



Universität zu Köln
Praktikum B, Kernphysik

Versuchsauswertung

3.3: Reichweite von α -Strahlen

Betreuer: Christian Schlaier
Durchgeführt und ausgewertet von:
Lucas Eipper
Benedikt Leicher

Durchführung: 5.11.2024

Abstract

In diesem Experiment wird das Verhalten von α -Teilchen in Materie untersucht. Schwer geladene Teilchen, wie α -Teilchen, interagieren vorwiegend mit den Elektronen der Atomhülle und verlieren dabei ihre Energie durch Streuprozesse. Ziel dieses Experiments ist es, die Reichweite von α -Teilchen sowohl in Luft als auch in verschiedenen dünnen Metallfolien zu bestimmen. Zur Detektion der α -Teilchen kommt ein Silizium-Halbleiterdetektor zum Einsatz. Das dabei aufgezeichnete Pulshöhenspektrum wird zur Analyse der Energieverteilung (Energy Straggling) der α -Teilchen verwendet.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	α -Zerfall	1
1.2	Abbremsung und Reichweite	1
1.2.1	Abbremsung und Reichweite von schweren Teilchen	1
1.2.2	Abbremsung und Reichweite von leichten Teilchen/Elektronen	3
1.2.3	Abbremsung und Reichweite von Photonen	5
1.3	Bragg-Kurve	7
1.4	Straggling	8
1.4.1	Reichweiten-Straggling	8
1.4.2	Energie-Straggling	9
1.4.3	Winkel-Straggling	10
1.5	Diskussion des Kurvenverlaufs	10
1.6	Reichweite und relatives Massenbremsvermögen	11
1.7	Kernpotential	12
1.8	Tunneleffekt	13
1.9	Halbleiterdetektor	14
1.10	Messmethoden	16
1.11	Statistik und Fehlerrechnung	17
2	Durchführung	19
2.1	Aufbau	19
2.2	Eichung	20
2.3	Energiestraggling	20
2.4	Mit Luft, ohne Folien	21
2.5	Mit Luft, mit Folien	21
3	Auswertung und Ergebnisse	23
3.1	Energiestraggling	23
3.1.1	Energieauflösung	23
3.1.2	Linienbreite als Funktion von $\rho \cdot x$	24

3.1.3	Energiestraggling Parameter	25
3.2	Reichweiten	27
3.2.1	Mittlere Reichweite in Luft nach Zählmethode	27
3.2.2	Reichweite in Luft durch Impulshöhe	31
3.2.3	Reichweite in Aluminium nach Bragg-Kleemann-Regel	35
3.3	Massenbremsvermögen	35
3.4	Fazit	38
3.4.1	Energiestraggling	38
3.4.2	Reichweite	38
3.4.3	Massenbremsvermögen	39
4	Anhang	40
4.1	Messergebnisse	40
5	Abbildungsverzeichnis	47
6	Literaturverzeichnis	49

1 Theoretische Grundlagen

1.1 α -Zerfall

Der α -Zerfall ist ein radioaktiver Prozess, bei dem ein Atomkern A_ZX in einen Kern ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ übergeht, wobei ein Heliumkern 4_2He emittiert wird. Dieser Zerfall ist nur möglich, wenn die Gesamtenergie des Ausgangskerns größer ist als die des Endkerns, sodass Energie in Form von kinetischer Energie des α -Teilchens und gegebenenfalls des Tochterkerns frei wird. Die freigesetzte Energie, der sogenannte Q-Wert, ergibt sich als Differenz der Massen vor und nach dem Zerfall. Ist dieser Wert größer als null so wird Energie frei und der Zerfall kann spontan stattfinden.

$$Q = (m_{vorher} - m_{nachher}) \cdot c^2 = (m({}^A_ZX) - m({}^{A-4}_{Z-2}Y) - m({}^4_2He)) \cdot c^2 \quad (1)$$

Dabei ist X das Isotop mit A Nukleonen und Z Protonen [1]

1.2 Abbremsung und Reichweite

Wenn sich Teilchen mit einer kinetischen Energie E_{kin} durch Materie bewegen, gibt es verschiedenen Wechselwirkungen, die für eine Abbremsung sorgen. Dabei wird es interessant, welches Teilchen wie tief in ein Material eindringt. Dieser Faktor ist wichtig, wenn es um die Abschirmung vor Ionisierender Strahlung geht.

Wie tief ein Teilchen in ein Material eindringt, hängt dabei davon ab, unter welcher Art von Wechselwirkungen das Teilchen an kinetischer Energie verliert. Solch ein Teilchen kann durch Coulomb-Wechselwirkung abgelenkt werden, es kann aber auch elastisch, bzw. inelastisch mit dem Kern stoßen.

1.2.1 Abbremsung und Reichweite von schweren Teilchen

Bewegen sich schwere geladene, schnelle Teilchen, z.B. α -Teilchen durch ein Material, dann wechselwirken sie vor allem mit den Elektronen der Atome im Medium.

Um den Energieverlust, bzw. die Bremswirkung des Teilchens zu untersuchen, wird ein Modell eingeführt, in dem sich das Teilchen an der Hülle eines Atoms vorbei bewegt. Dabei wirkt eine Coulomb-Kraft zwischen dem Teilchen mit Ladung Z_1e und einem Elektron der

Hülle mit einem Stoßparameter b . Wenn die Bindungsenergie des Elektrons klein im Vergleich zur kinetischen Energie des Teilchens ist, dann ist die resultierende Impulsänderung des Teilchens klein, und die Flugbahn kann als gerade genähert werden.

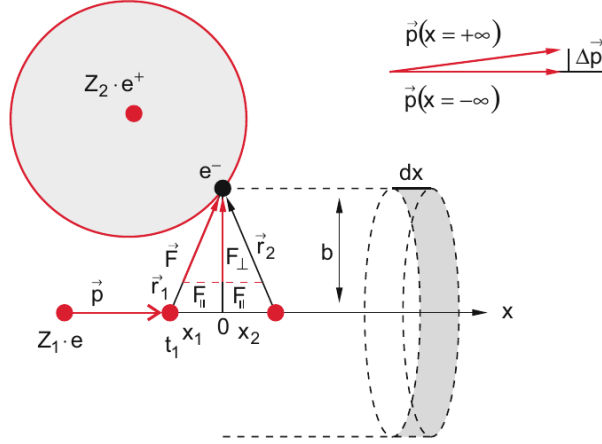


Abbildung 1: Modell zur Herleitung der Bethe-Gleichung [1]

Die Coloumb-Kraft wird hier zu

$$\vec{F}_C = \frac{Z_1 e^2}{4\pi\epsilon_0(x^2 + b^2)} \hat{r} \quad (2)$$

Die Impulsänderung berechnet sich weiter mit

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int_{-\infty}^{\infty} F \cdot dt = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} \cdot dt \\ &= \frac{1}{v} \int F_{\perp} dx = \frac{e}{v} \int E_{\perp} dx \end{aligned} \quad (3)$$

Aus der Abbildung 1 lässt sich erkennen, dass die parallelen Kraftkomponenten F_{\parallel} verschwinden.

