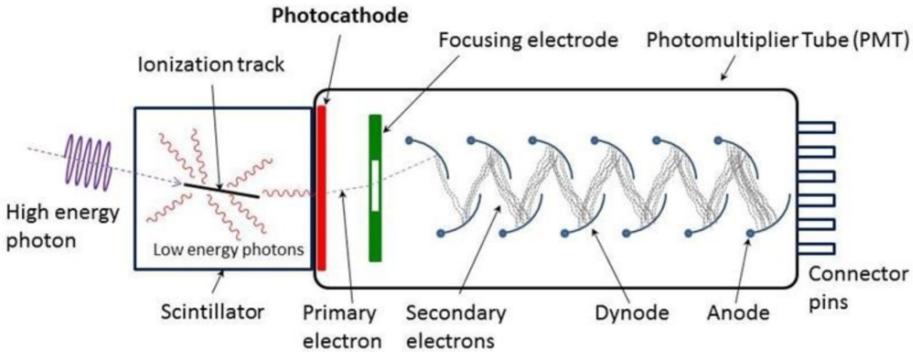


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Szintillations-Detektors [1]. Eintreffende Strahlung wird in sichtbares Licht umgewandelt und durch die PMT in einen verstärkten Spannungsimpuls umgewandelt.

Der Vorteil des verwendeten Szintillations-Spektrometers mit dem Szintillator NaI(Ta) ist der hohe Wechselwirkungs-Querschnitt $\sigma_{\text{photo}} \propto Z^5$ zur Detektion von Strahlung aufgrund der hohen Ordnungszahl Z von Iod. Die zugehörige energieabhängige Effizienz $\epsilon(E_\gamma)$ wird als Verhältnis zwischen der Detektionsrate in einem Photopeak N_{detect} und der Rate von Photonen, welche den Detektor erreichen (N_{reach}), gebildet. Für einen Detektor mit Durchmesser d und Abstand D zur Quelle der Aktivität B ergibt sich über Betrachtung des Raumwinkels die absolute Effizienz [2]

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N_{\text{detect}}}{N_{\text{reach}}} \approx \frac{N_{\text{detect}}}{B} \cdot \frac{4\pi D^2}{\pi d^2} \quad . \quad (1)$$

Hierbei wird die Fläche der Detektions als Kreisscheibe der Fläche πd^2 angenommen und die Quelle als isotroper Strahler ohne Rückstreuung in der Umgebung genähert. Besitzt eine Quelle mehrere Photopeaks, so muss die Aktivität B für den jeweiligen Zerfallskanal nach unten korrigiert werden. Die Anzahl der in einem Photopeak gemessenen Ereignissen entspricht der Fläche der dazu angepassten Gaußkurve A .

Der Szintillatons-Detektor benötigt keinerlei Kühlung und kann problemlos bei Raumtemperatur betrieben werden. Ein großer Nachteil des Szintillations-Detektors ist jedoch seine geringe Energie-Auflösung: Sowohl bei der Anregung der Elektronen im Szintillator als auch beim Photoeffekt an der Photo-Kathode des PMTs geht ein erheblicher Teil des Signals verloren, sodass hohe statistische Schwankungen zu einer starken Verbreiterung von Photopeaks führen.

1.2 Halbleiter-Detektoren

Halbleiter-Dektoren basieren im Gegensatz zum Szintillations-Detektor auf dem Prinzip einer PIN-Photodiode (vgl. Abb. 2). Dazu wird ein Block aus reinem Halbleiter zwischen zwei Schichten aus stark p- bzw. n-dotiertem Material eingefügt, sodass eine

Diode mit großer Raumladungszone entsteht. Durch Anlegen einer Hochspannung in Sperr-Richtung wird diese Raumladungszone weiter vergrößert und es fließt (im Idealfall) kein Strom. Passiert nun ionisierende Strahlung den Halbleiter, so löst sie je 3 eV Energie ein Paar aus Elektron und Elektron-Loch aus dem Material heraus, welches durch die Sperr-Spannung zu den Elektroden hin beschleunigt und somit als Strom gemessen wird. Das Strom-Signal wird durch einen Messverstärker in einen Spannungsimpuls umgewandelt, dessen Amplitude weiterhin proportional zur Energie der einfallenden Strahlung ist und die Spektroskopie ermöglicht.

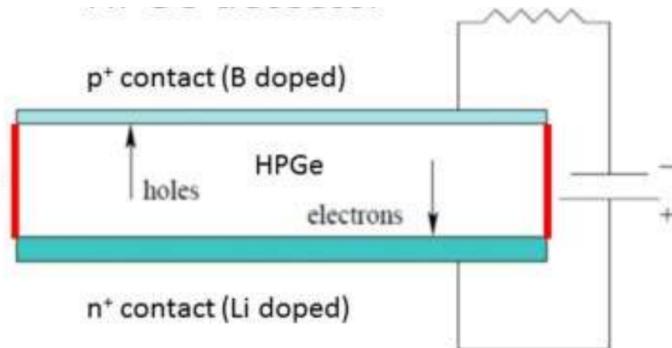


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Halbleiter-Detektors auf Basis von HPGe [3]. Eintreffende Strahlung verursacht Elektron-Loch-Paare, welche als Strom gemessen werden.

Der große Vorteil des Halbleiter-Detektors ist seine hohe Energie-Auflösung: Aufgrund der niedrigen Schwellen-Energie (3 eV) der Wechselwirkung sind die statistischen Schwankungen in der Detektion gering und die Messung der Energie wird äußerst präzise. Der verwendete *High-Purity Germanium Detector* (HPGe-Detektor) nutzt als Halbleiter hochreines Germanium, welches aufgrund seiner hohen Reinheit in der Dioden-Anordnung geringe Leckströme durchlässt und damit ein hohes *Signal-to-Noise Ratio* (SNR) zulässt. Der Detektionsmechanismus basiert erneut auf dem Photoeffekt; die geringere Ordnungszahl $Z = 32$ von Germanium (Ge) gegenüber dem Iod ($Z = 53$) im NaJ-Szintillator sorgt für eine verringerte Detektions-Effizienz. Ein weiterer Nachteil des Detektors ist, dass er bei hohen Spannungen mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden muss, damit der Halbleiter intakt bleibt und Leckströme minimiert werden.

Die beobachtete Halbwertsbreite eines Photopeaks ΔE am Halbleiter-Detektor setzt sich aus einem energie-unabhängigen Anteil ΔE_e sowie einem energie-abhängigen Anteil $\Delta E_d \propto \sqrt{E_\gamma}$ zusammen, welcher aus statistischen Effekten in der Ladungssammlung folgt. Es gilt [2]:

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_d^2 + \Delta E_e^2} = \sqrt{x^2 \cdot E_\gamma^2 + \Delta E_e^2} \quad , \quad (2)$$

wobei x ein freier Parameter ist. Diese Beziehung soll im Versuch durch Betrachtung verschiedener Photopeaks nachgewiesen werden. Eine weitere Metrik, anhand welcher die Detektoren verglichen werden können, ist das Peak-to-Total-Verhältnis P_T . Durch Division der gemessenen Ereignisse in einem Photopeak durch die insgesamt gemessenen Ereignisse spiegelt P_T die Ansprechfunktion des Detektors wieder.

1.3 Radioaktive Quellen

Im Versuch werden neben einer unbekannten Bodenprobe die Quellen ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu verwendet und erfüllen dabei verschiedene Funktionen in der Kalibrierung des Energiebereichs $E \in [100 \text{ keV}, 1500 \text{ keV}]$. Die Caesium-Quelle wird durch einen einzigen Photopeak bei 661,7 keV [4] charakterisiert, sodass ^{137}Cs sich in guter Näherung als monochromatischer Röntgenstrahler verwenden lässt. Die Cobalt-Quelle hingegen deckt mit ihren dominanten Emissionslinien bei den Energien 1173,2 keV und 1332,5 keV den Bereich hoher Energien ab [5]. Zuletzt steht eine Europiumquelle zur Verfügung, welche bei der feinen Kalibrierung von Detektoren im Röntgenbereich beliebt ist, da ^{152}Eu durch seine vielfältigen Emissionen den gesamten Energiebereich von 100 keV bis hin zu 1400 keV abdeckt. Eine detaillierte Auflistung der dominantesten Emissionslinien des Europium-Isotops und deren prozentualer Anteil pro Zerfall von ^{152}Eu ist in Tabelle 1 abgebildet.

| E_{lit} / keV | rel. Intens. I / % |
|-----------------|----------------------|
| 121,7817(3) | 28,53(16) |
| 244,6974(8) | 7,550(40) |
| 344,2785(12) | 26,59(20) |
| 411,1165(12) | 2,237(13) |
| 443,9606(16) | 2,827(14) |
| 778,9045(24) | 12,930(80) |
| 867,3800(30) | 4,230(30) |
| 964,0570(50) | 14,510(70) |
| 1085,837(10) | 10,110(50) |
| 1112,0760(30) | 13,670(80) |
| 1408,0130(30) | 20,870(90) |

Tabelle 1: Energien und Intensitäten der häufigsten Gamma-Linien von ^{152}Eu . Die Angabe der Intensitäten erfolgt in % der Zerfälle von Europium. [2]

Die drei natürlichen Zerfallsreihen, von denen zu erwarten ist, dass sie einen Anteil am Spektrum der Bodenprobe haben, sind die Uran-Radium-Reihe ($4n + 2$), die Uran-Actinium-Reihe ($4n + 3$) und die Thorium-Reihe ($4n$). Die Notation $4n + x$ bezieht sich auf die Massenzahlen der in jeder Reihe vorkommenden Nuklide, da sich diese durch den α -Zerfallsprozess nur in Viererschritten ändern kann. Neben den Quellen entlang den drei natürlichen Zerfallsketten gibt es auch instabile leichte Kerne, die häufig in der Umwelt vorkommen, ob natürlich oder menschengemacht — etwa ^{14}C (Notiz: kein γ -Strahler), ^{22}Na , ^{40}K oder ^{137}Cs . [6]

1.4 Vorwort

Messungen von radioaktiven Zerfällen unterliegen der Poisson-Statistik, welche vorhersagt, dass die N -fache Messung eines Ereignisses eine statistische Unsicherheit von \sqrt{N} nach sich zieht. Zur Erhöhung der Lesbarkeit wird diese Unsicherheit zwar mit ein-berechnet, aber als Einzige nicht in den Diagrammen visualisiert. Alle Berechnungen von Unsicherheit basieren auf der Gaußschen Fehlerfortpflanzung, sofern nicht anders spezifiziert.

Alle in der Versuchsdurchführung erhobenen Rohdaten und das während der Versuchsdurchführung laufend verfasste Protokoll sind auf Sciebo [7] erhältlich. (Link gültig bis 31.03.2026)

2 Voraufgabe: Funktionsanpassung an Energie-Spektren

Um sinnvoll Spektren auswerten zu können, ist in einem JupyterHub-Environment ein Python-Programm geschrieben worden, um möglichst einfach Gaußkurven (mit linearem Untergrund) an Linien in einem Spektrum anzupassen. Dies erhält als Eingaben (neben Formatierungsparametern) nur das Spektrum — ein numpy-array mit Ganzzahlen — sowie eine Liste der gewünschten Fitregionen. Die Initial-Parameter für die numerische Kurvenanpassung werden daraus automatisch generiert (können noch verändert werden), diese durchgeführt und das Ergebnis mit relevanten Informationen in einem Diagramm aufgetragen. Für das in [2] gegebene Beispiespektrum ergibt dies Abb. 3.

Eine Limitierung dieses Ansatzes ist, dass der Fall stark überlagerter Linien nicht direkt berücksichtigt wird. In Abb. 3 ist dies an der orangenen Fitkurve zu erkennen: sie überlagert die hellblaue teils, weswegen der Anstieg der hellblauen Kurve nun als linearer Untergrund für die orangene interpretiert wird. Es wäre zu erwarten (bzw. hoffen, diese Anpassungen können numerisch instabil werden), dass eine Anpassung einer Summe zweier Gaußfunktionen mit einheitlichem Untergrund — möglicherweise mit komplexerer Form — ein visuell besser passendes Ergebnis liefern würde.

