

Fortgeschrittenen-Praktikum – Gamma-Spektroskopie

8. Januar 2015

von

Till Kolster & Lukas Schmidt

Tutor: Dr. Katayoun Gharagozloo-Hubmann

Der Versuch wurde im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums am Fachbereich Physik der FU-Berlin durchgeführt und soll praktische Erfahrung und eine theoretische Vertiefung zu den kernphysikalischen Hintergründen von Radioaktivität und deren Messung geben.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Einleitung

Radioaktive Strahlung hat verschieden Quellen, die wohl bekannteste ist der Zerfall von instabilen Atomkernen. Dabei treten verschiedene Strahlungsarten auf, die aus vielfältigen Gründen gemessen und quantifiziert werden wollen. So kann eine gesundheitliche Belastung durch Strahlungsquellen von Interesse sein, die Aktivität dieser zu bestimmen. Im folgenden Versuch steht die Gammastrahlung als eine der drei Strahlungsarten im Fokus.

1.2 Kernzerfälle

Radioaktiver Kernzerfall kann auf verschiedene Arten stattfinden, α , β , γ -Zerfall genannt. Auf sogenannten Nuklidkarten wird aufgezeichnet, welche Isotope eines Atoms mit welcher Strahlungsart zerfallen. Die Einteilung in α , β , γ -Strahlung folgt der Wechselwirkung der Strahlung mit Materie.

1.2.1 α -Zerfall

Beim α -Zerfall verringert das Atom seine Kernladungszahl um den Betrag zwei, indem es einen ionisierten Helium-4-Kern verliert. Dieser Helium-Kern wird in diesem Zusammenhang als α -Teilchen bezeichnet. Da die kinetische Energie des Teilchens charakteristisch für den α -Strahler ist, kann die Bestimmung dieser Energie dazu dienen, den Strahler zu identifizieren. Da das zurückbleibende Tochternuklid nun einen Elektronenüberschuss besitzt, werden diese an die Umgebung abgegeben [1].

1.2.2 β -Zerfall

β -Zerfall bezeichnet die Emittierung von Elektronen (β^-) und Positronen (β^+) durch einen Atomkern. Gleichzeitig emittiert der Kern ein Antineutrino oder ein Neutrino ($\bar{\nu}$). Dabei wird ein Neutron zum Proton umgewandelt bzw. andersherum wenn es sich um den β^+ -Zerfall handelt. Die Massenzahl des Atoms bleibt bei diesem Prozess gleich, die Kernladungszahl wird jedoch um 1 vergrößert bzw. verkleinert (β^+).

Wenn ein Proton des Atomkerns ein Elektron einfängt, verwandelt es sich zu einem Neutron und einem Neutrino. Dieser Prozess wird Elektroneneinfang genannt. Die Emittierung eines Positrons kann nur zusammen mit diesem Prozess stattfinden, der Elektroneneinfang kann jedoch auch unabhängig stattfinden. Die freiwerdende Energie kann komplett an das freigesetzte Neutrino abgegeben werden oder verbleibt (zum Teil) im Kern

und kann als γ -Strahlung abgegeben werden. Außerdem wird das entstandene Loch in der Schale, aus der das Elektron eingefangen wurde wieder aufgefüllt. Die hierbei frei werdende Energie kann entweder in Form eines Augerelektrons oder als Röntgenstrahlung emittiert werden.

1.2.3 γ -Zerfall

Als Gammastrahlung werden Photonen mit Energien von mehr als 300keV bezeichnet, oder elektromagnetische Strahlung, die einem Kern entstammt oder deren Ursprung nicht bekannt ist. Davon abgegrenzt ist die Röntgenstrahlung, die durch Elektronenprozesse hervorgerufen wird und im Bereich von ca. 100 – 300keV liegt.

Im Gegensatz zum α - und β -Zerfall, ändert sich bei dieser Strahlungsart weder Massenzahl noch Kernladungszahl. Sie ist allein auf das Abregen eines angeregten Zustandes des Kerns zurückzuführen. Diese Relaxation folgt manchmal den beiden anderen Zerfallsarten. Gamma-Strahlung kann jedoch auch auf andere Weise entstehen, beispielsweise durch die sogenannte Paarvernichtung.