Weiter lässt sich das Integral in (3) durch den Satz von Gauß berechnen

$$\iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = 2\pi \int E_{\perp} dx = \frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{Z_1 e}{\epsilon_0}$$

Also ist die Impulsänderung schließlich

$$\Delta p = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_1 e^2}{vb} \quad (4)$$

Für die übertragene Energie $\Delta\epsilon$ auf ein Elektron ergibt sich daraus:

$$\Delta\epsilon = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{1}{8\pi^2\epsilon_0^2} \cdot \frac{m_e Z_1^2 e^4}{v^2 b^2}. \quad (5)$$

Um den Energieverlust entlang der gesamten Flugbahn des Teilchens zu berechnen, wird über alle möglichen Stoßparameter b zwischen den Grenzen b_{\min} und b_{\max} integriert. Die Grenzen hängen von der Teilchengeschwindigkeit v und der Bindungsenergie E_b der Elektronen ab. Mit einer Elektronendichte n_e ergibt sich für den Energieverlust dE auf einer Wegstrecke dx :

$$dE = - \left(\int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{\Delta p^2}{2m_e} n_e \cdot 2\pi \cdot b \cdot db \right) dx. \quad (6)$$

Setzt man die Impulsänderung Δp ein, erhält man:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{Z_1^2 e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}. \quad (7)$$

Durch Berücksichtigung quantenmechanischer Effekte und der mittleren Bindungsenergie $\langle E_b \rangle$, hergeleitet von Bethe [2], wird diese Formel zur vollständigen Bethe-Bloch-Gleichung erweitert:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z_1^2 e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 v^2 m_e} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{\langle E_b \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right), \quad (8)$$

mit $\beta = \frac{v}{c}$. Für $\beta \ll 1$ geht diese Gleichung in die klassische Beziehung über.

Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt den spezifischen Energieverlust geladener schwerer Teilchen in Materie und zeigt, dass dieser proportional zur Elektronendichte n_e und dem Quadrat der Teilchenladung $Z_1 e$ ist, jedoch mit wachsender Geschwindigkeit v des Teilchens abnimmt. Sie bildet eine der zentralen Grundlagen für das Verständnis der Abbremsung geladener Teilchen und die Reichweite in Materialien. [1]

1.2.2 Abbremsung und Reichweite von leichten Teilchen/Elektronen

Elektronen werden, ähnlich wie schwere Teilchen, durch eine Vielzahl von Wechselwirkungen abgebremst. Neben den dominierenden Stoßprozessen mit den Elektronenhüllen

der Atome tritt bei Elektronen zusätzlich Bremsstrahlung als wesentlicher Energieverlustmechanismus auf. Dennoch kann die Betrachtung der Abbremsung durch Stoßprozesse zur näherungsweisen Beschreibung ausreichen.

Ein wesentlicher Unterschied zu schweren Teilchen wie α -Teilchen liegt in der deutlich geringeren Masse des Elektrons m_e . Bei gleicher Geschwindigkeit ist der spezifische Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ für Elektronen und schwere Teilchen gleich, da er primär von der Geschwindigkeit abhängt. Bei gleicher kinetischer Energie jedoch führt die geringere Masse des Elektrons zu einem Energieverlust, der um den Faktor $\frac{m_e}{m_\alpha}$ kleiner ist.

Dies erklärt die wesentlich größere Reichweite von Elektronen im Vergleich zu schweren Teilchen gleicher Energie. In Abbildung 2 ist dies durch die logarithmische Darstellung der mittleren Reichweite verschiedener Teilchen in Luft verdeutlicht. Elektronen zeigen hier eine um mehrere Größenordnungen größere Reichweite als α -Teilchen oder Protonen.

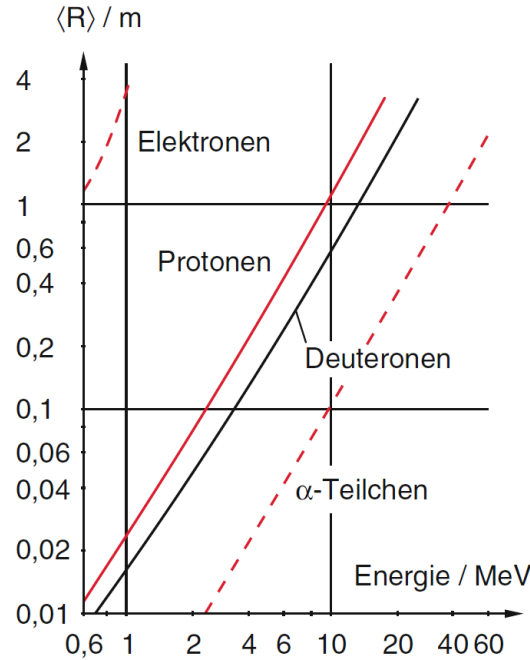


Abbildung 2: Mittlere Reichweite von verschiedenen Teilchen in Luft als Funktion ihrer kinetischen Energie (logarithmische Darstellung) [1]

Zusätzlich ist in Tabelle 3 ein Vergleich der Reichweiten von Elektronen und schweren Teilchen in unterschiedlichen Materialien dargestellt. Die numerischen Unterschiede betonen die Materialabhängigkeit der Reichweiten.

		Luft	Wasser	Aluminium	Blei
Elektronen	0,1 MeV	0,13	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
	1,0 MeV	3,8	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$
	10,0 MeV	40	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$
Protonen	0,1 MeV	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$7,7 \cdot 10^{-7}$	
	1,0 MeV	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$
	10,0 MeV	1,15	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
α -Teilchen	0,1 MeV		$3,5 \cdot 10^{-6}$		
	1,0 MeV	$5 \cdot 10^{-3}$		$3,3 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
	10,0 MeV	$1 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-5}$

Abbildung 3: Reichweite in m von verschiedenen Teilchen in unterschiedlichen Materien [1]

Zusammenfassend resultieren die Unterschiede in der Abbremsung und Reichweite von Elektronen aus ihrer geringen Masse und den zusätzlichen Verlustmechanismen wie der Bremsstrahlung. Diese Eigenschaften machen Elektronen zu einem einzigartigen Untersuchungsobjekt in der Wechselwirkung von Teilchenstrahlen mit Materie.