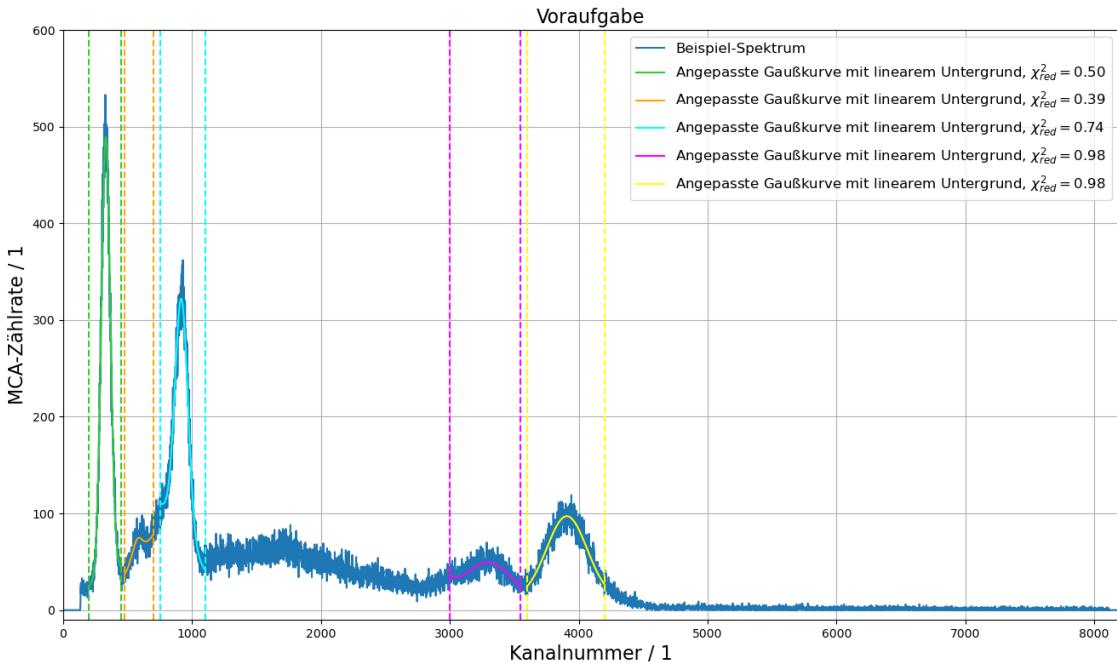


Abbildung 3: Voraufgabe: Gegebenes Beispiespektrum mit angepassten Gaußkurven (plus jeweils linearer Untergrund). Gegebene Fit-Grenzen (Kanalnummern): [(200,450), (475, 700), (750,1100), (3000, 3550), (3600,4200)].

3 γ -Spektroskopie am Halbleiter- & Szintillations-Detektor

3.1 Aufbau

Für den Versuch stehen neben den beiden Detektoren ein *Multi Channel Analyzer* (MCA) und ein Oszilloskop zur Verfügung. Der MCA verfügt über einen pulsformenden Verstärker, welcher mithilfe der Software *MC² Analyzer* [8] eingestellt werden kann. Die Proben ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs und ¹⁵²Eu können vor den Detektoren auf einem Probenhalter in verschiedenen Abständen positioniert werden und die Abstände zwischen Mittelpunkt der Probe und Oberfläche des Detektors können mithilfe eines Maßstabs nachgemessen werden. Die Durchmesser von HPGe-Kristall und NaI-Kristall betragen 55,7 mm und 50,8 mm [2]. Abbildung 4 zeigt die beiden Detektoren während der Versuchsdurchführung.

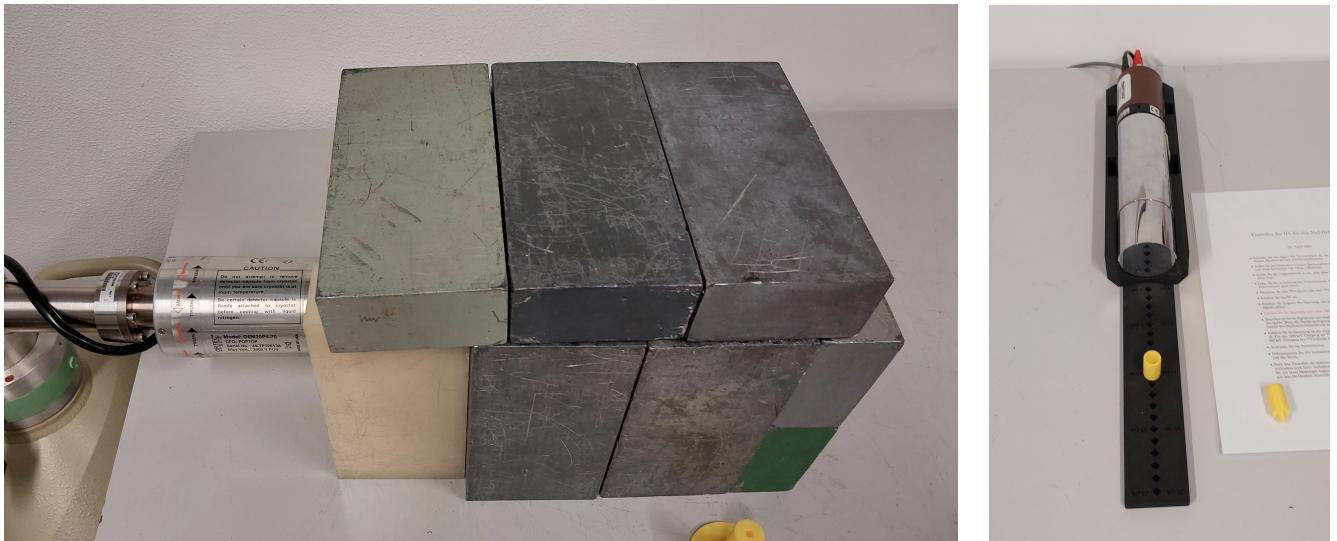


Abbildung 4: Fotos des verwendeten HPGe-Halbleiter-Detektors (links) sowie des NaI(Ta)-Szintillations-Detektors (rechts). Der HPGe-Detektor wird dauerhaft von flüssigem Stickstoff gekühlt und wird für Langzeitproben mit Blei-Blöcken abgeschirmt.

3.2 Durchführung

3.2.1 Justage des Aufbaus

Zu Beginn des Versuchs müssen die Detektionssignale überprüft werden und die beiden Detektionskreise jeweils auf einen sinnvollen Energiebereich eingestellt werden. Hierzu wird das Oszilloskop am Detektor angeschlossen und die ¹³⁷Cs-Quelle eingesetzt. Da der HPGe-Detektor zur Stabilisierung der Betriebsspannung mehrere Tage benötigen kann, ist diese bereits eingestellt und wird nicht verändert. Die Betriebsspannung am PMT des Szintillations-Detektors wird langsam hoch-geregelt und darf 700 V nicht überschreiten. Es sollten nun exponentiell abfallende Signale beobachtbar sein, welche in Amplitude und Signaldauer dokumentiert werden.

Als nächstes wird das Signal des Detektor am MCA angeschlossen und das resultierende Spektrum mit der Software *MC² Analyzer* beobachtet. Durch Einstellung der Verstärkung *Fine Gain* wird der Messbereich auf ein Energie-Intervall von etwa 1550 keV eingestellt.

Mit diesen Einstellungen wird der restliche Versuch unverändert durchgeführt. Die genannten Schritte müssen an beiden Detektoren analog angewandt werden. Um die Stabilität der Messung zu garantieren wird die Datenaufnahme am Szintillations-Detektor erst 30 min nach Einstellung der Hochspannung begonnen.

3.2.2 Vermessung bekannter Quellen

Nach erfolgreicher Justage der Detektoren werden die drei bekannten Proben sowie ein Hintergrund-Spektrum von beiden Detektoren spektroskopiert. Die Messung erfolgt über die um die Totzeit des MCA korrigierte Messzeit *live time* von 300 s. Zusätzlich wird zur Korrektur von Beiträgen durch die Hintergrundstrahlung eine Messung ohne Quelle durchgeführt. Die Proben werden in einem Abstand positioniert, bei welchem die Zählrate unterhalb von 2,5 kHz liegt, da höhere Zählraten häufiger zu Summenpeaks im Spektrum und somit zu einer Verschlechterung der Datenqualität führen können. Bei jeder Messung wird der Abstand *D* zwischen Detektor und Probe zur späteren Bestimmung der absoluten Effizienz ausgemessen.

3.3 Ergebnisse

3.3.1 Justage des Aufbaus

Beim Erhöhen der Hochspannung am Szintillations-Detektor können nach und nach mehr Signale detektiert werden. Zur Maximierung der Zählrate wird die Hochspannung schließlich auf 691(1) V ($I = 492(1)$ μ A) festgelegt. Durch Erhöhung der Trigger-Schwelle am Oszilloskop lassen sich nun an beiden Detektoren Signale erkennen, welche mit dem 661 keV-Peak der Caesium-Quelle identifiziert werden (Abb. 5).



Abbildung 5: Oszillogramme der Detektions-Signale vom 661 keV-Photopeak von ^{137}Cs am HPGe-Detektor (a) und am NaI-Detektor (b). Die Signale zeigen einen schnellen Anstieg sowie den erwarteten exponentiellen Abfall. Die Amplituden betragen 2,33(5) V (a) und 1,99(5) V (b) und weisen grob geschätzt Halbwertszeiten von 40(10) μ s (a) und 45(10) μ s (b).

Die Signale an beiden Detektoren sind nahezu identisch, was darauf zurückzuführen ist, dass die Ströme der Ladungssammlung am HPGe-Detektor sowie die Ströme der PMT am NaI-Detektor intern in Spannungsimpulse umgewandelt und vorverstärkt werden. Der exponentielle Abfall des Signals lässt vermuten, dass die Signalverarbeitung in den Detektoren auf der Verwendung von Kondensatoren basiert. Die Amplituden der Signale von etwa 2 V liegen in der typischen Größenordnung und die kurzen Anstiegszeiten sind vorteilhaft für die Anwendung der Detektoren in Koinzidenzkreisen. Im MCA werden diese Signale anschließend verstärkt und in die Form einer Gaußglocke gebracht, welche die Auslese-Elektronik zuletzt in ein Impulshöhen-Spektrum umwandelt. Zur Einstellung des Energiebereichs auf $\gtrsim 1550$ keV wird der Fine Gain auf 5,0 (HPGe) und 1,5 (NaI) gestellt.

Die Aktivitäten der Proben werden den Aufschriften der Aufbewahrungsbehälter entnommen und sind zusammen mit den verwendeten Distanzen D zum jeweiligen Detektor in Tabelle 2 aufgelistet. Die Rohdaten der Messungen sind auf Sciebo [7] verfügbar.

| Quelle | $t_{1/2}$ / yr | $B(t_0)$ / kBq | $B(t_{\text{now}})$ / kBq | D / mm |
|--------|----------------|----------------|---------------------------|-----------------|
| Co | 5,271 | 67 | 39 | 20(5) |
| Cs | 30,007 | 405 | 368 | 100(5) |
| Eu | 13,517 | 709 | 572 | 150(5) / 200(5) |

Tabelle 2: Auflistung verwendeter Quellen und deren Halbwertszeiten $t_{1/2}$ [9], deren Aktivität zum Zeitpunkt t_0 (1.10.2021), und die daraus extrapolierte Aktivität am Versuchstag t_{now} (04.12.2025). Die Quellen wurden in den jeweils gleichen Abständen D vor beiden Detektoren positioniert. Eine Ausnahme dazu stellt Europium dar, dessen Abstand aufgrund zu hoher Zählraten am NaI-Detektor auf 200 mm erhöht wird (150 mm am HPGe-Detektor).

3.3.2 Energie-Kalibration

Die Hintergrundspektren zeigen das erwartete nieder-energetische Rauschen mit niedrigen Ereigniszahlen, welches hier sinnvoll vom allen Proben-Spektren abgezogen werden kann (vgl. Anhang Abb. 13). Das Hintergrund-Spektrum wird also von den anderen Messreihen subtrahiert, bevor deren weitere Auswertung geschieht.

Zur Energie-Kalibration werden nun Gaußfunktionen mit einem linearen Hintergrund $G(K)$ mit folgender Form auf einen kleinen Bereich um den jeweiligen Peak angepasst

$$G(K) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(\frac{-(\mu - K)^2}{2\sigma^2}\right) + a \cdot K + b \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{FWHM}} = \sigma \cdot 2\sqrt{2 \ln 2} \quad , \quad (3)$$

wobei K den Kanal-Index des MCA darstellt. Aus den Anpassungen können neben dem linearen Hintergrund (a, b) der Peak-Schwerpunkt μ , die Halbwertsbreite σ_{FWHM} und die Fläche des Photopeaks A bestimmt werden. Der lineare Hintergrund ermöglicht eine exakte Lokalisierung der Emissionslinien trotz Compton-Hintergrund, welcher insbesondere bei den Spektren des NaI-Detektors stark sichtbar wird.

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen die Spektren der jeweils selben Probe an beiden Detektoren im Vergleich. Zur besseren Beurteilung sind diese bereits mit einer Energie-Kalibrierung ausgestattet, welche im weiteren Verlauf hergeleitet wird. Alle Anpassungs-Parameter nach Gleichung (3) sind in den Tabellen 4 und 5 nachzulesen. Aufgrund der schmalen Breite der Linien im HPGe-Spektrum sind diese noch einmal vergrößert in den Abbildungen 14, 15 und 16 dargestellt.

