

Anfängerpraktikum V704

Absorption von γ - und β -Strahlung

Helena Nawrath
helena.nawrath@tu-dortmund.de

Carl Arne Thomann
arnethomann@me.com

Durchführung: 02.Juni 2015

Abgabe: 09. Juni 2015

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Ziel

Es wird die Wechselwirkung energiereicher Strahlung mit Materie untersucht. Hierzu wird die Reichweite von β^- -Strahlung in Materie, etwa bei Transmission durch dünne Blenden, betrachtet sowie der Wirkungsquerschnitt σ und Absorptionskoeffizient μ verschiedener Materialien bei γ -Strahlung ermittelt.

2 Theorie

2.1 Wirkungsquerschnitt σ und das Absorptionsgesetz

Die γ -Strahlung ist Photonen-Strahlung, β^- -Strahlung ist Materie-Strahlung von energiereichen Elektronen. Beide Strahlungsarten treten beim Propagieren in Wechselwirkung mit Materie, wodurch sie absorbiert werden können.

Als Maß für die Häufigkeit dieser Wechselwirkung wird der Wirkungsquerschnitt σ eingeführt. σ ist eine Fläche bestimmter Größe, die dem Absorber spezifisch zugeordnet wird. Dabei wird angenommen, dass der Absorber punktuell aus diesen Flächen σ besteht und nur an diesen Stellen zum Aufhalten der Strahlung in der Lage ist. Trifft in diesem Modell ein Photon oder ein Elektron auf eine dieser Flächen, wird es absorbiert; andernfalls durchdringt die Strahlung die Materie unbeeinflusst. Es wird die Wahrscheinlichkeit W beschrieben, mit welcher ein eintreffendes Strahlungsteilchen auf eine dieser Flächen trifft. Dabei gilt die Beziehung

$$W = nD\sigma = \frac{nD\sigma F}{F}, \quad (1)$$

in welcher im Weiteren D die Schichtdicke des Absorbers und F die Querschnittsfläche ist. n beschreibt die Anzahl der Absorber-Teilchen pro Volumeneinheit. Treffen N_0 Teilchen in einem Zeitintervall auf die Fläche F , kann über

$$N = N_0 n D \sigma \quad (2)$$

die Anzahl N der Wechselwirkungen im gewählten Zeitintervall bestimmt werden. In einem realen Absorber überdecken sich die n Volumeneinheiten teilweise. Dies hat zur Folge, dass die ungewollte Überdeckung nur vernachlässigbar ist, wenn eine dünne Schicht mit der Dicke dx betrachtet wird, in der dN Reaktionen stattfinden. Damit ist

$$dN = -N(x)n\sigma dx. \quad (3)$$

Die Anzahl der Strahlungsteilchen, die erst nach der Strecke dx mit der Materie wechselwirken, nimmt um $N(x)$ ab. Wird Gleichung (3) über die Dicke D des Absorbers integriert, ergibt sich das Absorptionsgesetz

$$N(D) = N_0 \exp(-n\sigma D) = N_0 \exp(-\mu D), \quad (4)$$

in welchem der Absorptionskoeffizient $\mu = n\sigma$ eingeführt wird. Dieses exponentielle Absorptionsgesetz gilt unter der Annahme, dass die Teilchen der Strahlung nur einmal mit dem Material stößt und dabei vollständig abgebremst und absorbiert werden. Nach der spezifischen Größe

$$D_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu}, \quad (5)$$

ist eine Absorberdicke gefunden, bei welcher sich die Intensität der Strahlung im Schnitt halbiert hat. Die Anzahl n der Stoßpartner im Absorber pro Volumeneinheit wird mit

$$n = \frac{zN_L}{V_{\text{Mol}}} = \frac{zN_L\rho}{M} \quad (6)$$

abgeschätzt, wodurch

$$\sigma = \frac{M\mu}{zN_L\rho} \quad (7)$$

gilt. In Gleichung 7 sind z die Ordnungszahl des Absorberatoms, N_L die Loschmidtsche Zahl, V_{Mol} das Molvolumen, M das Molekulargewicht und ρ Dichte.

2.2 γ -Strahlung und ihre Wechselwirkungsprozesse mit Materie

Wenn ein angeregter Atomkern in einen energetisch günstigen Zustand zurückfällt, wird die frei werdene Energie in Form von γ -Strahlung emittiert. γ -Strahlung ist eine elektromagnetische Welle, welcher eine Wellenlänge zugeordnet werden kann. Es gilt hierzu

$$E = h\frac{c}{\lambda}. \quad (8)$$

Die Energieniveaus der Kerne sind sehr genau definiert, daher besitzt das Linienspektrum diskret und präzise bestimmbar. Für die Energiewerte, die für die verwendete, natürliche Strahlungsquelle angenommen werden, treten im Wesentlichen drei Prozesse auf. Die hier auftretenden Vertreter der Prozesse werden im Folgenden diskutiert.

