

Röntgen-Spektroskopie

Roland Gersch, Fatma Kul, Tanja Striepling, Christian Stromenger
Betreuer: Dr. Arnold Schroeder

07.06.2002

Inhaltsverzeichnis

1	Vorbereitung	3
1.1	Röntgenstrahlung	3
1.2	Röntgenröhre	4
1.3	Bremsstrahlung	4
1.4	Charakteristisches Spektrum	6
1.5	Augereffekt	7
1.6	Wechselwirkung mit Materie	7
1.6.1	Photoeffekt	7
1.6.2	Comptonstreuung	7
1.6.3	Paarbildung	8
1.6.4	Querschnittzusammenfassung	9
1.7	Festkörperdetektoren	9
1.7.1	Moseleysches Gesetz	10
1.7.2	K-,L-,... Kante	11
1.7.3	Messung der Detektorströme	11
1.7.4	Darstellung	12
1.8	Energieverlust im Detektor	13
1.8.1	Schwächungskoeffizient	13
1.8.2	Tote Schicht	13

1.8.3	SEP, DEP, FEP	14
1.8.4	Comptonkontinuum, Comptonkante	14
2	Auswertung	16
2.1	Versuchsaufbau	16
2.2	Versuchsteil 1: Eichung	17
2.3	Versuchsteil 2	18
2.3.1	Zu den Spektrallinien	18
3	Ergänzung	22
3.1	Eichspektrum	22
3.2	Americiumstrahlung/Indiumprobe	30

1 Vorbereitung

1.1 Röntgenstrahlung

Bei Röntgenstrahlung handelt es sich um elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen zwischen $0,01\text{nm}$ und 10nm , also um ziemlich energiereiche Strahlung, die vor allem dadurch bekannt worden ist, daß sie undurchsichtige Materie durchdringt. Ist die Wellenlänge noch kürzer spricht man von γ -Strahlung.

W.C. Röntgen fand diese Strahlung 1895 beim Experimentieren mit Kathodenstrahlen, da Fotoplatten, die in seiner Schreibtischschublade lagen, und somit eigentlich nicht belichtet worden sein konnten, trotzdem geschwärzt waren.

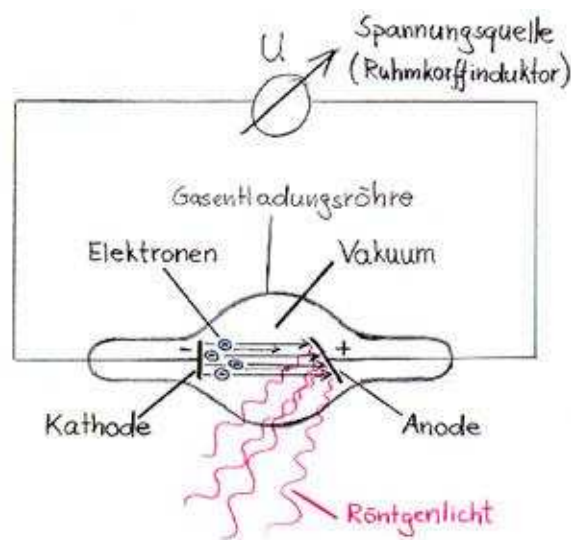


Abbildung 1: Skizze von Röntgens Versuchsaufbau

Er nahm daher an, daß dies durch eine bis dahin unbekanntere unsichtbare Strahlung geschehen sein mußte. Er nannte diese Strahlung "X-Strahlen", wie sie auch heute noch außerhalb Deutschlands genannt werden. 1901 erhielt er für ihre Entdeckung und Untersuchung der ersten Nobel-Preis für Physik, der überhaupt vergeben wurde.

Seine Entdeckung wurde in der Öffentlichkeit mit sehr großem Interesse angenommen, da man mit Röntgenstrahlen zum ersten Mal ins Innere des lebendigen menschlichen Körpers gucken konnte. Innerhalb kürzester Zeit konnte man damals fast überall auf Röntgenstrahlung basierende Geräte finden, so gab es zum Beispiel in Schuhgeschäften sogenannte Schuhdurchleuchter, mit denen der Kunde die Position seiner Füße in den neuen Schuhen betrachten konnte, und es war auf Parties der gehobenen Gesellschaft ein beliebter Zeitvertreib, "Röntgenfotos" zu schießen. Die Gefährlichkeit der Röntgenstrahlung, als ionisierende Strahlung, war damals noch nicht bekannt oder wurde nicht ernst genommen.

1.2 Röntgenröhre

Röntgenstrahlung wird mit Röntgenröhren erzeugt. Der Aufbau einer solchen Röntgenröhre unterscheidet sich dabei im Prinzip kaum von dem Aufbau mit dem Röntgen die Strahlen 1895 entdeckt hat (Abb.1). In einer Glühkatode werden freie Elektronen erzeugt, die dann durch eine Hochspannung von bis etwa 150kV zu einer Anode hin beschleunigt werden.



Abbildung 2: Röntgenröhre

Beim Auftreffen der schnellen Elektronen auf das Material der Anode entsteht dann die Röntgenstrahlung, und zwar zum einen die kontinuierliche *Bremsstrahlung*(1.3) und die vom Anodenmaterial abhängige *charakteristische Strahlung*(1.4).

1.3 Bremsstrahlung

Die kontinuierliche Bremsstrahlung(*weiße Strahlung*) entsteht, wenn schnelle Elektronen (seltener andere geladenen Teilchen) in die Atomhülle eindringen und dort zwischen den inneren Elektronen und dem Atomkern im starken elektrischen Feld des Kerns abgelenkt werden. Diese Ablenkung ist als “Beschleunigung einer Ladung” mit der Aussendung von elektromagnetischer Strahlung verbunden. Die Energie dieser Strahlung geht dem Elektron verloren, es wird abgebremst, daher der Name *Bremsstrahlung*. Die Bremsstrahlung ist um so intensiver je stärker das “abbremsende” Kernfeld ist, also um so höher die Kernladungszahl Z des Materials ist. Die Elektronen, die in einer Röntgenröhre beschleunigt werden haben die kinetische Energie $E = eU$, wobei U die beschleunigende Hochspannung ist. Würden sie nun beim Auftreffen auf die Anode komplett abgebremst und ihre ganze Energie als Strahlung emittiert, dann ergäbe sich aus der Beziehung $E = eU = \frac{hc}{\lambda}$ als Wellenlänge $\lambda = \frac{hc}{eU}$. Dies stellt also die minimale Wellenlänge der Bremsstrahlung dar. Das kontinuierliche Spektrum kommt nun dadurch zustande, daß die große Anzahl der Elektronen, die auf die Anode tref-

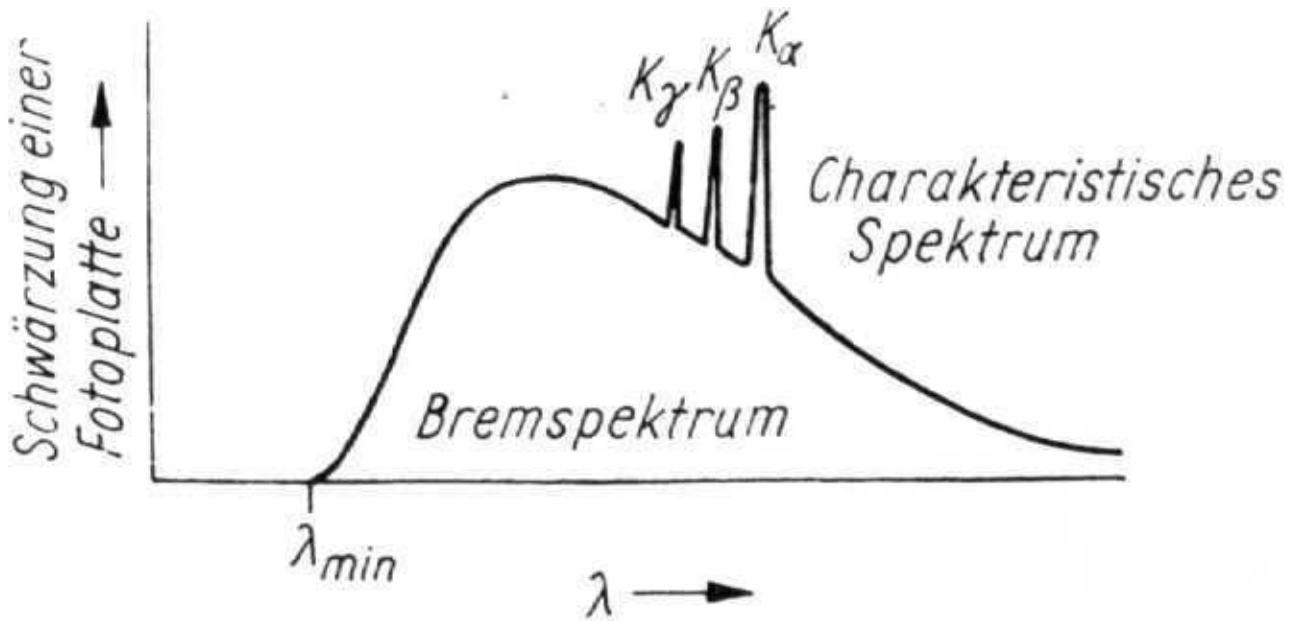


Abbildung 3: Röntgenspektrum

fen, unterschiedlich stark abgebremst werden, je nachdem wie sie auf die Atomhüllen treffen. Quantentheoretisch kann man diesen Prozeß so verstehen, daß bei jedem einzelnen "Bremsakt" ein Strahlungsquant $h\nu = E_0 - E$ ausgesandt wird. Da Anfangs- und Endzustände nicht gequantelt sind, da es sich ja um freie Elektronen handelt, erhält man bei sehr vielen Prozessen ein kontinuierliches Spektrum. Die Winkelverteilung der Strahlungsintensität läßt sich aus dem klassischen Bild auch relativ leicht erklären, zu mindest wenn man von einer dünnen Anode ausgeht, so daß "Vielfach-Prozesse" nicht allzu wahrscheinlich sind. Dann beobachtet man ein Strahlungsfeld das analog zum Feld eines Hertchen Dipols ist, d.h. maximale Ausstrahlung senkrecht zur Bewegungsrichtung (Richtung der negativen Beschleunigung), und minimal in Richtung des Elektronenstrahls. Bei stärkeren Beschleunigungsspannungen U muß man relativistisch rechnen, was dazu führt, daß die Strahlungscharakteristik "nach vorne" klappt, d.h. in Richtung des Elektronenstrahls.