1.3 Photoeffekt

Ein Prozess, bei dem Materie mit hochenergetischer Strahlung wechselwirkt ist der Photoeffekt. Dabei gibt ein Photon bei einem Absorptionsprozess seine gesamte Energie an ein Elektron ab [2]. Die kinetische Energie des so emittierten Elektrons ist dann gleich der des Photons minus der Bindungsenergie aus dem Atom. Diese Bindungsenergie verbleibt zunächst im Atom und kann in Form eines Auger-Elektrons oder Röntgen-Strahlung abgegeben werden. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts kann folgender Näherung entnommen werden:

$$\sigma_{Ph} \propto E_{\gamma}^{-3,5} \cdot Z^5, \quad (1)$$

Mit E_{γ} der Energie des einfallenden Photons und Z der Kernladungszahl des einfangenden Atoms. Elemente mit hoher Kernladungszahl erreichen daher die beste Abschirmung der Primärstrahlung pro Dicke des Materials. Es empfiehlt sich also zur Abschirmung gegen hochenergetische Strahlung Elemente mit hoher Kernladungszahl zu benutzen, jedoch entstehen relativ große Mengen an Sekundärstrahlung, die unter Umständen eine stärkere Wechselwirkung mit beispielsweise organischen Materialien zeigen.

Mit steigender Energie des Photons nimmt jedoch der Wirkungsquerschnitt ab, erreicht die Photonenenergie jedoch die Energie, die zum ionisieren der Schale, die in

der Energieskala höher liegt, springt der Wirkungsquerschnitt wieder auf einen höheren Wert. Dies findet so lange statt, bis keine höherenergetischen Schalen mehr existieren, wie in Abbildung 1 zu sehen ist.

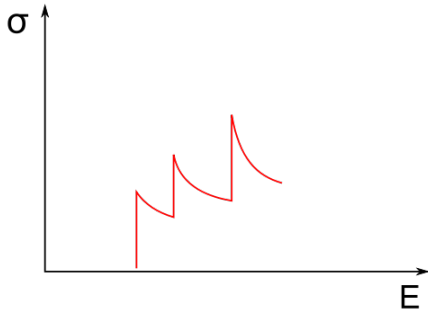


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Photonenenergie [3]

Die Sprungkanten werden als Absorptionskanten bezeichnet und sind im Absorptionsspektrum gut sichtbar. Der Photoeffekt ist also sehr wichtig bei kleineren Photonenenergien und Materialien mit hoher Kernladungszahl [2].

1.4 Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung wird nicht wie beim Photoeffekt die gesamte Energie auf eine Elektron übertragen, sondern nur ein Teil. Wie viel, hängt vom Winkel des Zusammenstoßes zwischen Photon und Elektron ab, es handelt sich also um einen elastischen Stoß. Das Elektron wird hierbei als frei angenommen, was bei den äußeren Elektronen eines Atoms näherungsweise stimmt. Durch den Energieverlust wird die Wellenlänge des Photons um den Betrag $\Delta\lambda$ vergrößert, für welche folgende Relation gilt:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi) = \lambda_c (1 - \cos \phi), \quad (2)$$

mit λ_c der Compton-Wellenlänge, m_e der Masse des Elektrons, h dem Planckschen Wirkungsquantum, c der Lichtgeschwindigkeit und ϕ dem Streuwinkel. Der Energieverlust hängt also allein vom Streuwinkel ab.

Der Wirkungsquerschnitt ist somit allein von der Elektronendichte abhängig, welche ungefähr proportional zur Kernladungszahl ist. Somit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt folgende Näherung:

$$\sigma_C \propto E_\gamma^{-1} \cdot Z \quad (3)$$

Der Comptoneffekt stellt sich somit als besonders wichtig heraus für mittlere Energien zwischen 100 und 1000keV.

