

Hinweis

Das vorliegende Protokoll wurde im Rahmen der jeweiligen Lehrveranstaltung an der Universität Bonn erstellt. Sofern im oberen Teil der ersten Seite oder auf der unten angegebenen Webseite nicht anders vermerkt, wurde dieses Protokoll von mir, Marvin Zanke, alleine angefertigt und eingereicht. Bei allen handschriftlichen Anmerkungen handelt es sich in der Regel um Korrekturen von mir oder des Tutors. Für mehr Informationen und meine gesamten Unterlagen, siehe:

<https://www.physics-and-stuff.com/>

Ich erhebe keinen Anspruch auf Richtigkeit und Vollständigkeit des vorliegenden Protokolls! Dies gilt ebenso für obengenannte Korrekturen.

Dieses Werk von [Marvin Zanke](#) ist lizenziert unter einer [Creative Commons Namensnennung – Nicht-kommerziell – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz](#).

PRAKTIKUM KERN- UND TEILCHENPHYSIK

P529

γ -Spektroskopie mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren

Florian Graf Strachwitz

durchgeführt am

HISKP
Physikalisches Institut der Universität Bonn

am

02.05.2017 - 04.05.2017

Eingereicht am:

25.05.2017

bei

Sonja Gehring

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Theorie	3
2.1. γ -Strahlung	3
2.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	3
2.2.1. Photoelektrischer Effekt	4
2.2.2. Compton-Streuung	4
2.2.3. Paarerzeugung	4
2.3. Szintillationsdetektor	5
2.4. Halbleiterdetektoren	5
3. Versuchsdurchführung	6
3.1. Detektorsignale	6
4. Auswertung	8
4.1. Energiekalibrierung	8
4.1.1. Szintillationsdetektor	8
4.1.2. Halbleiterdetektor	9
4.2. Bestimmung der Halbwertsbreite	11
4.3. Peak-to-Total-Verhältnis	13
4.4. Absolute Peakeffizienz	14
4.5. Relative Effizienz als Funktion der Gammaenergie	14
4.6. Nachweis der Radioaktivität in einer Probe	16
5. Fazit	18
A. Anhang	19

1. Einleitung

In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit der γ -Spektroskopie, also mit der Aufnahme von γ -Spektren, verschiedener Isotope. Dazu benutzen wir zwei unterschiedliche Arten von Detektoren, den Szintillationsdetektor und den Halbleiterdetektor. Durch ihre unterschiedliche Beschaffenheit weisen die Detektoren verschiedene Eigenschaften bei der Aufnahme der Spektren auf, wie z.B. die Attribute Ansprechwahrscheinlichkeit und Energieauflösung. Diese werden durch die Aufnahme von bekannten Proben wie ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu analysiert. Anschließend vermessen wir eine unbekannte Probe in Form einer Bodenprobe vom Poppelsdorfer Straßenrand und versuchen festzustellen, welche radioaktiven Isotope dort enthalten sind.

ok

2. Theorie

2.1. γ -Strahlung

Bei radioaktiver Strahlung wird zwischen α -, β - und γ -Strahlung unterschieden. Dabei werden in den ersten beiden Fällen geladene Teilchen ausgesandt, während die Gammastrahlung entsteht, wenn ein angeregter Atomkern in einen energieärmeren Zustand oder seinen Grundzustand zurückfällt. Diese angeregten Atomkerne sind dabei oft ein Produkt des α - und β -Zerfalls. In Abbildung 1 sieht man das Zerfallsschema von Cobalt als ein Beispiel. So ist Cobalt an sich ein β -Strahler, doch in allen Fällen bleibt ein angeregter Nickelkern zurück, der seine Energie dann in Form eines γ -Quants abgibt.

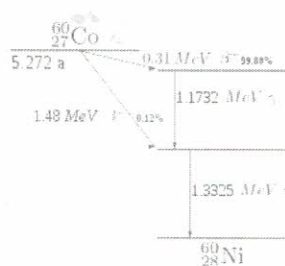


Abbildung 1: Zerfallsschema von Cobalt [1]

ok

2.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

γ -Strahlung kann auf verschiedene Arten mit Materie wechselwirken. Dabei hängt die Art der Wechselwirkung von der Energie des Photons und von der Kernladungszahl des Atomkerns ab. Die Abhängigkeiten dazu sieht man in Abbildung 2. Im folgenden folgen genauere Beschreibungen der einzelnen Effekte.

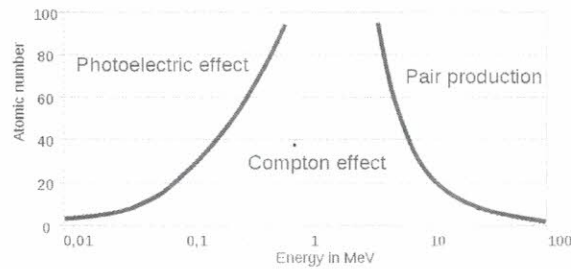


Abbildung 2: Wechselwirkungsprozesse in Abhängigkeit von Energie und Kernladungszahl[2]

2.2.1. Photoelektrischer Effekt

Beim photoelektrischen Effekt gibt ein Photon seine gesamte Energie auf ein Hüllenelektron eines Atoms. Dieses wird dabei aus der Atomhülle geschlagen. Üblicherweise kommt dieser Effekt vor allem bei niedrigeren Energien von einigen keV vor. Für den Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma_{\text{Ph}} \propto Z^5 E_{\gamma}^{-3.5} \quad (1)$$

ok

2.2.2. Compton-Streuung

Die Compton Streuung ist die Streuung eines Photons an einem quasifreien Teilchen und kommt zwischen ca. 100 keV und 10 MeV vor. In unserem Fall behandeln wir vor allem Elektronen. Auch hierbei wird das Atom ionisiert, das Elektron nimmt dabei aber nur einen Teil der Energie des Photons auf und nicht die gesamte. Das Photon streut dabei unter einem bestimmten Winkel, woraus man die Wellenlängendifferenz bestimmen kann (für den Fall des Elektrons):

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\phi) = \lambda_C (1 - \cos\phi)$$

Für den Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma_C \propto Z \cdot \frac{\ln(E_{\gamma})}{E_{\gamma}} \rightarrow \text{wo kommt das her?}$$

ok

2.2.3. Paarerzeugung

Hochenergetische Photonen ab einer Energie von $E \geq 2m_e c^2$ können im Vakuum ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Wegen der Impulserhaltung können diese jedoch nur bei Interaktion mit einem dritten Partner ~~dauerhaft existieren und annihilieren sofort wieder~~. Diese Paare werden deshalb auch nur als ~~virtuell~~ bezeichnet. Da in einem Atom als Interaktionspartner der Kern ebenso wie die Hüllenelektronen in Betracht kommen, kann in Materie permanente Paarbildung vorkommen. Dabei muss dann zusätzlich noch die Rückstoßenergie an den dritten Partner vom Photon aufgebracht werden. Im Falle des Atomkerns kann diese Energie jedoch häufig vernachlässigt werden. Für den Wirkungsquerschnitt der Paarbildung gilt:

Paarbildung kann wegen Impulserhaltung nur in Materie passieren.
Da $E > 2m_e c^2$ ist, sind die Teilchen aber nicht virtuell!

Das Positron kann mit jedem beliebigen Elektron in der Materie annihilieren.

Wie wirken sich die Effekte im Spektrum aus?

$$\sigma_{\text{Paar}} \propto Z(Z + 1) \cdot \ln(E_\gamma)$$

2.3. Szintillationsdetektor

Ein Szintillationsdetektor besteht aus einem Szintillator, gegebenenfalls aus einem Lichtleiter und immer aus einem Photomultiplier (siehe Abbildung 3). Wenn nun ein Photon auf das Szintillationsmaterial trifft gibt es dort seine Energie auf einem der drei beschriebenen Wege ab. Es gibt organische und anorganische Szintillatoren. Da wir in unserem Fall einen anorganischen Szintillator verwenden, beschränke ich mich auf die Beschreibung dieser Art. Der anorganische Szintillator besteht aus einem Kristall in unserem Fall NaI . Dieser ist ein Isolator und hat eine Bandlücke von ca. 5-10 eV. Der Kristall wurde zusätzlich mit Fremdatomen dotiert, um zusätzliche Energieniveaus zu schaffen. Wenn das Photon nun auf den Kristall trifft, werden die Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt. Dadurch entstehen freie Elektronen, freie Löcher und Elektron-Loch Paare. Diese wandern durch den Kristall bis sie auf eine dotierte Stelle treffen. Diese wird nun angeregt und gibt die Energie durch Abgabe von niedrigerenergetischem Licht ab. Dadurch wird der Kristall für sein eigenes Licht durchlässig.

das Photon löst
erst nur EIN e
können auch so
rekombinieren

Die Photonen treffen nun auf den Photomultiplier, wo sie auf der Kathode Elektronen heraus schlagen. Diese werden über ein System von Dyoden beschleunigt und lösen somit eine Elektronenlawine aus, die bei der Anode registriert werden kann. Durch das messbare Signal am Ende, kann man Rückschlüsse auf die Energie des ursprünglich einfallenden Photons machen.