1.2.3 Abbremsung und Reichweite von Photonen

Photonen interagieren auf vielfältige Weise mit Materie, wobei der dominante Wechselwirkungsmechanismus stark von der Photonenenergie abhängt. Diese Wechselwirkungen beeinflussen sowohl die Abbremsung als auch die Eindringtiefe von Photonen, wie nachfolgend beschrieben:

- **Photoeffekt:** Bei niedrigen bis mittleren Photonenenergien ($h\nu > E_b$) absorbiert ein Hüllenelektron ein Photon, wobei es die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = h\nu - E_b$ erhält und das Atom verlässt.
- **Compton-Streuung:** Im Energiebereich $E_b \ll E_\gamma \ll m_e c^2$ erfolgt die inelastische Streuung von Photonen an nahezu freien Elektronen. Dabei überträgt das Photon

einen Teil seiner Energie auf das Elektron, was zu einer Änderung von Photonenenergie und -richtung führt.

- **Paarbildung:** Ab einer Energie von $E_\gamma > 2m_e c^2$ kann ein Photon im Coulomb-Feld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt werden. Dieser Mechanismus ist charakteristisch für hohe Energien.
- **Rayleigh-Streuung:** Bei sehr niedrigen Energien ($h\nu < E_b$) tritt elastische Streuung auf, bei der Elektronen durch Lichtwellen zu Schwingungen angeregt werden und die Energie ohne Änderung der Frequenz abstrahlen.

Die Wechselwirkungseffekte führen zu einer exponentiellen Schwächung der Photonenintensität beim Durchqueren eines Mediums, wie im Lambert-Beerschen Gesetz beschrieben:

$$R(d) = R_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (9)$$

Dabei ist $R(d)$ die Zählrate im Detektor nach Durchlaufen der Materialdicke d , R_0 die Anfangszählrate und μ der lineare Absorptionskoeffizient.

In Abbildung 4 sind die dominierenden Bereiche der Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorptionsmaterials dargestellt. Die Kurven verdeutlichen die Übergangsbereiche zwischen den einzelnen Mechanismen.

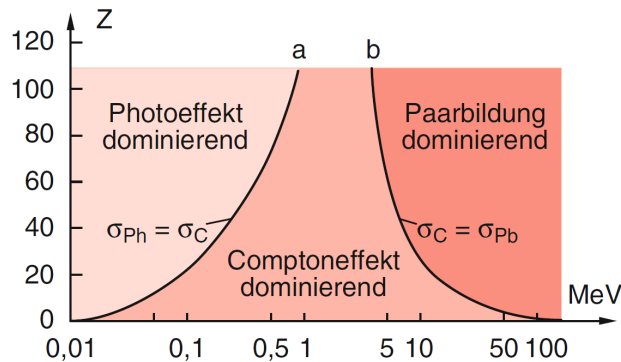


Abbildung 4: Dominante Bereiche der Wechselwirkung mit Materie abhängig von Ordnungszahl und Energie des Photons [1]

Da die Abbremsung durch multiple Wechselwirkungen beeinflusst wird, lässt sich keine feste Reichweite für Photonen angeben. Stattdessen wird die Eindringtiefe durch das exponentielle Absorptionsverhalten beschrieben, was insbesondere bei Gammastrahlen von Bedeutung ist.

1.3 Bragg-Kurve

Trägt man den Energieverlust pro Wegstrecke $-dE/dx$ gegen die Eindringtiefe x auf, so erhält man die sogenannte Bragg-Kurve, wie in Abbildung 5 dargestellt. Dabei zeigt sich, dass ein Alphateilchen zunächst wenig Energie verliert, da es sich aufgrund seiner hohen Geschwindigkeit nur kurz im Einflussbereich der Coulomb-Felder der Elektronen des Mediums befindet. Mit zunehmender Eindringtiefe verringert sich jedoch die Geschwindigkeit des Teilchens, wodurch die Wechselwirkungszeit steigt und der Energieverlust pro Wegstrecke zunimmt.

Der Energieverlust erreicht schließlich ein Maximum, den sogenannten **Bragg-Peak**. Dieser Peak markiert den Punkt, an dem das Alphateilchen einen Großteil seiner kinetischen Energie verloren hat. Nach Überschreiten des Peaks nimmt der Energieverlust abrupt ab, da das Teilchen beginnt, Elektronen aus dem Medium einzufangen (Electron Pickup). Dieser Prozess verringert seine effektive Ladung, sodass die Coulomb-Wechselwirkung stark abgeschirmt wird und der Energieverlust nahezu auf null sinkt.

Die Restenergie eines Alphateilchens nach Durchdringen eines Absorbers mit der Dicke x kann durch Integration der Bragg-Kurve berechnet werden:

$$E_{\text{Rest}} = E_0 - \int_0^{\Delta x} \frac{dE}{dx} dx \quad (10)$$

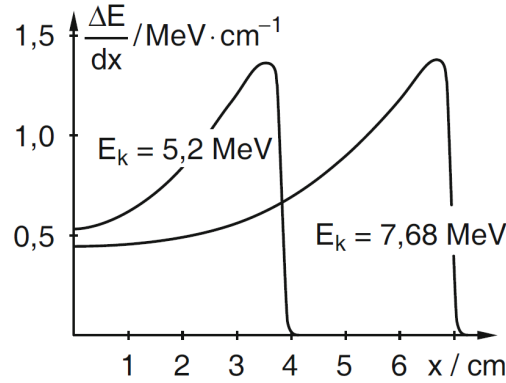


Abbildung 5: Energieverlust dE/dx für Teilchen verschiedener Energien in Luft bei 1bar [1]

Die Bragg-Kurve hat besondere Relevanz in der Strahlentherapie, da der Bragg-Peak eine präzise Ablage der Energie am gewünschten Zielpunkt, wie z.B. einem Tumor, ermöglicht. Umliegendes Gewebe bleibt weitgehend geschont, da der Energieverlust davor und danach relativ gering ist.

1.4 Straggling

1.4.1 Reichweiten-Straggling

Reichweiten-Straggling beschreibt die Streuung der Reichweite R von Alphateilchen in einem Medium aufgrund statistisch variierender Einzelstöße während des Abbremsprozesses. Da nicht alle Teilchen die gleiche Anzahl an Stößen erfahren, resultiert die Reichweitenverteilung in einer Normalverteilung um die mittlere Reichweite \bar{R}

Die Breite dieser Verteilung wird durch den Reichweitenstraggling-Parameter α_0^R beschrieben. Dieser lässt sich anhand der mittleren Reichweite \bar{R} und der extrapolierten Reichweite R_{ex} berechnen:

$$\alpha_0^R = 2 \frac{R_{ex} - \bar{R}}{\sqrt{2}} \quad (11)$$

In Abbildung 6 ist die Intensität der Alphateilchen, definiert als die Anzahl der Teilchen, als Funktion der Eindringtiefe x dargestellt. Die Verteilung zeigt die Streuung der Reichweiten und verdeutlicht die Normalverteilung der Teilchen um die mittlere Reichweite \bar{R} .