Wenn nun die gestreuten Photonen energieaufgelöst beobachtet werden, so ist die Energie des gestreuten Photons E'_γ in Abhängigkeit des Winkel von Interesse:

$$E'_\gamma(\phi) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (4)$$

Bei Aufnahme eines Spektrums ergibt sich nun also ein kontinuierliches Spektrum für alle Winkel zwischen 0° und 180° . Danach folgt eine scharfe Kante, die sogenannte Compton-Kante, die auftritt, weil nicht mehr Energie abgegeben werden kann, als bei einem Stoß von 180° . Die korrespondierende Energie beträgt dann also

$$E'_\gamma(180^\circ) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (5)$$

Zusätzlich sollte ein Maximum mit höherer Energie im Spektrum auftreten, da auch einige Photonen ohne Streuprozess durch das Material fliegen. Dieses Maximum wird Photopeak genannt. Zu jedem Photopeak gibt es also eine korrespondierende Compton-Kante.

1.5 Paarbildung/-vernichtung

Bei höheren Photonenenergien von ab 1022keV tritt als zusätzlicher Effekt die Paarbildung bzw. -vernichtung auf. Hierbei kann sich ein Photon im Feld eines Atomkerns oder eines Hüllenelektrons in Elektron und Positron aufspalten.

Findet diese Aufspaltung im Feld eines Atomkerns statt, so geht fast die gesamte Energie des Photons in die beiden Teilchen über, davon $E = m_e c^2 = 511\text{keV}$ in die Ruhemasse jedes Teilchens und der Rest in die kinetische Energie. Elektron und Positron fliegen dabei genau in entgegengesetzte Richtungen senkrecht zur Bahn des erzeugenden Photons, sodass der Impuls beider Teilchen zusammenaddiert genau null ergibt. Da dem Photon ebenfalls ein Impuls zugeschrieben werden kann, der durch die beobachtbaren Bahnen nicht an die beiden Spaltprodukte übergegangen sein kann, muss dieser an den beteiligten Atomkern übergehen und beträgt $p = E_\gamma/c = h\nu/c$.

Trifft nun ein Elektron auf ein Positron, so kommt es zur Paarvernichtung, dabei werden jedoch zwei Photonen frei, die sich aufgrund der Impulserhaltung bei vorher ruhenden Teilchen in genau entgegengesetzte Richtungen bewegen. Wird die kinetische Energie des Elektrons

und Positrons vernachlässigt, so besitzen beide Photonen eine Energie, die wieder genau der Ruheenergie eines Elektrons entspricht, 511keV. Diese Energie kann im Detektor gemessen werden. Es kann jedoch auch vorkommen, dass ein Photon der Paarvernichtung aus dem Detektor entkommt. Dementsprechend verbleibt nur ein Teil der Energie des ursprünglichen Photons im Detektor. Wenn angenommen wird, dass das Elektron/Positron seine gesamte kinetische Energie im Detektor verloren hat, beträgt die Energie des sogenannten Single-Escape-Peaks $E = E_\gamma - 511\text{keV}$. Entkommen das Paar, so fehlt dementsprechend doppelt so viel Energie: $E = E_\gamma - 1022\text{keV}$.

Paarbildung bzw. -vernichtung wird für hohe Photonenenergien zum dominierenden Effekt und ihr Wirkungsquerschnitt hat folgende Abhängigkeit [4]:

$$\sigma_A \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad (6)$$

1.6 Massenschwächungskoeffizient

Um die Stärke der Interaktion von Gammastrahlung mit Materie zu beschreiben, wird ein Exponentieller Ansatz gewählt, in die drei vorgestellten Effekte eingepasst werden:

$$I(s) = I_0 e^{-\mu s}, \quad (7)$$

wobei I die Intensität in Abhängigkeit der durchquerten Strecke s ist und μ der Absorptionskoeffizient. Dieser ist Abhängig von der Atomdichte des Absorbers n in Anzahl pro Volumen und dem totalen Wirkungsquerschnitt [5]:

$$\mu = n \cdot \sigma_{tot} = n \cdot (\sigma_{Ph} + \sigma_C + \sigma_A) \quad (8)$$

Aufgrund der verschiedenen Z - und E_γ -Abhängigkeiten, bietet sich die in Abbildung 2 gezeigte Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Photonenenergie.

