

γ -Spektroskopie

Dennis Getzkow & Julian Bergmann

11. Dezember 2011



Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	α - und β -Strahlung	1
1.2	γ -Strahlung	2
1.3	Der verwendete Detektor	7
2	Versuchsauswertung	10
2.1	Reaktion auf Einstellungsvariation	10
2.2	Spektren und Linearität der Kanal-Energie-Zuordnung	11
2.3	Energieauflösung der Peaks	14
2.4	Analyse der Spektren und Peak-Energie-Zuweisung	15
3	Literaturverzeichnis	18

1 Theoretische Grundlagen

1.1 α - und β -Strahlung

In diesem Versuch spielt Strahlung, insbesondere die γ -Strahlung eine besondere Rolle. Daher befassen wir uns an dieser Stelle kurz mit den verschiedenen Strahlenarten. Die Einteilung erfolgt dabei nach der Fähigkeit Materie zu durchdringen. Aufgrund der Relevanz der Gamma-Strahlung in diesem Versuch, widmen wir ihr ein eigenes Kapitel.

α -Strahlung

Bei dieser Strahlenart handelt es sich wie auch bei β -Strahlung, um eine ionisierende Teilchenstrahlung. Genauer gesagt, sind es vollständig ionisierte Heliumkerne (${}^4_2\text{He}^{2+}$). Aufgrund der Größe eines solchen Kerns, können sie Materie nur schlecht durchdringen. Die menschliche Haut oder etwa 10cm Luft bei Normaldruck reichen schon aus, um die Strahlung vollständig abzuschirmen. Daher ist die Strahlung für Menschen recht ungefährlich. Gelangen allerdings Alpha-Strahler in den Körper kann dies zu gefährlichen Strahlenerkrankungen führen. Die Inkubation kann dabei beispielsweise durch die Luft oder Nahrung erfolgen. Die schädliche Wirkung wird dabei als zwanzigmal gefährlicher angesehen, als bei den anderen beiden Strahlenarten (bei gleicher Energie).

Im übrigen handelt es sich um die erste nachgewiesene Form der Radioaktivität. Desweiteren weist diese Strahlenart ein diskretes Energiespektrum auf, welches direkt von dem Alphastrahler abhängt, weswegen man die Strahlen auch für die Nuklidbestimmung einsetzen kann.

β -Strahlung

Wie bereits erwähnt, handelt es sich hier wieder um eine Teilchenstrahlung und zwar um Elektron- (β^-) bzw. Positronstrahlen (β^+). Im Gegensatz zu den α -Teilchen, sind β -Teilchen als punktförmig anzusehen, daher kann man diese Strahlenart nicht ganz so leicht abschirmen. Gleichzeitig wird ihr eine, im Vergleich mit der α -Strahlung, geringere schädliche Wirkung im menschlichen Körper zugeschrieben. Die β -Strahlung unterscheidet sich ferner durch die kontinuierliche Energieverteilung.

In diesem Versuch werden wir mit beiden Arten des Beta-Strahlers konfrontiert. Dabei stellt ${}^{22}\text{Na}$ unseren β^+ -, ${}^{137}\text{Cs}$ und ${}^{60}\text{Co}$ unsere β^- -Strahler dar. Ob ein Nuklid nun

ein Elektron oder ein Positron emittiert, hängt dabei von dem Überschuss einer Nukleonenart im Atom ab. Protonenreiche Kerne zerfallen über den β^+ -, neutronenreiche über den β^- -Zerfall.

1.2 γ -Strahlung

Allgemeines

Den Mittelpunkt unseres Versuchs, stellt die γ -Strahlung dar. Mittels dieser wollen wir die Impulshöhenspektren der betrachteten Nuklide ermitteln und den dabei zu beobachteten Peaks eine Ursache zuordnen. Um welche Ursachen es sich dabei handelt, werden wir weiter unten bzw. in der Versuchsauswertung untersuchen. Doch befassen wir uns nun mit der Frage, was eigentlich γ -Strahlung ist. Nun, wir können festhalten, dass es sich um keine Teilchenstrahlung handelt, sondern um Photonen.

In der Natur existiert keine „reine“ γ -Strahlung; sie taucht stets mit einer der oben genannten Strahlenarten auf. Natürlich kann man der Natur auch nachhelfen und Kerne künstlich anregen; man spricht in diesem Zusammenhang von künstlich erzeugter Gamma-Strahlung.

Doch richten wir unseren Blick zurück zu der natürlichen Strahlung: Zerfällt ein Kern unter Alpha- oder Betaprozess, dann entstehen oft angeregte Tochterkerne, die sich durch Emission von Photonen abregen. Bei diesen Photonen unterscheidet man zwischen Röntgen- und Gammastrahlen. Der Unterschied liegt hierbei in der Energie der Strahlen. Die Gamma-Quanten weisen eine im Vergleich mit Röntgenquanten, höhere Energie im Bereich von etwa 10^4eV bis 10^7eV^1 auf.

Wechselwirkung mit Materie

Treffen γ -Strahlen auf Materie, kann dies verschiedene Effekte verursachen. Wir unterscheiden dabei den *Photo-*, den *Comptoneffekt* und die *Paarbildung*. Wann welcher Effekt dominant ist, hängt dabei von den Wirkungsquerschnitten ab; diese wiederum hängen von der Energie der γ -Quanten ab. Weiterhin spielt die Kernladungszahl der Atome eine Rolle, wie man Abbildung 2 entnehmen kann.

¹siehe Wolfgang Demtröders „Experimentalphysik 4“ zweite Auflage, Seite 53f

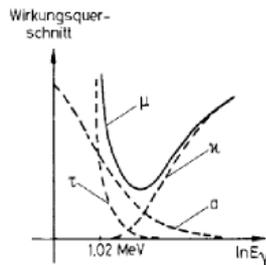


Fig.1.11.1: Schematische Darstellung der Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt (τ), COMPTON-Effekt (σ) und Paarbildung (κ) sowie des totalen Wirkungsquerschnitts $\mu = \tau + \sigma + \kappa$ als Funktion der γ -Energie.