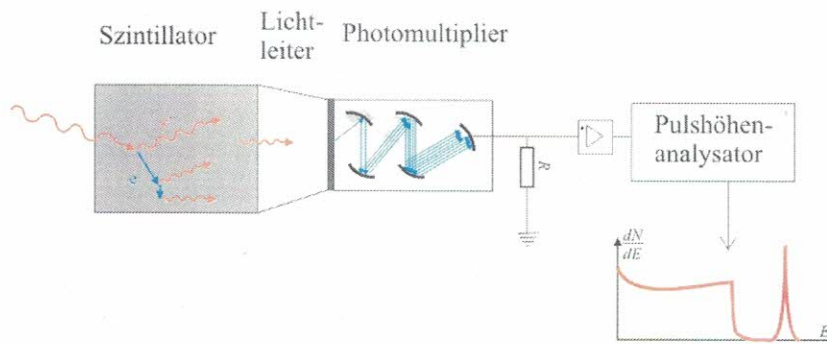


Abbildung 3: Aufbau eines Szintillationszähler [3]

ok

2.4. Halbleiterdetektoren

Ein Halbleiterdetektor ist generell eine in Sperrrichtung betriebene PIN-Diode. Durch die intrinsische Zwischenschicht und eine angelegte Spannung entsteht eine große Raumladungszone, welche zum Messen der Photonen benötigt wird. Wenn nun ein energiereiches Photon durch diese Raumladungszone fliegt, entstehen dadurch mehrere Elektron-Loch Paare, die durch die von außen angelegte Spannung abgesaugt werden und somit einen messbaren Strom verursachen. Über die Höhe des gemessenen Stromes lassen sich Rückschlüsse auf die

Energie des einfallenden Photons ziehen, da diese direkt proportional dazu ist. Sehen Sie dazu auch Abbildung 4.

Durch die verringerte Bandlücke im Gegensatz zum Szintillator hat der Halbleiterdetektor eine höhere Energieauflösung. Nachteile dagegen sind die Kühlnotwendigkeit und (die geringere Ansprechwahrscheinlichkeit aufgrund der Größe der Diode.)

das kann man so pauschal nicht sagen

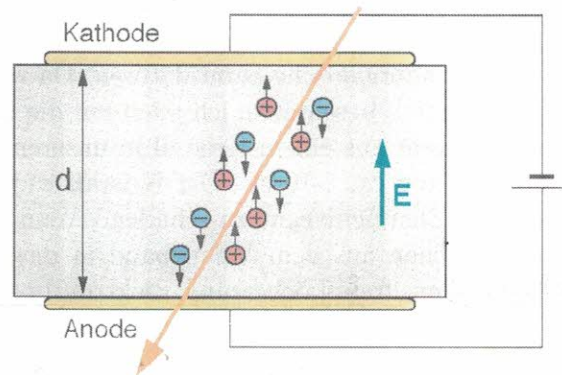


Abbildung 4: Funktionsweise eines Halbleiterdetektors [4]

3. Versuchsdurchführung

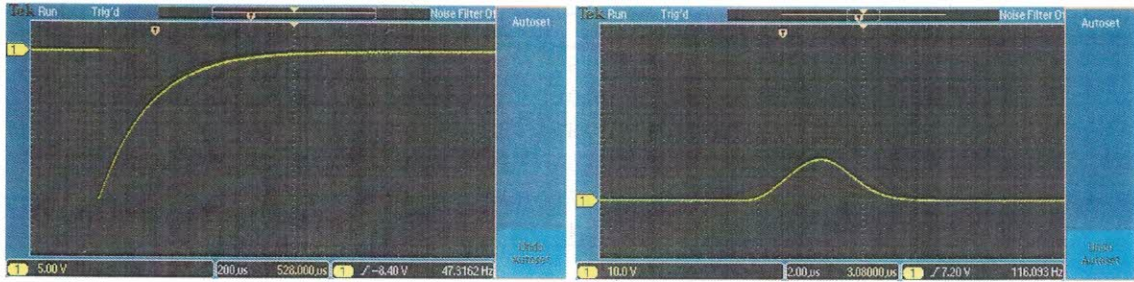
Bevor der Versuch beginnt, wird zusammen mit der Tutorin die Hochspannung für die Verstärker eingestellt und die Computersoftware *MCDWIN* gestartet und damit vertraut gemacht. Danach können die Messungen beginnen.

3.1. Detektorsignale

Zunächst sehen wir uns die Detektorsignale mit und ohne Hauptverstärker an.

Das Signal des Szintillationsdetektor ist in Abbildung 5 zu sehen. Man kann hier erkennen, dass das Signal ohne Hauptverstärker ein exponentiell abfallendes ist. Dabei ist die maximale Amplitude ca. 25 V und die Signaldauer ca. 750 μs . Das Signal mit Hauptverstärker hat die Form einer Gauß-Kurve und sieht sehr symmetrisch aus. Dabei ist die Signaldauer 7.33 μs und die maximale Amplitude ca. 15 V. Dabei sind die beiden Signale überhaupt nicht miteinander zu vergleichen, da die Bilder sehr fluktuierend waren und somit Signale mit immer unterschiedlichen Amplituden und Signaldauern auftauchten. Die Aufnahmen der Bilder, waren somit ausgelegt um die Signalform bestmöglichst zu beobachten.

Als nächstes sahen wir uns die Signale des Halbleiterdetektors an wie man in Abbildung 6 sehen kann. Wieder sieht man beim Signal ohne Hauptverstärker ein exponentiell abfallendes Signal. Dabei ist die maximale Amplitude ca. 500 mV und die Signaldauer ca. 200 μs . Dabei ist die Polung anders herum als beim Szintillationsdetektor. Beim Signal mit Verstärker lässt sich eine maximale Amplitude von ca. 1.66 V und einer Signaldauer von ca. 14.66

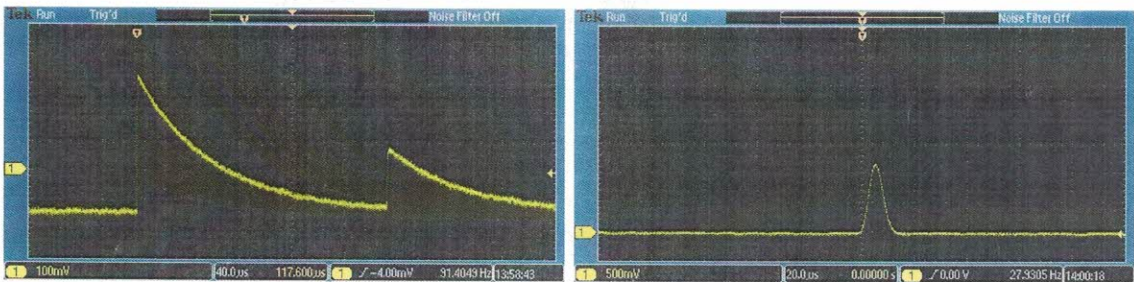


(a) ohne Hauptverstärker

(b) mit Hauptverstärker

Abbildung 5: Detektorsignale beim Szintillationsdetektor

μ s bei einer gaußförmigen Form feststellen. Abermals sind diese Werte nicht miteinander zu vergleichen, da die Signale sehr fluktuierend waren und somit unterschiedliche Signale gemessen wurden. Es ging wieder mehr um die Signalform. Diese unterscheidet sich nicht sehr von den Signalformen des Szintillationsdetektor bis auf die unterschiedliche Polung des Signals ohne Verstärker. *Signaldauer und Amplitude unterscheiden sich trotz 2 den deutl.*



(a) ohne Hauptverstärker

(b) mit Hauptverstärker

Abbildung 6: Detektorsignale beim Halbleiterdetektor

Nachdem die Detektorsignale aufgenommen wurden, haben wir jeweils ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu sowie eine Untergrundmessung für beide Detektoren für 10 Minuten durchgeführt. Die Ergebnisse davon werde im nächsten Abschnitt ausgewertet.

ok

E / keV	μ	$\Delta\mu$	σ	$\Delta\sigma$	FWHM	Δ FWHM
121,78	593,44	0,58	30,41	0,63	71,61	1,49
244,70	1164,84	0,91	69,84	1,75	164,46	4,11
344,27	1650,39	0,89	63,12	1,01	148,65	2,37
661,70	3125,37	0,64	98,09	0,58	230,98	1,36
1173,20	5467,00	1,71	112,80	2,02	265,63	4,75
1332,50	6194,82	1,40	134,68	1,88	317,15	4,42

Tabelle 1: Wertetabelle für den Szintillationsdetektor

signifikante Stellen

4. Auswertung

In der folgenden Auswertung wurden alle graphischen Darstellungen sowie die dazugehörigen Anpassungsgraphen mit *Gnuplot* erstellt und berechnet. Des Weiteren wird im folgenden für jede weitere Fehlerberechnung die Gaußsche Fehlerfortpflanzung benutzt. Außerdem sei im Vorhinein gesagt, dass das Spektrum für Europium das im Praktikumsheft gegeben war, in keinsten Weise mit der Realität übereinstimmt. Weder mit unserm Spektrum noch mit den Literaturwerten, die man sonst im Internet findet. Deshalb wird sich im Laufe des Versuchs auf andere Werte gestützt wie ich sie im Internet gefunden habe [5].

ie Tabelle im
left gibt
übergangs-
wahrscheinlich-
keiten an
und berücksichtigt noch keine Detektoreffekte!