1.7 Szintillationsdetektor

Der moderne Szintillationsdetektor oder -zähler besteht aus zwei Teilen: Dem Szintillator und dem Photomultiplier. Im Szintillator werden durch ionisierende Strahlung Exzitonen erzeugt. Diese ionisieren weitere Atome im Gitter. Energiereiche Strahlung erzeugt also mehrere Elektron-Loch-Paare. Diese rekombinieren nun wieder. Findet dies an den dotierten Störstellen statt, wird

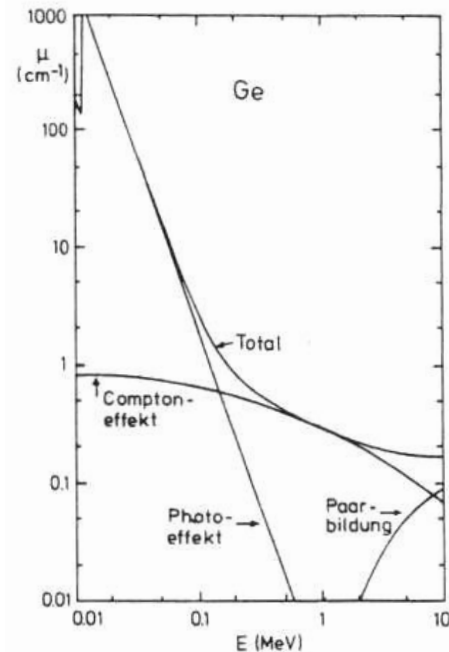


Abbildung 2: Beitrag der verschiedenen Komponenten zum Absorptionskoeffizienten von Germanium [2]

Energie in Form von Lichtblitzen frei [6]. Diese können mithilfe eines Photomultipliers festgestellt werden. Das Signal ist dann proportional zur Energie der detektierten Strahlung. Damit die Lichtblitze detektiert werden können, muss das Detektormaterial für sichtbares Licht durchsichtig sein. Daher ist der Szintillator häufig als Einkristall ausgeführt. Im Experiment wird als Material ein Thallium dotierter Natrium-Iodid Kristall verwendet. Das Thallium nimmt dabei den Platz der Natrium-Positionen im kubischen Kristallgitter ein. Je nach Dotierungskonzentration ändert sich die Auflösung des Detektors.

1.8 Halbleiterdetektor

Ein Halbleiterdetektor besteht meist aus einem p-n-Übergang, bei dem ein positiv und ein negativ dotierter Halbleiter, in diesem Fall Germanium, aneinandergbracht werden. Fällt nun Strahlung in den Halbleiter ein, so erzeugt diese Elektron-Loch-Paare. Dies geschieht analog zum Szintillator durch Anregung eines einzelnen Elektrons, welches dann auf seiner Bahn durch den Halbleiter weitere Elektronen anregt. Diese können abgegriffen und der erzeugte Strom oder die Schwankung in der Spannung gemessen werden. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen wird dabei durch die Bandlücke bestimmt, da diese Energie zum anheben in das Leitungsband benötigt wird. Da diese Bandlücke nicht sehr groß ist, kann die Energie der Strahlung sehr gut aufgelöst werden. Um möglichst alle angeregten Elektronen

abfangen zu können, wird eine Hochspannung angelegt, die die Elektronen absaugt und die Sperrschicht vergrößert. Außerdem wird der Detektor gekühlt, um eine thermische Anregung ins Leitungsband zu verhindern und um den Leckstrom gering zu halten, der bei der angelegten Hochspannung den Detektor zerstören kann [7].

Als Detektormaterial wird ein Halbleiter mit hoher Kernladungszahl verwendet, in diesem Fall Germanium, da diese einen höheren Wirkungsquerschnitt aufgrund der höheren Elektronenzahl aufweisen.