- *(innerer) Photoeffekt*

Trifft das γ -Quant auf ein Elektron, überträgt es beim Photoeffekt die gesamte Energie auf dieses und verschwindet. Das gestoßene Elektron wird aus seiner Bindung im Atom herausgelöst und besitzt die kinetische Energie $E_e = h\nu - E_B$ mit der zu überwindenden Elektronen-Bindungsenergie E_B . Der Photoeffekt kann nur ablaufen, wenn die Energie der Strahlung größer als die Bindungsenergie des Elektrons E_B ist. Außerdem tritt er nur ein, wenn das Atom den Quantenimpuls des γ -Quantes aufnehmen kann. Dies ist umso wahrscheinlicher, je fester das Elektron an das Atom gebunden ist und tritt deswegen bei typischen γ -Energien nur bei inneren Elektronen auf. Die entstehenden Lücken werden durch äußere Elektronen unter Emission von Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen aufgefüllt.

- *Compton-Effekt*

Das γ -Photon wird im Zuge des Compton-Effekts an einem freien Elektron oder an einem Elektron in der äußeren Hülle gestreut und gibt seine Energie zum Teil an dieses ab. Dies ruft eine Richtungs- und Impulsänderung hervor, erhält aber das γ -Photon. Der Wirkungsquerschnitt σ_C wird durch

$$\sigma_C = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left(\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right) + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right) \quad (9)$$

mit $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$ und dem kleinsten Elektronenradius $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ beschrieben. Damit ergibt sich

$$\mu_C = n\sigma_C(\epsilon) = \frac{ZN_L\rho}{M}\sigma_C(\epsilon). \quad (10)$$

- *Paarerzeugung*

Ist die Energie des γ -Quants sehr groß, kann es unter Erzeugung von Elektron und Positron zur Paarbildung kommen. Es ist einerseits erforderlich, dass das γ -Quant eine Energie E größer als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons, und andererseits, dass ein Teil des Impulses von einem weiteren Stoßpartner übernommen wird. Hierzu dienen die Atomkerne des Absorbermaterials, in deren Coulomb-Feldern sich die Teilchenpaare bilden.

Die Überlagerung der oben genannten Effekte ergibt die Totalkurve, die als Beispiel von Germanium in Abbildung 1 gezeigt wird. Weiter kann dieser Abbildung entnommen werden, bei welcher Energie die Effekte dominant sind. In Reihenfolge treten bei ansteigender Energie Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarerzeugung auf.

2.3 β^- -Strahlung und ihre Wechselwirkungsprozesse in Materie

β^- -Strahlung entsteht bei dem Zerfall von Nukleonen. Bei dem Zerfall eines Protons zu einem Neutron wird ein β^- -Teilchen – ein energiereiches Elektron – und ein Anti-Neutrino emittiert. Diese Kombination garantiert die Erhaltung von Energie, Impuls und Drehimpuls. Das Neutrino hat halbzahligen Spin, trägt keine Ladung und tritt (unter anderem daher) mit Materie nicht in Wechselwirkung. Die frei werdende Energie verteilt sich auf die emittierten Teilchen und dem rückgestoßenen Kern. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt.

Anders als bei γ -Strahlung im vorangegangenen Abschnitt wird für β^- -Strahlung kein geschlossenes Absorptionsgesetz in vergleichbarer Kürze beschrieben. Die β^- -Strahlung tritt über verschiedene Prozesse mit Materie in Wechselwirkung, die wesentlichen Effekte werden im Folgenden diskutiert.

- *Elastische Streuung am Atomkern:*

Die elastische Streuung an dem Atomkern ist als Rutherford-Streuung bekannt. Es handelt sich um eine Streuung der β^- -Strahlung im Coulomb-Feld der Kerne, wodurch der eintreffende Strahl wesentlich abgelenkt und dadurch aufgefächert, allerdings nicht besonders abgebremst wird. Durch mehrfache Ablenkung ist die Länge der Bahn eines β^- -Teilchens deutlich größer als der ungehinderte, direkte Weg. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2 dargestellt.

Weitere, hier nicht weiter betrachtete Einflüsse der Strahlung durch die Materie ist an das magnetische Moment der Elektronen geknüpft.

- *Inelastische Streuung an dem Atomkern des Absorbermaterials*

Bewegen sich geladene Teilchen im Coulomb-Feld von entgegengesetzt geladenen Teilchen, so werden sie beschleunigt, wobei Energie in Form von Strahlung abgegeben werden muss. Dies wird als inelastische Streuung an Atomkernen bezeichnet.

- *Inelastische Streuung an den Elektronen des Absorbermaterials*

Die inelastische Streuung an Elektronen führt zur Anregung oder zur Ionisierung von Absorberatomen. Wegen der hohen kinetischen Energie der Strahlung ist β^- -Strahlung imstande, dies mehrfach auszuführen. Bei geringer Energie, beispielsweise $E \approx 150 \text{ keV}$ bei Aluminium, ist aber damit zu rechnen, dass die β^- -Strahlung bereits ab einer Dicke von $150 \mu\text{m}$ vollständig abgebremst wird.