Abbildung 1: Zusammenhang Energie und Wirkungsquerschnitt (der Versuchsanleitung entnommen)

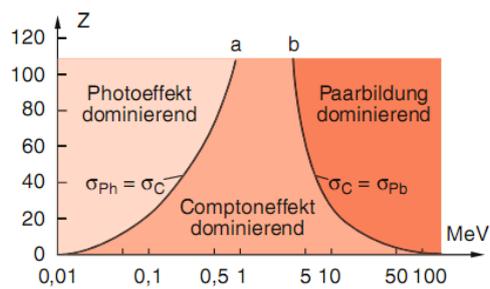


Abb. 4.45. Die dominanten Bereiche für Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung als Funktion der Ordnungszahl Z des Absorbers und der Energie E_γ der γ -Quanten

Abbildung 2: Abhängigkeit der Effekte von der Energie und der Ordnungszahl (entnommen aus „Experimentalphysik 4“ zweite Auflage von Wolfgang Demtröder)

Photoeffekt

Betrachten wir zunächst den Photoeffekt. Wie man Abbildung 1 entnehmen kann, ist dieser Effekt der Dominante bei niedrigeren Energien. Eine weitere Rolle spielt die Kernladungszahl: die Wahrscheinlichkeit, dass Photoeffekte auftreten, ist dabei umso größer, je höher die Kernladung ist. Dies ist der Grund, weshalb sich Elemente mit höherem Z sich besser zur Abschirmung von Röntgen-/bzw Gammastrahlen eignen, als jene mit kleinem Z . Für den Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma \sim \frac{Z^5}{E_\gamma}$$

Doch was ist eigentlich der Photoeffekt?

Als Photoeffekt bezeichnet man, wenn ein γ -Quant seine gesamte Energie an ein Elektron aus der Hülle des betroffenen Atoms abgibt und es somit aus der Hülle heraus schlägt. Das nun freie Elektron hat die kinetische Energie, die der Differenz der Austrittsarbeit und der Energie des γ -Quants entspricht. Die Lücke, die das Elektron hinterlässt, wird von einem Elektron aus einer höheren Schale gefüllt. Der Energiedifferenz wird beim Übergang des Elektrons dadurch Rechnung getragen, dass Photonen mit entsprechender Energie emittiert werden. Diese Photonen sind elementspezifisch und werden als *charakteristische Röntgenstrahlen* bezeichnet.

Der bei dem Photoeffekt auftretende Rückstoß muss von dem Atomkern getragen werden, nur dann gilt sowohl Energie- als auch Impulserhaltung. Daher kann es keinen Photoeffekt an freien Elektronen geben.

Comptoneffekt

Neben dem Fall, dass die Energie von Gamma-Quanten vollständig absorbiert werden, kann es vorkommen, dass lediglich ein Teil der Energie an ein quasi-freies Elektron abgegeben wird. Das Photon existiert dann weiter, hat allerdings eine größere Wellenlänge. In diesem Fall spricht man von dem Comptoneffekt.

Die Wellenlängenänderung kann mit der folgenden Formel ermittelt werden:

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

Dabei bezeichnet man $\frac{h}{m_e c^2}$ als die Comptonwellenlänge λ_C . Der maximale Wert für $\Delta\lambda$ liegt bei Streuung um 180° vor. Setzt man $E_\gamma \gg m_e c^2$ voraus, gilt für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma \sim \frac{Z}{E_\gamma}$$

Die Abhängigkeit von der Kernladungszahl ist also deutlich geringer als beim Photoeffekt. Eine Gemeinsamkeit besteht allerdings in der $(E_\gamma)^{-1}$ -Abhängigkeit.

Paarbildung

Bei höheren Energien spielt die Paarbildung eine zunehmende Rolle. Hierbei entstehen aus einem Gamma-Quant ein Elektron-Positron-Paar. Dabei muss das Gamma-Quant eine Energie aufweisen, die mindestens der zweifachen Ruheenergie des Elektrons ($2m_e c^2 = 1022\text{keV}$) entspricht. Energien die darüber liegen, werden in kinetische Energie des erzeugten Paares umgewandelt.

Der Rückstoß wird von dem Atomkern aufgenommen, wodurch auch die Impulserhaltung gewährleistet wird. Für den Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma \sim Z^2 \ln(E_\gamma)$$

Der Wirkungsquerschnitt nimmt also logarithmisch zu und bleibt bei sehr hohen Energien ($E_\gamma \gg m_e c^2$) nahezu konstant. An dieser Stelle sei erwähnt, dass es auch die sogenannte Paarvernichtung, auch als Annihilation bezeichnet, gibt. Dabei löschen sich Elektron und Positron gegenseitig aus und emittieren dabei Photonen, die in entgegengesetzte Richtungen abgestrahlt werden und deren Energien der Ruheenergie eines Elektron/Positron entsprechen (je Teilchen bzw. Antiteilchen 511keV).