Normalerweise beträgt die statistische Schwankung von n Messwerten $\sigma_n = \sqrt{n}$. Durch die Fanoresonanz wird diese jedoch reduziert, sodass hier $\sigma_n = \sqrt{nF}$ gilt, wobei F den Fano-Faktor beschreibt. Dieser kann bei Germanium auf Werte bis zu $F \approx 0,13$ schrumpfen [8]. Diese Reduzierung des statistischen Fehlers ist darauf zurückzuführen, dass die Energieverluste in inelastischen Streuprozessen im Festkörper nicht komplett zufällig verlaufen, sondern durch die Beträge der möglichen Übergänge aus den Elektronenschalen limitiert sind.

2 Durchführung

Zuerst wurde mithilfe der Cs-137-Probendecke die Anstiegs- und Abfallzeiten am Oszilloskop mit und ohne Hauptverstärker beobachtet. Dazu wurde ein geeigneter Bereich ausgewählt und mithilfe der Cursor-Funktion die Zeiten bestimmt.

Für die Kalibrierung des Vielkanalanalysators bzw. des Szintillationsdetektors wurde das Element mit dem energiereichsten γ -Peak ausgewählt, um eine möglichst gute Anpassung des aufgenommenen Bereichs zu erreichen. Dazu wurde die Cobalt-60-Probendecke ausgewählt. Die Verstärkung wurde dabei so angepasst, dass der Peak der stärksten Energie noch komplett im Spektrum zu sehen ist. Außerdem wurde der Abstand der Probe zum Detektor so eingestellt, dass das Programm eine möglichst kleine Dead-Rate anzeigt. Diese gibt Auskunft darüber, wie viele Einfälle nicht gezählt wurden, aufgrund des zeitlichen Auflösungsvermögens des Detektors. Diese Optimierung des Abstandes wurde auch bei allen folgenden Versuchen durchgeführt. Im folgenden wurde bei gleicher Kalibration jeweils eine Messung von 120 s Dauer mit den Proben Co-60, Cs137 und Na-22 bei gleicher Kalibration durchgeführt und die Position sowie die Intensität der Eichungspeaks bestimmt.

Im folgenden wurde eine stärkere Co-60 Probe gewählt und in einen als Kollimator fungierende Blei-Röhre eingebracht. Vor den Detektor wurden nun ca 3 mm dicke Platten aus Blei, Kupfer und Aluminium gebracht und Messungen mit verschiedenen Plattenanzahlen

Detektor	Anstiegszeit	Abfallzeit
NaI VV	700ns	50µs
NaI HV	700ns	5µs
Ge VV	150ns	300µs
Ge HV	200ns	6µs

Tabelle 1: Anstiegs- und Abfallzeiten der benutzten Detektoren vor und nach dem Hauptverstärker

bzw Schichtdicken durchgeführt, um den Massenschwächungskoeffizienten der verschiedenen Materialien bestimmen zu können. Dabei wurde die Messzeit so eingestellt, dass selbst bei stärkster Abschirmung noch ein deutlicher Peak zu sehen war. Aufgenommen wurden je die Intensität der Peaks als Funktion der Schichtdicke. Dabei wurde vor allem darauf geachtet, dass die Platten möglichst senkrecht zum Strahlengang stehen und somit die Schichtdicke immer vergleichbar ist. Es wurde immer zuerst mit maximaler Materialstärke gemessen und dann Platten abgenommen, da so die Platten besser stehen und der Effekt bei größerer Plattenstärke größer ist.

Im Anschluss wurde der Germanium-Detektor in Betrieb genommen. Mit diesem wurde wiederum eine Kalibration vorgenommen, dieses mal allerdings wurde neben den vorher benutzten Elementen ebenfalls Americium und Barium hinzugenommen, um eine Kalibration genauer durchführen zu können. Im Anschluss wurde noch das Absorptionsverhalten von Tellur, Zink, Iod und Antimon in der Nähe einer Absorptionskante untersucht.

3 Auswertung

3.1 Impulsformen

Zu Beginn wurden die Impulsformen und -zeiten bestimmt, um einen Eindruck über die Größenordnung der Totzeiten zu bekommen. Dazu wurde das Signal vor und nach Durchgang durch den Hauptverstärker mit dem Oszilloskop beobachtet. Die hierbei bestimmten Zeiten finden sich in Tabelle 1.