2.4 Messmethodik bei β^- -Strahlung

Obwohl die Gleichung (4) nicht im Allgemeinen für die β^- -Strahlung gilt, ist sie für geringe Blendendicken eine brauchbare Näherung. Bei der Benutzung von Amplitudensensitiven Messgeräten ergibt sich, dass ab einer Mindestschichtdicke eine von der Dicke unabhängigen Intensität gemessen werden kann, die auf die Bremsstrahlung zurückzuführen ist und wesentlich besser Materie durchdringt. In Abbildung 4 ist die messbare Intensität gegen die Massenbelegung R – als Maß der Dicke mit

$$R = \rho D \quad (11)$$

erkennbar. Mithilfe einer solchen Kurve kann die Reichweite von β^- -Strahlung bestimmt und damit die Energie abgeschätzt werden. Es gilt empirisch

$$E_{\text{max}} = 1,92 \sqrt{R_{\text{max}}^2 + 0,22 R_{\text{max}}} [\text{MeV}]. \quad (12)$$

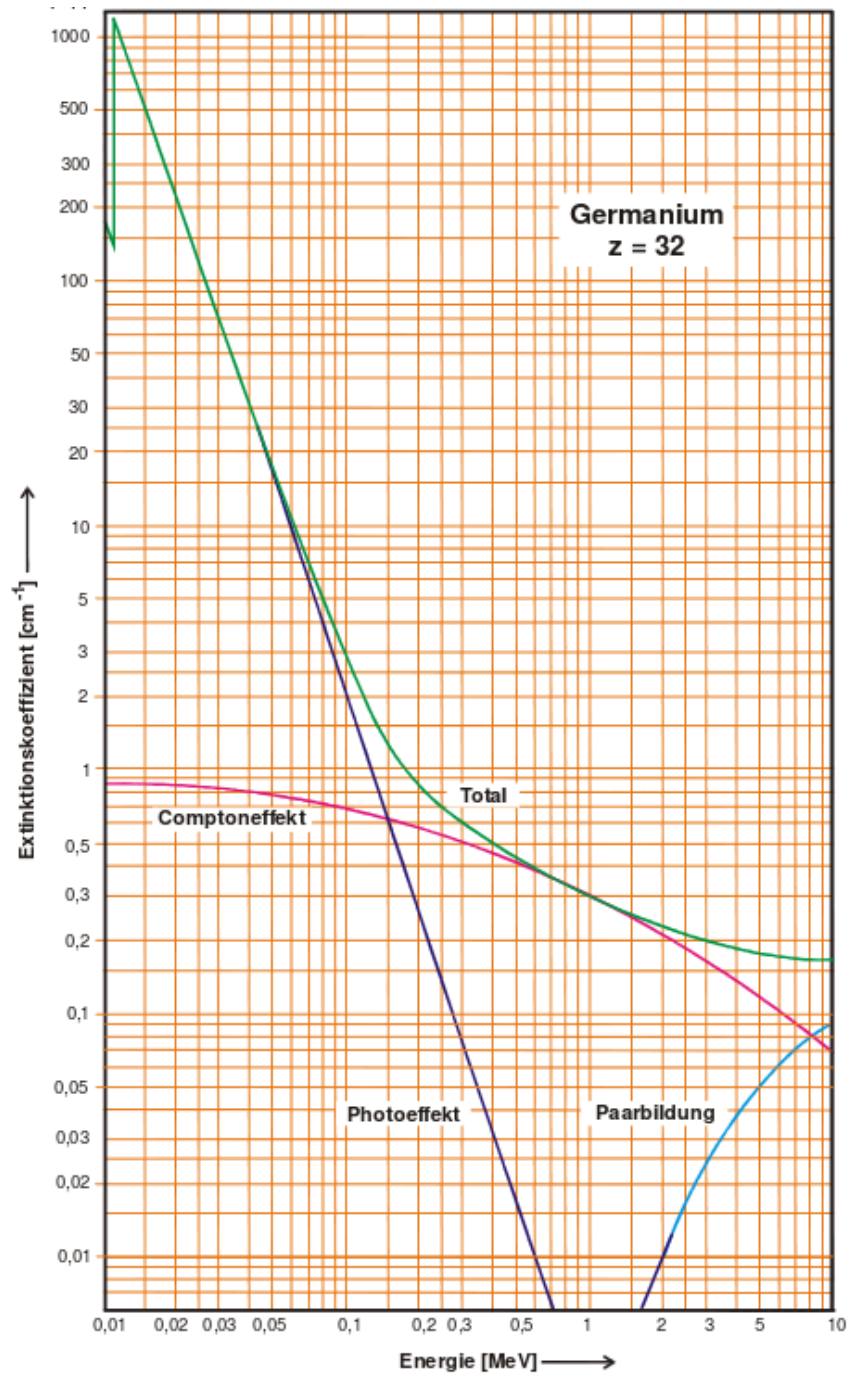


Abbildung 1: Eintrittswahrscheinlichkeit der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von γ -Strahlung mit Germanium.[1]