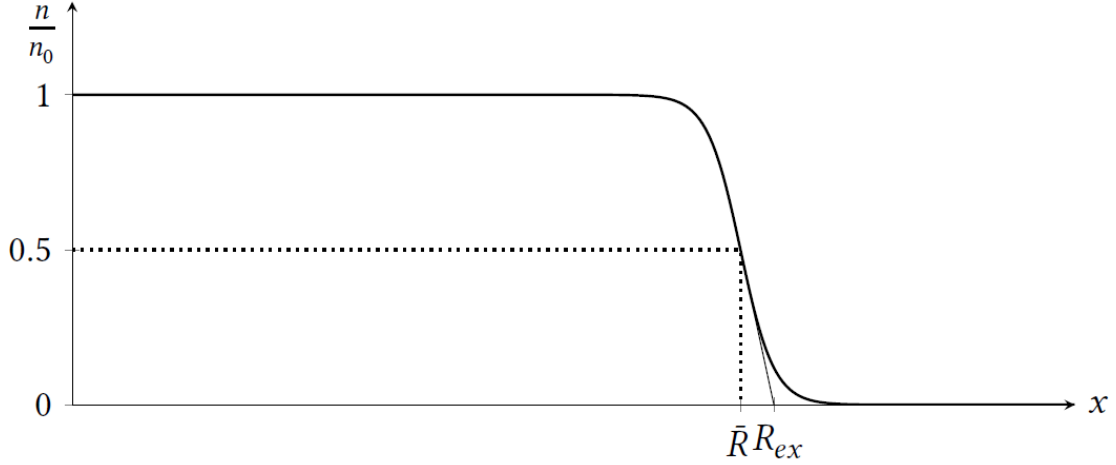


Abbildung 6: Intensität in Abhängigkeit von Eindringtiefe x [3]

1.4.2 Energie-Straggling

Energie-Straggling beschreibt die statistische Verteilung der Energien eines zuvor monoenergetischen Teilchenstrahls nach dem Durchqueren eines Mediums. Aufgrund der Vielzahl von Einzelstößen im Bremsmedium verlieren die Teilchen unterschiedliche Energiemengen, wodurch ihre Energien um die mittlere Energie E_{mittel} streuen. Diese Verteilung ist annähernd gaußförmig und wird durch den Energiestraggling-Parameter α_E charakterisiert, der die Halbwertsbreite der Verteilung beschreibt.

Im gemessenen Spektrum erscheint eine Linie mit einer beobachteten Breite α , die sich als Faltung der Gaußverteilung durch das Straggling und der Auflösung der Messapparatur ergibt. Diese Beziehung wird durch die folgende Formel beschrieben:

$$\alpha = \sqrt{\alpha_E^2 + \alpha_{res}^2} \quad (12)$$

Hierbei ist α_{res} die Auflösung der Detektormessung. Der Energiestraggling-Parameter α_E kann durch die Entfaltung der gemessenen Linienbreite α und der bekannten Auflösung α_{res} bestimmt werden.

Energie-Straggling ist insbesondere bei der Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie von Bedeutung, da es wichtige Informationen über die Energieübertragung und die Eigenschaften des Mediums liefert. [3]

1.4.3 Winkel-Straggling

Ein ursprünglich kollimierter Teilchenstrahl wird durch Streuprozesse im Absorber abgelenkt, wodurch sich eine Streuung der Teilchenwinkel ergibt. Diese Winkelverteilung ist gaußförmig um den ursprünglichen Einfallswinkel verteilt. Das Winkel-Straggling beschreibt somit die Abweichung der Teilchen von ihrer ursprünglichen Richtung, die durch die Vielzahl von Wechselwirkungen im Material entsteht.

1.5 Diskussion des Kurvenverlaufs

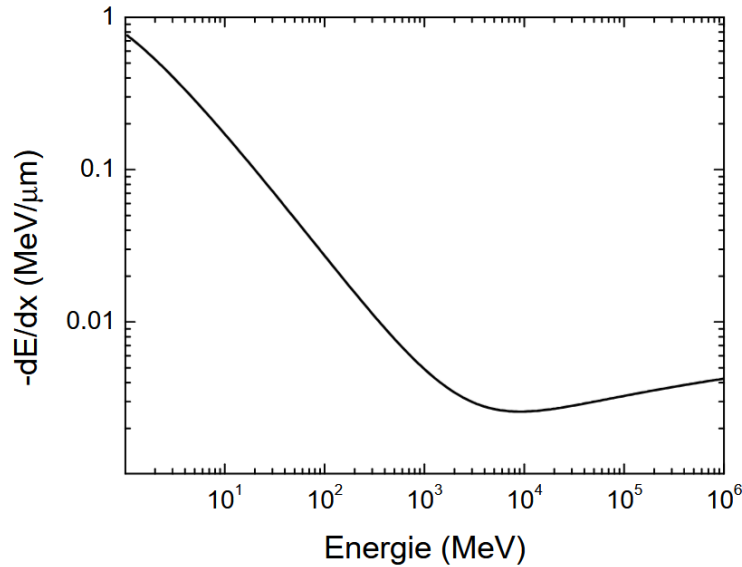


Abbildung 7: Bremsvermögen für α -Teilchen in Kohlenstoff nach Bethe-Bloch mit $Z = 6$, $A = 12$, $\rho = 3,516 \text{ g/cm}^3$ und $\bar{I} = 79\text{eV}$ [4]

In Abbildung 7 ist das Bremsvermögen für α -Teilchen in Graphit nach der Bethe-Bloch-Gleichung 8 dargestellt. Für die Berechnung wurden relativistische Korrekturen vernachlässigt, da die Näherung $\beta \ll 1$ bei kinetischen Energien in der Größenordnung der Ruheenergie (~ 4 GeV) der α -Teilchen gilt. Unter diesen Bedingungen folgt das Bremsvermögen näherungsweise einem Verlauf proportional zu $\frac{1}{E} \ln(E)$.