Außerdem sind ^{152m}Eu -Linien nicht enthalten

4.1. Energiekalibrierung

Um später die Kanalnummern den einzelnen Energien zuordnen zu können, wurden die Spektren, die mit bekannten Quellen aufgenommen wurden, entsprechend kalibriert. Da wir im Fall der Spektromaufnahme von einem poissonverteilten Prozess ausgehen, nehmen wir den Fehler auf die Anzahl der Hits N als \sqrt{N} an.

gut

4.1.1. Szintillationsdetektor

Für den Fall des Szintillationsdetektor ergeben sich Spektren wie sie in Abbildung 7 zu sehen sind. An die zu sehenden Peaks passen wir Gauß-Kurven an, um den Erwartungswert herauszufinden. Die dazugehörigen Anpassungsgraphen sieht man im Anhang in Abbildung 15 bis Abbildung 17. Die sich daraus ergebenden Erwartungswerte und Standardabweichungen sieht man in Tabelle 1. Die Mittelwerte haben wir dann gegen die dazugehörigen Energien aufgetragen und bekommen aus der Anpassung an eine Gerade der Form $y = m \cdot x + t$ folgende Werte:

$$m = (4.64 \pm 0.02) \text{ keV}^{-1}$$

$$t = (37.20 \pm 11.40)$$

$$\Rightarrow K(E) = (4.62 \pm 0.02) \text{ keV}^{-1} \cdot E + (37.20 \pm 11.40)$$

$$\text{bzw. } \underline{E(K)} = \underline{(0.215 \pm 0.002) \text{ keV} \cdot K - (8.017 \pm 2.451)}$$

signifikante Stellen

Den dazugehörigen Graphen sieht man in Abbildung 8. Dabei sind die Fehler im Graphen zu klein um sie sehen zu können.

gut

Daraus bekommen wir nun für diesen Detektor den Zusammenhang:

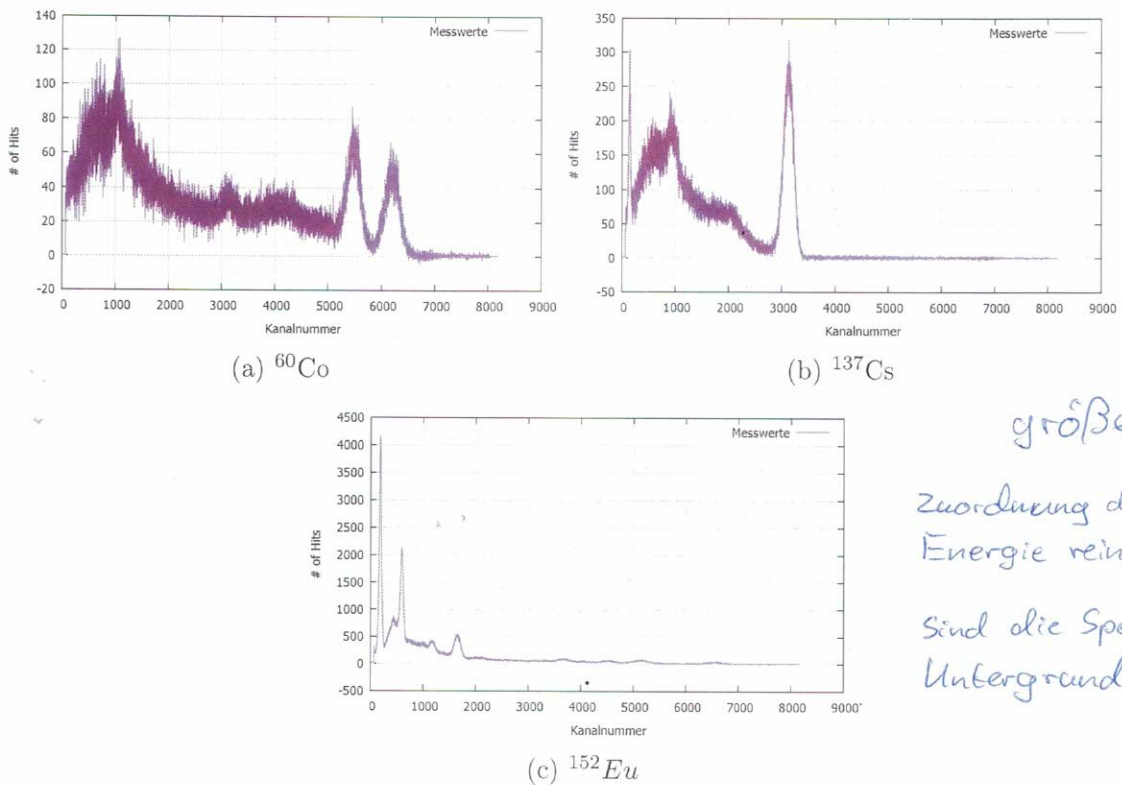


Abbildung 7: aufgenommene Spektren mit den Szintillationsdetektor

4.1.2. Halbleiterdetektor

Die Spektren für den Halbleiterdetektor sieht man in Abbildung 9. Wie man sieht ist hier die Auflösung deutlich besser und somit die Peaks deutlich besser zu erkennen. An diese wurden wiederum Gauß-Kurven angepasst wie man in Abbildung 18 bis Abbildung 20 sieht.

Die Erwartungswerte dieser Kurven wurden ein weiteres Mal gegen ihre jeweiligen Energiewerte aufgetragen und wir bekommen eine Graphen wie in Abbildung 10. Auch hier sind die Fehler zu klein um erkannt zu werden. Die Wertetabelle zu diesem Graphen finden Sie in Tabelle 2.

Daraus bekommen wir nun die folgenden Werte:

$$m = (4.84 \pm 0.01) \text{ keV}^{-1}$$

$$t = (-20.06 \pm 0.28)$$

$$\Rightarrow K(E) = (4.84 \pm 0.01) \text{ keV}^{-1} \cdot E - (20.06 \pm 0.28)$$

bzw. $\underline{\underline{E(K) = (0.206 \pm 0.002) \text{ keV} \cdot K + (4.142 \pm 0.032)}}$

ok

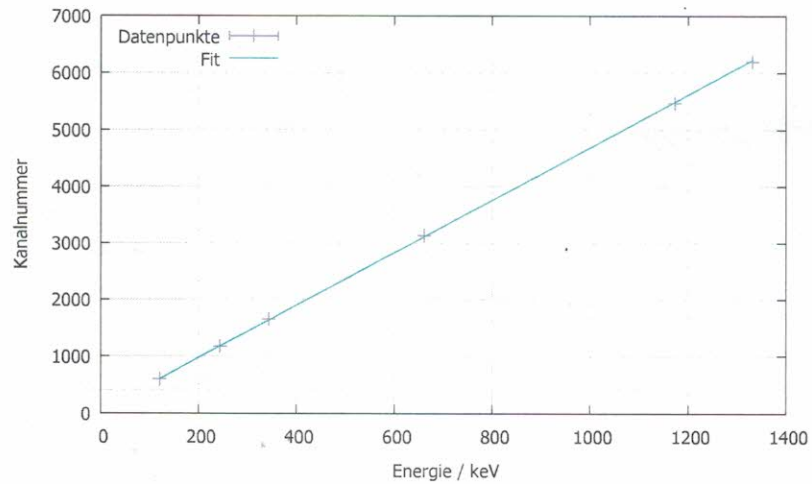


Abbildung 8: Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie beim Szintillator

E / keV	μ	$\Delta\mu$	σ	$\Delta\sigma$	FWHM	ΔFWHM	$\Delta E / \text{keV}$	$\delta\Delta E / \text{keV}$
121,78	570,22	0,05	2,10	0,04	4,95	0,09	5,16	0,04
244,70	1165,62	0,03	2,13	0,02	5,02	0,05	5,18	0,04
344,27	1647,14	0,02	2,30	0,01	5,41	0,03	5,26	0,03
661,70	3184,33	0,03	2,85	0,03	6,72	0,06	5,53	0,04
778,90	3751,50	0,04	3,12	0,03	7,35	0,08	5,66	0,04
964,10	4648,90	0,06	4,13	0,06	9,73	0,14	6,15	0,05
1112,00	5366,57	0,06	3,70	0,06	8,72	0,14	5,94	0,05
1173,20	5662,20	0,04	3,83	0,04	9,02	0,10	6,00	0,04
1332,50	6433,45	0,04	4,41	0,05	10,38	0,12	6,28	0,05
1408,00	6799,58	0,05	4,56	0,08	10,74	0,18	6,35	0,05