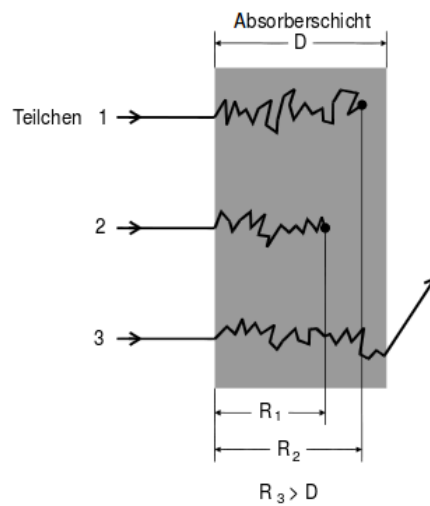


Abbildung 2: Veranschaulichung der Reichweitenerhöhung der β^- -Strahlung in Materie. [1]

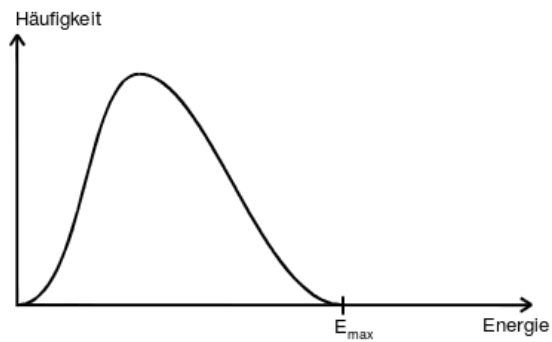


Abbildung 3: Verteilung der kinetischen Energie von β -Teilchen.[1]

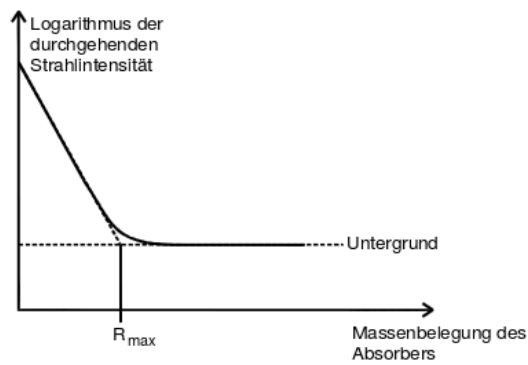


Abbildung 4: Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Massenbelegung R und Bestimmung der maximalen Reichweite.[1]

Die Apparatur ist in Abbildung 5 schematisch skizziert. In einem Bleigehäuse, das der

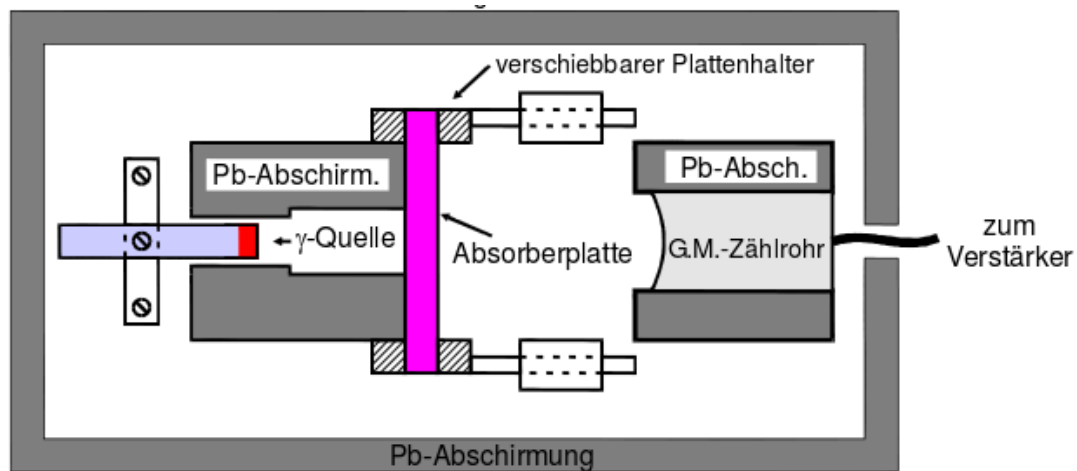


Abbildung 5: Schematischer Aufbau des Zählwerks [1]

Abschirmung von Strahlen dient und damit zur Arbeitssicherheit gehört, befindet sich ein Geiger-Müller-Zählrohr. Dies ist auf den Detektorbetrieb eingestellt und unterscheidet somit nicht die Art der Strahlung. Angeschlossen an ein zeitgesteuertes Zählwerk kann mit dem Zählrohr die Strahlung gemessen werden, die eine Blende durchdringt. Auf einer Schiene befinden sich hierfür in Reihenfolge das radioaktive Präparat, eine austauschbare Blende und die Messeinrichtung. Weiterhin befindet sich unmittelbar um das Zählrohr ein weiteres Bleigehäuse, das dazu dient, die Nullstrahlung abzuschirmen und damit den statistischen Fehler zu lindern.