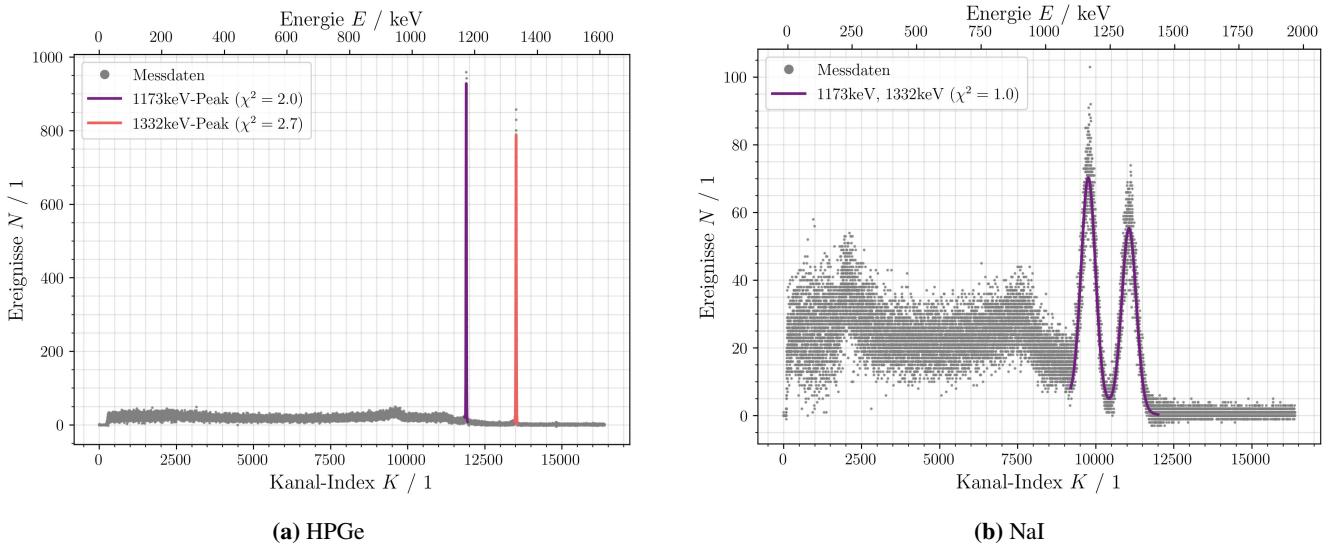
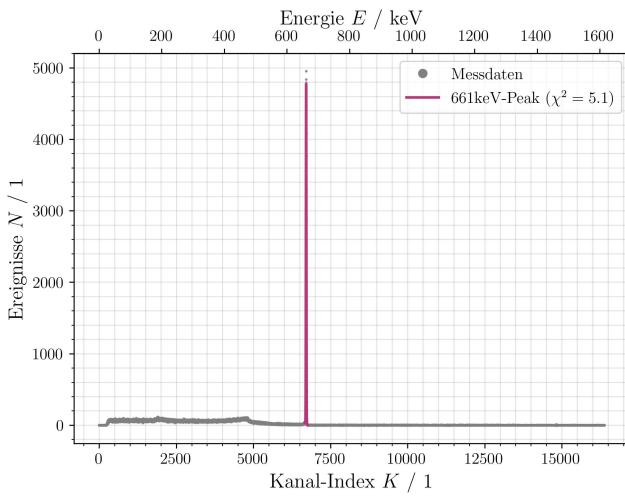


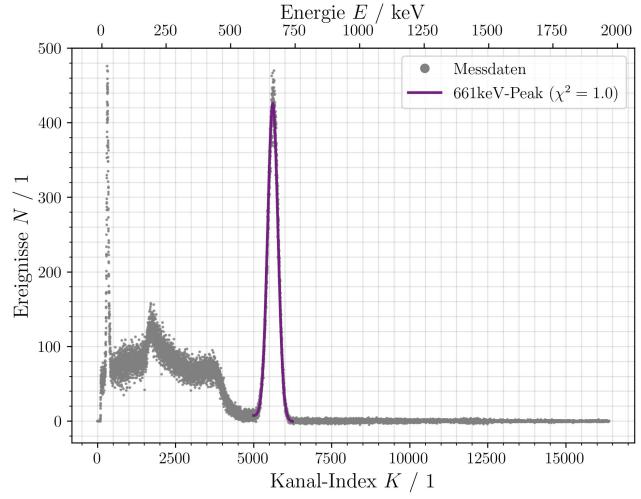
Abbildung 6: Gemessenes Energie-Spektrum der ^{60}Co -Quelle. An beiden Detektoren sind die charakteristischen Linien bei 1173 keV und 1332 keV klar erkennbar.

Abbildung 6 zeigt die Cobalt-Spektren an beiden Detektoren im Vergleich. Sofort fällt auf, dass der Halbleiter-Detektor eine um Größenordnungen höhere Energie-Auflösung als der Szintillations-Detektor aufweist, was mit der Theorie übereinstimmt. Dies erkennt man an der äußerst geringen Breite der entsprechenden Linien. Während der Compton-Hintergrund am Szintillations-Detektor stark dominiert, ist dieser am Halbleiter-Detektor im Verhältnis zu Peak-Höhe kaum zu sehen. Beim Compton-Kontinuum handelt es sich eine Konsequenz des Compton-Effekts im Detektor: die möglichen Winkeländerungen $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$ des gestreuten Photons ergeben einen endlichen Bereich möglicher Energieverschiebungen. Das Elektron im Kristall, an welchem Der Compton-Effekt geschieht, erhält einen Teil der Photonen-Energie — gerade diese wird als Strahlungs-Kontinuum im Spektrum des NaI-Detektors sichtbar. Charakteristisch für das Compton-Spektrum sind die Rand-Maxima bei 240(10) keV und 850(50) keV, welche auf die extremalen Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$ zurückzuführen sind.

Das Energie-Spektrum von Caesium kann in Abbildung 7 betrachtet werden. Die Spektren verhalten sich analog zu den eben diskutierten Cobalt-Spektren und werden zur Anpassung des 661 keV-Peaks verwendet.



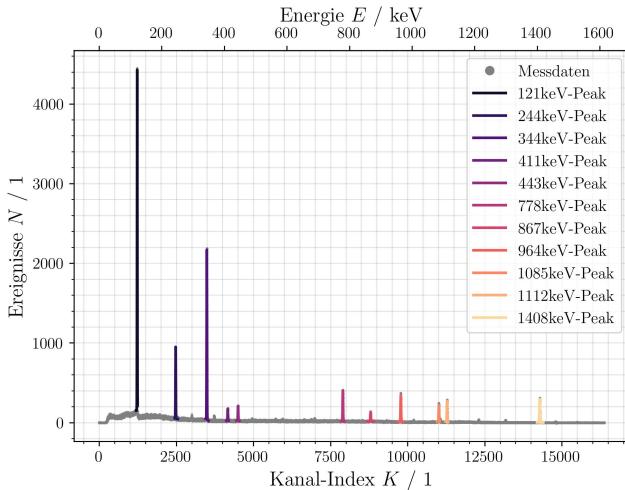
(a) HPGe



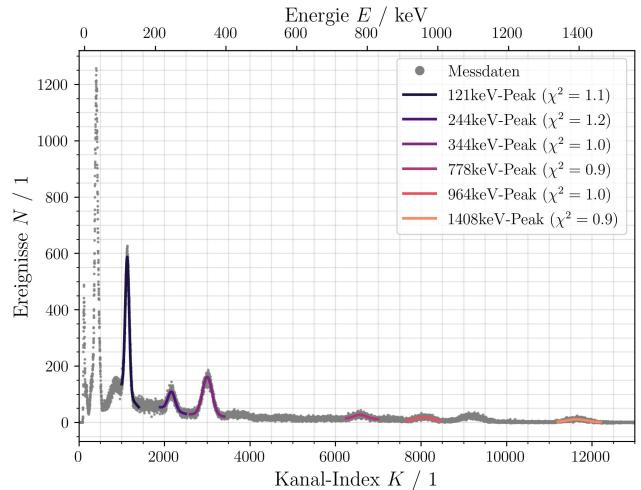
(b) NaI

Abbildung 7: Gemessenes Energie-Spektrum der ^{137}Cs -Quelle. An beiden Detektoren ist die charakteristische Caesium-Linie bei 661 keV klar erkennbar.

Zuletzt werden die Spektren von Europium untersucht, welche in Abbildung 8 zu sehen sind. Die Zuordnung der Maxima gemäß der erwarteten Maxima nach Tabelle 1 ist im Fall des Halbleiter-Detektors einfach, wird am Szintillations-Detektor jedoch durch die geringe Energie-Auflösung und die geringe Effizienz des Detektors bei hohen Energien erschwert. Aus diesem Grund werden im letzteren Fall nur die prägnantesten Linien zur Energie-Kalibration herangezogen.



(a) HPGe



(b) NaI

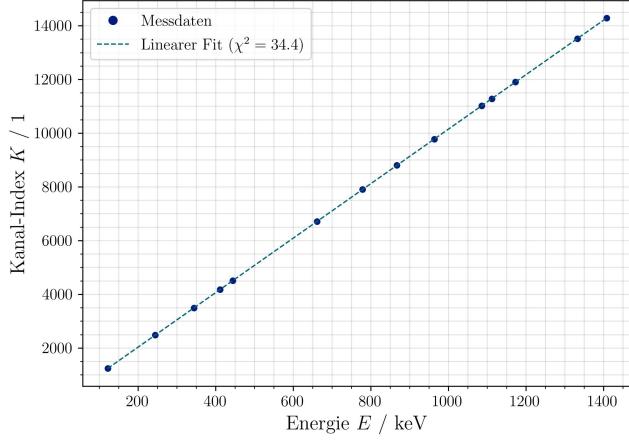
Abbildung 8: Gemessenes Energie-Spektrum der ^{152}Eu -Quelle. Aufgrund der hohen Energie-Auflösung des HPGe-Detektors können hier 11 charakteristische Linien nach Tabelle 1 zugordnet werden. Aufgrund des geringen SNR durch das Compton-Kontinuum am NaI-Detektor ist hier lediglich eine Anpassung von 5 Linien möglich. Weiterhin weist das Spektrum des NaI-Detektors nieder-energetische Röntgenlinien auf, welche nicht auf Anregungsübergänge zurückzuführen sind.

Eine weitere Auffälligkeit stellt eine unerwartete Linie im Spektrum des NaI-Detektors bei 40(10) keV dar. Diese folgt nicht aus einem Photo-Übergang der Zerfallsprodukte von ^{152}Eu und aufgrund der niedrigen Energie und hohen Amplitude ist es unwahrscheinlich, dass es sich um einen Escape-Peak, Rückstreu-Peak oder Summen-Peak handelt. Stattdessen wird vermutet, dass es sich um charakteristische Röntgenstrahlung von einem Material im oder nahe des Detektors handeln könnte. Hierfür spricht auch die Tatsache, dass ein ähnliches Maximum bei der Untersuchung von ^{137}Cs auftritt. Für die Energie-Kalibration ist dieses Phänomen jedoch nicht bedeutsam, da bereits ausreichend bekannte Linien zur angepasst zur Verfügung stehen.

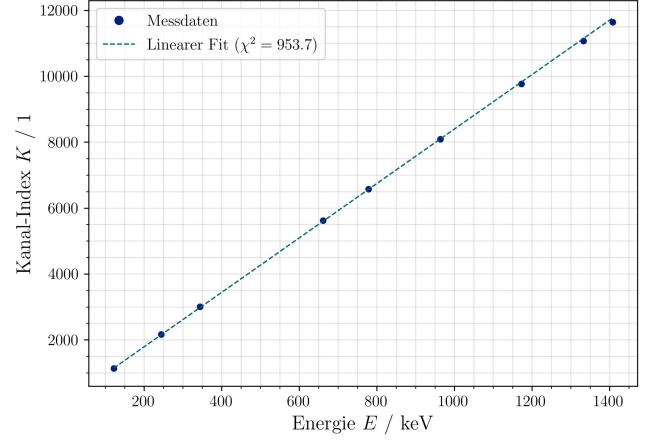
Die Energie-Kalibration erfolgt unter der Annahme, dass eine lineare Zuordnung zwischen Kanal-Index K und des gemessenen Energie E besteht:

$$K(E) = \alpha \cdot E + \beta \quad \Longleftrightarrow \quad E(K) = \frac{K - \beta}{\alpha} \quad . \quad (4)$$

Wendet man diese Überlegung auf die ermittelten Maxima μ und die Literaturwerte $E(\mu)$ für zugehörigen Energien an, so erhält man für die Detektoren die in Abbildung 9 gezeigten Zusammehänge.



(a) HPGe



(b) NaI

Abbildung 9: Energie-Kanal-Kalibration anhand angepasster γ -Linien der bekannten Quellen ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu .

Die Unsicherheiten dieser Anpassung sind äußerst gering, da sowohl die Literaturwerte sehr genau bekannt sind als auch die Positionen der Maxima in den Spektren mit hoher Präzision bestimmt werden kann. Trotz der somit geringen Güte χ^2 der Anpassungen ist die lineare Zuordnung optisch äußerst zutreffend und ergibt einen qualitativen Geradenfit mit folgenden Parametern:

$$\begin{array}{lll} \text{HPGe:} & \alpha = 10,146\,17(4)/\text{keV} & \beta = -1,49(2) \\ \text{NaI:} & \alpha = 8,2606(8)/\text{keV} & \beta = 133,5(4) \end{array} \quad . \quad (5)$$

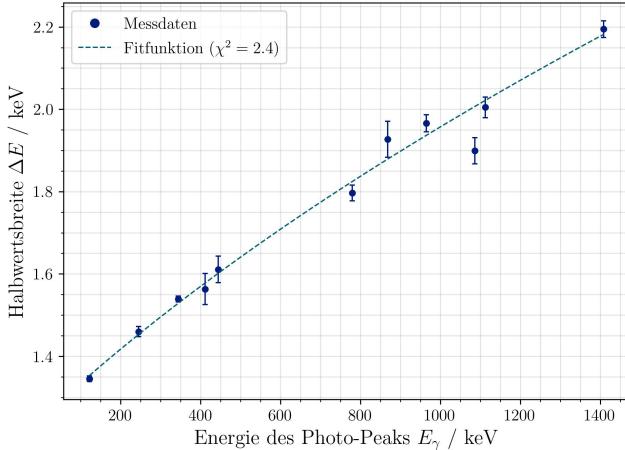
Auf Basis dieser Parameter wurde die Energie-Skalierung in allen bisherigen und nachfolgenden Darstellungen errechnet. Diese zeigt hohe Übereinstimmung mit den erwarteten Positionen bzw. Energien der Linien.