γ -Strahlung im Versuch

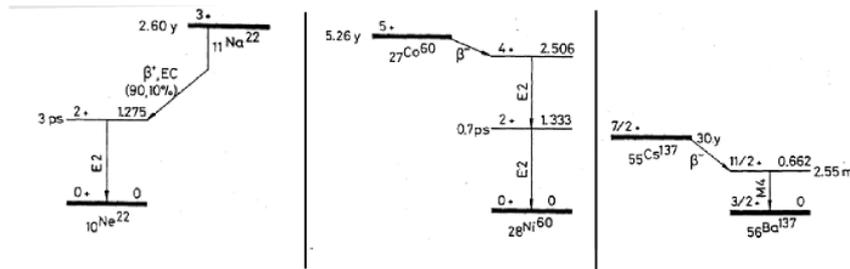


Abbildung 3: Zerfall der untersuchten Nuklide (der Versuchsanleitung entnommen)

Wie oben bereits angesprochen finden wir in unserem Versuch beide Arten des β -Zerfalls, sowie, dass die γ -Strahlung stets eine Folge dessen ist und nicht alleine auftaucht. Die Energien der Gamma-Quanten sind dabei elementspezifisch und lassen in der Regel Rückschlüsse auf das Mutternuklid zu. Allerdings sind hierfür Halbleiterdetektoren geeigneter, als die im Versuch verwendeten Szintillationsdetektoren.

Wir werden verschiedene Peaks beobachten. Dazu gehören: die *Comptonkante* (kein Peak im eigentlichen Sinne, aber dennoch nennenswert), der *Photopeak*, der *Rückstreupeak*, der *Auslöschungspeak*, der *(Double-)Escapepeak* und der *Überlagerungspeak*.

Wenden wir uns nun den einzelnen Peaks zu:

Peak	Ursache
Comptonkante	Durch die Streuung der Gamma-Quanten unter verschiedenen Streuwinkel und die damit verbundene Energieänderung der Quanten (siehe die Erklärung zum Comptoneffekt bzw. $\Delta\lambda$) gibt es kontinuierliche Werte für die an das Elektron übertragene Energie, die allerdings bei Streuung der Photonen um 180° maximal ist. Dieser maximale Wert wird nachfolgend als E_C bezeichnet.
Photopeak	Photoeffekt
Rückstreupeak	Energie der rückgestreuten Gamma-Quanten ($\vartheta = 180^\circ$). Der Rückstreupeak entspricht somit $E_R = E_\gamma - E_C$.
Auslöschungspeak	Paarvernichtung (siehe Paarbildung).
Escapepeak	Entkommen Photonen aus Annihilation dem Detektor, dann werden zu geringe Energien registriert. Je nachdem, ob ein oder zwei Quanten mit einer Energie von je 511keV entkommen, sieht man einen Peak 511keV bzw 1022keV unter dem Photopeak. Im letzteren Fall spricht man von einem Double-Escapepeak.
Überlagerungspeak	Koinzidenz der Annihilation und des Photoeffekts.

1.3 Der verwendete Detektor

In Abbildung 4 ist der Aufbau des verwendeten Szintillationsdetektors skizziert. Etwas anschaulicher ist allerdings Abbildung 5, da man hier auch die Abläufe im Szintillationskristall und im Photomultiplier leichter nachvollziehen kann.

Der (anorganische) Szintillationskristall besteht aus einem mit Thallium dotiertem NaJ-Einkristall. Das Thallium fungiert dabei als Aktivator. Doch wofür braucht man diesen eigentlich? Wir überlegen zunächst, was geschehen würde, wenn man statt des dotierten, einen undotierten Kristall verwenden würde. Treffen Gamma-Quanten auf die Atome

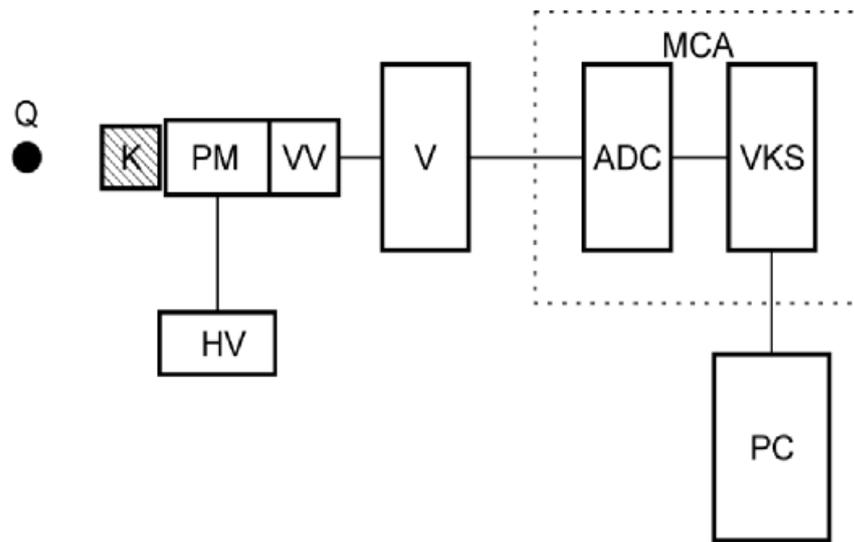


Fig. 1.11.5: Schematischer Aufbau eines γ -Spektrometers; Q: γ -Quelle, K: Szintillationskristall, PM: Photomultiplier, HV: Hochspannung, VV: Vorverstärker, V: Verstärker, ADC: Analog-Digital-Wandler, VKS: Vielkanalspeicher, MCA: Vielkanalanalysator, PC: Rechner.