Aufgrund der natürlichen Hintergrundstrahlung ist ein Messergebnis nicht ausschließlich auf den Zerfall des Präparats zurückzuführen, obwohl der zusätzliche Bleischirm angelegt wird. Um aus den abgelesenen Messwerten Aussage über das Präparat zu treffen, wird vor Beginn des Experiments für 750 s ohne Blende und ohne Präparat die Nullstrahlung gemessen und diese Strahlung bei der Auswertung berücksichtigt. Es folgen zwei grundlegende Messungen: die erste an einem γ -Strahler, die zweite an einem β -Strahler.

Es wird die γ -Absorptionskurven von Eisen und zusätzlich Blei aufgenommen. Mittels Ausgleichsrechnung wird der Absorptionskoeffizient μ und die Größe N_0 bestimmt (vgl. Abschnitt 2.1, Gleichung (4)). Als Strahlungsquelle wird das Nuklid ^{137}Cs verwendet. Die erhaltenen Werte für Absorptionskoeffizient μ werden mit den in der Theorie vorhergesagten Werten verglichen und somit erschlossen, welcher der vorgestellten Absorptionsmechanismen im vorliegenden Fall auftrat.

Es wird die β -Absorptionskurve von einem Aluminiumabsorber aufgenommen und mithilfe der Reichweitenbestimmung die maximale Energie der β -Strahlung abgeschätzt.

Hierzu findet das Präparat 99-Technetium Verwendung, das durch 10 Aluminiumblenden verschiedener Dicke hindurchstrahlt. Für jede Blende wird der Anzahl der Zerfälle in 350 s oder in 500 s bestimmt.

4 Auswertung

Alle in der Auswertung benutzten Mittelwerte werden über die Gleichung

$$\tilde{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (13)$$

bestimmt. Die Standardabweichung der Mittelwerte ergibt sich zu

$$\Delta\tilde{x} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \tilde{x})^2}. \quad (14)$$

Wird eine Größe bestimmt, welche sich aus fehlerbehafteten Daten zusammensetzt, ergibt sich der absolute Fehler über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung

$$\Delta f(x_1, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{df}{dx_1} \Delta x_1\right)^2 + \dots + \left(\frac{df}{dx_n} \Delta x_n\right)^2}. \quad (15)$$

Zur Berechnung aller Größen werden die nicht gerundeten Größen benutzt um Rundungsfehler zu vermeiden. Am Ende der Auswertung aller Größen werden diese auf die erste signifikante Stelle des Fehlers gerundet.

4.1 Bestimmung von μ und N_0 für Blei und Eisen mit Hilfe von γ -Strahlung

Der Nulleffekt für beide Messungen ergibt sich durch den Quotienten der gemessenen Zerfälle n pro Zeiteinheit t zu

$$N_u = \frac{n}{t} = \frac{682}{750 \text{ s}} = 0,91 \frac{1}{\text{s}}. \quad (16)$$

Es werden der Absorptionskoeffizient μ und der Anfangswert N_0 für Blei und Eisen bestimmt. Dabei werden die Materialien der Strahlung eines ^{137}Cs -Strahlers ausgesetzt. In den Tabellen 1 und 2 sind die Messwerte, sowie die um den Nulleffekt N_u korrigierten Intensitäten aufgetragen. Wird der Logarithmus der korrigierten Intensitäten, dargestellt in Tabelle 3, gegen die Schichtdicke d aufgetragen, ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Dieser ist samt Ausgleichsgerade für Blei in Abbildung 6 und für Eisen in Abbildung 7 zu sehen. Die lineare Regression ergibt die Geradengleichungen

$$f_{\text{Pb}}(x) = (-107,0 \pm 0,9)x + (5,01 \pm 0,02), \quad (17)$$

$$f_{\text{Fe}}(x) = (-50 \pm 5)x + (4,93 \pm 0,09). \quad (18)$$

d / mm	t / s	n	$N - N_{\text{u}}$
1,2	80	10 700	132,84
1,3	80	10 630	131,97
2,4	80	8919	48,31
6,0	80	6690	17,89
10,3	120	5906	5,89
12,9	120	4569	110,58
20,2	180	3383	14,42
21,4	120	1840	82,72
30,5	180	1223	1,96
40,4	180	516	37,17

Tabelle 1: Messwerte für Blei.

d / mm	t / s	n	$N - N_{\text{u}}$
0,5	80	11 878	147,57
1,5	80	11 284	140,14
3,0	80	10 345	128,40
5,0	80	9563	118,63
5,0	120	8007	65,82
10,0	120	11 095	91,55
20,0	120	6402	52,44
25,0	180	7622	41,44
30,0	180	5958	32,19
40,0	180	3254	17,17

Tabelle 2: Messwerte für Eisen.