Tabelle 2: Wertetabelle für den Halbleiterdetektor

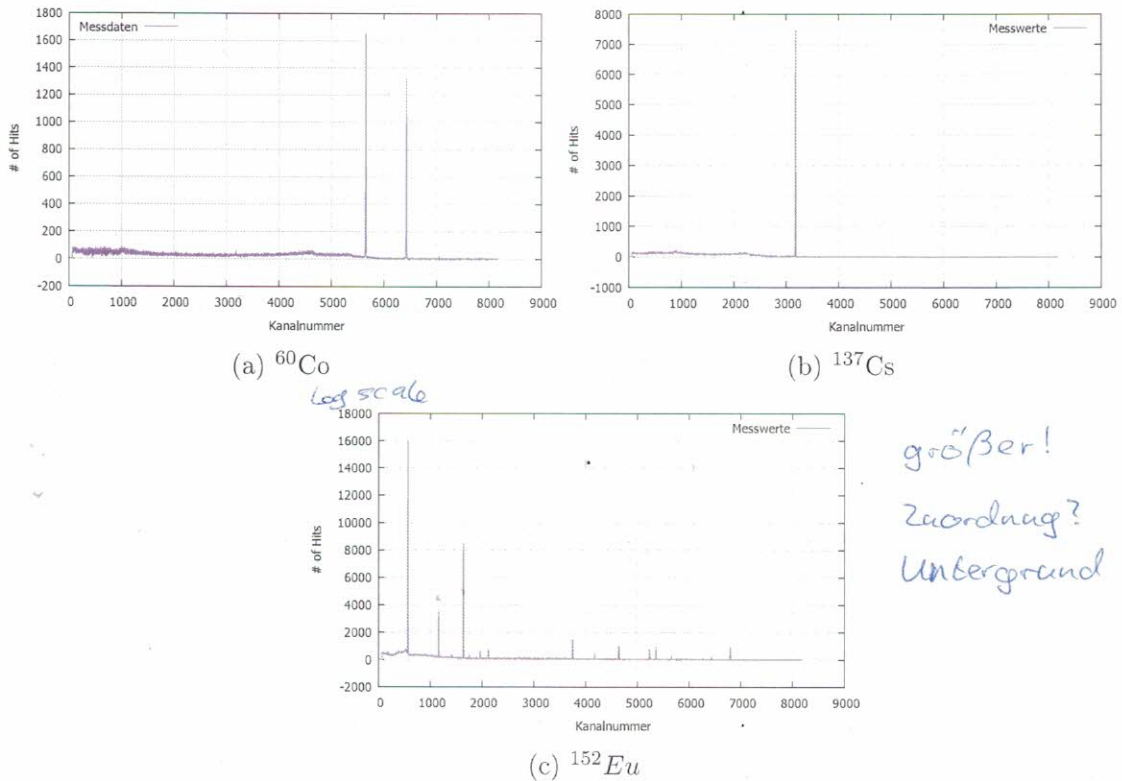


Abbildung 9: aufgenommene Spektren mit den Halbleiterdetektor

4.2. Bestimmung der Halbwertsbreite

Die Halbwertsbreite der Linien können sehr einfach aus den Standardabweichungen ausgerechnet werden nach $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma$. Die ausgerechneten Werte finden Sie in den Tabelle 1 und Tabelle 2.

Für die Halbwertsbreite des Halbleiter gilt $\Delta E(E_\gamma) = \sqrt{(\Delta E_d(E_\gamma))^2 + (\Delta E_e)^2}$. Dabei ist $\Delta E_d(E_\gamma)$ der Anteil der statistischen Ladungssammlung des Ge-Kristalls. Es gilt: $\Delta E_d(E_\gamma) = \text{const.} \cdot \sqrt{E_\gamma}$. Da diese Größe von der Energie eines Photoquants abhängt, soll dieser Zusammenhang nun ebenso wie E_e bestimmt werden.

Wenn wir nun das Quadrat der Halbwertsbreite gegen die Gammaenergie auftragen wie in Abbildung 11 (Werte in Tabelle 3) zu sehen, können wir aus der Anpassungsgeraden $y = m \cdot x + t$ folgendes ablesen:

$$\begin{aligned}
 m &= (0.01074 \pm 0.00089) \text{ keV} \\
 t &= (24.3231 \pm 0.6927) \text{ keV}^2 \\
 \Rightarrow \underline{\text{const.}} &= \sqrt{m} = \underline{(0.104 \pm 0.083) \text{ keV}^{\frac{1}{2}}} \\
 \Rightarrow \underline{\Delta E_e} &= \sqrt{t} = \underline{(4.932 \pm 0.028) \text{ keV}}
 \end{aligned}$$

ok

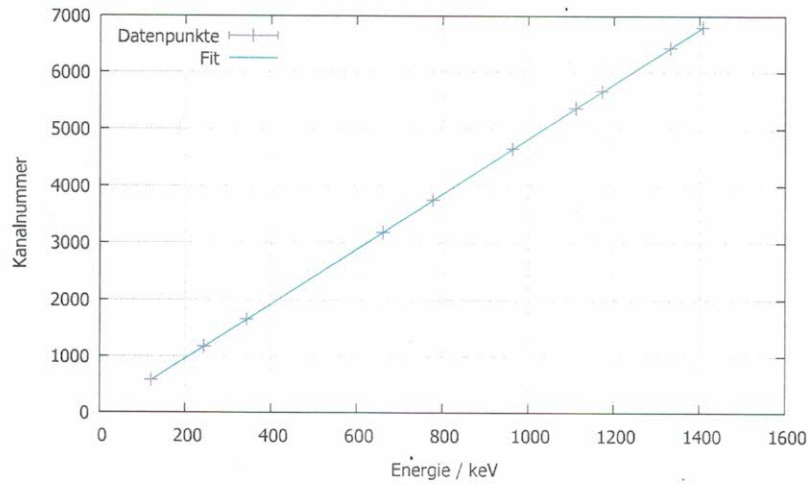
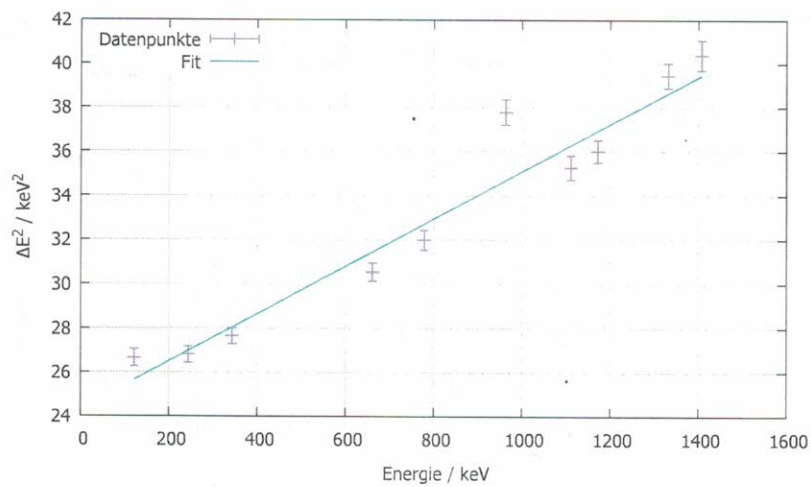


Abbildung 10: Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie beim Halbleiter

E / keV	ΔE^2 / keV ²	$\delta \Delta E^2$ / keV ²
121,78	26,64	0,39
244,70	26,79	0,37
344,27	27,63	0,36
661,70	30,53	0,41
778,90	31,98	0,44
964,10	37,77	0,58
1112,00	35,26	0,55
1173,20	36,00	0,51
1332,50	39,44	0,57
1408,00	40,37	0,68

signifikante Stellen

Tabelle 3: Wertetabelle für den Zusammenhang zwischen ΔE^2 und E_γ Abbildung 11: Zusammenhang zwischen ΔE^2 und E_γ

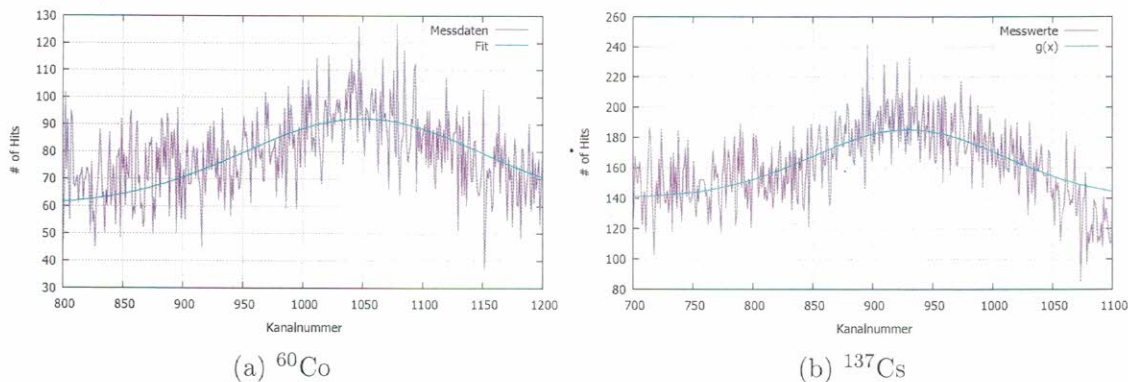


Abbildung 12: Szintillator: Gauß-Kurven der Rückstreupeaks

Wie zu sehen ist, stimmen leider nicht alle Datenpunkte gut mit der Geraden überein. Das liegt auch daran, dass die Halbwertsbreite im Quadrat eingeht und sich somit ein kleiner Fehler deutlicher auswirkt. gut