3.3.3 Analyse der Halbwertsbreiten

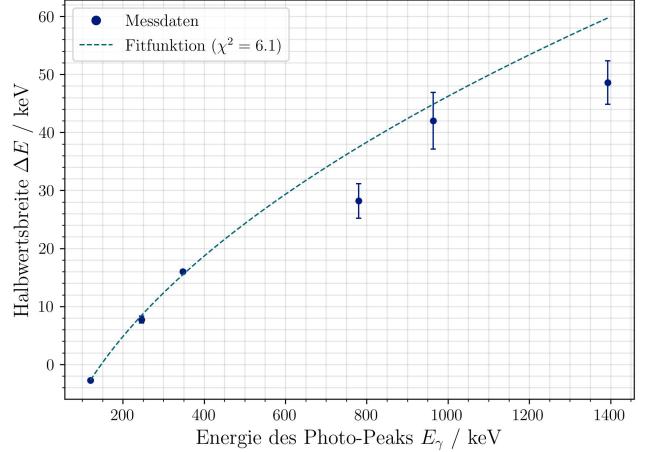
Im vorherigen Abschnitt konnte bereits festgestellt werden, dass die Linienbreiten am Halbleiter-Detektor deutlich geringer sind als am Szintillations-Detektor. Dieser Zusammenhang lässt sich weiter durch die Halbwertsbreiten-Funktion ΔE in Abhängigkeit von der Energie des jeweiligen Photopeaks quantifizieren. Hierzu werden die gewonnenen Daten (E, σ) aus Tabellen 4 und 5 gegeneinander aufgetragen, wobei für den Halbleiter-Detektor die theoretisch erwartete Funktion nach Gleichung (2) mit der intrinsischen Halbwertsbreite $\Delta E_d \propto \sqrt{E_\gamma}$ angepasst wird. Im Fall des Szintillations-Detektors wird das Skalierungs-Verhalten empirisch durch eine Wurzelfunktion angenähert:

$$\Delta E = y \cdot \sqrt{E_\gamma} + z \quad . \quad (6)$$

Abbildung 10 zeigt die energieabhängigen Halbwertsbreiten und deren Anpassungsfunktionen nach Gleichungen (2, 6).



(a) HPGe



(b) NaI

Abbildung 10: Funktionale Analyse der Energie-Abhängigkeiten der FWHM-Halbwertsbreiten $\Delta E(E_\gamma)$ von Photo-Peaks. Über den gesamten Energiebereich weisen die Photo-Peaks am NaI-Detektor (a) höhere Breiten als am HPGe-Detektor (b) auf

Beim Vergleich beider Anpassungen fällt kann zunächst bestätigt werden, was sich auch optisch in den Energie-Spektren widerspiegeln: Die Halbwertsbreiten am Szintillations-Detektor sind etwa um den Faktor 30 größer als vergleichbare Breiten des Halbleiter-Detektors. Die Anpassungsfunktionen beschreiben die Breiten der Photopeaks dabei mit hoher Güte ($\chi^2 \approx 1$). Lediglich bei der Anpassung des Szintillations-Detektors tritt zu höheren Energien eine Diskrepanz zwischen Modell und Messung auf. Die Anpassungsfunktionen werden durch folgende Parameter beschrieben:

$$\begin{array}{lll} \text{HPGe:} & x = 0,0477(5) \text{ keV}^{1/2} & \Delta E_e = 1,246(8) \text{ keV} \\ \text{NaI:} & y = 2,37(4) \text{ keV}^{1/2} & z = -28,7(5) \text{ keV} \end{array} .$$

Die Halbwertsbreiten des HPGe-Detektors reichen im Messbereich reichen von etwa 1,4 keV bishin zu 2,2 keV, sodass der Anteil der elektronisch bedingten Halbwertsbreite $\Delta E_e = 1,246(8)$ keV eine signifikante Rolle für die Energieauflösung spielt. Erst im Energiebereich von mehreren MeV wäre dieser konstante Beitrag deutlich geringer als der steigende Anteil $\propto x$ durch die Ladungssammlung und könnte dann vernachlässigt werden. Für diesen Versuch stellt die elektronische Ungenauigkeit eine Grenze für das erreichbare Auflösungsvermögen dar.

3.3.4 Bestimmung der Ansprechfunktion Peak-to-Total

Eine weitere Möglichkeit, die Güte eines Detektors zu untersuchen, stellt das Peak-to-Total-Verhältnis dar. Aus den durch die Anpassungen gewonnenen Daten ist die Anzahl an Ereignissen, welche mit einem Photopeak assoziiert wird, durch die Fläche A der zugehörigen Gaußfunktion $G(K)$ bestimmt. Im Fall von Caesium, wo nur ein Peak besteht, ergibt sich das Peak-to-Total P_T durch Division dieser Fläche durch die Gesamtzahl gemessener Ereignisse N_{tot} .

Ein ähnliches Verhältnis lässt sich nun auch für die Cobalt-Quelle aufstellen. Da es hier zwei nah beieinander liegende Emissionslinien gibt, wird für die Ereignisse im Photopeak die Summe der beiden zugehörigen Flächen $A(1173 \text{ keV}) + A(1332 \text{ keV})$ angenommen und die Energie dieses kummulierten Photopeaks wird als Mittelwert beider Photo-Energien bei 1550 keV angenommen [2].

$$\begin{array}{lll} E_\gamma(\text{Cs}) = 661,7 \text{ keV} & \langle E_\gamma(\text{Co}) \rangle = 1250 \text{ keV} \\ \text{HPGe:} & P_T(\text{Cs}) = 19,59(8) \% & P_T(\text{Co}) = 12,75(7) \% \\ \text{NaI:} & P_T(\text{Cs}) = 33,18(10) \% & P_T(\text{Co}) = 22,79(18) \% \end{array} \quad (7)$$

Die Berechnung zeigt, dass der Szintillationsdetektor einen deutlich höheren Anteil der gemessenen Ereignisse im Photopeak einordnet, was auf eine gute Ansprechfunktion des Detektors hinweist. Beide Detektoren stimmen darin überein, dass hin zu höheren Energien E_γ des Photopeaks die Ansprechfunktion des Detektors abfällt. Dies könnte mitunter an der mutmaßlich bei höheren Energien abfallenden Effizienz beider Detektoren liegen. Dadurch würden nieder- bis mittel-energetische Ereignisse durch den Detektor überrepräsentiert, was zu einer Verminderung der Ansprechfunktionen bei hohen Energien führt.

Die oben geführte Berechnung beruht auf den Hintergrund-bereinigten Spektren der Messung bekannter Quellen. Es erscheint sinnvoll, eventuelle Hintergrundstrahlung von anderen Quellen im Raum herauszurechnen, denn die Detektion solcher Strahlung außerhalb des Photopeaks ist nicht auf ein „Versagen“ des Detektors zurückzuführen.

3.3.5 Analyse der Detektor-Effizienz

Im letzten Schritt der Kalibration der Detektoren wird nun die energieabhängige totale Effizienz $\epsilon(E_\gamma)$ berechnet. Ihre Berechnung für die Caesium-Quelle folgt aus Anwendung von Gleichung (1) mit den bekannten Durchmessern d der Detektionskristalle NaI und HPGe, wobei die Aktivität der Quelle $B(\text{Cs})$ sowie die Distanz zur Quelle aus Tabelle 2 entnommen werden kann. Mit der Anzahl an Ereignissen $N_{\text{detect}} = A$ (Tab. 4, 5), welche mit dem 661 keV-Peak assoziiert werden, folgen die absoluten Effizienzen

$$\begin{aligned} \text{HPGe:} \quad \epsilon(661 \text{ keV}) &= 3,9(4) \% \\ \text{NaI:} \quad \epsilon(661 \text{ keV}) &= 9,8(10) \% \end{aligned}$$

Die Berechnung zeigt, dass nur ein Bruchteil der 661 keV-Photonen am Detektor tatsächlich detektiert werden kann. Der größte Teil passiert den Detektor, wird gestreut oder hinterlässt aufgrund von statistischen Effekten bei der Ladungssammlung (z.B. Rekombination) und nicht-stattfindenden Photoeffekten in der PMT kein Signal im Photopeak. Eine zweite Beobachtung ist, dass die Detektions-Effizienz des Szintillations-Detektors die des Halbleiter-Detektors um ein Vielfaches bei der gegebenen Energie übersteigt. Dies passt zur Erwartung, denn die höhere Ordnungszahl von Iod ($Z = 53$) gegenüber Germanium ($Z = 32$) erlaubt einen höheren Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{photo}} \propto Z^5$ gegenüber dem Photoeffekt, welcher zur Detektion führt.

Analog zum Vorgehen bei Caesium kann die Effizienz einzeln für sämtliche Linien von Europium berechnet werden. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Aktivität der Quelle $B(E)$ bezüglich eines bestimmten Übergangs E der Produkte von Europium jeweils mit der relativen Häufigkeit des Übergangs (vgl. Tab. 1) skaliert werden muss. Abbildung 11 zeigt die daraus folgenden energieabhängigen totalen Effizienzen als Effizienzkurve.

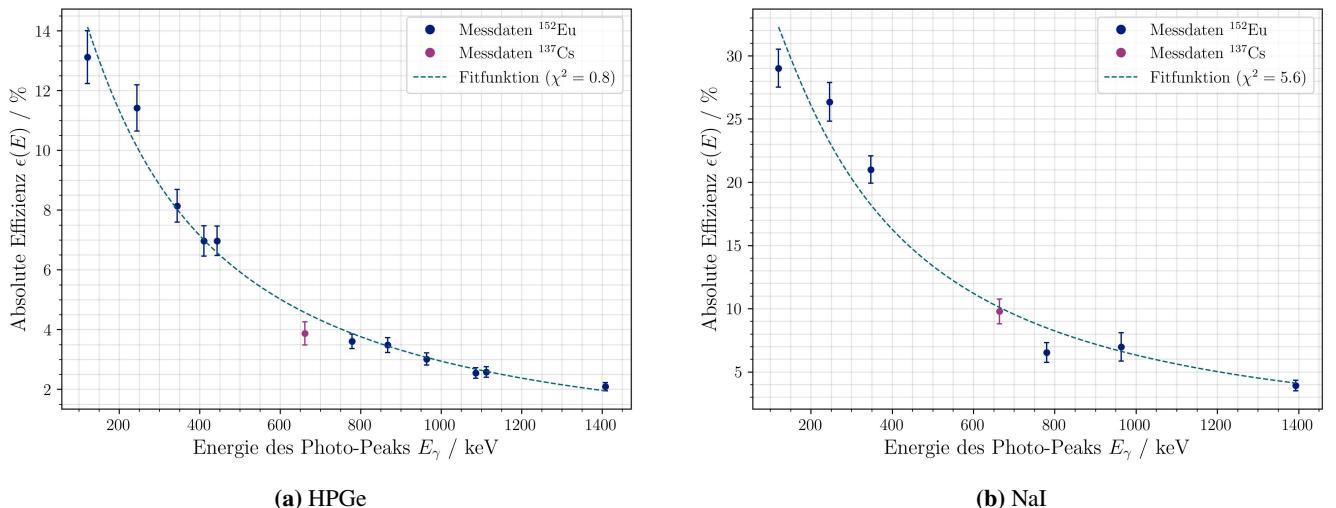


Abbildung 11: Effizienz $\epsilon(E_\gamma)$ der Detektoren anhand des ^{152}Eu -Spektrums als Funktion der Energie des Photo-Peaks.

Abb. 11 zeigt, dass die Effizienz $\epsilon(E)$ beider Detektoren im Energie-Bereich $E \in [100 \text{ keV}, 1500 \text{ keV}]$ bei höheren Energien fällt. Dieses Verhalten ist bekannt und kann durch folgende empirische Fitfunktion angenähert werden [10, S.299]:

$$\epsilon(e) = \exp(-a_1 \cdot e + a_2 \cdot e^2) \quad \text{mit} \quad e = \ln(E/1,022 \text{ keV}) \quad . \quad (8)$$

Die in den Abbildungen 11a und 11b angepassten Effizienzkurven folgen dieser funktionalen Form mit den Parametern

$$\begin{aligned} \text{HPGe:} \quad a_1 &= -1,456(32) & a_2 &= -0,1887(49) \\ \text{NaI:} \quad a_1 &= -1,767(36) & a_2 &= -0,2177(60) \end{aligned} \quad .$$

Was diese funktionale Form jedoch nicht widerspiegelt, ist der erwartete Abfall der Effizienzkurve hin zu noch kleineren Energien [11, S. 242]. Bereits die genauere Betrachtung der nieder-energetischen Datenpunkte in Abbildung 11 deutet an, dass die Kurve bei

niedrigen Energien schließlich eine Glockenform annimmt, welche zu minimaler Effizienz bei minimalen Energien konvergiert. Mit den gegebenen Quellen kann dieses Verhalten jedoch nicht überprüft werden, da der niederenergetische Bereich nicht hinreichend abgedeckt ist. Allgemein lässt sich sagen, dass die Regressionsfunktion das abfallende Verhalten der Effizienz zu hohen Energien korrekt beschreibt und auch mit der zuvor bestimmten Effizienz für Caesium übereinstimmt.