$\ln (N - N_{\text{u}})$	
Blei	Eisen
4,89	4,99
4,88	4,94
3,88	4,86
2,88	4,78
1,77	4,19
4,71	4,52
2,67	3,96
4,42	3,72
0,67	3,47
3,62	2,84

Tabelle 3: Logarithmus der korrigierten Intensitäten für Blei und Eisen.

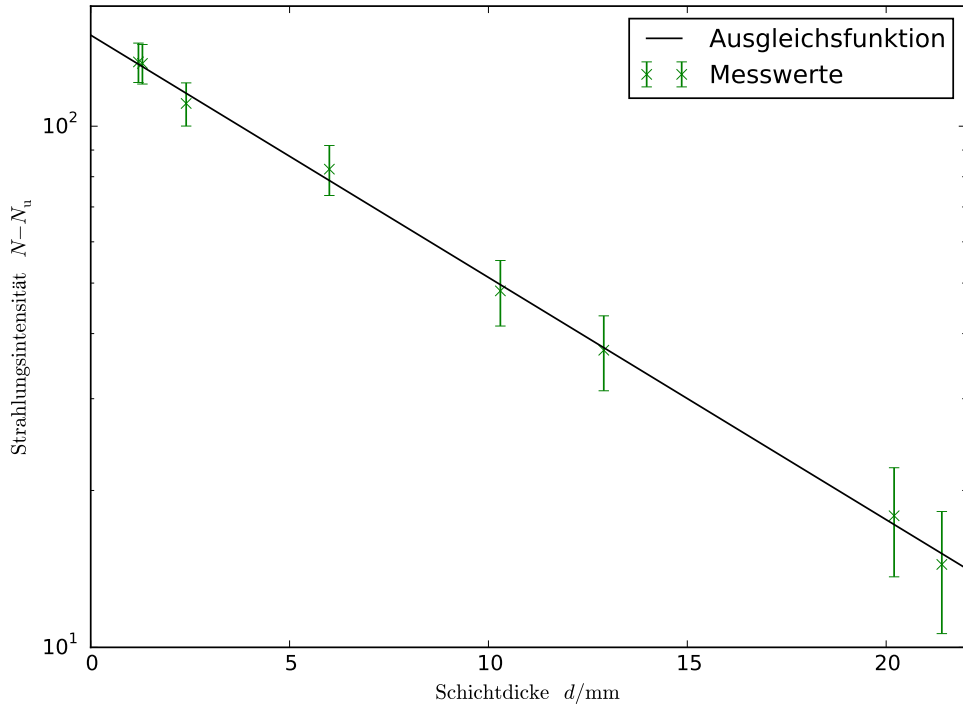


Abbildung 6: Schichtdicke d aufgetragen gegen die Strahlungsintensität.

Aus ihnen lassen sich die gesuchten Größen μ und N_0 bestimmen. Die Absorptionskoeffizienten entsprechen der Steigung der Geraden; die Anfangswerte N_0 lassen sich nach Vergleich der Gleichungen (3) und (4) berechnen. Es ergeben sich die Absorptionskoeffizienten μ und N_0 zu

$$\mu_{\text{Pb}} = -(107,0 \pm 0,9) \frac{1}{\text{m}} \quad \text{und} \quad N_{0,\text{Pb}} = (150 \pm 1) \frac{1}{\text{s}}, \quad (19)$$

$$\mu_{\text{Fe}} = -(50 \pm 5) \frac{1}{\text{m}} \quad \text{und} \quad N_{0,\text{Fe}} = (138 \pm 1) \frac{1}{\text{s}}. \quad (20)$$

Damit sind die Absorptionsgesetze

$$N_{\text{Pb}}(d) = (150 \pm 1) \frac{1}{\text{s}} \cdot e^{-(107,0 \pm 0,9) \frac{1}{\text{m}} d}, \quad (21)$$

$$N_{\text{Fe}}(d) = (138 \pm 1) \frac{1}{\text{s}} \cdot e^{-(50 \pm 5) \frac{1}{\text{m}} d}. \quad (22)$$

für Blei und Eisen bestimmt.