4.3. Peak-to-Total-Verhältnis

Das Peak-to-Total-Verhältnis gibt das Verhältnis zwischen der Anzahl der im Photopeak gemessenen Quanten, zu der Anzahl der insgesamt gemessenen Photonen an. Dieses Verhältnis soll nun für beide Detektoren für den Photopeak von Caesium und den Mittelpunkt der beiden Linien in Cobalt berechnet werden wobei dort die Anzahl der Quanten der beiden Peaks addiert werden. Die Gesamtzahl der registrierten Quanten wurde während der Messung in einer zusätzlichen Datei gespeichert und kann ausgelesen werden wobei man dabei die Quanten des Untergrunds herausrechnen muss. Für den Fehler in der Gesamtanzahl der Quanten wurde erneut \sqrt{N} angenommen. gut

Um die Anzahl der Quanten im Photopeak zu bekommen, kann man sich den Normierungsparameter A der angepassten Gauß-Funktion ansehen. Bei den beiden Spektren des Szintillationsdetektor muss man noch zusätzlich den Rückstreupeak herausrechnen. Die beiden Gauß-Anpassungen sieht man in Abbildung 12, wobei es extrem schwierig war, dort einen ordentliche Anpassung zu bekommen, da kaum ein wirklicher Peak zu erkennen war. Es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$PtT = \frac{A}{N}$$

$$N = N_{tot} - N_U - N_R$$

bei Cs muss auch der Röntgenpeak abgezogen werden

Aus den Berechnungen ergibt sich nun eine Wertetabelle wie sie in Tabelle 4 zu sehen ist. Man kann erkennen, dass im Fall von Cobalt sich beide Detektoren innerhalb ihrer Fehlergrenzen eigentlich nicht unterscheiden, wobei aufgrund der unterschiedlichen Kernladungszahlen von Iod ($Z = 53$) und Germanium ($Z = 32$) eigentlich ein Unterschied erkennbar sein sollte, wie man anhand Gleichung 1 sehen kann. Bei Caesium hingegen sieht man einen deutlichen Unterschied zwischen den beiden Detektoren wie er zu erwarten war.

Ergebnisse gerne auch in den Text schreiben

	N_tot	U	R	ΔR	N	ΔN	A	ΔA	P _T	ΔP _T
Sz_Co	294609	62524	3468,930	404,000	228616,070	721,352	30774,900	385,130	0,135	0,002
Sz_Cs	370925	62524	8598,890	838,200	299802,110	1065,846	64315,600	436,200	0,215	0,002
Ge_Co	289507	76675	0,000	0,000	212832,000	605,130	29330,200	258,220	0,138	0,001
Ge_Cs	381618	76675	0,000	0,000	304943,000	676,973	53852,600	532,500	0,177	0,002

Tabelle 4: Wertetabelle für das Peak-to-Peak-Verhältnis

	A	ΔA	d/cm	Δd/cm	r/mm	N	ΔN	P _{abs}	ΔP _{abs}
Nal	6,432E+04	4,362E+02	2,400E+01	2,000E-01	4,800E+01	2,142E+10	2,000E+08	3,003E-06	3,465E-08
Ge	5,385E+04	5,325E+02	2,600E+01	2,000E-01	5,570E+01	2,560E+10	2,000E+08	2,104E-06	2,651E-08

signifikante Stellen

Tabelle 5: Wertetabelle für die absolute Peakeffizienz

zu klein

Außerdem fällt auf, dass die Nachweisgüte bei Caesium deutlich höher ist als bei Cobalt. Das liegt daran, dass wie in Gleichung 1 zu sehen, aufgrund der niedrigeren Energie des Peaks der Wirkungsquerschnitt größer ist.

gut

4.4. Absolute Peakeffizienz

Bei der absoluten Peakeffizienz untersuchen wir das Verhältnis der insgesamt in den Detektor eintretenden Photonen zu denen im Photopeak gemessenen. Dafür bestimmen wir zuerst die jetzige Aktivität der Probe. Die Aktivität der Probe im April 1985 betrug $25 \mu\text{Ci}$. Aus der Halbwertszeit von Caesium von $T_{1/2} = 30.17$ a, der vergangenen Zeit bis jetzt von $t = (32 \pm 0,083)$ a, wobei wir als Fehler einen Monat genommen haben, und der Formel $A = A_0 \cdot e^{\frac{\ln(2) \cdot t}{T_{1/2}}}$ bekommen wir eine Aktivität von $A = (4.43 \pm 0.1) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Dieser Wert ist jedoch nicht vollständig, da nicht jeder Übergang Gammastrahlung zur Folge hat. Laut dem Übergangsschema bekommen wir also einen Faktor von $x = 0.947 \cdot 0.851 = 0.806$ dazu. Das ergibt eine Aktivität von $A = (3.57 \pm 0.01) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$.

Nun berechnen wir, welcher Anteil davon auf die Detektoren trifft. Für einen Abstand d und einen Radius des Detektors r bekommen wir also einen Faktor $c = \frac{\pi r^2}{4\pi d^2}$ dazu, wobei d den Abstand Quelle-Detektor bezeichnet. Dieser Wert ist für beide Detektoren unterschiedlich. Um nun die gesamte Teilchenzahl zu berechnen brauchen wir noch die Zeit der Messung welche in beiden Fällen $t = 600$ s beträgt.

Daraus bekommen nun $N = A_\gamma \cdot t \cdot c$. Die absolute Peakeffizienz ergibt sich nun zu $P_{abs} = \frac{B}{N}$, wobei B den Normierungsfaktor der Gaußkurven darstellt. Die Werte und die Ergebnisse zu dieser Rechnung finden Sie in Tabelle 5.

Dabei fällt auf, dass wie in der Theorie erwähnt die Nachweisgüte des Szintillationsdetektor höher ist die des Halbleiterdetektors. Leider fehlen uns weitere Literaturwerte um weiter vergleichen zu können.

ok bis auf Rechenfehler

4.5. Relative Effizienz als Funktion der Gammaenergie

Für diesen Abschnitt sehen wir uns die Starken Linien des Europium-Spektrums an, um dort die theoretisch vorhergesagten Intensitäten mit den experimentell gemessenen zu vergleichen. Dabei wird die Intensität der Linie von 1408 keV stets als 1000 definiert. In unserem Fall vergleichen wir die Normierungsparameter der Gauß-Kurven mit dem der 1408 keV-Linie. Die

E / keV	I_theo	A	ΔA	I_exp	ΔI_exp	η	Δη
121,780	1362,000	84038,900	1704,000	8120,877	224,148	5,962	0,165
244,700	359,000	18080,200	208,400	1747,132	38,420	4,867	0,107
344,270	1275,000	47148,600	309,400	4556,081	90,410	3,573	0,071
778,900	621,600	10750,400	116,400	1038,837	22,472	1,671	0,036
964,100	693,400	10121,900	145,500	978,103	23,091	1,411	0,033
1112,120	649,000	8273,630	128,800	799,500	19,470	1,232	0,030
1408,010	1000,000	10348,500	193,800	1000,000	26,484	1,000	0,026

Tabelle 6: Wertetabelle für die relative Effizienz

signifikante Stellen

Ergebnisse davon sind in Tabelle 6 zu sehen.

Wir tragen nun diese Effizienz η gegen die Energie auf und passen daran eine Kurve der Polynomform $f(x) = \frac{a}{(x-x_0)^b} + c$ an wie man in Abbildung 13 sehen kann. Damit bekommen wir folgende Werte:

$$\begin{aligned}
 a &= (2.24 \pm 0.38) \cdot 10^6 \\
 b &= 2.00 \pm 2.30 \rightarrow \text{ist der Fehler wirklich so groß?} \\
 c &= 0.37 \pm 0.66 \\
 x_0 &= -482.02 \pm 774.00
 \end{aligned}$$

der Fit scheint nicht gut zu passen

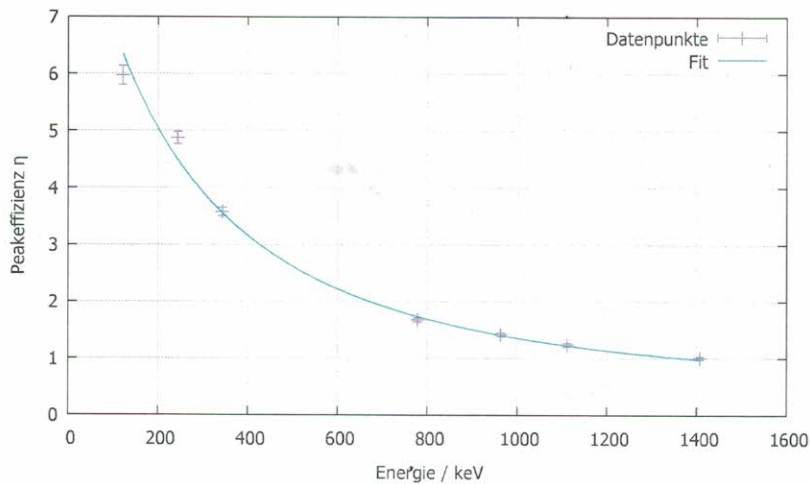


Abbildung 13: Peakeffizienz gegen Energie

Wie man sehen kann ist der Parameter b im Exponenten $b = 2.00 \pm 2.3$. Das erinnert stark an die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts des Photoeffekts von der Energie wie man in Gleichung 1 sehen kann. Dabei ist der Wert nahe dran, aber nicht ganz. Das kann zum einen daran liegen, dass der Fehlerbereich des Wertes sehr groß ist. Zum anderen daran, dass eben nicht alle Photonen über den Photoeffekt agieren sondern eben auch über die anderen Effekte wie Compton-Streuung und Paarerzeugung. Zumindest liegt der Wert in der richtigen Größenordnung, womit ich mich zufrieden gebe.

liegt genau zwischen Photo & Compton

ok

größer!