Abbildung 4: Szintillationsdetektor-Blockschaltbild (der Versuchsanleitung entnommen)

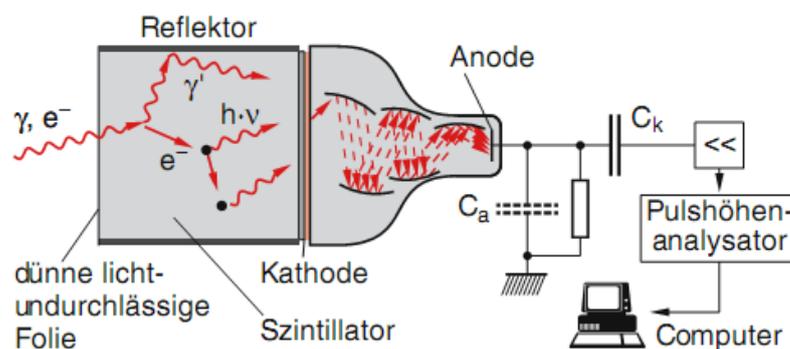


Abb. 4.54. Szintillationszähler

Abbildung 5: Anschaulichere Darstellung des Detektors (entnommen aus „Experimentalphysik 4“ zweite Auflage von Wolfgang Demtröder)

im Kristall werden sie angeregt - so weit, so gut. Allerdings ist die Anregungsenergie gleich der Abregungsenergie, was dem Szintillationsprozess nicht zu gute kommt. Dotiert man den Kristall, so können die Elektronen energetische Zustände annehmen, die zuvor verboten waren. Anders gesagt wandern die durch Anregung vom Valenz- ins Leitungsband gehobene Elektronen durch den Kristall bis sie auf einen Aktivator treffen, diesen strahlungslos² anregen, worauf dieser unter Emission von Photonen abreagiert. Dabei entspricht die Energie nicht mehr genau der Anregungsenergie des NaJ, daher können die Photonen relativ ungestört bis zu dem Photonmultiplier vordringen.

Im Photomultiplier werden durch die ankommenden Photonen, Elektronen aus den sogenannten Dynoden herausgeschlagen (siehe Abbildung 5). Diese Elektronen schlagen ihrerseits wieder Elektronen aus der nächsten Dynode usw. Letztenendes hat man ein messbares Signal³, welches mittels eines Analog-Digital-Wandlers für den Computer auswertbar gemacht wird.

Dem Wandler folgt dann der Vielkanalspeicher. Jedem Kanal wird ein Energiebereich zugeordnet, somit kann jedem detektierten Signal ein eindeutiger Kanal zugewiesen werden. Mittels PC kann man sich den Inhalt des Speichers graphisch als *Impulshöhenspektrum* darstellen lassen. Berechnet man aus den Kanalzahlen die Energiewerte, kann man auch das *Energiespektrum* darstellen. Wir beschränken uns allerdings in der Versuchsauswertung, auf die graphische Darstellung der Impulshöhenspektren; die Abszissen geben also die Kanalzahlen wider.

²Die Energiedifferenz zwischen dem Niveau des Leitungsbandes und dem des Aktivators, welches in der verbotenen Zone des NaJ-Kristalls liegt, äußert sich in der Erzeugung von Phononen

³Zuvor kommen allerdings noch die im Blockdiagramm eingezeichneten Verstärker zum Einsatz

2 Versuchsauswertung

2.1 Reaktion auf Einstellungsvariation

Im Ersten Teil der Versuchsdurchführung sollten einige Einstellungen am Verstärker variiert und die resultierende Form auf dem Oszillographen beobachtet und notiert werden.

Betrachten wir den Eingang des Verstärkers, so erhalten wir zunächst folgende Darstellung als unverstärkte Ausgabe einen exponentielle Abfall von einer Impulshöhe von etwa 0,5mV:

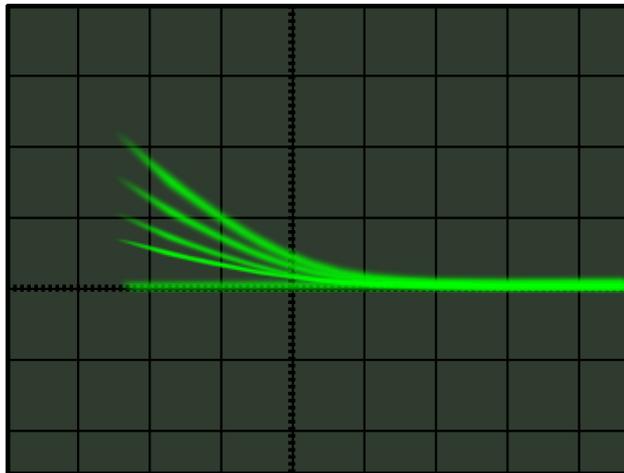


Abbildung 6: Oszillograph-Display-Skizze, nicht verstärkt

Danach wurde die Caesium-Probe eingelegt und der unipolare Ausgang betrachtet. Dabei entsprachen „Gain“ und „Shaping-Time“ der Standard-Einstellung von Gain= 300 und Shaping-Time= 0,25 μ s.

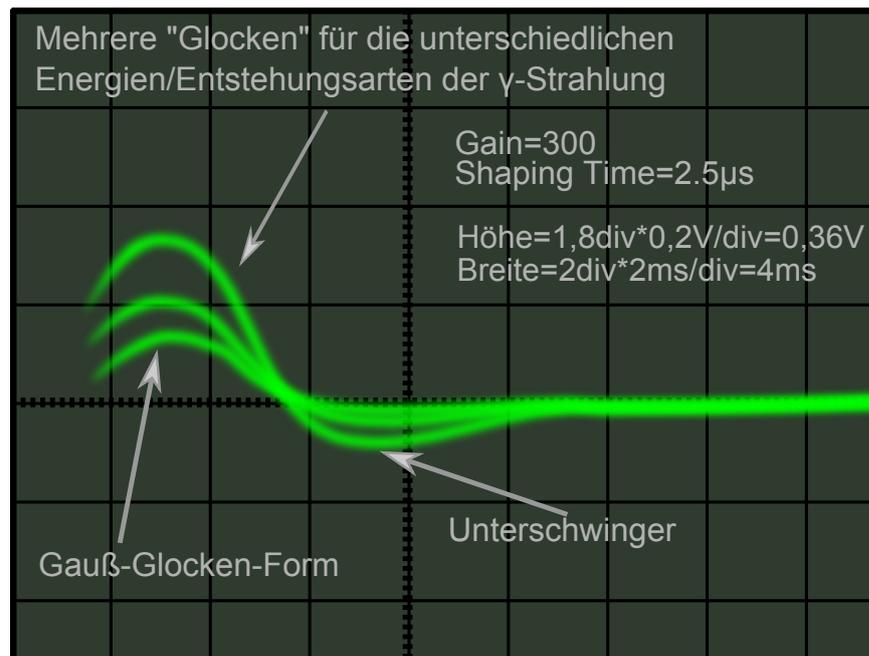


Abbildung 7: Oszillograph-Display-Skizze, unipolarer Ausgang

Hierbei lässt sich beobachten, dass es mehrere Gaußglocken-förmige Peaks gibt, die sich in der Höhe der detektierten Spannung, also in der Energie die γ -Quanten unterscheiden. Der Verlauf besitzt noch einen Unterschwinger zu den negativen Spannungen, was jedoch durch die Messapparatur verursacht wird.