Bis etwa 1000 MeV nimmt das Bremsvermögen umgekehrt proportional zur Teilchenenergie ab. Dies liegt daran, dass mit steigender Geschwindigkeit die Wechselwirkungszeit mit Elektronen verkürzt wird und die α -Teilchen weniger stark abgebremst werden. Für höhere Energien gewinnt der logarithmische Term an Bedeutung, wodurch das Bremsvermögen wieder leicht ansteigt.

Ab diesem Punkt dominieren Verluste durch Bremsstrahlung. Bremsstrahlung entsteht, wenn sich geladene Teilchen durch ein elektrisches Potential bewegen. Wird das Teilchen abgelenkt, oder ist das Potential inhomogen, emittiert es einen Teil seiner kinetischen Energie in Form eines Photons.

Bei Energien unter 100 keV beschreibt die Bethe-Bloch-Gleichung den Energieverlust nicht mehr korrekt. In diesem Bereich muss der nukleare Energieverlust berücksichtigt werden. Außerdem tritt das Phänomen des electron pick-up auf, bei dem das α -Teilchen Atomelektronen einfängt und dadurch seine effektive Ladung verringert. Da das Bremsvermögen proportional zur effektiven Ladung ist, wird es entsprechend reduziert. Experimentelle Daten und Berechnungen mit der dielektrischen Theorie zeigen, dass das Bremsvermögen in diesem Energiebereich proportional zur Teilchengeschwindigkeit verläuft [4].

1.6 Reichweite und relatives Massenbremsvermögen

Die mittlere Reichweite \bar{R} eines Teilchenstrahls kann durch Integration des inversen Energieverlusts über den Energiebereich von E_0 bis 0 ermittelt werden, vorausgesetzt, der Verlauf von $-dE/dx$ ist bekannt. Dies ist für Alphateilchen aufgrund ihrer nahezu gerad-

linigen Bahnen möglich:

$$\bar{R} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE/dx}. \quad (13)$$

Da das Bremsvermögen bei kleinen Energien oft ungenau bekannt ist, wird stattdessen häufig die Reichweitendifferenz R_{diff} bis 1 MeV bestimmt:

$$R_{\text{diff}} = \int_{E_0}^{1 \text{ MeV}} \frac{dE}{-dE/dx}. \quad (14)$$

Zusammen mit einer Schätzung für die Reichweite bei 1 MeV ($R_{1 \text{ MeV}}$) ergibt sich die totale Reichweite:

$$\bar{R} = R_{\text{diff}} + R_{1 \text{ MeV}}. \quad (15)$$

Das Massenbremsvermögen, definiert als $-\frac{dE}{\rho dx}$, ist laut der Bethe-Bloch-Gleichung weitgehend unabhängig vom Material oder dessen Aggregatzustand. Für die Bestimmung des relativen Massenbremsvermögens Q_A wird das Massenbremsvermögen eines Mediums A mit einem Standardmaterial S (z. B. Luft oder Aluminium) verglichen:

$$Q_A = \frac{\rho_S dx_S}{\rho_A dx_A} = \frac{A_S Z_A \ln \frac{2m_e v^2}{I_A}}{A_A Z_S \ln \frac{2m_e v^2}{I_S}}. \quad (16)$$

Wenn Q_A als näherungsweise konstant angenommen werden kann, lässt sich die mittlere Reichweite \bar{R}_A im Medium A bestimmen, wenn \bar{R}_S im Standardmedium S bekannt ist [3]:

$$\bar{R}_A = \frac{\rho_S}{\rho_A} \cdot \frac{1}{Q_A} \cdot \bar{R}_S. \quad (17)$$

Die empirische Bragg-Kleemann-Formel liefert eine vereinfachte Berechnung:

$$\bar{R}_A = \frac{\rho_S}{\rho_A} \cdot \left(\frac{A_A}{A_S} \right)^{1/2} \cdot \bar{R}_S. \quad (18)$$

Für Luft unter Normalbedingungen wird die mittlere Reichweite durch die numerische Beziehung:

$$\bar{R}_A = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^3}{\text{g}} \cdot \frac{A_A^{1/2}}{\rho_A} \cdot \bar{R}_{\text{Luft}} \quad (19)$$

1.7 Kernpotential

Das Kernpotential für den α -Zerfall setzt sich aus zwei Hauptkomponenten zusammen: der kurzreichweitigen starken Kernkraft und der abstoßenden Coulombkraft. Innerhalb des

Kerns wirkt die starke Wechselwirkung bis zu einem bestimmten Radius r_1 und bildet einen tiefen Potentialtopf, in dem die Nukleonen festgehalten werden. Ab diesem Punkt wird das Potential von der Coulombkraft dominiert, die eine abstoßende Barriere für das α -Teilchen darstellt. Für einen klassischen Austritt aus dem Kern müsste das α -Teilchen eine kinetische Energie $E_{kin} > E_{pot}(R)$ besitzen, um die Potentialbarriere zu überwinden und aus dem Kern herauszutreten.

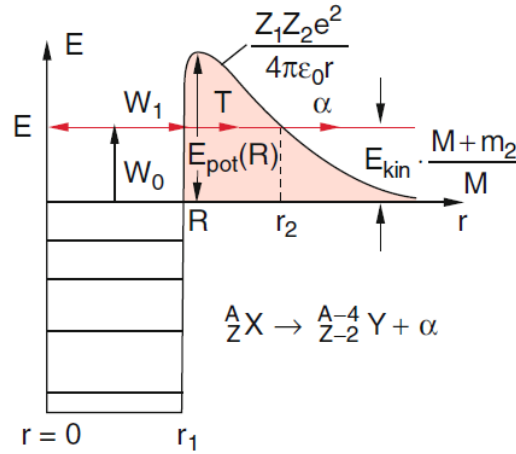


Abbildung 8: Potential der starken Kernkraft(links) und Coulombkraft(rechts). [1]

1.8 Tunneleffekt

Der Tunneleffekt beschreibt die Möglichkeit, dass ein α -Teilchen trotz unzureichender Energie zur Überwindung der Coulomb-Barriere durch die Potentialbarriere „tunneln“ kann. Da es sich beim α -Teilchen um ein quantenmechanisches Objekt handelt, hat es eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit, die auch in und hinter der Barriere nicht null ist. Die Tunnelwahrscheinlichkeit T ist daher ein zentraler Faktor für den α -Zerfall und wird über den sogenannten Gamow-Faktor G berechnet:

$$T = T_0 \cdot e^{-G} \quad (20)$$

Der Gamow-Faktor G beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass das α -Teilchen die Barriere überwinden kann, und hängt von der Masse m , der Energie E des α -Teilchens sowie der

Dicke und Höhe der Potentialbarriere ab. Er ist definiert als:

$$G = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - E} dr \quad (21)$$

Hierbei sind Z_1 und Z_2 die Ordnungszahlen des α -Teilchens und des Mutterkerns, e die Elementarladung und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Die Grenzen r_1 und r_2 bezeichnen den Bereich, in dem das α -Teilchen auf die Potentialbarriere trifft.