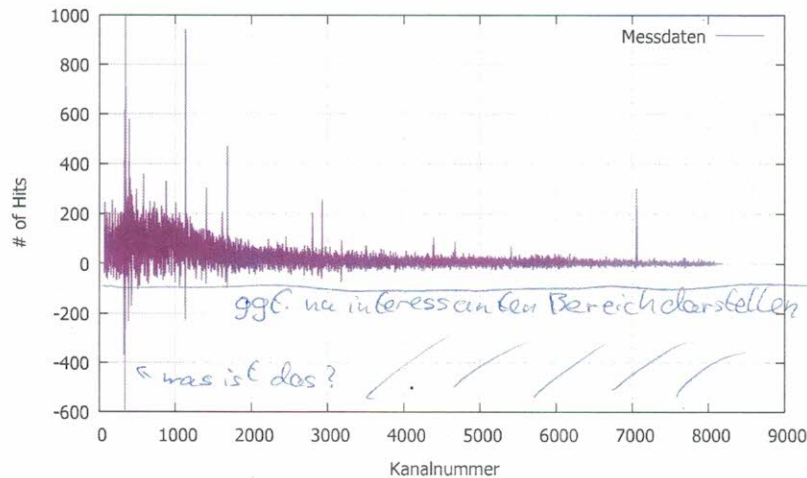


Abbildung 14: Das Spektrum der Probe

Kanal μ	$\Delta\mu$	Energie / keV	ΔE / keV	Isotop	E _{lit}	Mutternuklid
1138,04	0,14	238,58	4,17	Pb-212	238,6	Th-232
1412,07	0,32	295,03	4,21	Pb-214	295,2	U-238
1620,68	0,42	338,00	4,23	Ac-228	338,3	Th-232
1686,13	0,20	351,48	4,18	Bi-211	351,1	U-235
2807,23	0,48	582,43	4,24	Ti-208	583,1	Th-232
2934,23	0,47	608,59	4,24	Bi-214	609,3	U-238
3188,76	0,81	661,03	4,31	Cs-137	661,6	-
4395,00	0,98	909,51	4,34	Ac-228	911,1	Th-232
4676,73	0,51	967,55	4,25	Ac-228	969,1	Th-232
5410,29	1,00	1118,66	4,35	Bi-214	1120,3	U-238
7060,68	0,26	1458,64	4,20	K-40	1460,8	-

Tabelle 7: ermittelte Peaks und ihre zugehörigen Isotope

4.6. Nachweis der Radioaktivität in einer Probe

Als letzten Versuchsteil haben wir einen Beutel mit Erde vom Straßenrand in Poppelsdorf über einen längeren Zeitraum gemessen. Dafür haben wir den Halbleiterdetektor verwendet und die Plastiktüte davor gelegt. Danach haben wir den Rest mit Blei abgeschirmt, um die Strahlung von außen möglichst gering zu halten. Dann haben wir jeweils über 12-15 h eine Untergrundmessung ohne Probe und eine Messung mit Probe gemacht.

Nachdem ich beide Spektren normiert habe, habe ich wieder die Differenz der beiden genommen und aufgetragen. Also Fehler habe ich erneut einen Fehler von \sqrt{N} angenommen. Das fertige Spektrum sieht man in Abbildung 14. Nun wurde erneut an die Peaks, an denen es sinnvoll war, Gauß-Kurven angepasst wie in Abbildung 21 und Abbildung 22 im Anhang sehen kann.

In Tabelle 7 sieht man die ermittelten Mittelwerte der Kanalzahl, die mithilfe vorher herausgefundenener Umrechnung als Energie dargestellt werden können. Als nächstes habe ich

mich einer Internetquelle [6] der Universität Ljubljana bedient, um meine Werte mit typischen Gammastrahlungen zu vergleichen. Bei den fett und kursiv markierten Werten stimmt der Wert nicht hundertprozentig mit dem ermittelten überein, aber innerhalb der Fehlergrenzen und auch in Zusammenhang mit den anderen Isotopen ergeben die eingetragenen Isotope viel Sinn.

Auffällig ist, dass man viele Produkte der Thallium- und Uran-Reihe sieht. Diese Elemente sind schon vor langer Zeit entstanden und haben auch eine sehr lange Halbwertszeit, weshalb sie nicht zivilisatorischen Ursprungs sein können. Im Gegensatz dazu das Caesium-137, welches eine vergleichsweise kurze Halbwertszeit hat und somit vom Menschen verursacht worden sein muss. Eine mögliche Erklärung für das Vorkommen wäre der Unfall in Tschernobyl, durch den auch Caesium in die Luft gelangt ist und sich über Europa verteilt hat. Ansonsten kann man noch Kalium-40 entdecken, dass zu einem gewissen Prozentsatz im natürlichen Kalium enthalten ist, und somit keine Besonderheit darstellt.

gut

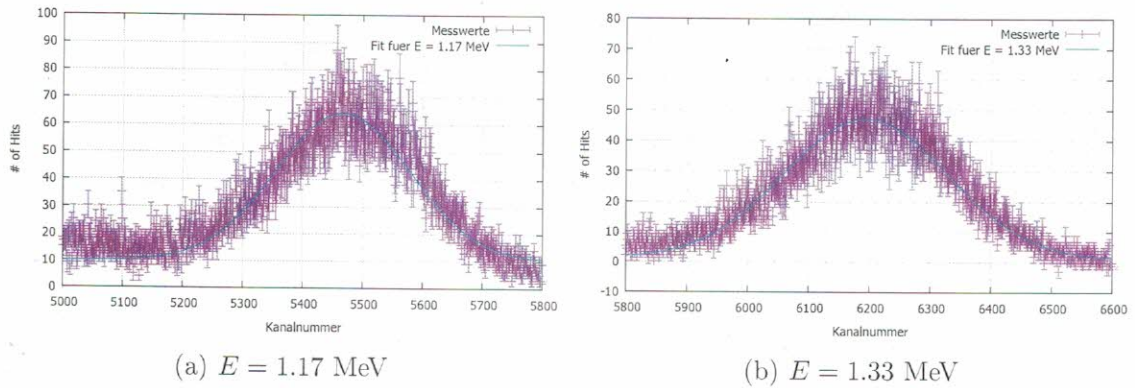
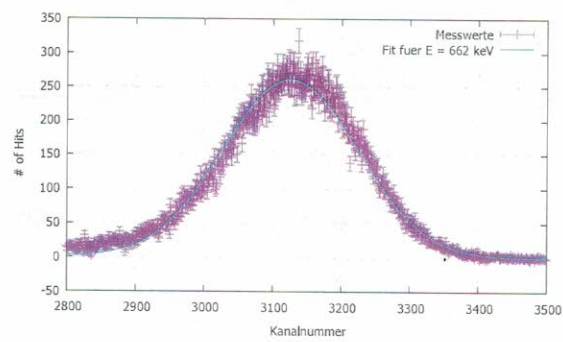
5. Fazit