3.3.6 Berechnung der Aktivität von ^{60}Co

Zuletzt werden die berechneten Effizienzkurven in ihrer Wirksamkeit getestet, indem die Aktivität der Caesiumquelle durch Korrektur des Caesium-Spektrums mit der Effizienzkurve berechnet wird. Dazu wird folgendermaßen vorgegangen.

Die Effizienzkurve, welche im vorherigen Aufgabenteil bestimmt wurde, geht davon aus, dass nur Ereignisse, welche Teil der Gaußkurve zu einem Photopeak sind, auch korrekt detektiert wurden. Nun müssen also die Ereigniszahlen assoziiert mit den Flächen der Cobalt-Peaks $A(1173\text{ keV})$ und $A(1332\text{ keV})$ energie-abhängig durch $\epsilon(E_\gamma)$ korrigiert werden. Aus den Parametern der zugehörigen Gaußkurven generieren wir das „bereinigte“ Cobalt-Spektrum, welches auch lineare Hintergründe nicht mehr beinhaltet:

$$N'(K) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \cdot \exp\left(\frac{-(\mu_1 - K)^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{A_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \cdot \exp\left(\frac{-(\mu_2 - K)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad . \quad (9)$$

Anschließend korrigieren wird dieses bereinigte Spektrum durch Division mit der Effizienz $\epsilon(E(K))$ und summieren über alle Kanäle, wodurch wir die Anzahl N_{reach} der Photonen erhalten, welche den Detektor innerhalb der Messzeit $T = 300\text{ s}$ erreicht haben. Zuletzt dividieren wir durch den Raumwinkel des Detektors und die Messzeit, wodurch wir die Aktivität B der Quelle erhalten.

$$B = \frac{N_{\text{reach}}}{T} \frac{4\pi D^2}{\pi d^2} = \frac{4D^2}{d^2 T} \cdot \sum_i \frac{N'(K_i)}{\epsilon(E(K_i))} \quad . \quad (10)$$

Durch Anwendung dieser Iteration folgt schließlich die rückgerechnete Aktivität der Cobalt-Probe (vgl. $B = 39\text{ kBq}$):

$$\text{HPGe:} \quad B(\text{Co}) = 33(16)\text{ kBq}$$

$$\text{NaI:} \quad B(\text{Co}) = 35(18)\text{ kBq} \quad .$$

Die berechneten Werte stimmen hervorragend mit dem theoretischen Wert überein und bestätigen somit die Gültigkeit der Effizienzkurve bei hohen Energien E_γ . Die Größe der Unsicherheit lässt sich darauf zurückführen, dass die Abstände D und somit die eingeschlossenen Raumwinkel der Detektoren nur ungenau bekannt sind. Dennoch liegen die berechneten Werte weniger als 20 % vom erwarteten Wert entfernt.

4 Untersuchung einer Bodenprobe

Zuletzt soll mit dem HPGe-Detektor das Spektrum einer Bodenprobe ausgemessen werden. Indem anschließend die Energien der beobachteten Spektrallinien den bekannten Spektren häufiger radioaktiver Isotope verglichen werden, können Rückschlüsse auf das Vorkommen radioaktiver Elemente in der Probe gezogen werden.

4.1 Durchführung

Die verwendete Probe beinhaltet knapp ein Kilogramm Erde, die nahe dem Allgemeinen Verfügungszentrum 1 der Universität Bonn (Endenicher Alle 11-13, 53115 Bonn) entnommen wurde. Die Erde ist in einem dünnen, durchsichtigen Plastikbeutel verpackt und wird direkt vor dem HPGe-Detektor platziert, um die Detektionsrate zu maximieren. Die Messung wird über einen Zeitraum von 18 h durchgeführt, da die Aktivität der Probe sehr niedrig ist. Insbesondere werden die relativen statistischen Unsicherheiten $\Delta N/N := 1/\sqrt{N}$ durch längere Messzeiten reduziert. Dies erleichtert die spätere Auswertung.

Um einfallende Hintergrundstrahlung zu reduzieren, werden Detektor und Probe mit Blöcken aus Blei abgeschirmt (vgl. Abb. 2). Der Strahlungshintergrund kann jedoch gefiltert werden, um das Probenspektrum zu isolieren. Dazu wird zusätzlich eine Hintergrundmessung durchgeführt, für die die Probe aus dem Aufbau entfernt wird. Die Geometrie der Abschirmung und die Messdauer bleiben dabei unverändert. Diese Korrektur basiert auf der berechtigten¹ Annahme, dass die Komposition des Hintergrundspektrums sich in der Zeit zwischen den Messungen nicht verändert hat. Das erhaltene Hintergrund-Spektrum kann in der Auswertung vom Probenspektrum abgezogen werden, um die Beiträge der Hintergrundstrahlung zu unterdrücken.

4.2 Extraktion der γ -Energien

Die Messung des Proben- und Hintergrundspektrums ergibt die in Abb. 17 und 18 gezeigten Spektren. Da die Messdauer für beide Spektren identisch ist, kann das Hintergrundspektrum ohne eine vorherige Normierung von dem Probenspektrum abgezogen werden. Dieses Spektrum, der Übersichtlichkeit wegen zunächst ohne Anpassungskurven in Abb. 19 (Anhang), enthält 12 wohldefinierte γ -Linien. An jede γ -Linie ist eine Gauß-Funktion mit additivem linearen Untergrund (vgl. Gleichung 3) angepasst worden; dies ergibt Abbildung 12. Da die angepassten Kurven sehr schmal sind, zeigen Abb. 20 bis 25 die einzelnen angepassten Kurven in einer Detailansicht. Die Fitparameter aller Kurven sind in Tabelle 6 festgehalten.

Notiz: Sowohl das Probenspektrum als auch das Hintergrundspektrum weisen Maxima bei ca. Kanal 800 auf, dessen unterschiedliche Höhen auf einen Einfluss der Probe hindeuten könnten. Jedoch zeigt sich dies im Differenzspektrum nur als erhöhter Wert in einem einzigen Kanal, wobei nebenliegende Kanalwerte im niederenergetischen Rauschen untergehen oder sogar negativ daraus hervorstechen. Daher wird eine Anpassung an diesen Wert übersprungen.

Mithilfe der in Gleichung 4 mit den Parametern aus 5 beschriebenen Energiekalibration des HPGe-Detektors können die Anpassungsschwerpunkte der gefundenen Maxima in die dazugehörigen Energien umgerechnet werden.

¹Die Messung mit Probe wurde zwischen ca. 17:00, 04.12.2025 und 11:00, 05.12.2025 durchgeführt. Die Hintergrundmessung wurde zwischen ca. 13:00, 05.12.2025 und 09:00, 06.12.2025 durchgeführt. In diesen Zeiträumen sind keine Ereignisse geschehen, die eine signifikante Änderung des Hintergrundspektrums implizieren würden.

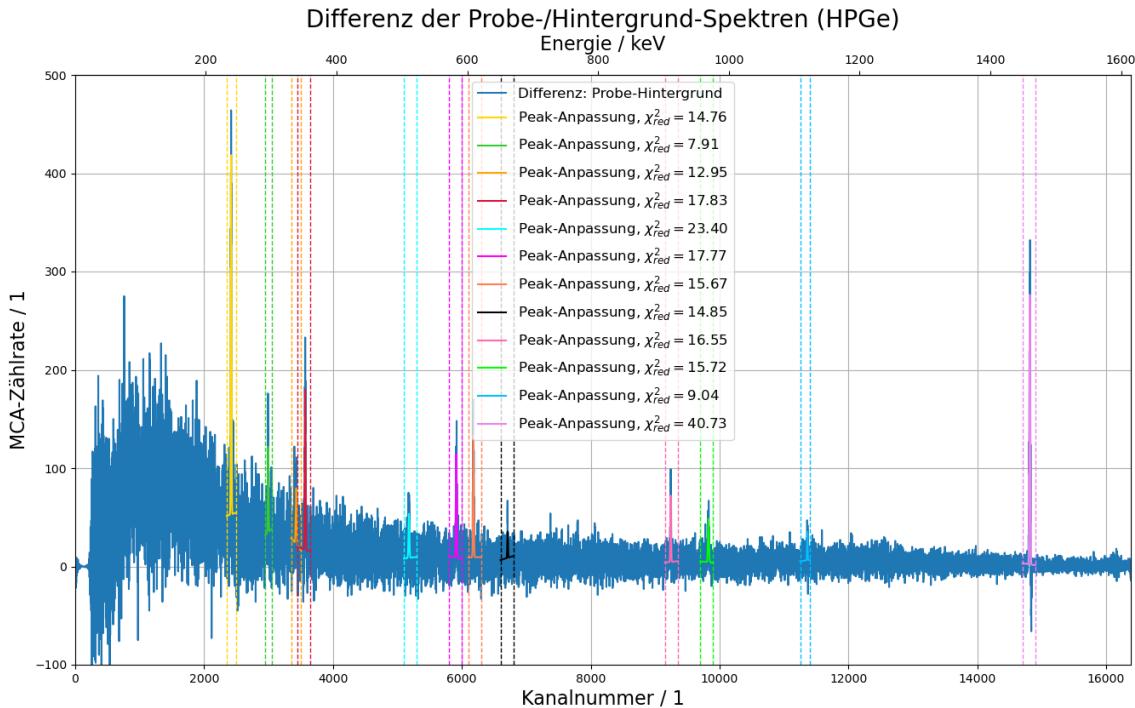


Abbildung 12: Differenz der Langzeitmessungs-Spektren mit und ohne Bodenprobe mit 12 angepassten Funktionen an die 12 wohldefinierten Maxima. Der letzte Kanal am rechten Bildrand ist außen vor gelassen worden, da dieser als „Overflow-Bin“ alle Ereignisse mit einer Energie außerhalb des MCA-Messbereichs zählt und das gesamte Spektrum dominieren würde.

| Peak-Index | μ / Kanal | γ -Energie / keV | A / 1 | Quelle |
|------------|---------------|-------------------------|-----------|------------------------|
| 0 | 2419,3(3) | 238,59(3) | 4900(200) | ^{212}Pb |
| 1 | 2994,4(8) | 295,27(8) | 1200(170) | ^{214}Pb |
| 2 | 3431,1(1,2) | 338,31(12) | 1170(170) | ^{228}Ac |
| 3 | 3568,6(4) | 351,87(4) | 2580(170) | ^{214}Pb |
| 4 | 5179,2(1,2) | 510,61(12) | 810(130) | e^+e^- -Annihilation |
| 5 | 5913,9(5) | 583,02(5) | 1710(130) | ^{228}Ac |
| 6 | 6179,0(5) | 609,15(5) | 1930(130) | ^{214}Bi |
| 7 | 6710,4(1,1) | 661,52(11) | 330(70) | ^{137}Cs |
| 8 | 9241,6(7) | 911,00(7) | 990(100) | ^{228}Ac |
| 9 | 9827,3(9) | 968,72(9) | 890(90) | ^{228}Ac |
| 10 | 11361,4(1,1) | 1119,92(11) | 340(70) | ^{214}Bi |
| 11 | 14814,7(3) | 1460,27(3) | 4900(200) | ^{40}K |

Tabelle 3: Peak-Schwerpunkte der γ -Linien im Differenzspektrum mit die daraus errechneten γ -Energien und angepassten Flächen der einzelnen Linien. Die γ -Energien erlauben den Rückschluss auf mögliche Konstituenten der Bodenprobe. Die Intensität einzelner Linien ist proportional zu deren Fläche, quantifiziert also die Häufigkeit des dazugehörigen Prozesses — in vielen Fällen die Konzentration des unterliegenden Isotops. Die letzte Spalte gibt kurz an, welche Quelle als wahrscheinlichste für diese Linie gefunden wurde.

4.3 Zuordnung der γ -Energien zu ihren Quellen

Die nun extrahierten Energien können, unter Anderem bei Zuhilfenahme des NuDat-3-Verzeichnisses Nuklearer γ -Energien [9], ihren jeweiligen Quellen zugeordnet werden. Alle im weiteren Verlauf benannten Intensitäten sind [9] entnommene relative Intensitätswerte.