Die Zeiten sind jedoch nur als ungefähre Werte zu sehen, da sich über das Oszilloskop nur schwer eine Zeit bestimmen lässt. Besonders die Abfallzeit ist nur eine grobe Schätzung. Es wird jedoch sofort deutlich, dass der Hauptverstärker die Abfall- und damit Totzeiten des Detektors signifikant verringert, im Fall des Szintillationsdetektors um ca. eine Größenordnung, im Fall von Germanium sogar um zwei.

Die Anstiegszeiten sind im Fall des Halbleiter-Detektors deutlich kürzer, was zusammen mit der deutlich höheren

Sensitivität eine viel bessere Auflösung zulässt. Dies ist auch in den folgenden Spektren zu sehen.

Die Impulsformen wurden ebenfalls beobachtet und gleichen bei beiden Detektoren in etwa denen in Abbildung 3. Es wurden Fotos der Impulsformen gemacht, allerdings sind bei diesen das Signals so schlecht zu sehen, dass nur die Skizze abgebildet ist.

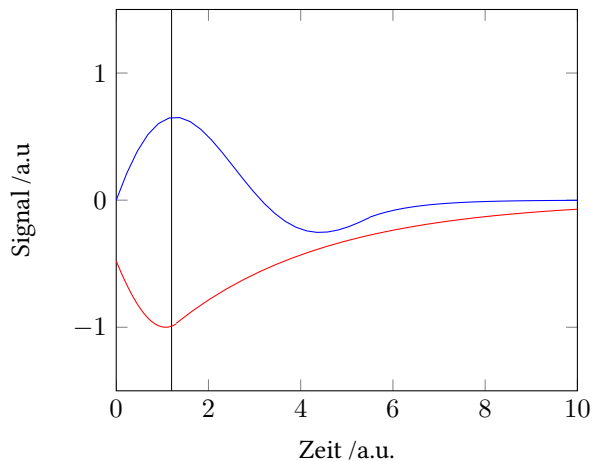


Abbildung 3: Skizze der Impulsverläufe mit (blau) und ohne (rot) Hauptverstärker, die schwarze Linie markiert den ungefähren Übergang von Anstiegs- zu Abfallzeit

Aus dem Verlauf des Impulses ist zu schließen, dass der Hauptdetektor eine schwächere Dämpfung des Schwingungsprozesses den der Detektor durchläuft herbeiführt. Dadurch wird die Dämpfungskonstante des Prozesses verändert, was dazu führt, dass die Schwingung nun genau im aperiodischen Grenzfall abläuft. So wird die Zeit minimiert, bis der Schwingen oder Oszillator, in diesem Fall der Detektor, wieder zur Ruhe kommt. Dies minimiert die Totzeit und so können Ereignisse die dichter aufeinander folgen gemessen werden.

3.2 Kalibrierung des NaI-Detektors

Um den Szintillationsdetektor zu kalibrieren bzw. zu wissen welcher Kanal des Vielkanalanalysators welcher Energie entspricht, wurden bei gleicher Einstellung des Hauptverstärkers Zerfälle verschiedener Energien gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle 2 aufgeführt.

In Abbildung ?? sind alle für die Kalibrierung aufgenommenen Daten zu sehen. Mithilfe von [9] konnten den Peaks die in Tabelle 2 ersichtlichen Energien zugeordnet werden.