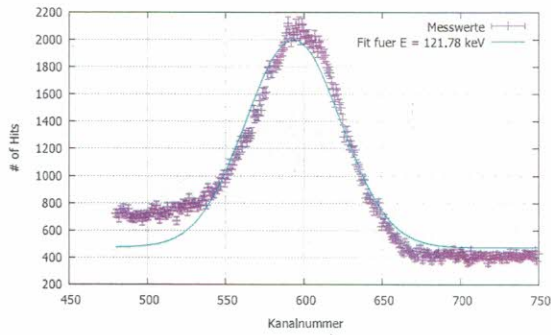
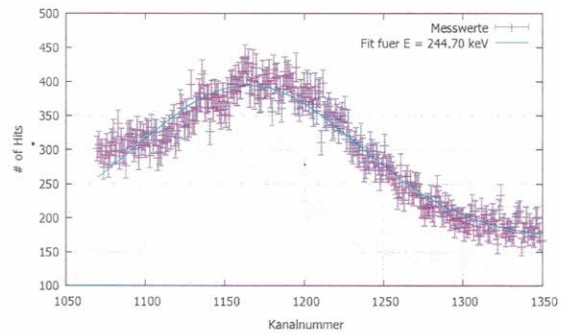
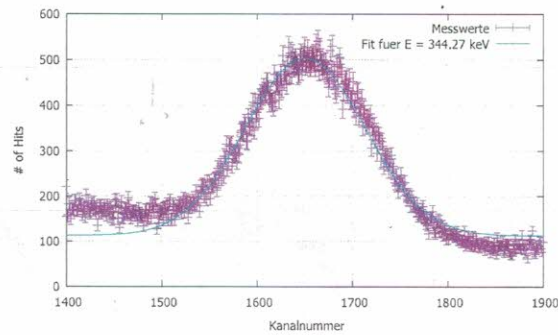
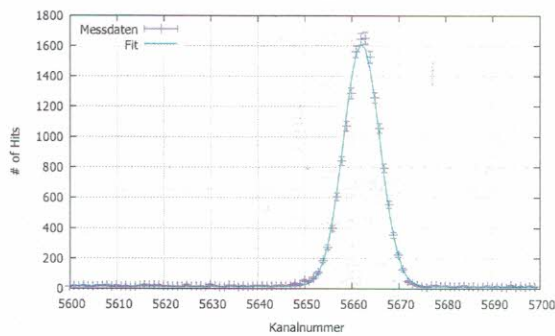
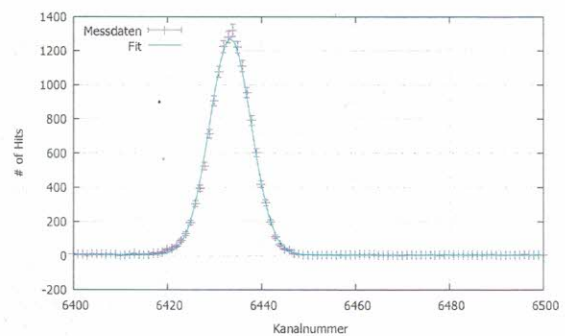
Insgesamt kann man den Versuch als Erfolg betrachten. Während der Durchführung traten keine großen Probleme auf und alle Messergebnisse wurde ordentlich aufgenommen.

Während der Auswertung traten auch keine größeren Probleme auf und man konnte alle genommenen Daten ordentlich auswerten. Insgesamt fehlen Literaturwerte um die herausgefundenen Werte vergleichen zu können. Da es aber bei den graphischen Auswertungen aber keine besonders großen Ausrutscher gab, kann man davon ausgehen, dass das meiste zufriedenstellend funktioniert hat. Insbesondere beim letzten Versuchsteil konnte man sehen, dass viele Linien mit sehr hoher Präzision zugeordnet werden konnten, was ein Zeichen für die gelungene Kalibrierung des Detektors darstellt. Das einzige das bei der Auswertung sehr verwirrt und somit geärgert hat, war die inkorrekte ^{nein} Tabelle für Europium im Praktikumsheft. Insgesamt war der Versuch aber recht interessant, insbesondere der letzte Teil, in dem man die Erde analysiert hat. Dort konnte man sehr gut sehen, wie viel mehr in ein Stück Erde steckt als man denkt.

ok

A. Anhang

Abbildung 15: Szintillator: Gauß-Kurven bei ^{60}Co 

(a) $E = 121.78 \text{ keV}$ (b) $E = 244.70 \text{ keV}$ (c) $E = 344.27 \text{ keV}$ Abbildung 17: Szintillator: Gauß-Kurven für ^{152}Eu (a) $E = 1.17 \text{ MeV}$ (b) $E = 1.33 \text{ MeV}$ Abbildung 18: Halbleiter: Gauß-Kurven bei ^{60}Co

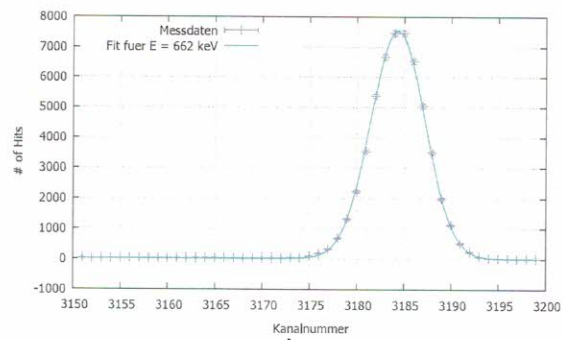
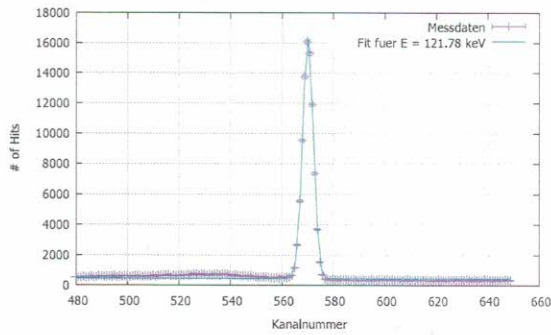
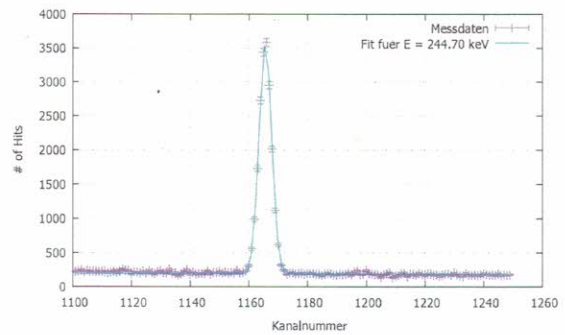
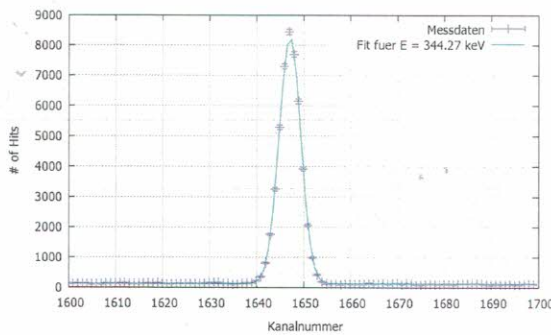
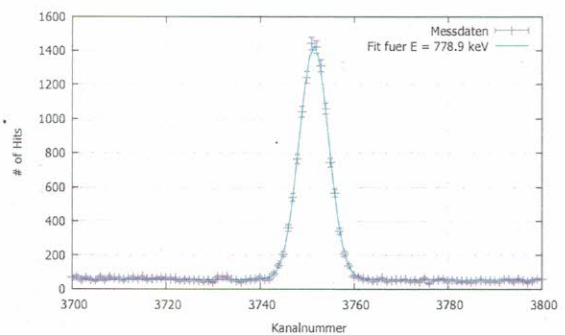
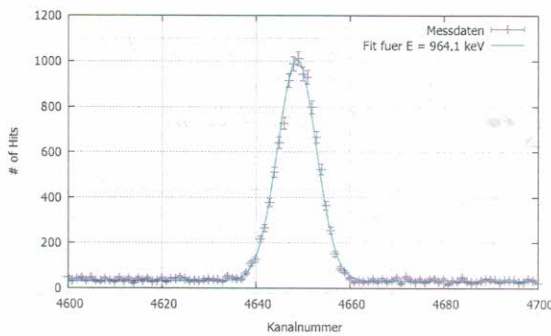
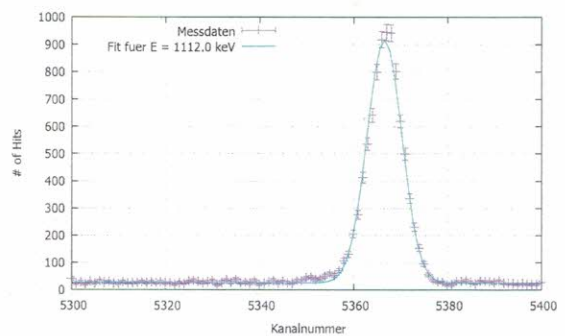
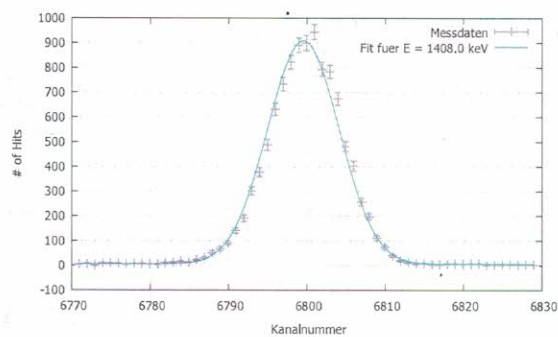


Abbildung 19: Halbleiter: Gauß-Kurve bei ^{137}Cs bei $E = 662 \text{ keV}$

(a) $E = 121.78$ keV(b) $E = 244.70$ keV(c) $E = 344.27$ keV(d) $E = 778.9$ keV(e) $E = 964.1$ keV(f) $E = 1112.0$ keV(g) $E = 1408.0$ keVAbbildung 20: Halbleiter: Gauß-Kurven bei ^{152}Eu