- Linie 0 stammt vermutlich aus der Thorium-Reihe, speziell aus dem Zerfall von ^{212}Pb mit einer Energie von 238,632(2) keV. Dieser Zerfall ist ein besonders guter Kandidat, da ^{212}Pb eine vergleichsweise lange Halbwertszeit von ca. 10 h besitzt und die zugehörige γ -Linie eine besonders hohe relative Intensität von 43,6(5) % hat. [12]
- Linien 1 und 3 stimmen exzellent mit γ -Linien des Isotops ^{214}Pb aus der Uran-Radium-Reihe überein — die Literaturwerte sind 295,224(2) keV und 351,9320(21) keV. Diese Zuordnungen sind insbesondere wahrscheinlich, da ^{214}Pb eine Halbwertszeit von etwa 27 min besitzt — lang genug, um für die Messung relevant zu sein — und die relative Intensitäten beider Linien (18,47(11) % bzw. 35,72(24) %) hoch sind. [13]
- Linie 4, mit einer Energie von 510,61(12) keV, ist am ehesten dem Annihilationsprozess von einem Elektron und einem Positron zuzuordnen. Dieser ist beispielsweise eine Konsequenz des β^+ -Zerfalls eines ^{22}Na -Kerns, kann aber auch ein Produkt vieler verschiedener anderer Kerne sein. Beliebige hochenergetische γ können zur Paarproduktion und daher zu einem 511 keV- γ geführt haben — man erinnere, dass der „Overflow-Bin“ das Spektrum dominierte, es gab also genug γ mit hinreichenden Energien. Somit lässt sich diese Linie keiner einen Quelle zuordnen.
- Linien 2, 5, 8 und 9 stammen am ehesten vom Isotop ^{228}Ac in der Thorium-Zerfallsreihe (Halbwertszeit 6,15(2) h). Die Literaturwerte sind 338,320(3) keV, 583,41(5) keV, 911,204(4) keV und 968,971(17) keV mit relativen Intensitäten 11,27(19) %, 0,111(10) %, 25,8(4) % und 15,8(3) %. Die erste, dritte und vierte dieser Linien sind somit eindeutig zugeordnet und typische Indikatoren für dieses Actinium-Isotop. Jedoch verwundert die niedrige erwartete Intensität der 583 keV-Linie, besonders, da sie die anderen drei dominiert. Eine wahrscheinliche Erklärung findet sich in der Betrachtung von ^{228}Th , ein Tochternuklid von ^{228}Ac : es hat einen häufigen Kern-Übergang, der unmittelbar auf den Zerfall des Actiniumzerfalls folgt und ebenso ein γ mit 583,41(5) keV freisetzt. [14, 15]
- Linien 6 und 10 gehören eindeutig zu ^{214}Bi aus der Uran-Radium-Reihe (Halbwertszeit 19,71(2) min). Die dazugehörigen Literaturwerte sind 609,321(7) keV und 1120,294(6) keV mit Intensitäten von 45,44 % (ohne Unsicherheitsangabe!) und 14,90(8) %. Dieses Bismuth-Isotop hat nur eine weitere dominante Linie bei 1764,491(14) keV; da sie außerhalb unseres Messbereichs liegt, fehlen uns keine Linien aus diesem Spektrum. [16]
- Linie 7, mit einer Energie von 661,52(11) keV, entspricht eindeutig der dominanten 661,7 keV-Zerfallslinie von ^{137}Cs [2] - die Probe ist also mit Caesium belastet. Dieses Isotop kommt nicht natürlich vor, sondern ist menschlichen Aktivitäten zuzuordnen, z.B. dem Einsatz von Radioaktivität in medizinischen Anwendungen oder der Produktion von Kernbrennstoff-/waffen. Auch das Chernobyl-Desaster hat messbare Mengen Caesium über Europa verbreitet; es ist aufgrund der langen Halbwertszeit von 30,08(9) a nicht auszuschließen, dass diese Kontamination knapp messbar ist. [17, 18]
- Linie 11 ist dem Isotop ^{40}K zuzuordnen (Halbwertszeit $1,248(3) \cdot 10^9$ a), da dieses eine prominente Linie mit einer Literaturwert-Energie von 1460,820(5) keV und einer Intensität von 10,66(17) % besitzt. Da dieses Kalium-Isotop keine weiteren prominenten Linien besitzt, ist diese Zuordnung einfach und eindeutig. [19]

Insgesamt zeigt sich in der Messung der Bodenprobe ein erwartetes Bild: insbesondere Nuklide der natürlichen Uran-Radium- und Thorium-Zerfallsreihen sowie einige häufige leichtere radioaktive Nuklide sind verzeichnet worden. Eine quantitative Analyse der radioaktiven Probenbelastung wäre über die angepassten Kurvenflächen A — unter Einbezug der bereits bestimmten energie-abhängigen Effizienz und Ansprechfunktion — wohl machbar, übersteigt aber den Rahmen der hier geforderten Auswertung.

5 Fazit

In diesem Versuch sind anhand von Messungen bekannter radioaktiver Proben und einer Langzeitmessung einer Bodenprobe die Unterschiede eines NaJ(Tl)-Szintillations- und eines HPGe-Halbleiterdetektors in der γ -Spektroskopie untersucht worden. Nach einer erfolgreichen Justage der Detektoren und Messelektronik ist mit ihnen je ein Zerfallsspektrum einer ^{60}Co -Probe, einer ^{137}Cs -Probe und einer ^{152}Eu -Probe aufgenommen worden.

Mit diesen Spektren sind die beiden Detektoren auf wesentliche Ähnlichkeiten und Unterschiede untersucht worden, wobei der Fokus auf der Energieauflösung, dem Peak-to-Total-Verhältnis und der energieabhängigen Effizienz lag. Die beobachtete Energieunsicherheit des HPGe-Detektors ist um einen Faktor 30 kleiner als beim NaJ-Detektor (vgl. Abb. 10a, 10b), jedoch weist der NaJ-Szintillator eine um einen Faktor 2 höhere Detektionseffizienz als der HPGe-Detektor auf (vgl. Abb. 11a, 11b). Ebenso erreicht der NaJ-Detektor ein besseres Peak-to-Total-Verhältnis für die γ -Linien von Caesium und Cobalt (vgl. Gl. 7). Für beide Detektoren konnte die erwartete sinkende Detektionseffizienz mit steigender Energie nachgewiesen werden. Im besonders niederenergetischen Bereich sollte die Effizienz noch einmal sinken, jedoch konnte die Konfiguration des Versuchsaufbaus diesen Bereich mit den vorhandenen Quellen nicht sinnvoll ausmessen.

Als letztes ist mit dem HPGe-Detektor eine Bodenprobe auf radioaktive Kontamination untersucht worden. Dafür wurde eine Langzeitmessung durchgeführt, bei der die Probe direkt vor dem Detektor lag, sowie eine Hintergrundmessung ohne Probe. Der Abzug dieses Hintergrunds erlaubt Rückschlüsse auf den Beitrag der Probe. Das gefundene Differenzspektrum ist in Abb. 12 mit 12 an die klarsten Maxima angepassten Kurven gezeigt. Die gefundenen γ -Energien sind nun vorsichtig mit entsprechenden Literaturwerten aus [9] verglichen worden, um sie ihren jeweiligen Quellen zuzuordnen. Diese Analyse ergab insbesondere, dass die verwendete Bodenprobe einige übliche Isotope aus der Uran-Actinium- und Thorium-Reihe sowie radioaktives Kalium und Cäsium enthält. Damit entspricht die radioaktive Belastung der qualitativen Erwartung.

Literatur

- [1] *Einfache Grundlagen der nuklearen Messtechnik*. URL: <https://www.mineralienatlas.de/lexikon/index.php/Nukleare%20Messtechnik> (besucht am 08. 12. 2025).
- [2] Physikalische Praktikumsleitung der Universität Bonn. *Praktikumsanleitung P521: Gamma-Spektroskopie*. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/jy5oDm6nSOZDZ6B> (besucht am 03. 12. 2025).
- [3] *Nuclear Detectors*. URL: https://mlsu.ac.in/econtents/672_Semiconductor%20Detectors.pdf (besucht am 08. 12. 2025).
- [4] E. Browne und J. K. Tuli. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 137Cs (Nuclear Data Sheets 108, 2173)*. 2007. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=137Cs> (besucht am 10. 12. 2025).
- [5] E. Browne und J. K. Tuli. *NuDat 3.0 – 60Ni levels, β^- and γ -radiations of 60Co β -decay (Nuclear Data Sheets 114, 1849)*. 2013. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/getdataset.jsp?nucleus=60Ni> (besucht am 09. 12. 2025).
- [6] World Nuclear Association. *Naturally Occurring Radioactive Materials (NORM)*. URL: <https://world-nuclear.org/information-library/safety-and-security/radiation-and-health/naturally-occurring-radioactive-materials-norm> (besucht am 08. 12. 2025).
- [7] M. Miles und N. Reinhardt. *Protokoll der Versuchsdurchführung, Rohdaten und zusätzliche Grafiken aus der Auswertung*. Link gültig bis 31.03.2026. Sciebo. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/HNG4QjMKHxcDPF>.
- [8] CAEN Tools. *MC² Analyzer*. URL: <https://www.caen.it/products/mc2analyzer/> (besucht am 08. 12. 2025).
- [9] Brookhaven National Laboratory National Nuclear Data Center (NNDC). *NuDat 3*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/> (besucht am 10. 12. 2025).
- [10] Alan Owens. „A comparison of empirical and semiempirical efficiency calculations for Ge detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 274.1 (1989), S. 297–304. ISSN: 0168-9002. doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)90394-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)90394-X). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890028990394X>.
- [11] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Berlin, Heidelberg, 1994. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2>.
- [12] K. Auranen und E.A. Mccutchan. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 212Pb (Nuclear Data Sheets 168, 117)*. 2020. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=212Pb> (besucht am 10. 12. 2025).
- [13] Shaofei Zhu und E. A. Mccutchan. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 214Pb (Nuclear Data Sheets 175, 1)*. 2021. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=214Pb> (besucht am 10. 12. 2025).
- [14] Khalifeh Abusaleem. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 228Ac (Nuclear Data Sheets 116, 163)*. 2014. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=228Ac> (besucht am 10. 12. 2025).
- [15] Khalifeh Abusaleem. *NuDat 3.0 – ADOPTED LEVELS, GAMMAS for ²²⁸Th (Nuclear Data Sheets 116, 163)*. 2014. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/getdataset.jsp?nucleus=228Th> (besucht am 10. 12. 2025).
- [16] Shaofei Zhu und E. A. Mccutchan. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 214Bi (Nuclear Data Sheets 175, 1)*. 2021. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=214Bi> (besucht am 10. 12. 2025).
- [17] J. K. Tuli E. Browne. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 137Cs (Nuclear Data Sheets 108, 2173)*. 2007. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=137Cs> (besucht am 12. 12. 2025).
- [18] US Geological Survey. URL: https://wwwrcamml.wr.usgs.gov/isoig/period/cs_iig.html (besucht am 13. 12. 2025).
- [19] Jun Chen. *NuDat 3.0 – Decay radiation information for 40K (Nuclear Data Sheets 140, 1)*. 2017. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=40K> (besucht am 10. 12. 2025).

6 Anhang

| E_{lit} / keV | μ / Kanal | σ_{FWHM} / Kanal | A / 1 | a / Kanal $^{-1}$ | b / 1 |
|-----------------|---------------|-------------------------|------------|---------------------|---------------|
| 661,7000 | 11 900(660) | 0(12000) | 18 969(20) | -0(19000) | 1674,64(14) |
| 1173,2000 | 13 500(1200) | 0(14000) | 16 971(20) | -0(17000) | 1098,264(81) |
| 1332,5000 | 6700(1300) | 0(6700) | 82 892(16) | -0(83000) | 2453,90(36) |
| 121,7817 | 1230(120) | 0(1200) | 55 403(12) | -0(55000) | 205,485(47) |
| 244,6974 | 2480(240) | 0(2500) | 12 758(13) | -0(13000) | 287,293(95) |
| 344,2785 | 3490(340) | 0(3500) | 32 026(14) | -0(32000) | 912,25(25) |
| 411,1165 | 4170(410) | 0(4200) | 2306(14) | 0(2300) | 10,1491(28) |
| 443,9606 | 4500(440) | 0(4500) | 2915(15) | -0(2900) | 171,060(33) |
| 778,9045 | 7900(780) | 0(7900) | 6903(17) | -0(6900) | 355,082(43) |
| 867,3800 | 8800(870) | 0(8800) | 2179(18) | -0(2200) | 46,7165(37) |
| 964,0570 | 9780(960) | 0(9800) | 6472(18) | -0(6500) | 288,140(29) |
| 1085,8370 | 11 000(1100) | 0(11000) | 3814(18) | 0(3800) | -1049,944(97) |
| 1112,0760 | 11 300(1100) | 0(11000) | 5226(19) | -0(5200) | 946,007(83) |
| 1408,0130 | 14 300(1400) | 0(14000) | 6453(21) | -0(6500) | 181,188(13) |

Tabelle 4: Anpassungs-Parameter der Gaußfits nach Gleichung (3) für die Quellen ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu am HPGe-Detektor. Zeilen 1, 2 und 3 behandeln den Caesium-Peak sowie die beiden Cobalt-Peaks, während die restlichen Gaußfunktionen durch Tabelle 1 Europium zuzuordnen sind.

| E_{lit} / keV | μ / Kanal | σ_{FWHM} / Kanal | A / 1 | a / Kanal $^{-1}$ | b / 1 |
|-----------------|---------------|-------------------------|--------------|---------------------|-------------|
| 661,7000 | 9770(660) | 500(9800) | 37 780(540) | -0(38000) | 21,0217(17) |
| 1173,2000 | 11 100(1200) | 1000(11000) | 30 910(540) | -0(31000) | 21,0217(17) |
| 1332,5000 | 5600(1300) | 400(5600) | 174 120(390) | -0(170000) | 38,4724(63) |
| 121,7817 | 1130(120) | 100(1100) | 57 310(110) | -0(57000) | 302,15(18) |
| 244,6974 | 2170(240) | 200(2200) | 13 770(200) | -0(14000) | 126,178(38) |
| 344,2785 | 3000(340) | 300(3000) | 38 650(270) | -0(39000) | 56,740(11) |
| 778,9045 | 6580(780) | 400(6600) | 5850(370) | -0(5800) | 26,5105(23) |
| 964,0570 | 8090(960) | 500(8100) | 7000(480) | -0(7000) | 39,3105(43) |
| 1408,0130 | 11 600(1400) | 1000(12000) | 5660(530) | -0(5700) | 6,0784(5) |

Tabelle 5: Anpassungs-Parameter der Gaußfits nach Gleichung (3) für die Quellen ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu am NaI-Detektor. Zeilen 1, 2 und 3 behandeln den Caesium-Peak sowie die beiden Cobalt-Peaks, während die restlichen Gaußfunktionen durch Tabelle 1 Europium zuzuordnen sind.