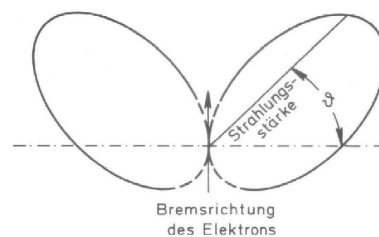


Abbildung 4: Strahlungscharakteristik

1.4 Charakteristisches Spektrum

Die charakteristische Strahlung entsteht, wenn Elektronen aus den inneren Schalen der "Anodenatome" herausgeschlagen werden, und dann Elektronen von weiter außen liegenden Schalen in die Lücke "springen". Diese Elektronen aus einer äußeren Schale, also einem höheren Energieniveau, geben dann ihre überflüssige Energie als Strahlung ab. Die Wellenlänge dieser Strahlung hängt dabei natürlich von der Energiedifferenz zwischen den beiden Schalen ab, und es ergibt sich so ein Spektrum, das charakteristisch für das Anodenmaterial ist. Man fasst die Linien des Spektrums in Serien zusammen, die jeweils zu einer kurzwelligen Grenze, der sogenannten *Kante*, konvergieren. Die Serien bezeichnet man dabei mit den Buchstaben K,L,M,N,O,P, die Linien innerhalb einer Serie werden dann durch griechische Buchstaben nummeriert. Dabei gilt z.B. für Linien der K-Serie, daß sie zustande kommen, wenn ein Elektron einen freien Platz in der K-Schale auffüllt.

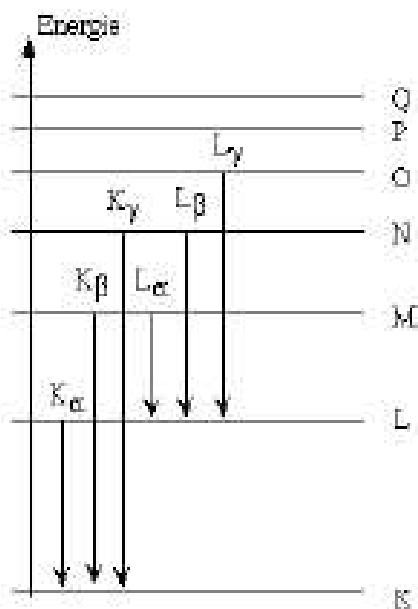


Abbildung 5: Benennung der Linien im Röntgenspektrum

Um Röntgenemission einer Serie anzuregen müssen die Elektronen also mindestens die Energie der zugehörigen Kante mit bringen, da das der Energie entspricht, die zum "Rausschießen" eines Elektrons der entsprechenden Schale benötigt wird. Da die Kernladung für weiter außen liegende Elektronen durch die anderen dem Kern näheren Elektronen abgeschirmt ist, braucht man für die weniger Energie, d.h. solche Übergänge sind leichter zu erreichen, die ausgestrahlte Strahlung ist aber auch nicht so energetisch. Im Gegensatz zu optischer Strahlung die hauptsächlich durch Anregung der äußeren locker gebundenen Elektronen zustande kommt, entsteht Röntgenstrahlung fast immer durch Übergänge auf innere Schalen.

1.5 Augereffekt

Nicht jedes aus einer K-, L-, Schale herausgeschlagenen Elektron führt zur Emission eines Röntgenphotons. Dies erklärt man dadurch, dass zunächst, bei einem Loch in der K-Schale, ein L-Elektron in dieses Loch rutscht und diese Übergangsenergie an ein anderes Elektron abgibt, vorzugsweise (wegen dessen großer Nähe) an ein L-Elektron. Dieses L-Elektron wird durch diese Energie aus dem Atom herausgeschlagen, denn die K-L- Termdifferenz ist etwa dreimal so groß wie die dazu benötigte Ionisierungsenergie. Das Elektron verlässt das Atom als sogenanntes Auger-Elektron. Auf den freigewordenen Platz in der L-Schale kann nun ein Elektron aus der M-Schale nachrücken und dabei ein anderes M-Elektron freimachen usw.

1.6 Wechselwirkung mit Materie

Wenn ein Photon mit Frequenz ν auf Materie trifft, gibt es im Wesentlichen drei Möglichkeiten, wie das Photon mit der Materie wechselwirken kann: Den Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Paarbildung.

1.6.1 Photoeffekt

Der Querschnitt dieser Art der Wechselwirkung liegt bei $\frac{Z^5}{(h\nu)^{3,5}}$, falls $h\nu \gg B$ ist. Sie betrifft nur Atome, nie freie Elektronen. Die Energie des anfliegenden Photons $h\nu$ muss größer sein als die Bindungsenergie eines Elektrons in der Atomhülle B . Dann kann es passieren, dass das Elektron von dem Photon aus der Hülle herausgeschlagen wird. Die überschüssige Energie E_e wird in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt; das Photon wird vollständig absorbiert.

Der Energiesatz lautet hier:

$$h\nu = E_e + B$$

1.6.2 Comptonstreuung

Hier liegt der Querschnitt bei $\frac{Z}{h\nu}$. Hier interagiert ein Photon mit einem freien, als ruhend angenommenen Elektron über einen elastischen Stoß. Durch den Stoß erhält das Elektron kinetische Energie und bewegt sich, das Photon wird von seiner Flugbahn abgelenkt und am Elektron gestreut. Durch Energie- und Impulserhaltung ergibt

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos(\Theta)) \frac{h\nu}{m_0 c^2}}, \quad (1)$$

wobei ν' = Frequenz des Photons nach der Streuung,

Θ = Winkel des Photons nach der Streuung zur ursprünglichen Flugrichtung,

m_0 = Ruhemasse des Elektrons.

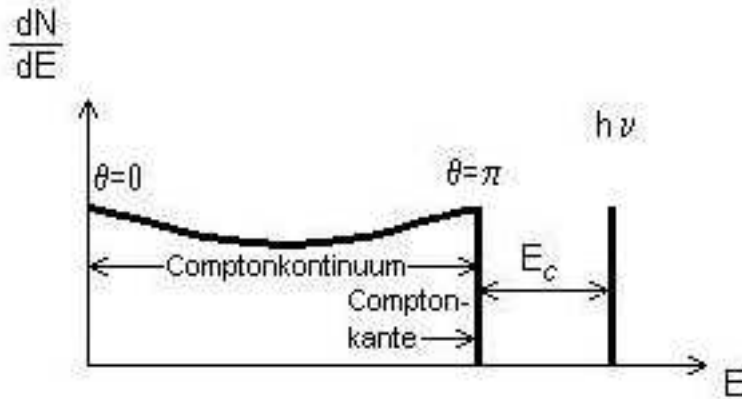


Abbildung 6: Comptonkontinuum

Am Energiesatz kann man nun folgende Spezialfälle ablesen:

$\Theta = 0$: Hier gilt offenbar $\nu = \nu'$ und das Photon fliegt unbeirrt geradeaus weiter, so als wäre das Elektron gar nicht da gewesen.

$\Theta = \pi$: Das Photon wird reflektiert und fliegt die ursprüngliche Bahn zurück. Der mögliche Energieübertrag an das Elektron hat in diesem Fall sein Maximum. Die Energie des Photons nach dem Stoß beträgt hier $h\nu' = \frac{h\nu}{1+2\frac{h\nu}{m_0c^2}}$.

Die Lücke E_C zwischen maximaler Elektronenenergie für $\Theta = \pi$ und ursprünglicher Energie des Photons $h\nu$ beträgt also $E_C = \frac{h\nu}{1+2\frac{h\nu}{m_0c^2}}$. Für den Fall großer Photonenergie, also für $h\nu \gg m_0c^2$, gilt daher:

$$E_C = \frac{m_0c^2}{2}.$$

1.6.3 Paarbildung

Dies passiert mit einem Querschnitt von ca. $Z^2 \ln(h\nu)$. Die niedrigste Photonenenergie, mit der Paarbildung möglich ist, liegt bei $2m_0c^2$. Ab dieser Energie kann es passieren, dass ein Photon sich in ein Elektron-Positron-Paar umwandelt. Elektron und Positron haben danach die kinetischen Energien E_e bzw E_p und jeweils die Ruheenergie m_0c^2 , wobei der Energiesatz

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_e + E_p$$

erfüllt ist.

Gleich im Anschluss an die Paarbildung wird das Positron im Festkörper abgebremst. Nach $10^{-13}s$ hat es soviel Energie verloren, dass es sich mit einem Elektron zu Positronium vereinigt. Das Positronium zerstrahlt dann meist in zwei sogenannte Vernichtungsquanten der jeweiligen Energie von $511 \text{ keV} = m_0c^2$.

1.6.4 Querschnittzusammenfassung

Trägt man die in den letzten drei Abschnitten angegebenen Querschnitte für diese drei Arten der Wechselwirkung zusammen, so erhält man Abbildung 7.