Mithilfe einer linearen Regression konnte eine Kalibrationsgerade gefunden werden. Für diese Kalibrierung wurde das Programm Mathematica 10 benutzt. So wurde die folgenden Kalibrationsgerade gefunden:

$$(-24,9 \pm 3,4) + (0,2027 \pm 0,0007) \cdot x \quad (9)$$

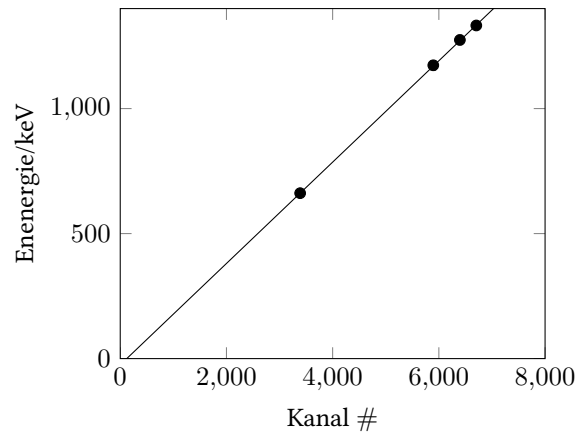


Abbildung 4: Kalibrationsgerade für den NaI-Szintillationsdetektor, Werte aus Tabelle 2, Gerade mit Parametern aus Gleichung 9

Hier fehlt noch Tabelle der Energien und Zuordnung und so was sie gesagt hat!

Die selbe Kalibrierung wurde für den Germanium-Detektor durchgeführt. Allerdings konnten hier aufgrund der höheren Sensitivität mehr Elemente zur Eichung benutzt werden. In Tabelle 3 sind alle Energien und Kanäle aufgeführt, die Referenzwerte wieder aus [9]. Da für die Cobalt-Probe nur eine Langzeitmessung durchgeführt wurde, wird auf eine Darstellung aller Spektren in einer Abbildung verzichtet.

Wieder wurde mit einer linearen Regression eine Kalibrationsgerade gefunden werden. Ebenfalls wurde das Programm Mathematica 10 benutzt. Die Parameter lauten wie folgend:

$$(3,2 \pm 2,3) + (0,1839 \pm 0,0005) \cdot x \quad (10)$$

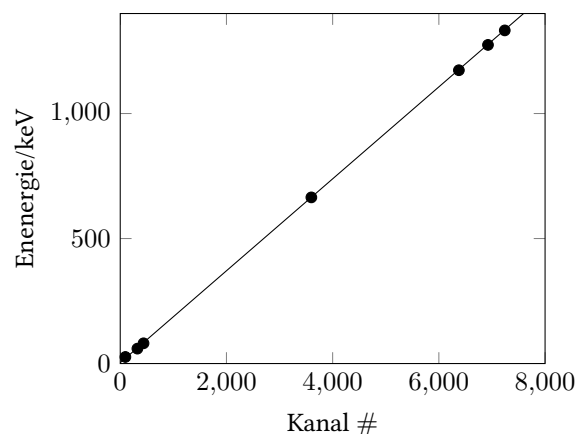


Abbildung 5: Kalibrationsgerade für den Halbleiterdetektor, Werte aus Tabelle 3, Gerade mit Parametern aus Gleichung 10

Element	Energie	Channel	Fehler	FWHM (PC)	FWHM (Mensch)	Net Area
Cobalt 60	1173,208	5895	42	30,36	330	21353 \pm 1520
Cobalt 60	1332,466	6705	21	147,24	300	14570 \pm 1217
Cäsium 137	661,638	3388	14	202,43	250	25487 \pm 582
Natrium 22	1274,511	6396	35	6,06	400	16739 \pm 718

Tabelle 2: Messwerte zur Kalibrierung des Vielkanalanalysators für den NaI-Detektor, Messzeit je 120 s

Element	Energie	Channel	Fehler	FWHM (PC)	FWHM (Mensch)	Net Area
Cobalt 60	1173,208	6377	7	13,40	28	62965 \pm 486
Cobalt 60	1332,466	7241	7	14,25	28	54430 \pm 277
Cäsium 137	661,638	3599	7	10,10	14	3189 \pm 61
Natrium 22	1274,511	6925	7	11,44	14	2593 \pm 65
Americium 241	59,537	323	7	7,38	14	90468 \pm 382
Americium 241	26,345	97	7	8,98	14	26518 \pm 256
Barium 133	80,998	439	7	7,54	14	7979 \pm 196

Tabelle 3: Messwerte zur Kalibrierung des Vielkanalanalysators für den Germaniumdetektor, Messzeit je 180 s

Hier fehlt noch Tabelle der Energien und Zuordnung und so was sie gesagt hat!