Die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit W setzt sich zusammen aus:

1. Wahrscheinlichkeit W_0 , dass ein α -Teilchen im Kern mit der Energie E bildet,
2. Stoßrate W_1 , mit der das α -Teilchen auf die Potentialbarriere trifft,
3. Tunnelwahrscheinlichkeit T .

Speziell für den α -Zerfall lautet diese dann:

$$T = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}d \cdot \sqrt{2m_\alpha(V(R) - E_\alpha)}\right] \quad (22)$$

Wobei d die Dicke der Barriere bezeichnet.

Damit ergibt sich die Zerfallswahrscheinlichkeit als:

$$W = W_0 \cdot W_1 \cdot T \quad (23)$$

Ein Beispiel für den α -Zerfall ist das künstlich hergestellte Isotop Americium-241. Es hat eine Halbwertszeit von etwa 433 Jahren und zerfällt in Neptunium-237 unter Abgabe eines α -Teilchens, wobei die Hauptenergien der α -Teilchen bei etwa 5.485MeV und 5.443MeV liegen. Die Halbwertszeit ist dabei direkt durch die Tunnelwahrscheinlichkeit T und die anderen Faktoren W_0 und W_1 beeinflusst, was den Tunneleffekt als entscheidenden Mechanismus des Zerfalls unterstreicht.[5]

1.9 Halbleiterdetektor

Halbleiterdetektoren, insbesondere Oberflächen-Sperrschichtzähler (OSZ), sind entscheidende Instrumente für den Nachweis von geladenen Teilchen wie α -Teilchen. Diese Detekto-

ren basieren auf der Funktionsweise einer p-n-Diode, die in Sperrrichtung betrieben wird. Der Halbleiter besteht aus einem n-dotierten Bereich, in dem Elektronen die Hauptladungsträger sind, und einem p-dotierten Bereich, wo sogenannte Löcher (fehlende Elektronen) die Hauptladungsträger darstellen. An der Grenzfläche zwischen den beiden dotierten Schichten kommt es zu einer Rekombination, wodurch eine verarmte Zone entsteht, die als Sperrschicht bezeichnet wird und frei von beweglichen Ladungsträgern ist. Das hier entstehende elektrische Feld verhindert eine weitere Diffusion und bildet eine stabile Verarmungszone. Wird eine äußere Spannung angelegt, vergrößert sich diese Zone entsprechend und ermöglicht die genaue Steuerung der Empfindlichkeit des Detektors.

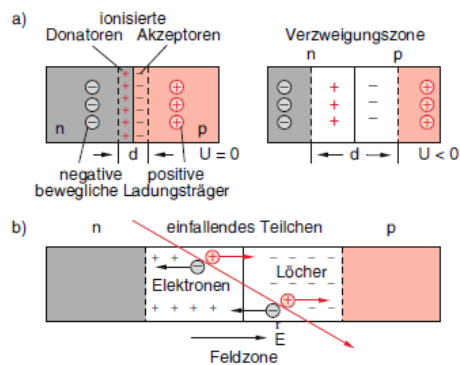


Abbildung 9: Halbleiter-Teilchendetektor. a) Ladungsträger-Verarmungszone mit und ohne äußere Gegenspannung. b) Erzeugung von Elektronen-Lochpaaren durch einfallendes Teilchen [1]

In einem Oberflächen-Sperrschichtzähler befindet sich eine dünne Goldschicht auf der n-dotierten Siliziumfläche, welche als Eintrittsfenster für α -Teilchen dient. Diese Schicht ist nur ca. 100 nm dick, sodass die α -Teilchen ohne größeren Energieverlust direkt in die Sperrschicht gelangen und dort Elektron-Loch-Paare erzeugen. Aufgrund des angelegten elektrischen Feldes werden die Elektronen und Löcher an die entsprechenden Elektroden geleitet, wodurch ein messbares Signal erzeugt wird, das proportional zur Energie der einfallenden Teilchen ist. Da zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Halbleiter nur eine Energie entsprechend der Bandlücke (ca. 1 eV) benötigt wird, erreicht der OSZ eine hohe Energieauflösung und eine schnelle Reaktionszeit, da die erzeugten Ladungsträger kurze

Wege zu den Elektroden haben.

Im Vergleich zu Germaniumdetektoren bietet Silizium, das im OSZ verwendet wird, mehrere Vorteile für α -Detektionen:

Durch die niedrigere Ordnungszahl des Siliziums wird der Wirkungsquerschnitt für γ -Strahlung reduziert, wodurch störende Messungen durch γ -Ereignisse minimiert werden. Dies ist insbesondere bei empfindlichen α -Messungen entscheidend, da die Ansprechempfindlichkeit auf γ -Quanten beim OSZ geringer ist. Zudem kann der Siliziumdetektor bei Raumtemperatur betrieben werden, da Silizium eine größere Bandlücke (1,12 eV) als Germanium (0,66 eV) besitzt und daher weniger kühlungssensitiv ist. Dies vereinfacht den Einsatz und minimiert zusätzliche technische Anforderungen für präzise α -Nachweise in experimentellen Anwendungen.

1.10 Messmethoden

Zur Messung der Reichweite von α -Teilchen in Gasen wie Luft wird der Gasdruck p variiert, da eine Änderung des Abstandes zwischen Quelle und Detektor den Teilchenfluss beeinflussen würde. Aufgrund der Proportionalität zwischen Druck und Teilchenzahl N nach der idealen Gasgleichung $pV = NkBT$, gilt $p \propto N$. Mithilfe der Bethe-Bloch-Gleichung 8 die für den Energieverlust pro Wegstrecke $-\frac{dE}{dx} \propto N$ besagt, ergibt sich dann $\bar{R} \propto \frac{1}{p}$, womit die mittlere Reichweite \bar{R} des α -Teilchens antiproportional zum Druck ist.

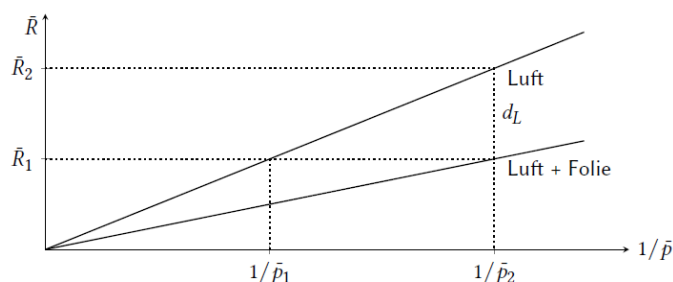


Abbildung 10: Reichweite in Abhängigkeit zum inversen Druck

Um diesen Zusammenhang darzustellen, wird die mittlere Reichweite \bar{R}_i für verschie-

dene feste Abstände gegen den inversen Druck $\frac{1}{\bar{p}_i}$ aufgetragen. Dies ergibt eine Gerade, aus der sich die Reichweite bei einem gegebenen Druck bestimmen lässt.