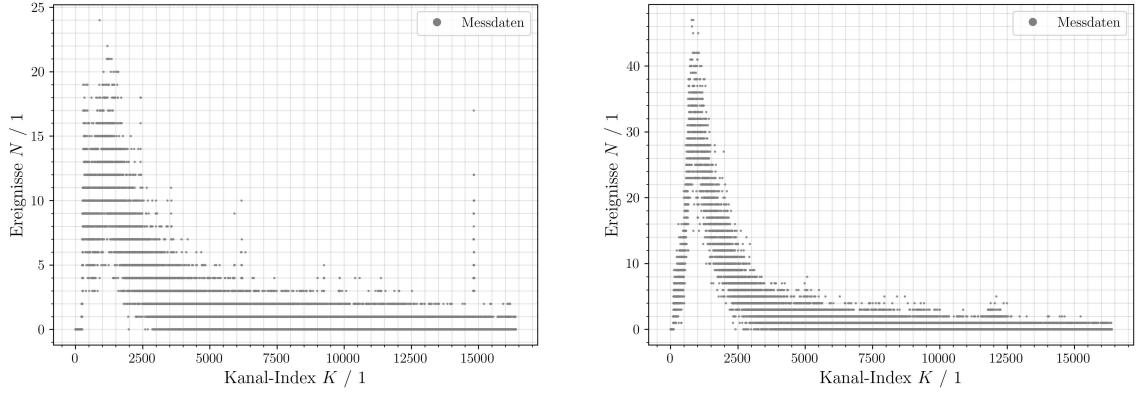


Abbildung 13: Untergrund-Messungen am HPGe-Detektor (links) sowie am NaI-Detektor (rechts). Wie erwartet fallen die Zählraten über die Messzeit $T = 300$ s in beiden Fällen gering aus.

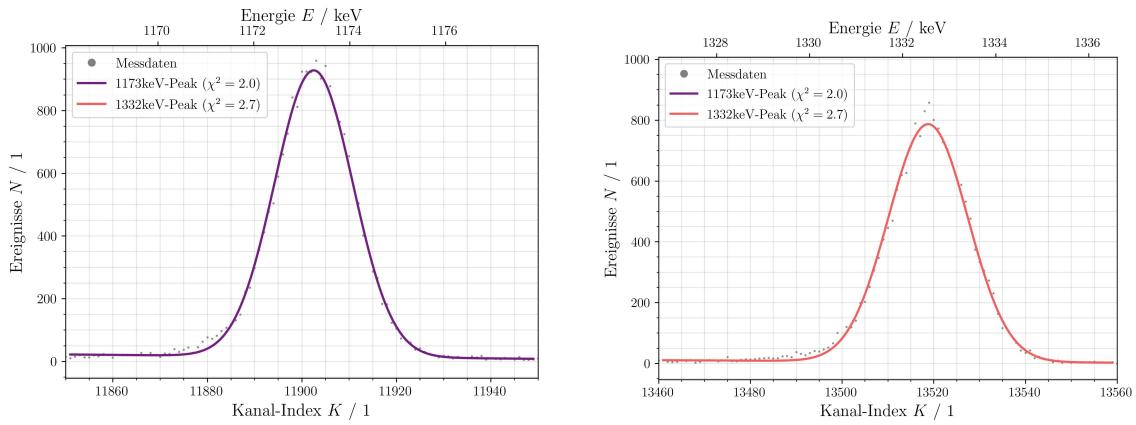


Abbildung 14: Vergrößerte Ausschnitte aus dem Cobalt-Spektrum am HPGe-Detektor.

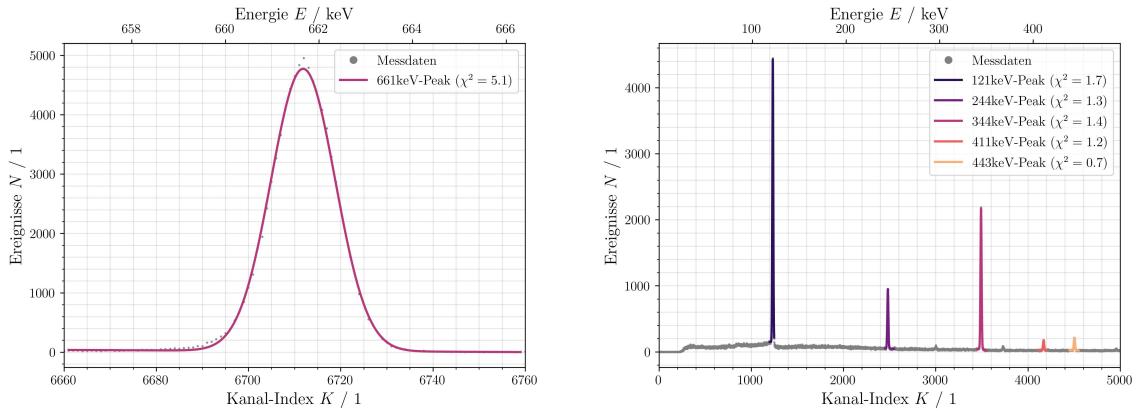


Abbildung 15: Vergrößerte Ausschnitte aus dem Caesium- (links) und dem Europium-Spektrum (rechts) am HPGe-Detektor.

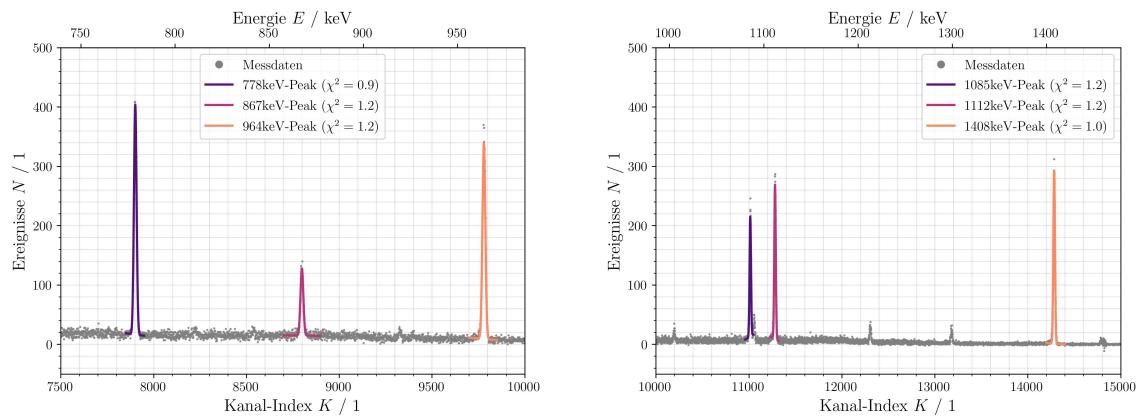


Abbildung 16: Vergrößerte Ausschnitte aus dem Europium-Spektrum am HPGe-Detektor (2).

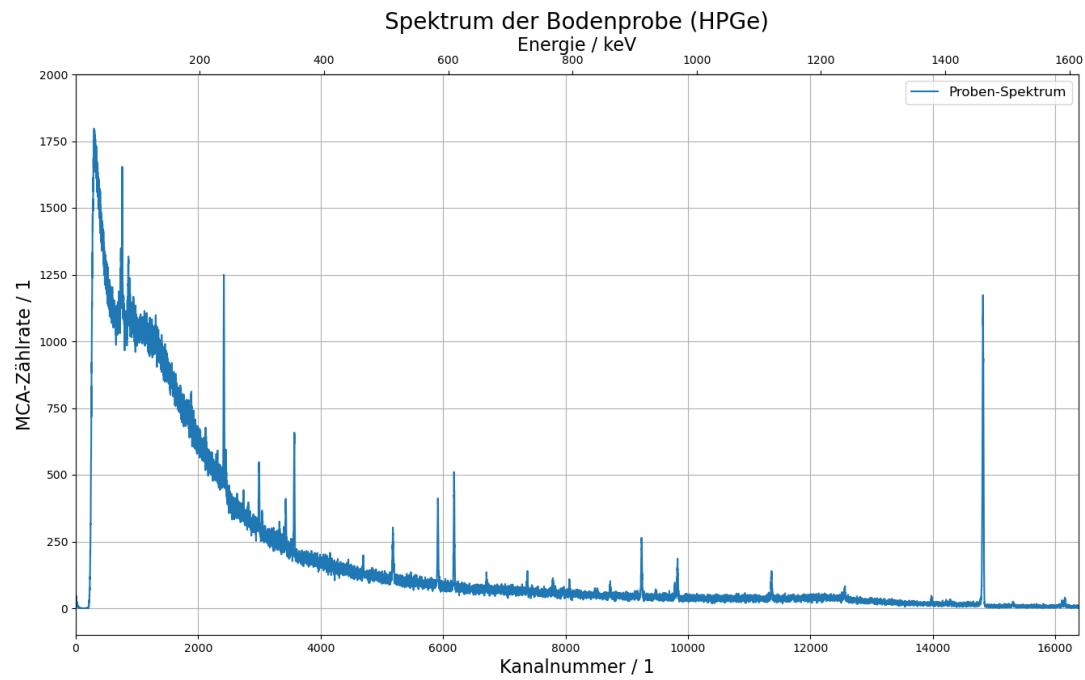


Abbildung 17: Am HPGe-Detektor gemessenes Langzeit-Spektrum mit der Bodenprobe. Der letzte Kanal am rechten Bildrand ist außen vor gelassen worden, da dieser als „Overflow-Bin“ alle Ereignisse mit einer Energie außerhalb des MCA-Messbereichs zählt und das gesamte Spektrum deutlich dominieren würde.

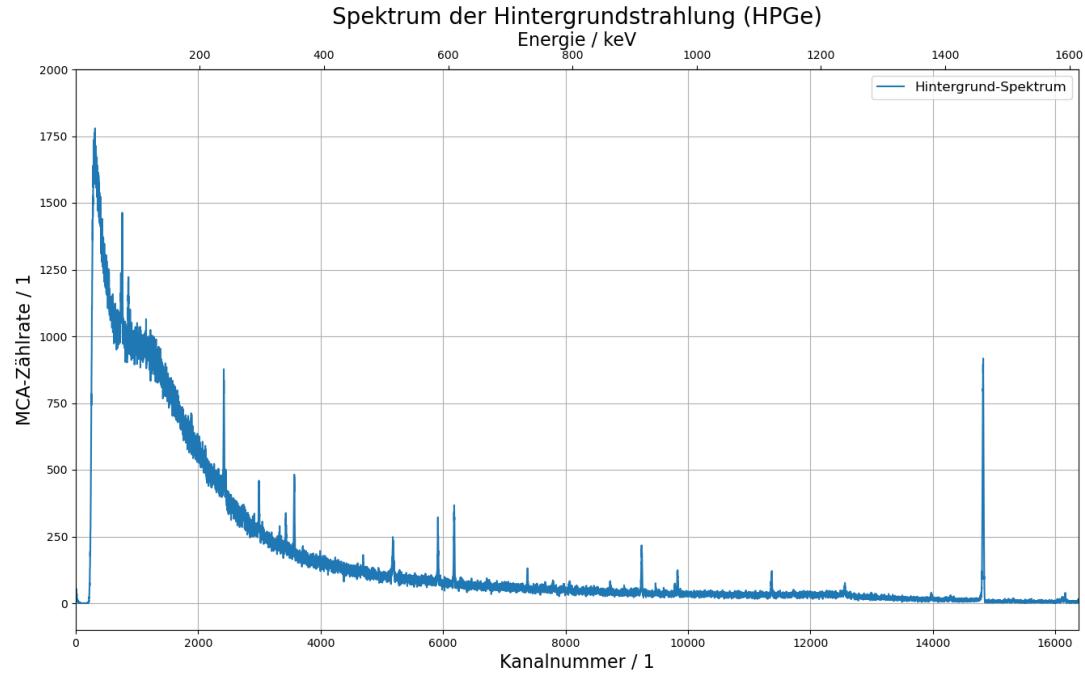


Abbildung 18: Am HPGe-Detektor gemessenes Langzeit-Spektrum ohne die Bodenprobe. Der letzte Kanal am rechten Bildrand ist außen vor gelassen worden, da dieser als „Overflow-Bin“ alle Ereignisse mit einer Energie außerhalb des MCA-Messbereichs zählt und das gesamte Spektrum deutlich dominieren würde.