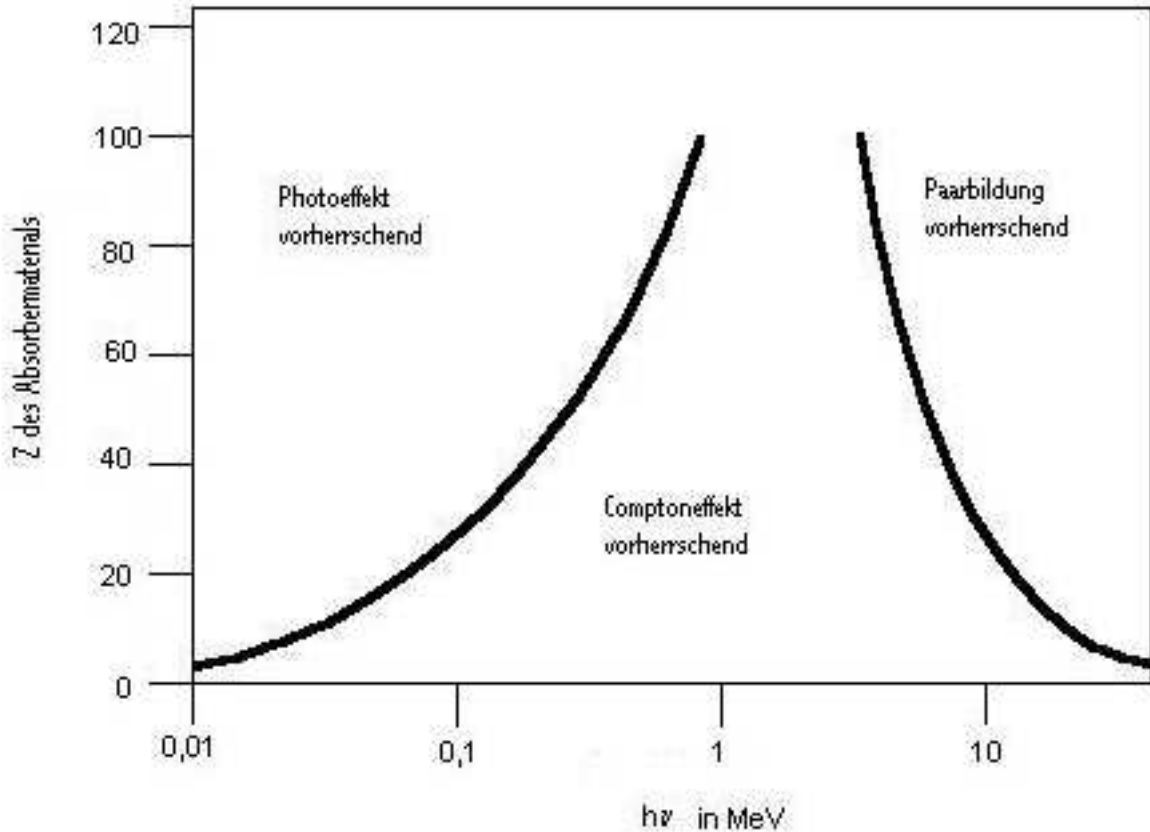


Abbildung 7: Verschiedene Arten der Materie-Wechselwirkung

Auf den Trennlinien zwischen den Bereichen sind die Möglichkeiten gleichermaßen wahrscheinlich.

1.7 Festkörperdetektoren

Die allgemeine Funktionsweise eines Festkörperdetektors: Zunächst trifft das Photon auf den Festkörper und wird dort absorbiert oder gestreut. Dadurch entsteht ein schnelles Elektron, welches im Absorber innerhalb von weniger als 10^{-13} s abgebremst wird und diesen somit ionisiert. Die somit frei gewordene Ladung Q ist proportional zur absorbierten Energie E_{abs} .

In Halbleiter-Detektoren wird diese Ladung in einem elektrischen Feld gesammelt und erzeugt dort eine Spannung U proportional zu Q , also auch zu E_{abs} .

Bei Szintillationszählern erzeugt die Ionisierung Lichtblitze, die in einer Photokathode durch Photoeffekt Elektronen auslösen. Diese werden wiederum gesammelt und liefern eine Spannung $U \sim E_{abs}$.

In beiden Fällen gilt also $U \sim E_{abs}$.

Photoeffekt. Die Impulssammelzeit der Detektoren beträgt 200 ns. Während dieser Zeit geht das Atom wieder in den Grundzustand über (etwa durch den Augereffekt oder durch Emission von Photonen niedriger Energie, die meist im Detektor selbst wieder absorbiert werden). Somit erhält man ein Signal $\sim h\nu$. Dieses Peak nennt man Full-Energy-Peak. Falls ein Teil der Bindungsenergie B als Röntgenquant mit der Energie E' wieder aus dem Detektor entweicht, so erhält man nach dem Energiesatz eine Spannung proportional zu $h\nu - E'$. Diese Energie bildet ein Escape-Peak.

Comptonstreuung. Falls das gestreute Quant den Detektor verläßt, erhält man je nach Streuwinkel ein Signal im Comptonkontinuum. Wird das gestreute Comptonphoton vollständig im Detektor absorbiert (weitere Streuungen oder Photoeffekte etc.), fällt das Signal in ein Full-Energy-Peak. Falls bei der Mehrfachstreuung Photonen aus dem Detektor austreten, so liegt das Signal irgendwo dazwischen.

Paarbildung. Durch die Paarbildung entstehen zwei Vernichtungsquanten mit der Energie 0,511 MeV. Verlassen beide Quanten den Detektor, erhält man ein Signal bei $h\nu - 1,02$ MeV. Dies ist das sogenannte Double-Escape-Peak. Wenn nur ein Quant den Detektor verläßt, erhält man ein Single-Escape-Peak bei $h\nu - 0,511$ MeV. Sollten beide Photonen im Detektor absorbiert werden, so erhält man ein Full-Energy-Peak.

Insgesamt erhält man theoretisch ein diskretes Spektrum, das dem Comptonkontinuum überlagert wird. In Wirklichkeit erhält man jedoch keine scharfen Peaks, sondern Gaußkurven, die sich gegenseitig überlappen. Das Maß für die Qualität des Detektors ist dann die Halbwerts der Peaks. Der Unterschied zwischen theoretischem und praktischem Verlauf der Spektren hat zwei Gründe: Zum einen gibt es stets ein elektronisches Grundrauschen, da man nie ausschließlich Strahlung aus der Quelle empfängt. Zum anderen gibt es eine Statistik bei der Erzeugung der freien Ladungen bzw. der Photoelektronen, bedingt durch die Heisenberg'sche Unschärferelation.

1.7.1 Moseleysches Gesetz

1913 stellte Moseley fest, daß mit hochfrequenter Strahlung beschossene Proben reiner Elemente charakteristische Linien in ihrem Emissionsspektrum aufweisen. Er fand heraus, daß zwischen der Frequenz der Linien ν und der Ladungszahl der Kerne Z in der Probe der Zusammenhang

$$\nu = \nu_R (Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

besteht. Dabei ist $\nu_R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3}$ die Rydbergfrequenz, n ist eine kleine natürliche Zahl.

Die theoretische Erklärung ist, daß die hochfrequente Strahlung ein Atom aus der K-Schale aus dem Atom entfernen kann. Fällt nun ein Elektron mit der Quantenzahl n in die hinterlassene Lücke, so emittiert es die angegebene charakteristische Strahlung. Die -1 entsteht, da das in der K-Schale verbliebene Elektron ungefähr eine Elementarladung des Kerns abschirmt.

1.7.2 K-,L,... Kante

Ein Gammaquant ω falle in einen Festkörperdetektor ein. Im Detektor befinden sich Elektronen, mit denen das Gammaquant interagieren kann. Die Elektronen haben ein diskretes Energiespektrum zur Verfügung. Damit es zur Interaktion kommen kann, muß $\hbar\omega > E_f - E_{e-}$ sein. Dabei ist E_f der niedrigste Energie-Eigenwert zu einem nicht oder nur einfach besetzten Niveau. Also kann ein gegebenes Gammaquant nur mit Elektronen ab einem bestimmten Energieniveau interagieren. Nun sind die im Atom vorkommenden Niveaus in Schalen gruppiert, die von innen nach außen mit K,L,... bezeichnet werden. Betrachtet man Gammaquanten unterschiedlicher Energie, so zeigt die Kurve der Absorptionswahrscheinlichkeit Sprünge an den Stellen, wo die Energie ausreichend groß wird, um die Interaktion mit den Elektronen einer weiteren Schale zu ermöglichen. Diese Energien werden nach der jeweiligen Schale K-,L,...Kante genannt.

1.7.3 Messung der Detektorströme

Alle besprochenen Detektoren erzeugen bei Einfall eines Lichtquants einen Gleichstrom (1.7). Ist die Sammelzeit des Detektors klein genug, so fällt der erzeugte Strom vor Eintreffen des nächsten Lichtquants wieder auf den Grundpegel ab. Dieser Sonderfall soll zunächst angenommen werden. Er wird auch als "Impulsmodus" bezeichnet.

Ersatzschaltbild. Die Apparatur, mit der diese Ströme gemessen werden, hat eine Gesamtkapazität C und einen Gesamtwiderstand R . Siehe dazu Abbildung 8.

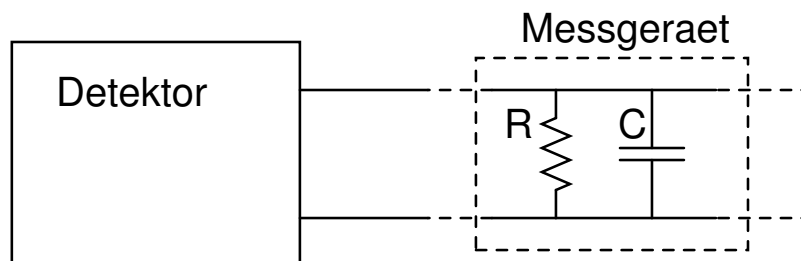


Abbildung 8: Ersatzschaltbild für die Meßapparatur

Angezeigt wird immer der Spannungsabfall über R . Ein aus dem Detektor kommender

Strom lädt nun zunächst die Kapazität auf. Die im Detektor erzeugte Gesamtladung Q befindet sich nach der Zeit τ auf dem Kondensator im Ersatzschaltbild. Aus dem maximalen Spannungsabfall U_{\max} läßt sich also Q ablesen.

Auch die Zeit t vom ersten Erscheinen des Signals bis zum Erreichen von U_{\max} trägt Information. Sie entspricht der Dauer des aus dem Detektor kommenden Strombuckels.

Strommodus. Hat die Kapazität des Detektors zwischen zwei detektierten Quanten keine Zeit, sich zu entladen, spricht man vom “Strommodus” (current mode). Das Resultat ist eine kontinuierliche Anzeige des Meßgeräts. Hieraus läßt sich nur eine Information über das Produkt aus Lichtquantenenergie $\hbar\omega$ und Lichtquantenanzahl N pro Zeit machen.

1.7.4 Darstellung

Aus den im Pulsmodus gewonnenen Daten läßt sich die “differentielle Pulshöhenverteilung” bestimmen. Sei A die Amplitude eines Ausschlags. dA sei ein Ausschnitt aus dem möglichen Amplitudenspektrum, dN die Anzahl der in diesem Ausschnitt gemessenen Pulse. Dann wird $\frac{dN}{dA}$ gegen A aufgetragen. Diese Darstellung erlaubt, schwache Phänomene hervorzuheben. Die maximale gemessene Amplitude ist einfach der Schnittpunkt der Kurve mit der A -Achse. Die Maxima sind Amplituden, um die eine große Zahl von Pulsen gemessen wurde; umgekehrt die Minima. Die Gesamtzahl der Pulse zwischen zwei Amplituden A_1 und A_2 ist einfach gegeben durch $\int_{A_1}^{A_2} \frac{dN}{dA} dA$, also der Fläche unter dem Graphen. Siehe dazu auch Abbildung 9.