Die größte Gauß-Glocke besitzt in etwa die Höhe 0,36V und Breite 4ms.

Wechseln wir den Ausgabe-Kanal, so ergibt sich ein wesentlich schärferer Peak von $0,8\mu s$ Breite und ca. 0,4V Höhe.

Erhöhen wir dagegen die Shaping-Time, so ergibt sich eine wesentlich breitere ($5,6\mu s$) und niedrigere (0,2V) Glocke.

2.2 Spektren und Linearität der Kanal-Energie-Zuordnung

Da der Vielkanalanalysator die Energien gleich auf seine verfügbaren Kanäle verteilt, also die Energien, zu denen er die gemessenen Impulshöhen zählt, quantelt, müssen wir zunächst dieser Kanal-Einteilung eine Energieverteilung zuweisen.

Dazu bestimmen wir zunächst in einer Nullmessung das Grundrauschen, das wir von den übrigen Messungen abzuziehen haben.

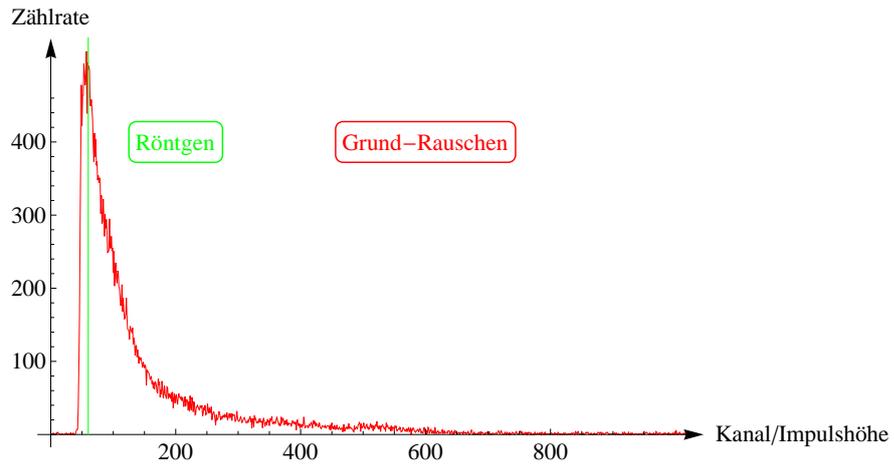


Abbildung 8: geplottete 700s-Null-Messung mit Röntgen-Peak

Im nächsten Schritt bestimmen wir in den Plots der anderen Messungen die Peaks, zu denen uns die Energie bekannt ist. Hierbei wurde bereits im Vorfeld die Nullmessung abgezogen.

Durch die Messungen ergeben sich folgende Graphen:

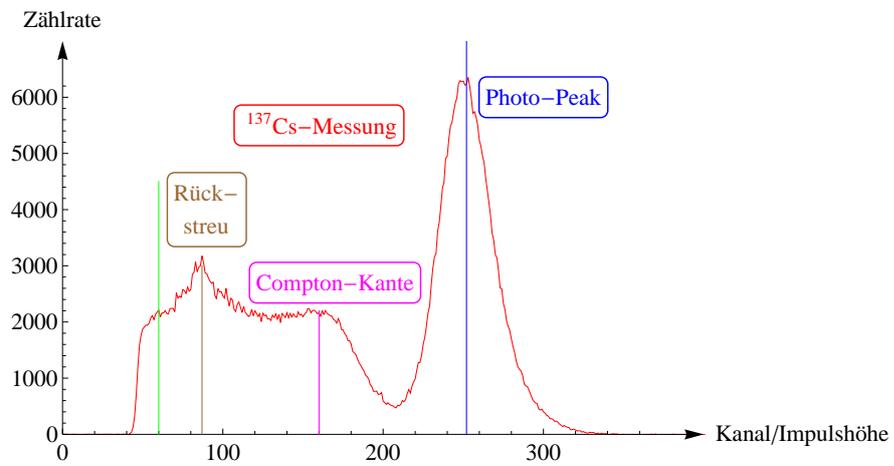


Abbildung 9: Plot für 500s-Cesium-Messung

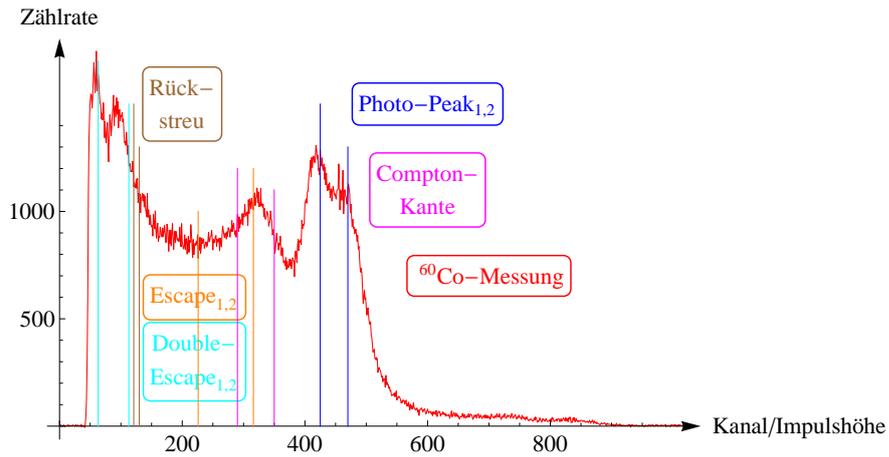


Abbildung 10: Plot für 2200s-Kobalt-Messung

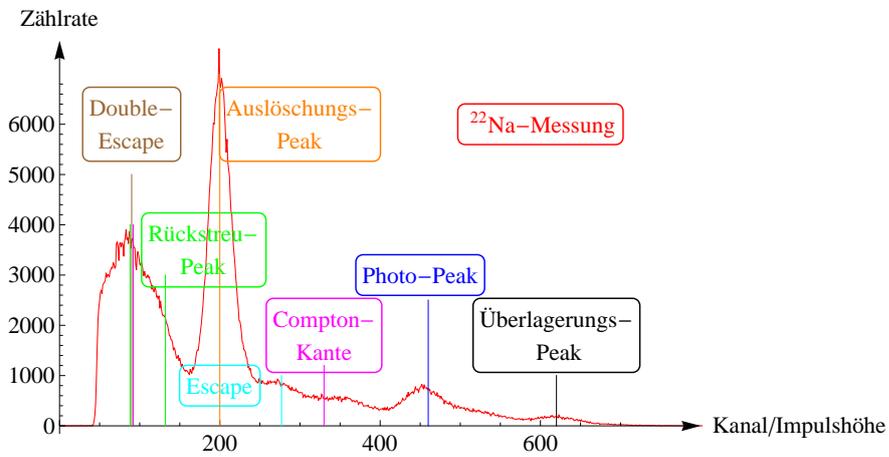


Abbildung 11: Plot für 2000s-Natrium-Messung

Hierbei kennen wir folgende Größen:

Element	Größe	Wert	Kanal
$^{137}\text{Cäsium}$	Photopeak	$E_\gamma = 662\text{keV}$	252
	Comptonkante	$E_c = \frac{E_\gamma^2 \lambda_c}{ch + E_\gamma \lambda_c} = 373,59\text{keV}$	160
	Rückstreupeak	$E_R = E_\gamma - E_c = 288,41\text{keV}$	90
$^{22}\text{Natrium}$	Photopeak	$E_{\gamma,1} = 1275\text{keV}$	460
	Auslöschungspeak	$E_{\beta^+} = 511\text{keV}$	200
$^{60}\text{Kobalt}$	Photopeak 1	$E_{\gamma,1} = 1173\text{keV}$	425
	Photopeak 2	$E_{\gamma,2} = 1333\text{keV}$	470
	Escape-Peak 1	$E_{E,1} = (E_{\gamma,1} - 511\text{keV}) = 662\text{keV}$	226
	Escape-Peak 2	$E_{E,2} = (E_{\gamma,2} - 511\text{keV}) = 822\text{keV}$	316

Daraus ergibt sich eine Sammlung an Werte-Paaren, die wir durch eine Gerade fitten können:

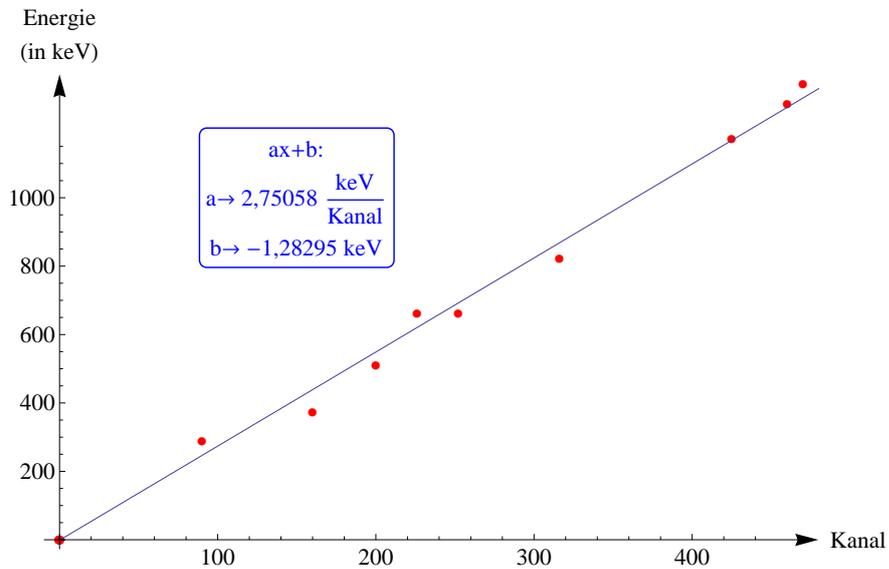


Abbildung 12: Umrechnung der Kanäle zu Energie

An dieser geraden ist nun eine direkte Übersetzung der gemessenen Kanäle zu ihren zugehörigen Energien ablesbar.

2.3 Energieauflösung der Peaks

Nun soll anhand der Halbwertsbreiten der schärferen Peaks die energieabhängige Energieauflösung der Messung ermittelt werden.

Dies kann erreicht werden, indem wir die Halbwertsbreite durch die Energie des Peaks teilen.

Hierbei wurden die in den Abbildungen 4-6 ermittelten Werte für die Halbwertsbreite benutzt.

Stoff	Halbwertsbreite Δ_E (keV)	Peak-Energie E (keV)	Auflösung $\frac{\Delta_E}{E}$
Cs-Photopeak	104,522	662	0,1579
Na-Auslöschungspeak	88,0185	511	0,1722
Na-Photopeak	132,0277	1275	0,1036

Diese Daten lassen sich nun wieder graphisch darstellen, wobei wir hier nun einen ex-

ponentiellen Ansatz $f(x) = f_0 x^\beta$ verwenden.