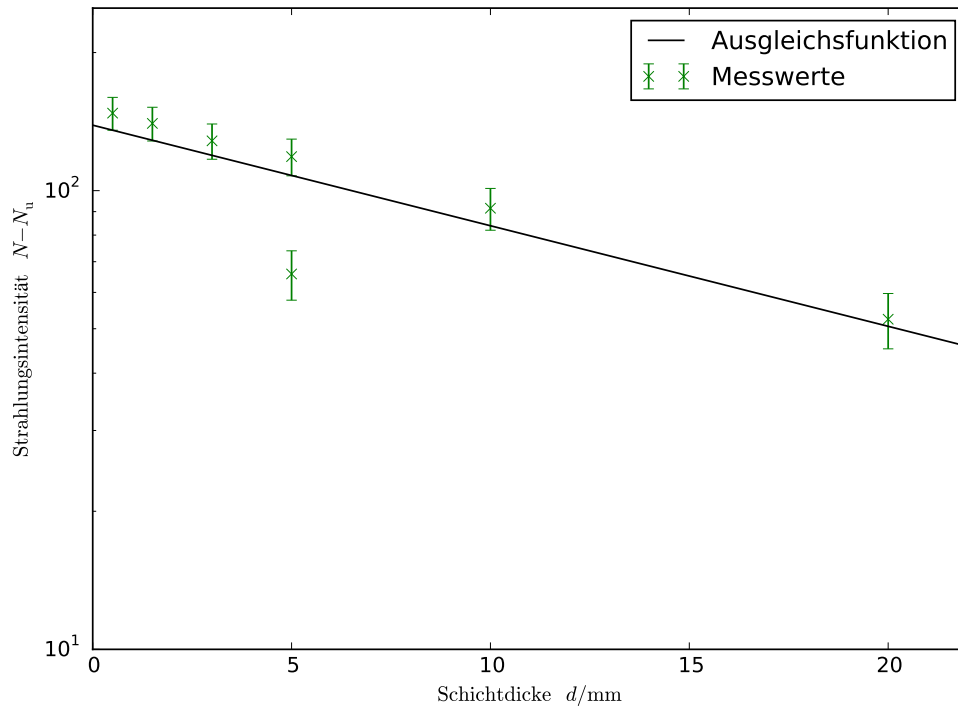


Abbildung 7: Schichtdicke d aufgetragen gegen die Strahlungsintensität.

4.2 Vergleich von Theorie und Experiment

Um die Ergebnisse der Untersuchung von Materie mit γ -Strahlung bewerten zu können werden der Absorptionskoeffizient μ_C über den Wirkungsquerschnitt σ_C nach Compton bestimmt wie in der Theorie beschrieben. Verwendet werden dabei die charakteristische Größe $\epsilon = 1,295$, sowie die in Tabelle 4 aufgelisteten Größen.[1] Mit Gleichung (9)

Material	Z	$M / \frac{\text{g}}{\text{mol}}$	$\rho / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Blei	82	207,2	11,342
Eisen	26	55,8	7,874

Tabelle 4: Materialkonstanten, benötigt zur Berechnung von μ_C für Blei und Eisen.

ergeben sich für die Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{C,\text{Pb}} = \sigma_{C,\text{Fe}} = 2,57 \cdot 10^{-5} \text{ barn} \quad (23)$$

und daraus resultierend die Absorptionskoeffizienten

$$\mu_{C,\text{Pb}} = 69,43 \frac{1}{\text{m}} \quad \text{und} \quad \mu_{C,\text{Fe}} = 56,76 \frac{1}{\text{m}}. \quad (24)$$

Die Werte weichen um 11,91 % für Blei bzw. 54,11 % für Eisen vom durch die Theorie berechneten Wert ab. Daraus kann auf die auftretenden Wechselwirkungsprozesse geschlossen werden. Es wird bestätigt, dass bei kleinen Kernladungszahlen, in diesem Falle bei Eisen, der Photoeffekt vernachlässigt werden kann. Die γ -Strahlung tritt hauptsächlich durch Compton-Streuung in Wechselwirkung mit der Materie, wohingegen bei Blei auch der Photoeffekt eine wichtige Rolle spielt. Dies kann aus der großen Abweichung von über 50 % geschlossen werden. Da die Energien niedrig sind, kann die Paarerzeugung als Wechselwirkungsprozess fast vollkommen ausgeschlossen werden.

4.3 Maximale Energie der β^- -Strahlung

Erneut wird der Nulleffekt N_u nach Gleichung (16) zu

$$N_u = \frac{273}{750 \text{ s}} = 0,364 \frac{1}{\text{s}} \quad (25)$$

bestimmt. Wird die Intensität halblogarithmisch gegen die Schichtdicke d aufgetragen

$d / \mu\text{m}$	t / s	n	$N - N_u$
102 ± 1	350	18 401	52,210
126 ± 1	350	8934	25,516
153,0 $\pm 0,5$	350	3693	10,187
160 ± 1	350	2230	6,007
200 ± 1	350	736	1,739
253 ± 1	350	225	0,279
302 ± 1	500	199	0,034
338 ± 5	500	187	0,010
400 ± 1	500	211	0,058
444 ± 2	500	271	0,178

Tabelle 5: Messwerte der unterschiedlichen Absorberdicken.