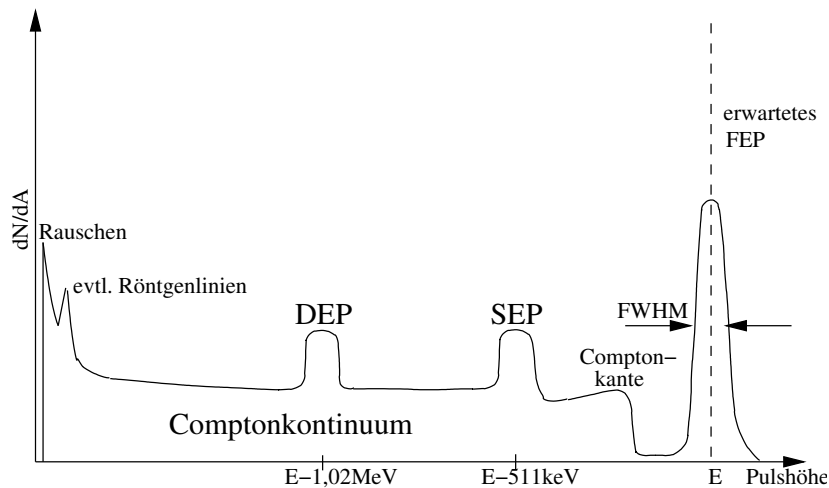


Abbildung 9: Schematisches Pulshöhenspektrum, verursacht von Strahlung mit $\sim 1,6$ MeV.

1.8 Energieverlust im Detektor

Die einfallende Energie des Strahlungsfeldes wird durch Interaktion im aktiven Volumen des Detektors gemessen. Verschiedene Effekte können bewirken, daß Teile der Energie nicht gemessen werden können.

1.8.1 Schwächungskoeffizient

In einen Körper fällt Strahlung der Intensität I ein. Beim Gang durch den Körper nimmt die Intensität ab. Ist d die Dicke des Körpers, so ist die Intensität der austretenden Strahlung

$$I(d) = I_0 e^{-\mu d} \quad (2)$$

μ ist der Absorptionskoeffizient.

μ ist die Wahrscheinlichkeit pro Länge, daß ein Photon im Körper absorbiert wird. Da es drei Prozesse gibt, die zur Absorption führen, gilt

$$\mu = \tau(\text{Photoelektrisch}) + \sigma(\text{Comptoneffekt}) + \kappa(\text{Paarbildung})$$

Äquivalent zur Angabe des Absorptionskoeffizienten ist die Angabe der mittleren freien Weglänge $\lambda = \frac{1}{\mu}$.

Bei Benutzung des Absorptionskoeffizienten ergibt sich das Problem, daß bei zunehmender Dichte des absorbierenden Materials sein Wert zunimmt, selbst wenn das Material das gleiche bleibt. Deswegen geht man oft zum Massenabsorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\rho}$ über.

1.8.2 Tote Schicht

In einem Festkörperdetektor ist eine Schicht kurz nach der Eintrittsfläche für die Ladungssammlung ineffizient. Auch die metallische Elektrode, die die für die Ladungssammlung erforderliche Spannung erzeugt, absorbiert einfallende Strahlung. Die Gesamtheit dieser nicht-messenden Schicht vor dem aktiven Volumen des Detektors wird "Tote Schicht" genannt.

Die Dicke der ineffizienten Schicht ist offenbar von der angelegten Spannung abhängig. Sie muß deshalb häufig von Fall zu Fall neu ermittelt werden.

Fällt die Strahlung zudem unter einem Winkel Θ auf den Detektor, so verlängert sich die Wegstrecke in der toten Schicht um einen Faktor $\frac{1}{\cos \Theta}$. Die insgesamt verlorene Energie ΔE ist also $\frac{\Delta E_0}{\cos \Theta}$. Mißt man nun den Ausschlag für verschiedene Einfallswinkel, so kann man aus dem Unterschied der Ausschläge ΔE_0 bestimmen, und es gilt:

$$\Delta E_0 - \Delta E = \Delta E_0 \left(1 - \frac{1}{\cos \Theta} \right)$$

Trägt man nun $\Delta E_0 - \Delta E$ gegen $1 - \frac{1}{\cos \Theta}$ auf, so erhält man aus der Steigung ΔE_0 . Kennt man nun den Absorptionskoeffizienten, so kann man in erster Näherung

$$\Delta E_0 = \frac{dE_0}{dx} d \Leftrightarrow d = \frac{\Delta E_0}{\frac{dE_0}{dx}}$$

zur Ermittlung der Schichtdicke benutzen. Dabei gilt $\frac{dE_0}{dx} = \mu$ mit μ wie in (2).

1.8.3 SEP, DEP, FEP

Single-Escape-Peak Nicht immer wird im Detektor die gesamte einfallende Strahlungsleistung in elektrische Ladung umgesetzt. Ein Photon kann – bei Energien von einigen MeV – zum Beispiel ein Elektron-Positron-Paar erzeugen (siehe 1.7, Absatz über Paarbildung). Entkommt eines der beiden Annihilationsphotonen, so fehlt dessen Energie der gemessenen Ladung im Detektor. Man erhält im Spektrum also eine Linie bei ($E := \hbar\omega$) – 511keV. Dabei ist 511 keV die Energie eines Vernichtungsphotons.

Double-Escape-Peak Entkommen beide Photonen aus dem Detektor, so wird nur die kinetische Energie des Elektrons und des Positrons gemessen. Diese entspricht dann $\hbar\omega - 1,02\text{MeV}$. Die entsprechende Linie im Spektrum heißt “Double-Escape-Peak”.

Full-Energy-Peak Wird die gesamte Energie eines einfallenden Photons in Ladung umgesetzt, so mißt man den maximal möglichen Ausschlag. Die entsprechende Linie im Spektrum heißt “Full-Energy-Peak”. Ihre Breite wird mit “Full Width at Half Maximum” (FWHM) bezeichnet. Sie bestimmt offenbar die Güte des Spektrometers.

1.8.4 Comptonkontinuum, Comptonkante

Wird ein einfallendes Gammaquant an einem Elektron gestreut, so verliert es Energie. Diese Energie wird im Detektor in Ladung umgesetzt. Entkommt das Photon aber nach dem Streuprozess, so wird seine übrige Energie nicht gemessen. Das Ausmaß dieses Energieverlusts hängt vom Streuparameter ab, der beliebig variiert und von außen nicht beeinflussbar ist. Dadurch entsteht im Spektrum ein langes “Compton-Kontinuum” gleichförmiger Impulszahl. Es endet an der “Compton-Kante”.

Die Frequenz des gestreuten Photons sei ω' . Nach 1.7, Absatz über Comptonstreuung gilt

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}.$$

Dabei ist θ der Streuwinkel. Sei $\theta \approx 0$. Dann gilt $\hbar\omega' = \hbar\omega$. Man kann den Energieverlust des Photons also sehr klein machen. Betrachtet man hingegen den zentralen Stoß ($\theta = 180^\circ$), so erhält man den maximal möglichen Energieübertrag. Es ergibt

sich also $\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega m_e c^2}{m_e c^2 + 2\hbar\omega}$. Die für die Messung relevante Energie des Elektrons beträgt dann

$$E_e = \hbar\omega - \hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{m_e c^2}{2\hbar\omega}}$$

Diese Energie wird als Comptonkante bezeichnet. Da alle Streuwinkel zwischen 0° und 180° vorkommen, ergibt sich im Spektrum das Comptonkontinuum.

Die Analyse geht von vor dem Stoß ungebundenen Elektronen aus. Im wirklichen Detektor sind die Elektronen größtenteils gebunden. Dies führt zu einer Verschmierung der Comptonkante. Allerdings sind die Meßgeräte oftmals nicht empfindlich genug, um diese feststellen zu können.

Auch die Verbiegung der Comptonkante (Abbildung 6) wird durch die Elektronenbindung fast unsichtbar.

Abbildung 10 illustriert die verschiedenen Möglichkeiten des Energieverlusts im Detektor.

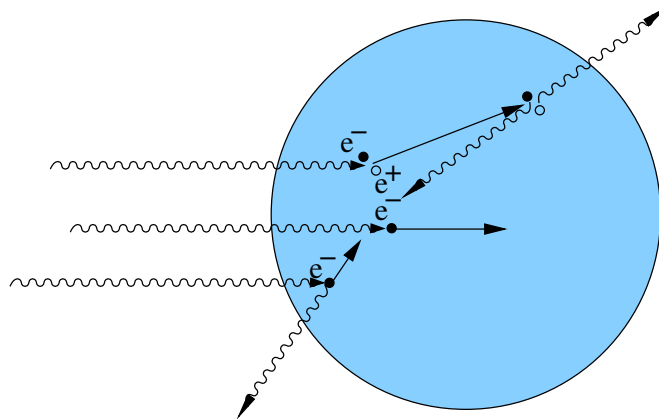


Abbildung 10: Paarbildung, Photoeffekt und Comptonstreuung im Detektor

Auch zwischen Comptonkante und FEP werden Ereignisse gemessen. Das liegt am Phänomen der mehrfachen Comptonstreuung. Ein einmal gestreutes Gammaquant kann so seine Energie stufenlos bis zu fast vollständig an den Detektor abgeben.