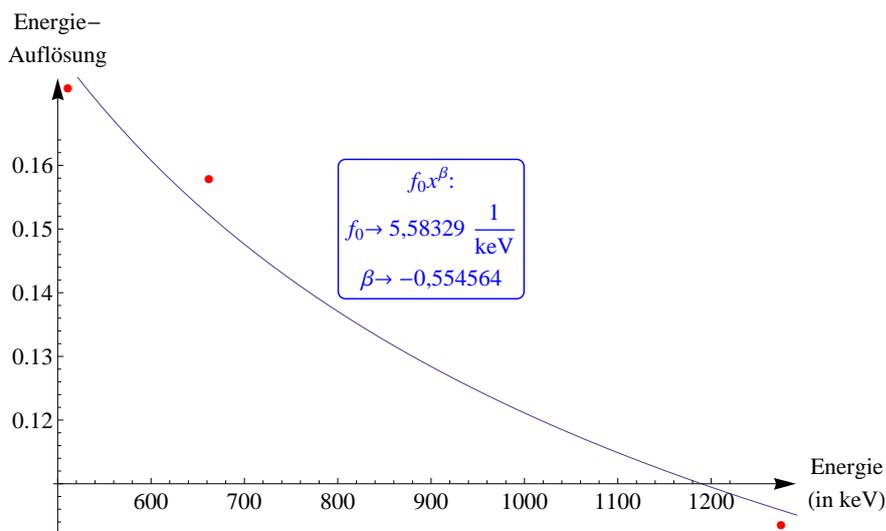


Abbildung 13: Energie-Auflösung gegen Energie

Hieran lässt sich erkennen, dass die Energieauflösung $\sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ ist, was unsere Erwartung bestätigt.

2.4 Analyse der Spektren und Peak-Energie-Zuweisung

Aus der ermittelten Steigung der Kanal-Energie-Gerade lässt sich nun den einzelnen Peaks eine jeweilige Energie zuweisen:

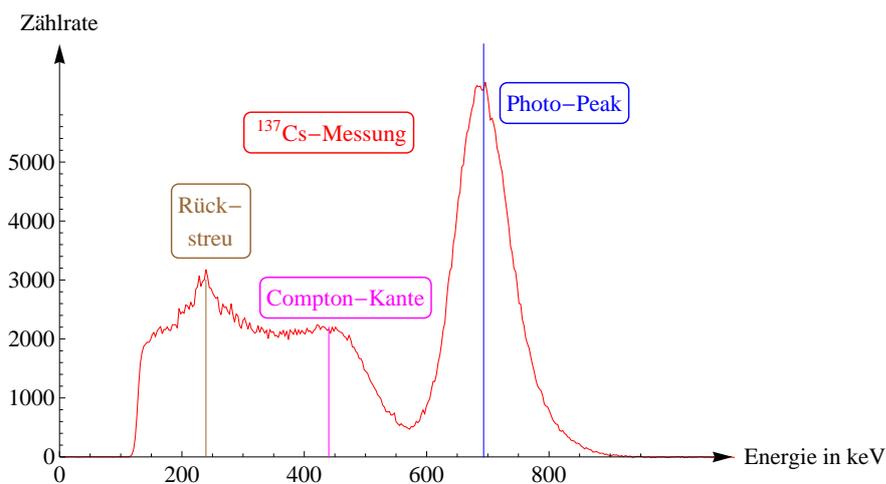


Abbildung 14: Plot für 500s-Cesium-Messung mit Energie-Achse

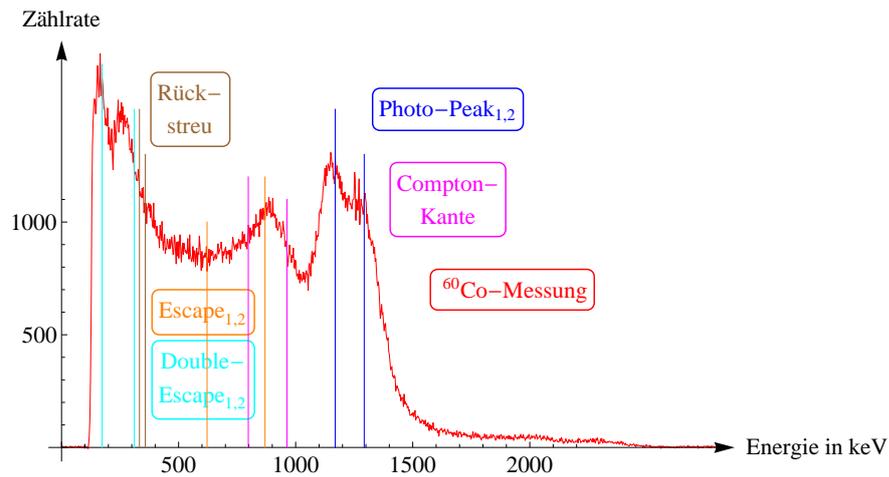


Abbildung 15: Plot für 2200s-Kobalt-Messung mit Energie-Achse

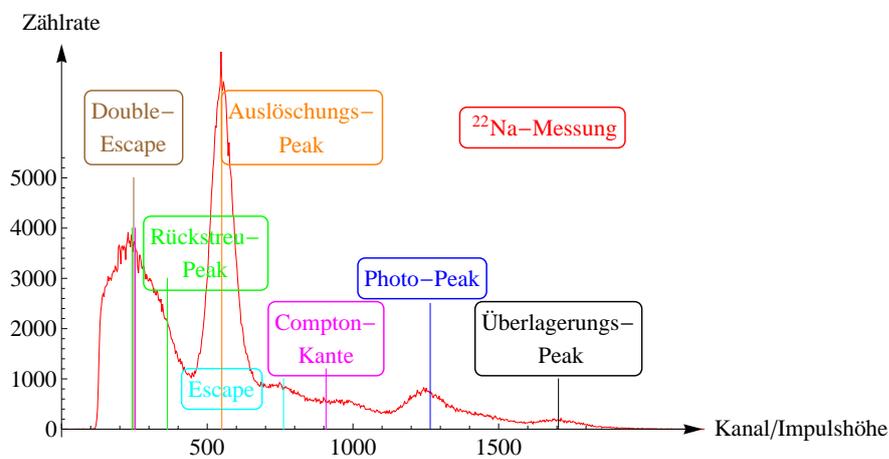


Abbildung 16: Plot für 2000s-Natrium-Messung mit Energie-Achse

Hieraus lässt sich nun eine Tabelle der ermittelten übrigen Peaks erstellen und mit den erwarteten Werten vergleichen.

Wie in der Tabelle am Anfang des Kapitels angedeutet, lassen sich hierbei die theoretischen Werte jeweils durch einfache Formeln bestimmen:

$$\begin{aligned} \text{Compton-Kante} &= E_C = \frac{E_\gamma^2 \lambda_C}{ch + E_\gamma \lambda_C} \\ \text{Rückstreupeak} &= E_R = E_\gamma - E_C \\ \text{Escape-Peak} &= E_\gamma - 511 \text{keV} \\ \text{Double-Escape-Peak} &= E_\gamma - 1022 \text{keV} \\ \text{Summations-Peak} &= E_+ = E_{\beta+} + E_\gamma = 1786 \text{keV} \end{aligned}$$

Element	Größe	Kanal	Wert (keV)	Erwarteter Wert (keV)
¹³⁷ Cäsium	Photopeak	252	693,146	662
	Comptonkante	160	440,092	373,59
	Rückstreupeak	87	239,3	288,41
²² Natrium	Photopeak	460	1265,27	1275
	Auslöschungspeak	200	550,116	511
	Comptonkante β	92	253,053	255
	Comptonkante	330	907,691	910
	Escape-Peak	277	761,91	764
	Double-Escape-Peak	90	247,552	253
	Überlagerungspeak	620	1705,36	1786
	Rückstreupeak β	90	247,552	256
Rückstreupeak	132	363,076	365	
⁶⁰ Kobalt	Photopeak 1	425	1169	1173
	Photopeak 2	470	1292,77	1333
	Escape-Peak 1	226	621,631	662
	Escape-Peak 2	316	869,183	822
	Double-Escape-Peak 1	63	173,286	151
	Double-Escape-Peak 2	113	310,815	311
	Comptonkante 1	290	797,668	817
	Comptonkante 2	350	962,702	963
	Rückstreupeak 1	121	332,82	356
	Rückstreupeak 2	130	357,575	370

Zur Erklärung der wenigen Cäsium-Peaks ist zu sagen, dass die γ -Energie hier relativ gering ist, daher also auch keine Escape-Linien auftreten, also nur der obligatorische Photopeak, eine Compton-Kante und der Rückstreupeak beobachtbar ist.

Die gemessenen Werte entsprechen den Literaturwerten nicht exakt, sind jedoch in deren Nähe angesiedelt, was sich auch in der Ähnlichkeit des gemessenen Spektrums zum erwarteten niederschlägt.

Was die Natrium-Messung angeht, so schlägt sich im Spektrum hier vor allem der β^+ -Zerfall zusätzlich nieder. Dies bewirkt einen Auslöschungspeak, da hier durch die Positron-Elektron-Auslöschung 2 γ -Quanten (511keV) entstehen. Dies führt auch zu einer zusätzlichen Compton-Kante, Rückstreupeak und Überlagerungspeak. Da hier nun auch entsprechend viel Energie vorhanden ist, lässt sich auch ein Escape- und Double-Escape-Peak zusätzlich zu dem Photopeak und der dazu gehörende Compton-Kante und dem Rückstreupeak beobachten. Weiterhin sieht man oberhalb des eigentlichen Spektrums eine Überlagerung der β^+ -Auslöschung und des Photoeffekts, den Überlagerungspeak. Da Double-Escape, β^+ -Compton und β^+ -Rückstreupeak sehr ähnliche Energien haben, lassen sie sich im Spektrum leider größtenteils nicht unterscheiden. Insgesamt entsprechen die ermittelten Werte größtenteils den Literaturwerten. Lediglich der Überlagerungspeak weicht um ca. 80keV vom erwarteten Wert ab, was aber in Anbetracht des hohen Energiewertes wohl im Fehlerbereich liegt. Ansonsten entspricht auch dieses Spektrum dem erwarteten.

Auch bei Kobalt können nun Besonderheiten beobachtet werden: Da der Zerfall in 2 Schritten geschieht, sind die bei Caesium vertretenen Peaks hier nun doppelt vertreten. Da nun auch entsprechend viel Energie vorhanden ist, kommt es hier nun auch zu einem Escape- und Double-Escape-Peak für je einen der beiden Photopeaks.

Im Spektrum liegen die beiden Rückstreupeaks relativ nahe beieinander, während man für eine der beiden Compton-Kanten den entsprechenden Abfall nur schwer erkennen kann, da dieser überlagert wird. Ansonsten können wir auch dieses Spektrum gut wiedererkennen, was sich auch gut in der Nähe der Peak-Energien zu den Literatur-Angaben widerspiegelt.

3 Literaturverzeichnis

- <http://www.uni-giessen.de/~gd1186/F-Prak/node111.html>
- <http://www.meduniwien.ac.at/zal/messdetektoren/szintillationszaehler/anorganischeszintillatoren.html>
- W. Demtröder, *Experimentalphysik 4*, Springer, 2004