Wenn zwischen Quelle und Detektor zusätzlich eine Folie der Dicke dF eingefügt wird, erhöht dies den Energieverlust des α -Teilchens und verringert somit die Reichweite bei konstantem Druck. Die resultierende Differenz in der Reichweite $dL = \bar{R}_1 - \bar{R}_2$ wird als „Luftäquivalent“ der Foliendicke bezeichnet und kann berechnet werden:

$$\frac{d_L}{\bar{R}_1} = \frac{R_2 - R_1}{R_1} = \frac{1/p_2 - 1/p_1}{1/p_1} = \frac{\Delta\bar{p}}{\bar{p}_2} \quad (24)$$

wobei $\Delta p = \bar{p}_1 - \bar{p}_2$ den Druckunterschied vor und nach dem Einfügen der Folie darstellt. Daraus folgt für das Luftäquivalent der Foliendicke:

$$d_L = \bar{R}_1 \cdot \frac{\Delta\bar{p}}{\bar{p}_2} \quad (25)$$

Durch Einführung des Massenbremsvermögens Q lässt sich der Energieverlust für eine Einheitsmasse des Materials beschreiben. Typischerweise bezieht man das Massenbremsvermögen auf einen Standard-Absorber wie Luft, sodass das relative Massenbremsvermögen Q_F für die Folie sich ergibt mit $\rho(p_2)/\rho(p_1) = p_2/p_1$, als:

$$Q_F = \frac{\rho_L d_L}{\rho_F d_F} \approx \frac{\rho_L(\bar{p}_2) d_L}{\rho_F \cdot dF} = \frac{\rho_L(\bar{p}_1) - \rho_L(\bar{p}_2)}{\rho_F \cdot dF} \cdot \bar{R}_1 \quad (26)$$

Hierbei ist $\rho_L(\bar{p})$ die Dichte des Gases bei einem mittleren Druck \bar{p} . Aus dieser Gleichung lässt sich bei bekanntem Massenbremsvermögen Q die Foliendicke dF (häufig als Produkt $\rho_F \cdot d_F$ in g/cm^2 angegeben) bestimmen oder umgekehrt das relative Massenbremsvermögen Q für die gegebene Folie.

1.11 Statistik und Fehlerrechnung

Die Fehlerrechnung und Statistik sind grundlegende Werkzeuge, um die Genauigkeit und Zuverlässigkeit experimenteller Ergebnisse einzuschätzen. Dabei wird zwischen systematischen und statistischen Fehlern unterschieden. Systematische Fehler sind konstant und entstehen durch begrenzte Auflösung oder Tendenzen von Messgeräten und -methoden. Sie führen zu einer systematischen Abweichung der Messwerte vom tatsächlichen Wert und lassen sich oft durch Kalibrierung oder Korrektur berücksichtigen.

Statistische Fehler hingegen ergeben sich aus der Zufälligkeit und Streuung von Messwerten um einen Mittelwert, besonders bei Prozessen, die auf Naturgesetzen wie der radioaktiven Zerfallsstatistik basieren. Solche zufälligen Schwankungen lassen sich in vielen Fällen durch die Poisson-Verteilung beschreiben, die Wahrscheinlichkeit und Häufigkeit eines seltenen Ereignisses n angibt, wenn die durchschnittliche Rate λ bekannt ist:

$$P(n, \lambda) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad (27)$$

Hier ist λ sowohl der Mittelwert als auch die Varianz der Verteilung, und die Standardabweichung $\sqrt{\lambda}$ gibt den statistischen Fehler der Messung an.

Für die Fehlerfortpflanzung, also die Berechnung des Fehlers einer Funktion, die von mehreren fehlerbehafteten Variablen abhängt, wird die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung genutzt. Diese Methode eignet sich, wenn die Größen unabhängig voneinander sind und normalverteilt angenommen werden können. Die Fehlerfortpflanzung für eine Funktion $f(x_1, \dots, x_n)$, die von n Größen abhängt, berechnet sich durch:

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2} \quad (28)$$

Diese Formel berücksichtigt die individuellen Fehler Δx_i der Variablen x_i und ihre gewichteten Beiträge zur Gesamtunsicherheit Δf . Diese statistische Fehleranalyse ermöglicht eine präzise Abschätzung der Unsicherheiten und trägt zur Validität der experimentellen Ergebnisse bei.

2 Durchführung

2.1 Aufbau

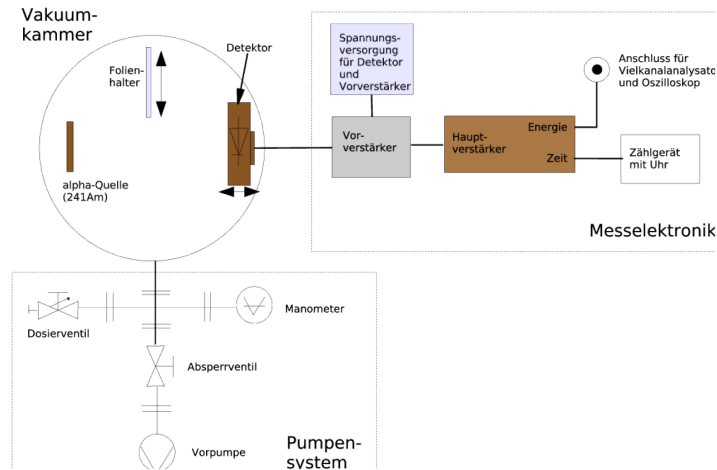


Abbildung 11: schematischer Aufbau des Experiments [3]

Der Versuchsaufbau umfasst eine Vakuumkammer, in der eine ^{241}Am -Quelle und ein Si-Oberflächensperrschichtzähler als Detektor platziert sind. Die Kammer ist an eine Ölpumpe angeschlossen, die für das Vakuum sorgt. Die Druckmessung erfolgt über eine digitale Anzeige (für niedrige Drücke) und ein Zeigermanometer (für hohe Drücke). Ein Folienhalter in der Kammer ermöglicht es, Folien aus Aluminium, Nickel und Gold zwischen Quelle und Detektor zu schieben, um die Reichweite und das Abbremsverhalten der α -Teilchen in diesen Materialien zu untersuchen.