2 Auswertung

2.1 Versuchsaufbau

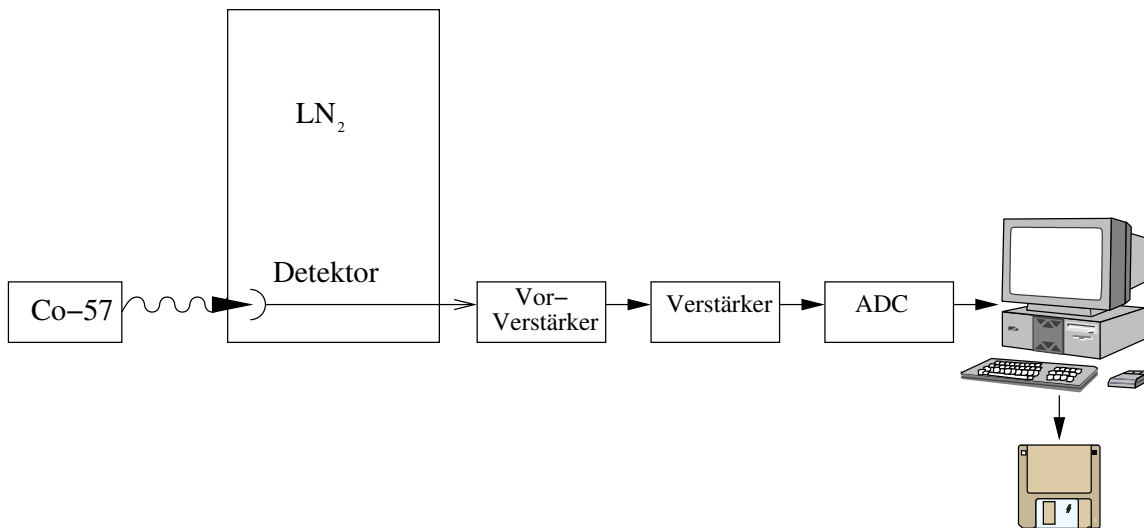


Abbildung 11: Versuchsteil 1

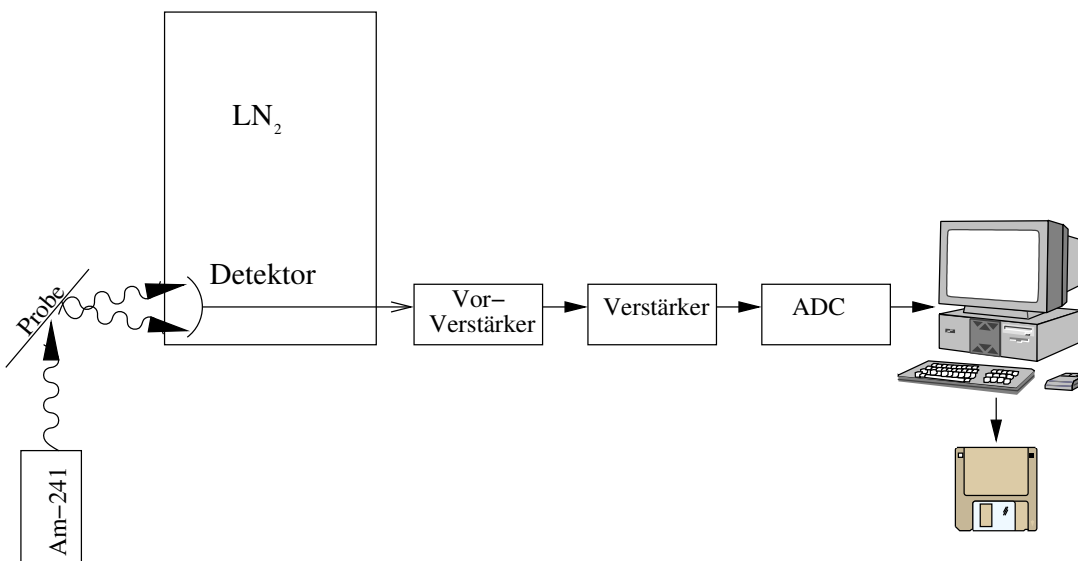


Abbildung 12: Versuchsteil 2

Als Röntgenquelle wird ein radioaktiver Stoff benutzt. Im ersten Teil des Versuchs, in dem es darum geht die Anordnung zu eichen, enthält diese Quelle Co^{57} und im zweiten Teil Am^{241} . Der Detektor wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Das Signal geht dann durch Verstärker zum Computer, wo die Spektren aufgenommen werden.



Abbildung 13: Spektrum der Cobalt-Quelle (Counts gegen Channels)

2.2 Versuchsteil 1: Eichung

Zuerst muß die Energieskala geeicht werden, dafür versucht man im gemessenen Spektrum einer Co^{57} -Quelle bekannte Linien zu identifizieren. Das Co^{57} zerfällt durch *K-Einfang* zu angeregtem Fe^{57} , das dann unter Aussendung von Röntgenstrahlung in den Grundzustand übergeht. Dabei geht ein Teil (12,14%) direkt in den Grundzustand über und der größte Teil (87,65%) über ein Zwischen-Zustand, um dann zum einen in einem strahlungslosen Übergang zum anderen unter Aussendung von Röntgenstrahlung (Wahrscheinlichkeit 10%) in den Grundzustand zurückzufallen. Die Linien, die hierbei auftreten sind:

136,47 keV	(12,14%)
122,06 keV	(87,65%)
14.41 keV	(ca. 10%)

Dabei gehört der rechteste Peak in dem gemessenen Spektrum zu der Energie 136,47 keV, und der dritte große Peak von Links gehört zu der Energie 14,41 keV. Die Messung ergibt also:

Channels	Energie
3817	136,47
403	14,41

Also entspricht jedem Channel ein Energieintervall von 0.03575 keV.

Die anderen Linien im Spektrum können zum Beispiel vom Blei, das die Quelle umfasst, von der Trägerfolie oder durch Übergänge in der Atomhülle des Eisens stammen.

2.3 Versuchsteil 2

Name	Energie [keV]	Intensität [counts]
A	11,90	3373
B	13,16	2550
C	14,26	2550
D	17,41	635
E	24,27	45268
F	27,38	11524
G	27,85	2613
H	54,09	249
I	59.52	1390

Tabelle 1: Diskutierte Linien

2.3.1 Zu den Spektrallinien

A-Linie. Die A-Linie scheint ihre Quelle im Verstärker-Meßaufbau zu haben. Sie ist keiner der anderen Linien zugeordnet.

B-Linie. Diese Linie ist eine Röntgenfluchtlinie. Sie entsteht, da der Germanium-Detektor einen Teil der von der Probe einstrahlenden Energie wieder abstrahlt. Diese Linie entsteht also als Differenz aus einer charakteristischen Indium- und einer charakteristischen Germaniumlinie.

Es gilt nämlich $K_{\alpha_1}(\text{Indium}) - K_{\beta_2}(\text{Germanium}) = 13,15\text{keV}$. Unsere Linie liegt nur 0,05 keV zu hoch.

C-Linie. Die C-Linie ist auch eine Röntgenfluchtlinie. Sie entsteht, wenn während der Messung eines Indium- K_{α} -Photons ein Germanium- K_{α} -Photon entkommt. Es gilt nämlich $K_{\alpha_1}(\text{Indium}) - K_{\alpha_1}(\text{Germanium}) = 14,32\text{keV}$, also liegt unser Wert nur um 0.06 keV zu niedrig.

D-Linie. Die D-Linie entsteht dadurch, dass während der Messung eines Indium- K_{β_1} -Photons ein Germanium- K_{α_1} -Photon den Detektor verläßt. Die Energie dieser

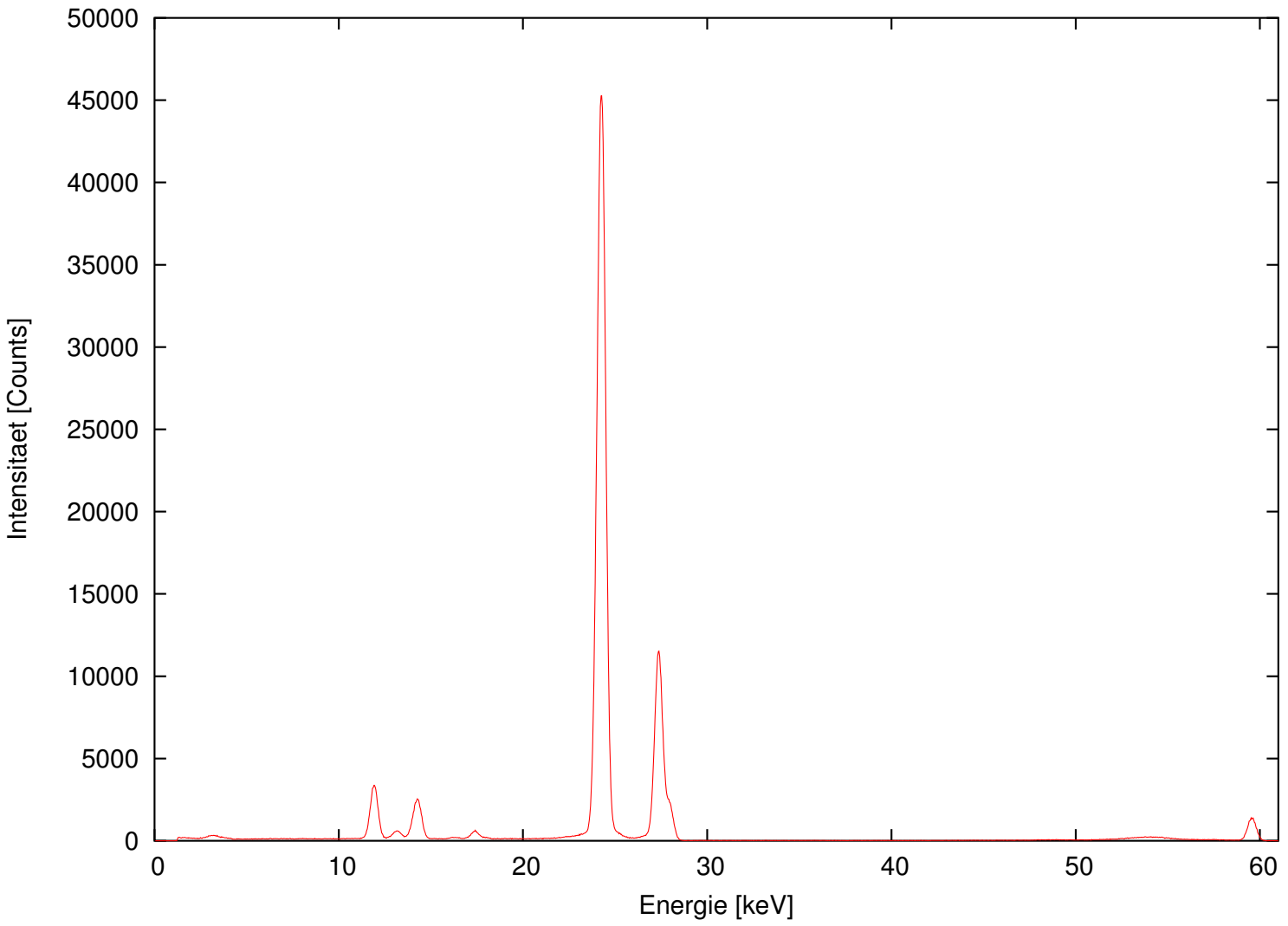


Abbildung 14: Spektrum der Americium-Bestrahlung einer Probe

Linie müsste theoretisch $K_{\beta_1}(\text{Indium}) - K_{\alpha_1}(\text{Germanium}) = 17.4 \text{ keV}$ betragen, was nur um 0.01 KeV niedriger liegt als der gemessene Wert.