Literatur

3.3 Bestimmung des Massenabschwächungskoeffizienten

Für die Cobalt 60 1332,466 keV Linie. Zeit: 180 s

3.4 Analyse eines Spektrums

Zeit: 4000 s

3.5 Bestimmung der Konversionslinie

Zeit: 180 s.

4 Zusammenfassung

- [1] Theo Mayer-Kuckuk. *Atomphysik: Eine Einführung (Teubner Studienbücher Physik) (German Edition)*. Vieweg+Teubner Verlag, 1997. ISBN 3519430428.
- [2] Günter Schatz and Alois Weidinger. *Nukleare Festkörperphysik: kernphysikalische Messmethoden und ihre Anwendungen*. Teubner-Studienbücher : Physik. Teubner, 1997. ISBN 9783519230793.
- [3] wikipedia. Ionisations-wirkungsquerschnitt als funktion der photonenenergie, May 2009. URL https://de.wikipedia.org/wiki/Photoelektrischer_Effekt/.
- [4] B.G. Harvey and M. Kolb. *Kernphysik und Kernchemie (Introduction to nuclear physics and chemistry, dt.) Eine Einf.* 1966.
- [5] P. Marmier, E. Sheldon, and R. Szostak. *Kernphysik, 1. Vorlesungen von P. Marmier*. Zürich, 1960.
- [6] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher Physik. B. G. Teubner, Stuttgart, 1984. ISBN 9783835100589.
- [7] R. Nicoletti, M. Oberladstätter, and F. König. *Messtechnik und Instrumentierung in der Nuklearme-*

Dicke	Zählrate
16,50 \pm 0,06 mm	27696 \pm 1484
13,50 \pm 0,05 mm	33269 \pm 1636
10,50 \pm 0,04 mm	38582 \pm 1826
8,00 \pm 0,03 mm	43599 \pm 1990
6,00 \pm 0,02 mm	50994 \pm 2050

Tabelle 4: Absorption Blei

Dicke	Zählrate
21,00 \pm 0,07 mm	50276 \pm 2177
18,00 \pm 0,06 mm	58059 \pm 2091
15,00 \pm 0,05 mm	55323 \pm 2255
12,00 \pm 0,04 mm	62792 \pm 2185
9,00 \pm 0,03 mm	60228 \pm 2357
6,00 \pm 0,02 mm	67514 \pm 2283

Tabelle 5: Absorption Alu

- dizin: eine Einführung*. Facultas, 2007. ISBN 9783850767958.
- [8] R. C. Alig, S. Bloom, and C. W. Struck. Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors. *Phys. Rev. B*, 22:5565–5582, Dec 1980. doi: 10.1103/PhysRevB.22.5565. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.22.5565>.
- [9] F. Kohlrausch. *Praktische Physik. Zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik. Band 3: Tabellen und Diagramme*. Teubner Stuttgart., 1986. ISBN 3519130009.

Dicke	Zählrate
22,00 ± 0,08 mm	25753 ± 1583
20,00 ± 0,07 mm	28991 ± 1620
17,50 ± 0,06 mm	35525 ± 1611
15,00 ± 0,05 mm	35221 ± 1851
12,00 ± 0,04 mm	42395 ± 1890
9,00 ± 0,03 mm	49374 ± 1995

Tabelle 6: Absorption Kupfer

Element	30-keV-Linie	FWHM	Net Area	80-keV-Linie	FWHM	Net Area
Barium 133 pur	1743	60,44	11170 ± 261	4593	54,53	6383 ± 215
Zinn (Sn)	1737	10,12	1928 ± 155	4594	56,06	5417 ± 99
Antimon (Sb)	1754	19,06	2297 ± 159	4593	45,54	5333 ± 203
Tellur (Te)	1748	41,96	5342 ± 190	4591	34,96	5319 ± 201
Iod (I)	1742	47,86	4327 ± 178	4591	55,77	5584 ± 156

Tabelle 7: Absorption für Konversionslinie