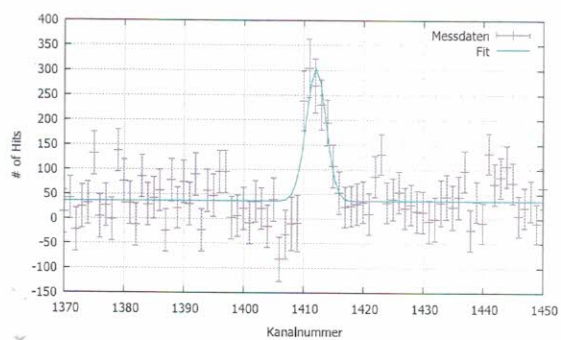
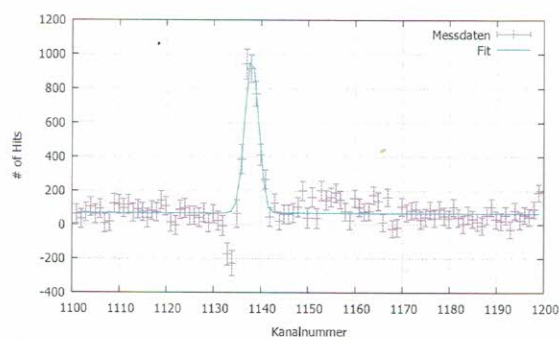
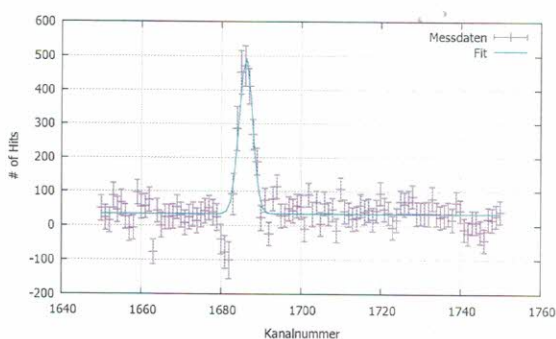
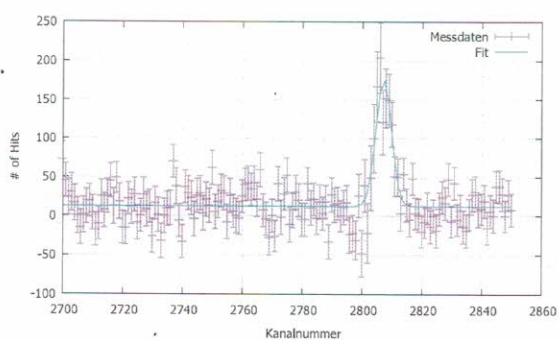
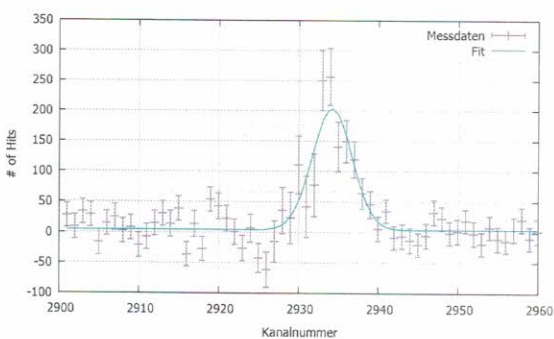
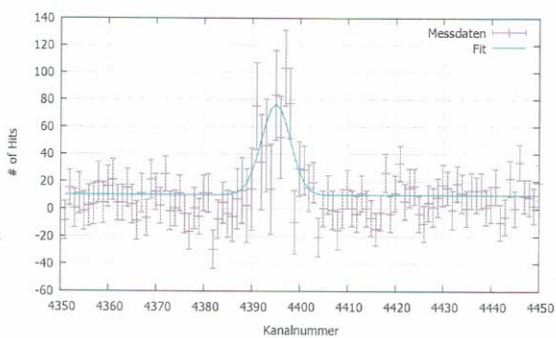
(a) $E = 295.03$ keV(b) $E = 238.58$ keV(c) $E = 351.48$ keV(d) $E = 582.43$ keV(e) $E = 608.59$ keV(f) $E = 909.51$ keV

Abbildung 21: Halbleiter: Gauß-Kurven der Probe

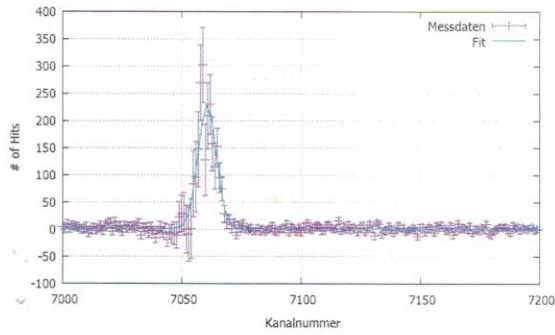
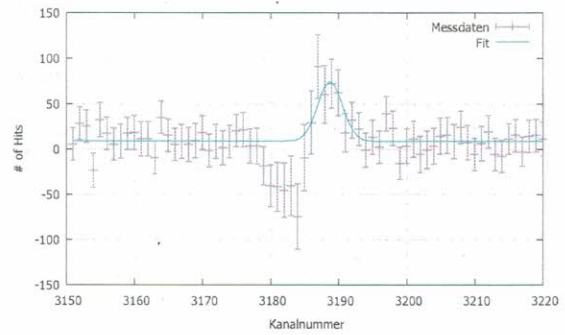
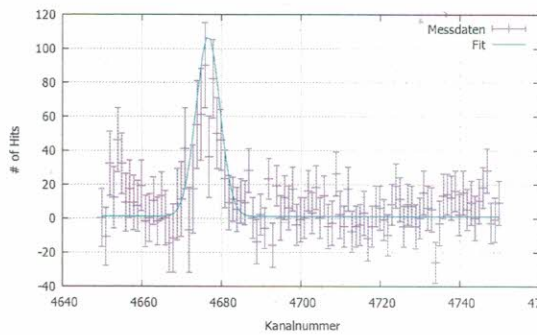
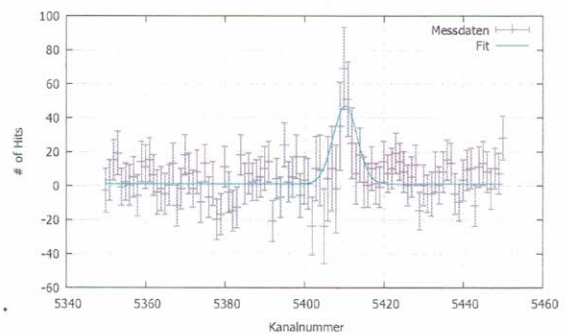
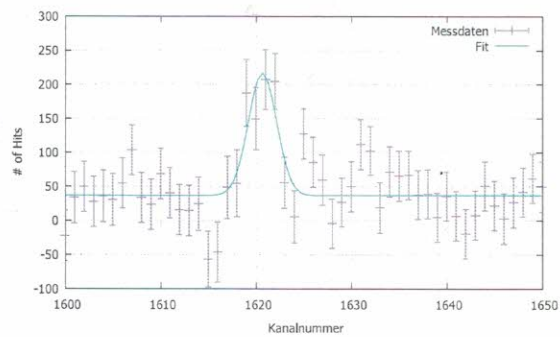
(a) $E = 1458.64$ keV(b) $E = 661.03$ keV(c) $E = 967.55$ keV(d) $E = 1118.66$ keV(e) $E = 338.0$ keV

Abbildung 22: Halbleiter: Gauß-Kurven der Probe

Literatur

- [1] Wikipedia.org, abgerufen am 23.05.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Cobalt>
- [2] Wikipedia.org, abgerufen am 23.05.2017 https://de.wikipedia.org/wiki/Ionisierende_Strahlung
- [3] Wikipedia.org, abgerufen am 23.05.2017 <https://de.wikipedia.org/wiki/Szintillationszähler>
- [4] docplayer.org, abgerufen am 23.05.2017 <http://docplayer.org/12701556-Master-thesis-experiment-zur-erlangung-des-akademischen-grades-master-of-science.html>
- [5] Gammaspectacular.com, abgerufen am 23.05.2017 <http://www.gammaspectacular.com/eu152-spectrum>
- [6] Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Ljubljana, abgerufen am 23.05.2017 <http://www.fmf.uni-lj.si/~jazbinsek/Praktikum5/gammaenergies.pdf>

Besser andere
Quelle verwenden

- o Theorie bis auf Paarbildung in Ordnung
- + Detektor signale schön beschrieben
- Tabelle ^{152}Eu
- Darstellung Spektren
- + PkT gut diskutiert
- o Pabs leider mit Rechenfehler, sonst gut
- Fit bei rel. Effizienz
- + Bodenprobe gut diskutiert
- o Untergrundbereinigung bei Quellen?
- signifikante Stellen

Note: 1.3