E-Linie. Diese Linie ist die K_{α_1} -Linie von Indium; der Literaturwert liegt bei 24.21 keV. Unser Wert liegt daher um 0.06 keV zu hoch. Da wir mit unserer Meßapparatur sowieso nicht zwischen K_{α_1} - und K_{α_2} -Linien von Indium unterscheiden können, ist das auch in Ordnung.

F-Linie. Hierbei handelt es sich um die K_{β_1} -Linie von Indium. Nach Literaturangaben hat diese einen Wert von 27.38 keV, der gemessene Wert liegt um 0.1 keV zu hoch. Das Verhältnis der Counts von Linie E zu Linie F beträgt $0.255 = 25.5\%$. Es sollte bei 28.3% liegen. Integriert man die beiden Gaußglocken, so erhält man ein Verhältnis von 27,7%. Allerdings sind in jeder Glocke zwei Linien enthalten. Da sich die Flächen zweier übereinander liegender Linien addieren, gilt für die Fläche der gemessenen Linie F_{gem} :

$$F_{\text{gem}}(\alpha) = F(K_{\alpha_1}) + F(K_{\alpha_2}) = F(K_{\alpha_1}) + 0.533 \cdot F(K_{\alpha_1})$$

$$F_{\text{gem}}(\beta) = F(K_{\beta_1}) + F(K_{\beta_2}) = F(K_{\beta_1}) + 0.19 \cdot F(K_{\beta_1})$$

Also gilt:

$$F(K_{\alpha_1}) = 6.130 \text{ counts} \times \text{keV}$$

$$F(K_{\beta_1}) = 17.220 \text{ counts} \times \text{keV}$$

Das Verhältnis wird jetzt leider 35,6%.

G-Linie. Dies ist eindeutig die K_{β_2} -Linie von Indium. Die Energie stimmt bis auf 0.01 keV. Das Verhältnis zur K_{α_1} -Linie beträgt 5,8%. Literaturwert ist 5,4%. Diese Abweichung ist vertretbar.

H-Linie. Dies ist keine charakteristische Röntgen-Linie, sondern sie entsteht durch Comptonstreuung der Americium-Strahlung an der Probe. Dies erkennt man an der großen Breite der Linie.

I-Linie. Diese Linie entsteht durch Reflexion von Photonen an der Indiumprobe. Die Energie dieser Linie beträgt 59,52 keV. Americium hat eine Emissionslinie bei 59.54 keV. Das liegt innerhalb der Breite eines Meßkanals.

Literatur

- [1] Didaktik der Physik Gerhard Mercator Universität Gesamthochschule Duisburg. <http://www.uni-duisburg.de/fb10/ddph/mitarb/litschke/tutorium/x-ray.htm>.
- [2] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, 1979.
- [3] DESY Malte Schneider. <http://www.desy.de/pr-info/roentgen-light/index.html>.
- [4] Herman Haken und Hans Christoph Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. Springer-Verlag, 1996.

3 Ergänzung

3.1 Eichspektrum

In Abbildung 15 ist das Eichspektrum mit Buchstaben versehen. Die einzelnen Linien sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Die Fehler der Energie in Channels sind ± 1 , der Energie in keV $\pm 0,04$ keV.

Linie	Channels	Counts	keV
A	120	21.664	4,29
B ₁	177	269.243	6,33
B ₂	195	48.115	6,97
C	312	54.166	11,15
D	403	104.839	14,41
E	564	23.352	20,16
F	638	6.736	22,81
G	678	3.354	24,24
H	1.576	3.845	56,34
I	1.611	6.636	57,59
J	1.823	3.286	65,17
K	2.038	12.513	72,86
L	2.098	21.147	75,00
M	2.374	10.434	84,87
N	2.442	5.963	87,30
O	2.726	11.969	97,85
P ₁	3.084	2.446	110,25
P ₂	3.138	1.982	112,18
Q	3.414	469.520	122,05
R	3.817	46.864	136,46

Tabelle 2: Linien im Eichspektrum

Die Linien D,Q und R stammen aus dem Zerfall von angeregten Eisenkernzuständen und sind bereits in Abschnitt 2.2 besprochen.

Linie A. Die Linie A ähnelt der Scandium-Linie K_{α} bei 4,091 keV. Scandium wird in Aluminium-Legierungen zur Verbesserung der Festigkeit und der Wärmeresistenz eingesetzt. Es könnte daher im Aluminiumgehäuse der Quelle gewesen sein.

Linien B₁, B₂. Die K_{α_2} -Linie von Eisen hat eine Energie von 6,39 keV. Die Linie B₁ hat eine Energie von 6,33 keV. Innerhalb des zweifachen Fehlerbereichs stimmen die Linien überein.

Die Cobalt- K_{α_2} -Linie hat eine Energie von 6,91 keV. Das paßt innerhalb des zweifachen Fehlerbereichs der Linie B₂.