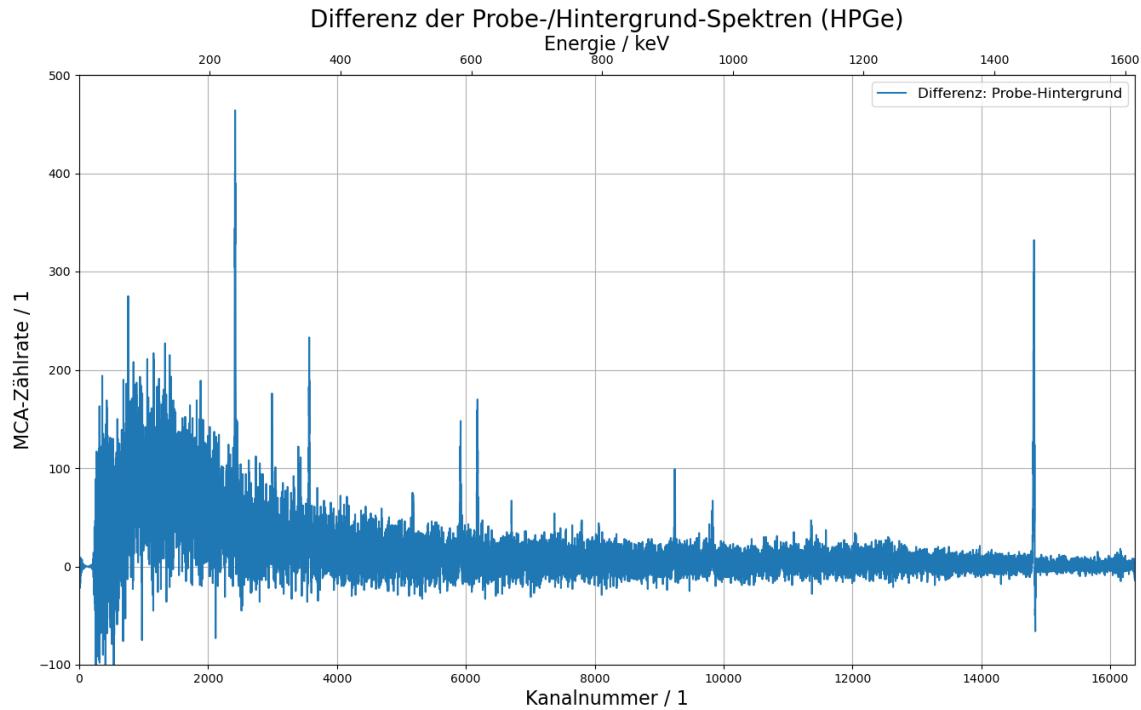


Abbildung 19: Differenz der Langzeitmessungs-Spektren mit und ohne Bodenprobe ohne Anpassungsfunktionen. Der letzte Kanal am rechten Bildrand ist außen vor gelassen worden, da dieser als „Overflow-Bin“ alle Ereignisse mit einer Energie außerhalb des MCA-Messbereichs zählt und das gesamte Spektrum dominieren würde.

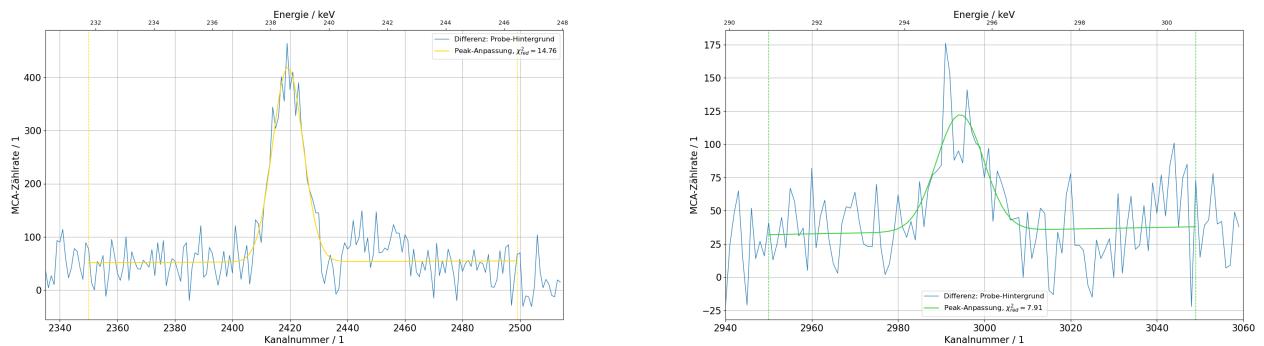


Abbildung 20: Vergrößerte Ausschnitte aus dem HPGe-Differenzspektrum der Bodenprobe (1).

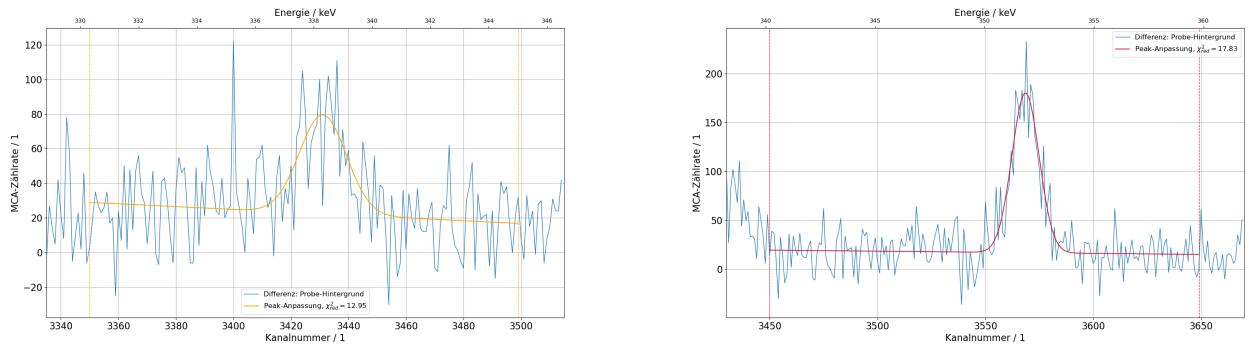


Abbildung 21: Vergrößerte Ausschnitte aus dem HPGe-Differenzspektrum der Bodenprobe (2).

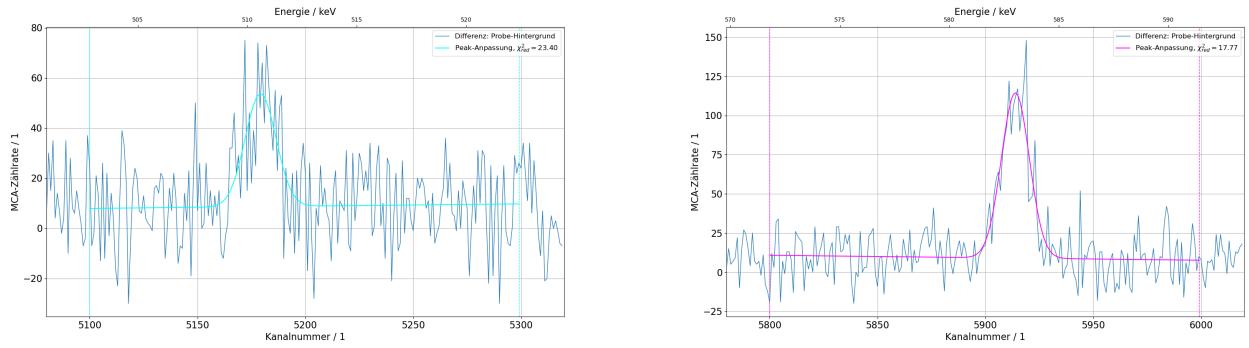


Abbildung 22: Vergrößerte Ausschnitte aus dem HPGe-Differenzspektrum der Bodenprobe (3).

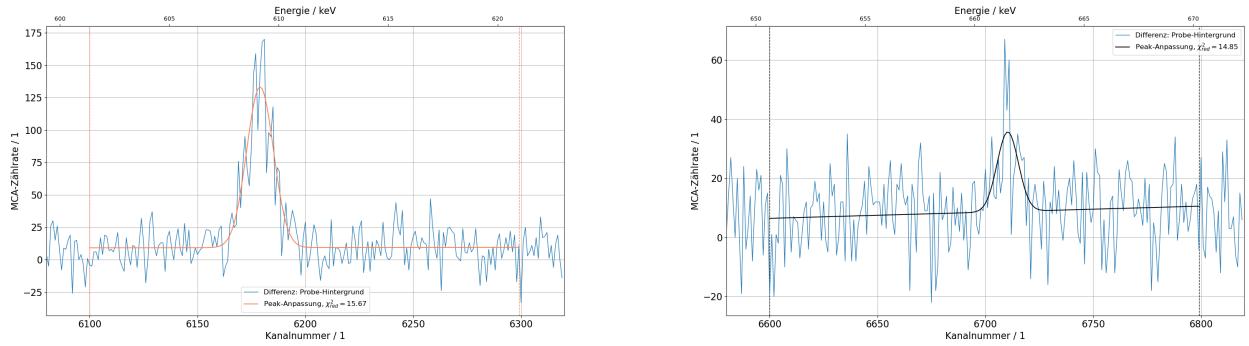


Abbildung 23: Vergrößerte Ausschnitte aus dem HPGe-Differenzspektrum der Bodenprobe (4).

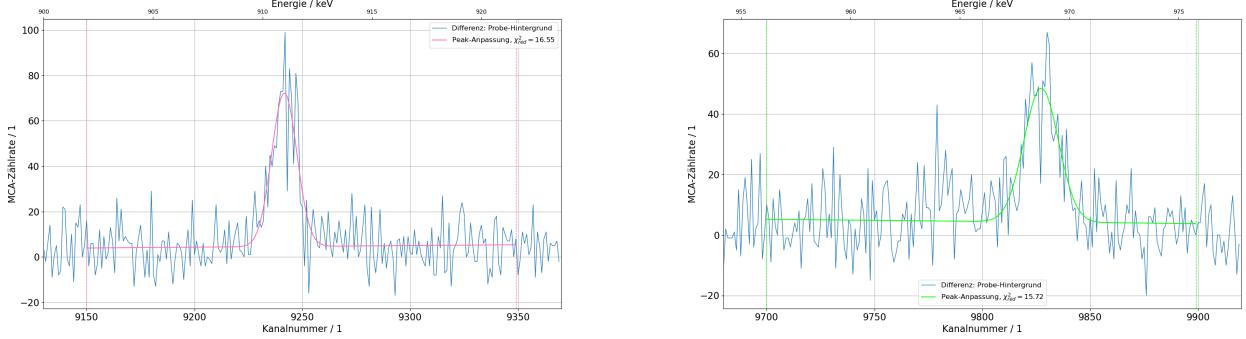


Abbildung 24: Vergrößerte Ausschnitte aus dem HPGe-Differenzspektrum der Bodenprobe (5).

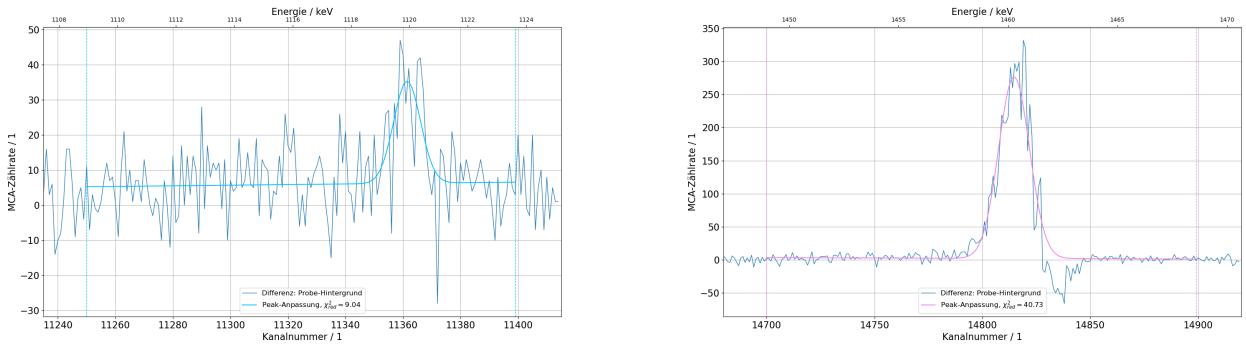


Abbildung 25: Vergrößerte Ausschnitte aus dem HPGe-Differenzspektrum der Bodenprobe (6).

| Peak-Index | A / 1 | μ / Kanal | σ_{FWHM} / Kanal | a / Kanal $^{-1}$ | b / 1 |
|------------|-----------|---------------|-------------------------|-------------------|-----------|
| 0 | 4900(200) | 2419,3(3) | 12,5(6) | 0,02(6) | 0(140) |
| 1 | 1200(170) | 2994,4(8) | 12,9(1,9) | 0,06(8) | -100(300) |
| 2 | 1170(170) | 3431,1(1,2) | 19(3) | -0,08(4) | 300(140) |
| 3 | 2580(170) | 3568,6(4) | 14,8(1,0) | -0,02(2) | 100(90) |
| 4 | 810(130) | 5179,2(1,2) | 17(3) | 0,009(18) | -40(90) |
| 5 | 1710(130) | 5913,9(5) | 15,2(1,1) | -0,016(16) | 100(90) |
| 6 | 1930(130) | 6179,0(5) | 14,6(1,0) | 0,002(15) | 0(90) |
| 7 | 330(70) | 6710,4(1,1) | 12(3) | 0,021(14) | -130(100) |
| 8 | 990(100) | 9241,6(7) | 13,7(1,4) | 0,007(11) | -60(100) |
| 9 | 890(90) | 9827,3(9) | 18,9(2,0) | -0,007(11) | 70(110) |
| 10 | 340(70) | 11361,4(1,1) | 11(2) | 0,009(17) | -90(200) |
| 11 | 4900(200) | 14814,7(3) | 16,9(6) | -0,010(6) | 150(80) |

Tabelle 6: Anpassungsparameter der an das Differenzspektrum der Langzeitmessung (Abbildung 19) angepassten Gauß-Glocken mit linearem Hintergrund (vgl. Gleichung 3). Der Peak-Index nummeriert die einzelnen Maxima im Bild von Links nach rechts durch.