kann die maximale Reichweite D und damit die Massenbelegung R_{max} nach Gleichung (11) der β^- -Teilchen durch den Schnitt zweier Geraden ermittelt werden. Dies wird dargestellt in Abbildung 8. Die erste Gerade

$$g_1(d) = \underbrace{-(35000 \pm 2000)}_{\text{Steigung } m_1} d + \underbrace{(7,6 \pm 0,3)}_{y\text{-Achsenabschnitt } b_1} \quad (26)$$

ergibt sich durch die Regression der Werte 1 bis 6; die zweite Gerade

$$g_2(d) = \underbrace{-(2,8 \pm 0,6)}_{y\text{-Achsenabschnitt } b_2} \quad (27)$$

aus den restlichen Werten. Wird m_2 durch lineare Regression bestimmt ergibt sich ein Fehler, der ein Vielfaches des Wertes selbst und damit unbrauchbar ist. Daher wird für

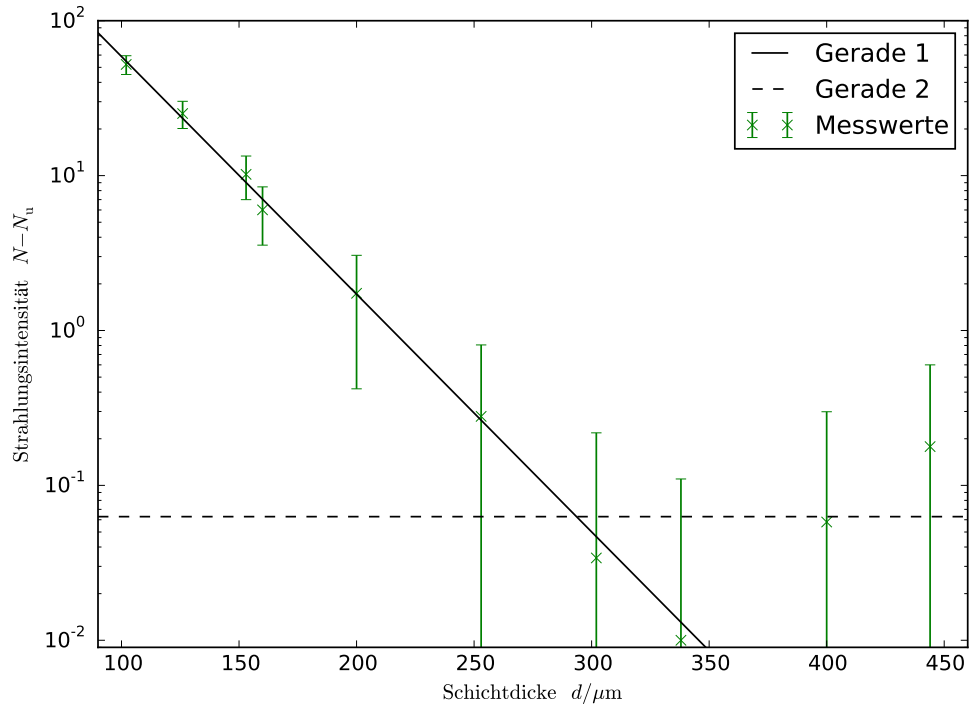


Abbildung 8: Logarithmus der Strahlungsintensität aufgetragen gegen die Schichtdicke.

die Gerade 2 die Steigung $m_2 = 0$ festgelegt und nur der y -Achsenabschnitt durch die Ausgleichsrechnung bestimmt. Der Schnitt kann berechnet werden über

$$D = \frac{b_2 - b_1}{m_2 - m_1}. \quad (28)$$

Nach Gleichung (12) kann daraus mit R_{\max} die maximale Energie bestimmt werden. Damit ergeben sich die maximale Reichweite der β^- -Strahlung und die maximale Energie der untersuchten β^- -Strahlung mit $\rho = 2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ zu

$$D = (29 \pm 2) \text{ m} \quad \text{und} \quad E_{\max} = (0,30 \pm 0,07) \text{ eV} \quad (29)$$

5 Diskussion

5.1 Bestimmung von μ und N_0 für Blei und Eisen mit Hilfe von γ -Strahlung

Mit 0,84 % hat der Absorptionskoeffizient von Blei einen sehr geringen relativen Fehler. Auch der Fehler von Eisen mit 10,00 % liegt noch in einem annehmbaren Rahmen. Es zeigt sich, dass das Verfahren zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten gut geeignet und die Messwerte leicht reproduzierbar sind.

5.2 Maximale Energie der β^- -Strahlung

Die Reichweite der Elektronen hat einen relativen Fehler von 6,89 %; der Fehler der Energie ist 23,33 %. Vom Literaturwert $E_{\text{lit}} = 0,294 \text{ MeV}$ weicht der experimentell bestimmte Wert um 2,04 % ab. Die Methode erweist sich als sehr genau; größte Fehlerquelle ist der Nulleffekt. Dieser kann nie komplett ausgeschlossen werden, jedoch aber durch eine genaue Messung für ein genügend großes t bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V704: Absorption von Gamma- und Beta-Strahlung*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V704.pdf> (besucht am 02.06.2015).