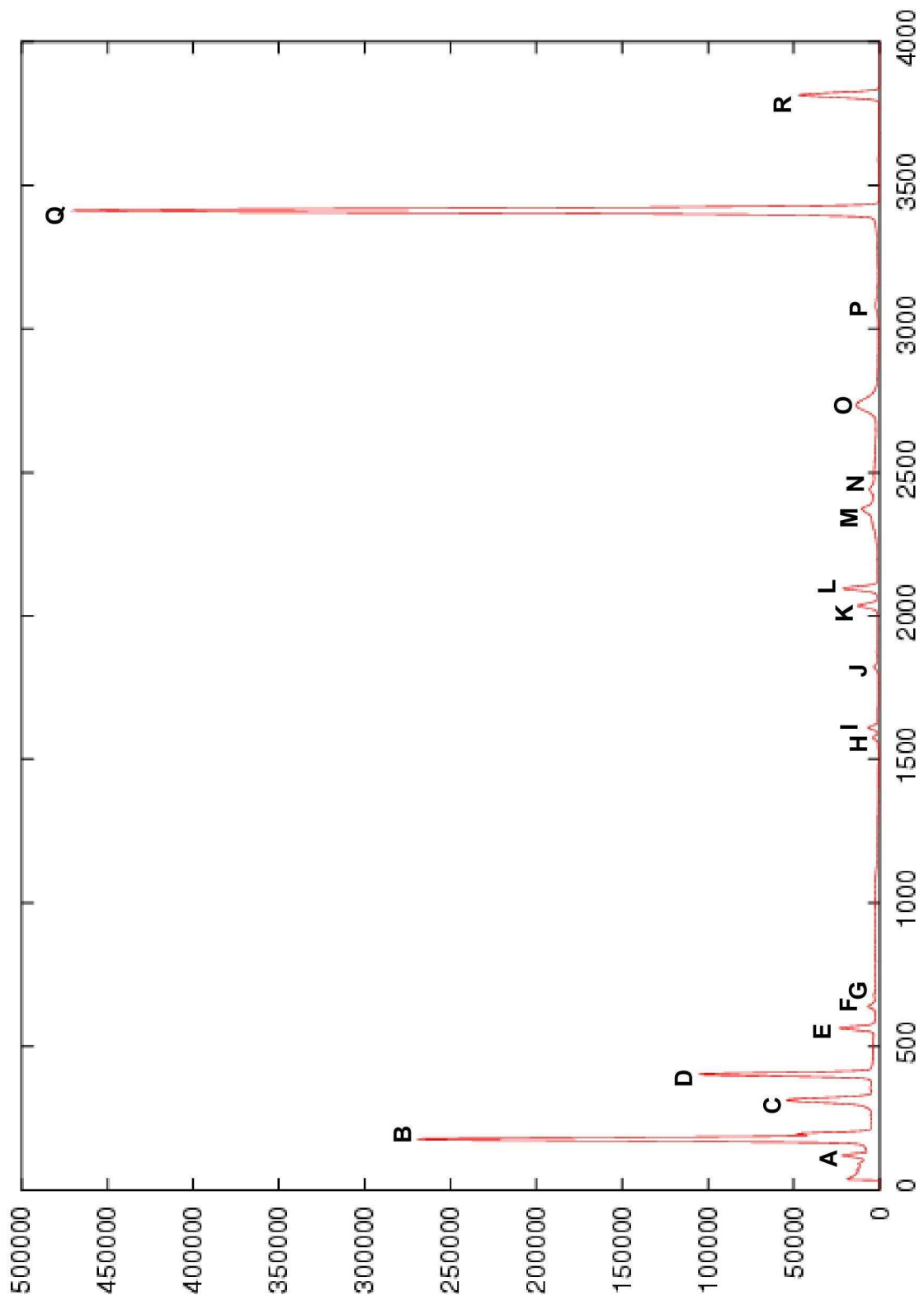


Abbildung 15: Eichspektrum der ^{57}Co -Quelle

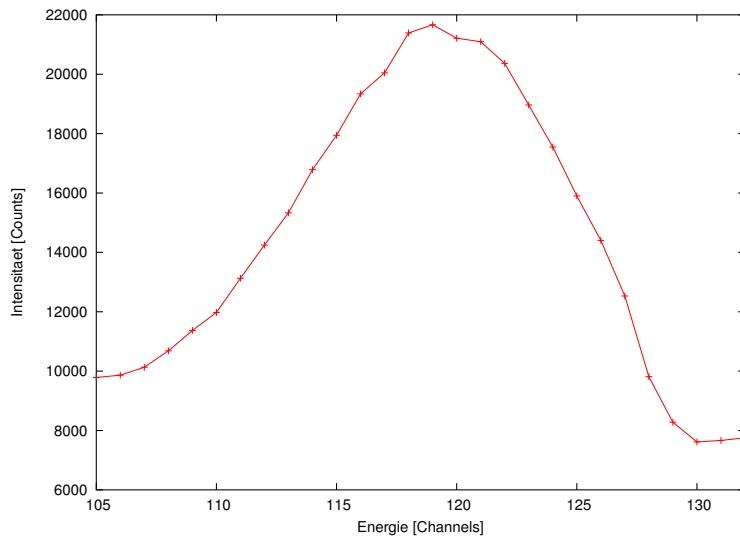


Abbildung 16: Linie A

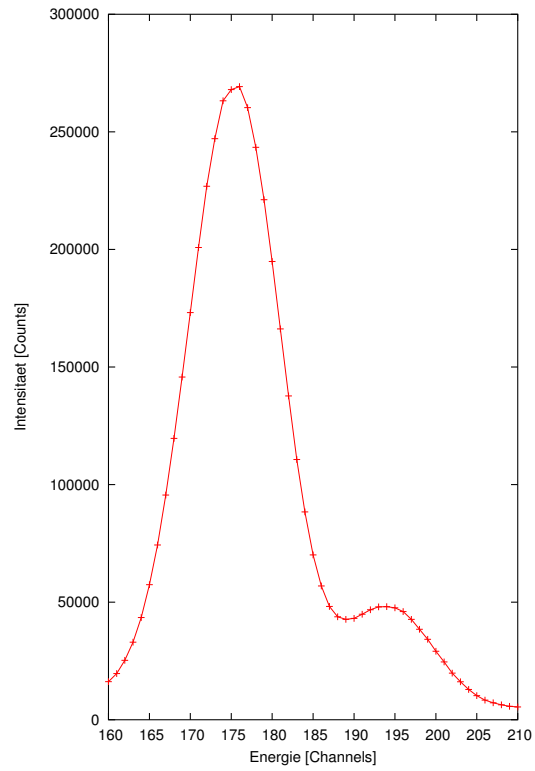


Abbildung 17: Linien B₁ und B₂

Linie C. Bei der Linie C handelt es sich am ehesten um die K_{α} -Linien von Selen (11,18 und 11,22 keV). Die Asymmetrie der Linie ist in Abbildung 18 deutlich zu erkennen, die rechte Flanke ist deutlich steiler als die linke, was auf einen kleineren Peak links hinweist.

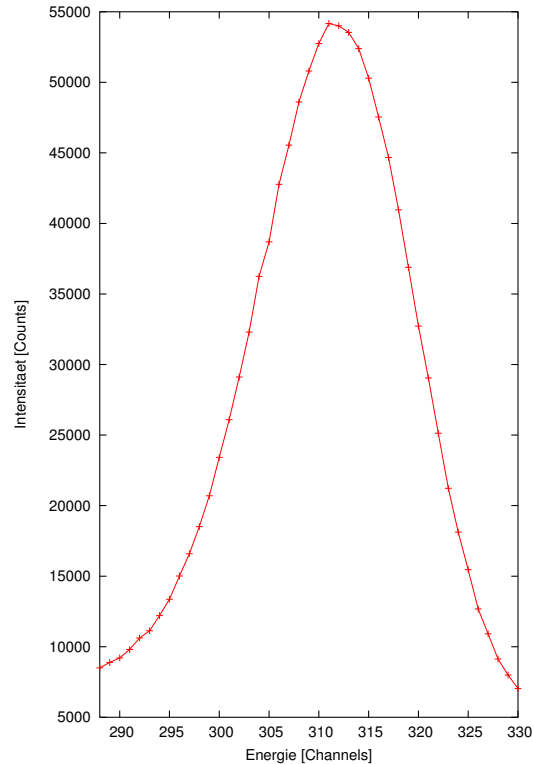


Abbildung 18: Linie C

Linien E, F. Die Linien E und F stammen von Rhodium. Dessen K_{α} -Linien liegen bei 20,22 und 20,07 keV. Das entspricht genau der Linie E. Die K_{β} -Linien sind bei 22,72 und 23,17 keV. Das paßt zur Linie F.

Linie G. Die Linie G paßt zur K_{α_1} -Linie von Indium. Diese hat eine Energie von 24,21 keV.

Linien H, I. Die Linie I entspricht der K_{α_1} -Linie von Tantal (57,53 keV). Die Linie H entspricht dann der K_{α_2} -Linie (56,28 keV). Tantal wird häufig verwendet, um die mechanischen Eigenschaften von Legierungen zu verbessern. Wahrscheinlich ist es dem Bleimantel der Cobaltquelle beigemischt gewesen.

Linie J. Die Linie J (65,17 keV) ist eine Bleiescapelinie. Die Energie der Germanium- K_{α_2} -Linie beträgt 9,86 keV, die der Blei- K_{α_1} -Linie 74,97 keV. Die Dif-

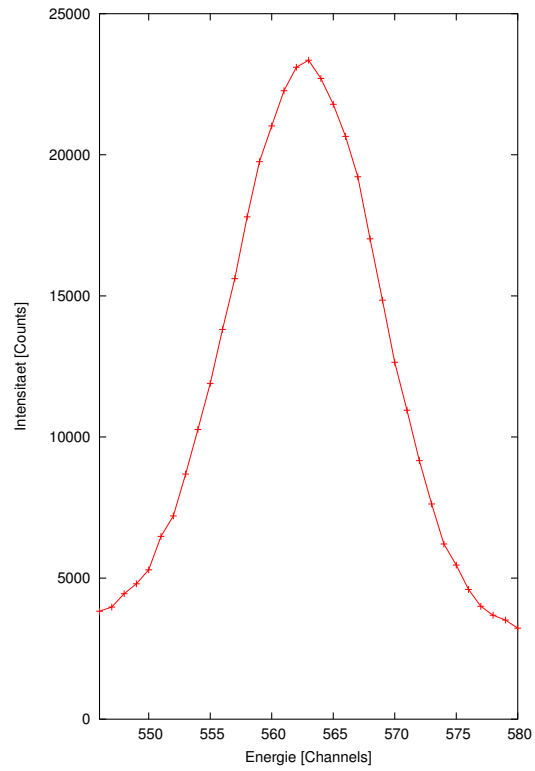


Abbildung 19: Linie E

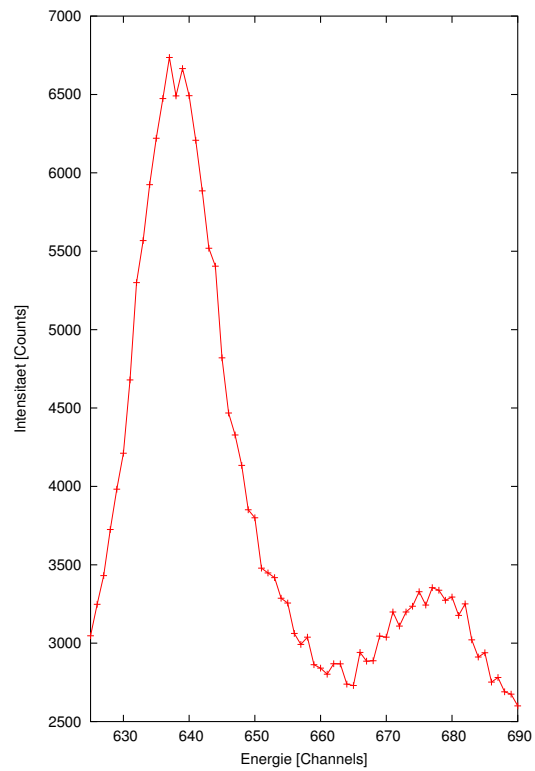


Abbildung 20: Linien F und G

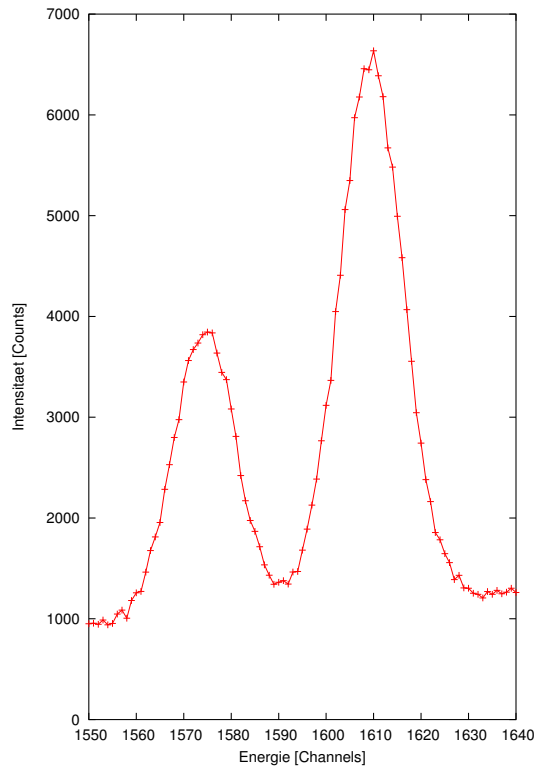


Abbildung 21: Linien H und I

ferenz beträgt also 65,11 keV. Die Escapelinie zur Germanium- K_{α_1} -Linie hätte 65,08 keV. Diese Linien sind mit unserer Meßmethode also nicht zu unterscheiden.

Linien K,L,M,N. Die Linien K,L,M,N sind Bleiemissionslinien. K ist die K_{α_2} -Linie. L ist die K_{α_1} -Linie. Das Verhältnis der Intensitäten von 59,2 % beträgt ist nahe genug am Literaturverhältnis von 59,5 %. Die Linien sind ungefähr gleich breit, deswegen vergleichen wir einfach die Höhe der Peaks.

Die Energie der Linien M paßt innerhalb der Fehlergrenzen zur Energie der Blei- K_{β_1} -Linie. Die Linien L und M sind sehr unterschiedlich breit. Leider vereitelt der verstärkte Rauschuntergrund um die M-Linie einen Vergleich der Intensitäten.

Die Energie der N-Linie (87,30 keV) paßt zur Energie der Blei- K_{β_2} -Linie. Der Intensitätsvergleich scheitert wieder am vergrößerten Rauschuntergrund.

Linie 0. Da wir keine passenden Röntgenübergänge fanden, außer bei Neptunium oder Uran, und die Line sehr breit ist, betrachten wir sie als Comptonstreuungslinie. Gehört sie zur 122-keV-Gammalinie, so entsteht sie unter einem Streuwinkel von ca. 95 °. Gehört sie zur 136-keV-Gammalinie, so würde der Streuwinkel 121 ° betragen. Dieser Winkel wird durch die innere Geometrie der Probenummantelung bestimmt, kann also von uns nicht kontrolliert werden.

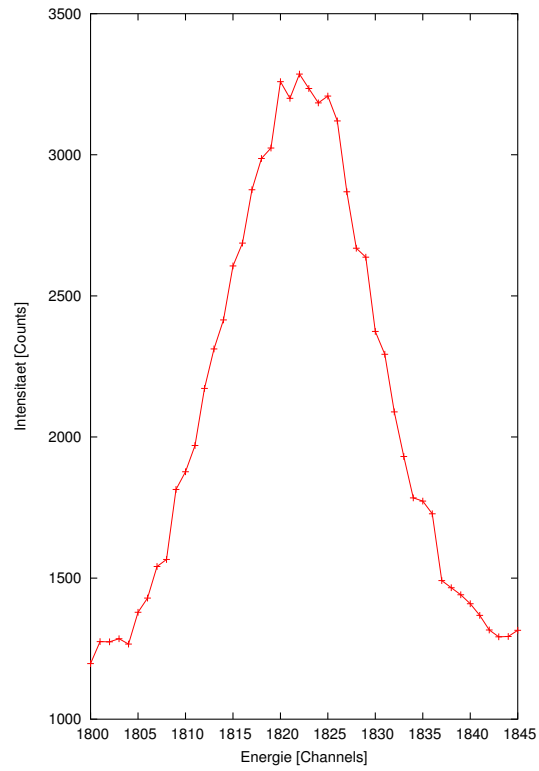


Abbildung 22: Linie J

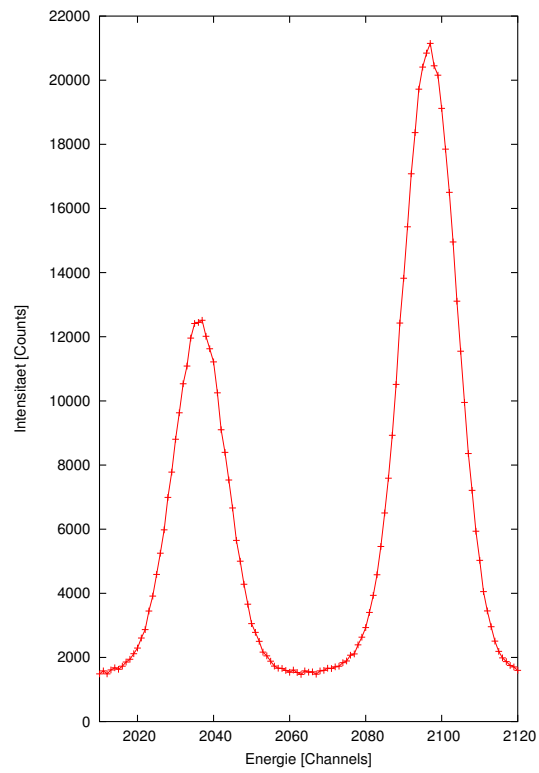


Abbildung 23: Linien K und L

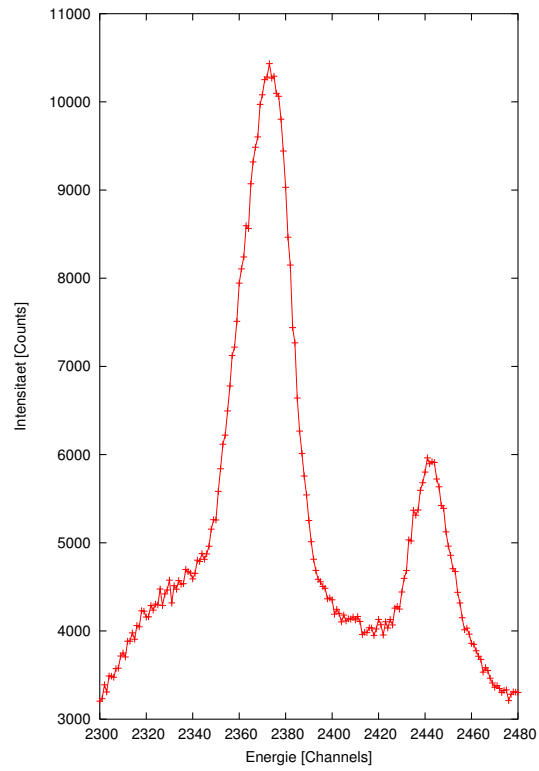


Abbildung 24: Linien M und N

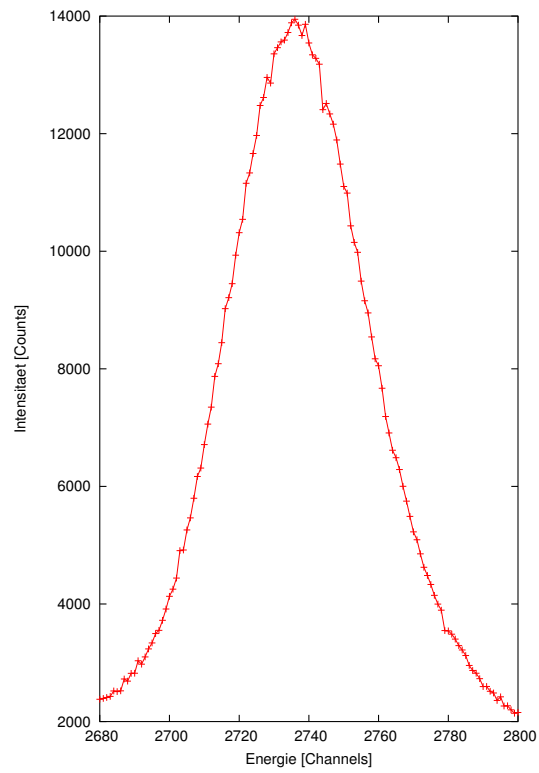


Abbildung 25: Linie O

Linien P₁, P₂. Bei den Linien P₁ und P₂ handelt es sich um die Röntgenescapelinien der 122,6 keV-Linie des ⁵⁷Co. Der Theorie nach würden deren Energien 112,2 und 111,0 keV (Durchschnitt zwischen K_{α1} sowie K_{α2} und K_{β1} sowie K_{β2}). P₂ paßt hier sehr gut; P₁ liegt zwar weniger gut, ist aber auch sehr breit. P₁ ist deutlich intensiver als P₂. Das entspricht dem erwarteten Intensitätsverhältnis.

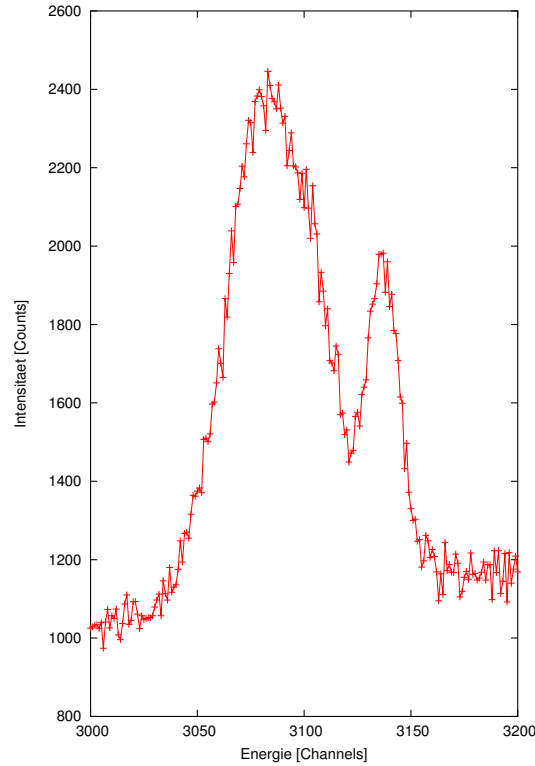


Abbildung 26: Linien P₁ und P₂

3.2 Americiumstrahlung/Indiumprobe

Zur Linie H: Wir können die Formel für die Comptonenergie nach θ auflösen und erhalten:

$$\theta = \arccos \left(- \left(\frac{h\nu}{h\nu'} - 1 \right) \frac{m_0c^2}{h\nu} + 1 \right) \quad (3)$$

Damit ergibt sich ein Winkel von etwa 87° . Das entspricht der Stellung der Indiumprobe im Aufbau. Die Americiumstrahlung wurde also an der Indiumprobe gestreut.

Zur Linie E. Die Linie beinhaltet sowohl die K_{α1} als auch die K_{α2}-Linie von Indium.

Zur Linie F. Wir ermitteln die Verhältnisse der Intensitäten als Quotienten der Flächen innerhalb der Halbwertsbreiten der Peaks. Dabei stellen wir fest, daß die Linie E aus K_{α1}- und K_{α2}-Linie von Indium besteht. Wir berechnen aus unserer Kenntnis der

Fläche und des Literaturintensitätsverhältnisses, $\frac{F(K_{\alpha_2})}{F(K_{\alpha_1})} = 0,533$, die Fläche innerhalb der Halbwertsbreite der K_{α_1} -Linie. Ist $F_{\text{gem}}(\alpha)$ die Fläche innerhalb der Halbwertsbreite des gemessenen Peaks, $F(\text{Linie})$ die Fläche innerhalb der Halbwertsbreite der Linie, so gilt:

$$\begin{aligned} F_{\text{gem}}(\text{E}) &= F(K_{\alpha_1}) + F(K_{\alpha_2}) = F(K_{\alpha_1}) + 0,533 \cdot F(K_{\alpha_1}) \\ \Rightarrow \frac{F_{\text{gem}}(\text{E})}{1,533} &= F(K_{\alpha_1}) \end{aligned}$$

Die selbe Rechnung für die β -Linien ergibt

$$F(K_{\beta_1}) = \frac{F_{\text{gem}}(\text{F} + \text{G})}{1,19}$$

Integration über die Halbwertsbreite von E ergibt nun 737.002 Counts; Integration über die Halbwertsbreite von F+G ergibt 204.067 Counts. So ergibt sich das Verhältnis 35,6 %.

Warum liegen wir so weit daneben? Die Linien F und G liegen offenbar so weit auseinander, daß die Addition der Intensitäten so nicht mehr funktioniert. So sind wir aber auch der Möglichkeit einer genaueren Berechnung beraubt, denn wir können weder die wirkliche Halbwertsbreite der Linie G noch der Linie F bestimmen.