Der Si-Detektor ist lichtempfindlich und wird daher nur im abgedunkelten Zustand auf eine Spannung von 80 V hochgefahren, die langsam ansteigen muss, um Rauschen zu minimieren. Nach fünf Minuten Betriebszeit kann die Messung beginnen. Der Detektor nimmt das durch die α -Teilchen erzeugte Signal auf, das über einen Vorverstärker und einen Hauptverstärker verstärkt wird. Der Hauptverstärker gibt zwei Signale aus: ein kastenförmiges logisches Signal zur Zeitmessung, das an ein Zählmodul angeschlossen wird, und ein gaußförmiges Energiesignal, das entweder an einen Vielkanalanalysator (MCA) oder ein Oszilloskop weitergeleitet wird. Es ist zu beachten, dass MCA und Oszilloskop

nicht gleichzeitig betrieben werden sollten, um Rauschen zu vermeiden.

Für die Eichung wird im maximalen Vakuum ein α -Spektrum aufgenommen und mithilfe des Programms hdtv kalibriert. Dabei wird der höchste Peak als die maximale Energie der α -Teilchen (5,486 MeV) festgelegt, während der Nullpunkt bei Kanal 0 liegt. Diese Eichung wird dann auf alle weiteren Spektren angewandt.

2.2 Eichung

Die Eichung des Detektors erfolgt im maximal erreichbaren Vakuum, um Verzerrungen durch Luftmoleküle zu minimieren. Dazu wird ein Spektrum der α -Teilchen der ^{241}Am -Quelle mithilfe des Vielkanalanalysators (MCA) über eine Messdauer von etwa 5 bis 6 Minuten aufgenommen, wobei der Druck in der Vakuumkammer konstant im niedrigen mbar-Bereich gehalten wird. Die Messung wird am Praktikumsrechner aufgezeichnet, um einen möglichst genauen Referenzpeak zu erfassen.

Die Kalibrierung erfolgt mit dem Programm hdtv, das Kanalnummern in Energiewerte umwandelt. Hierbei wird der Kanal 0 als Energienullpunkt gesetzt, während der höchste Peak des Spektrums auf die bekannte Energie der α -Teilchen von 5486 keV eingestellt wird. Diese beiden Referenzpunkte ermöglichen die Berechnung der Kalibrierparameter (Steigung und Offset), die für die Energieumrechnung notwendig sind.

Im Spektrum zeigt sich aufgrund der Natur der α -Emission ein Hauptpeak bei 5486 keV sowie ein zweiter, schwächerer Peak bei 5443 keV. Der Hauptpeak wird aufgrund seiner höheren Intensität als Eichreferenz genutzt, während der zweite Peak lediglich den linken Flankenbereich verbreitert. Die ermittelten Kalibrierparameter werden protokolliert und für alle weiteren Spektren angewendet, um eine konsistente und vergleichbare Energieeichung zu gewährleisten.

2.3 Energiestraggling

Zur Untersuchung des Energiestragglings und der Restenergie der α -Teilchen wurden bei zehn verschiedenen Drücken, im Bereich von 0 bis 1013,25 mbar, jeweils Spektren aufgezeichnet. Die Messungen erfolgten bei einem fest eingestellten Abstand zwischen der

^{241}Am -Quelle und dem Si-Oberflächensperrschichtdetektor. Der Abstand wurde so gewählt, dass er die Reichweite der α -Teilchen in Luft übersteigt, um sicherzustellen, dass die Teilchen im Detektor vollständig abgebremst werden.

Für jedes Spektrum wurde eine Messzeit von etwa einer Minute gewählt. Dabei wurden jeweils die Position und die Breite des Hauptpeaks auf der zuvor geeichten Energieskala dokumentiert. Nach der Aufzeichnung wurden die Spektren mit dem Programm hdtv analysiert, um die Restenergie der α -Teilchen und deren Energiestraggling in Abhängigkeit vom Druck zu untersuchen. Die erhaltenen Messwerte sind tabellarisch dokumentiert und werden zur Analyse des Verhaltens der Teilchen bei variierenden Drücken verwendet.

2.4 Mit Luft, ohne Folien

Zur Bestimmung der Zählrate und Restenergie von α -Teilchen in Abhängigkeit vom Druck wurden Messungen bei vier verschiedenen Abständen R zwischen der ^{241}Am -Quelle und dem Si-Detektor durchgeführt. Die Abstände wurden dabei so gewählt, dass sie die Reichweite der α -Teilchen in Luft überschreiten, um eine vollständige Messung des Energieverlusts sicherzustellen. Die genutzten Abstände betrugen 34,0 mm, 35,0 mm, 36,0 mm und 37,0 mm (jeweils mit einer Unsicherheit von $\pm 0,5$ mm).

Für jeden Abstand wurden die Zählraten bei zehn verschiedenen Drücken von 0 bis 1013,25 mbar gemessen. Dabei lag ein besonderes Augenmerk auf dem Bereich, in dem die Zählrate bei steigenden Drücken abrupt abfällt, um den steilen Verlauf der Kurve präzise abzubilden. Jede Messung dauerte etwa 60 Sekunden, und neben der Zählrate wurde die Impulshöhe des Signals am Oszilloskop erfasst, die proportional zur Restenergie der α -Teilchen nach Durchlaufen des Bremsmediums ist.

2.5 Mit Luft, mit Folien

Für die Untersuchung des Energieverlusts von α -Teilchen in verschiedenen Materialien wurden nacheinander Aluminium- und Goldfolien (alternativ Nickel) direkt vor die ^{241}Am -Quelle in die Messkammer eingeführt. Der Abstand R_1 zwischen Quelle und Detektor wurde auf einen konstanten Wert für Gold ($23,0 \pm 0,5$ mm) und für Aluminium ($16,0 \pm 0,5$ mm) eingestellt, der größer ist als die Reichweite der α -Teilchen in Luft und Folie bei einem

maximalen Druck von 1013,25 mbar.

Für jede Folie wurden bei zehn verschiedenen Drücken im Bereich von 0 bis 1013,25 mbar die Zählraten erfasst, wobei jede Messung 10 Sekunden dauerte. Zusätzlich wurden die mittleren Drücke für die Reichweiten in Luft und in Kombination von Luft und Folie bestimmt. Die Impulshöhe, die proportional zur Restenergie ist, wurde am Oszilloskop überwacht, um sicherzustellen, dass die Teilchen beim jeweiligen Abstand und Druck vollständig abgebremst werden.

3 Auswertung und Ergebnisse

Alle Unsicherheiten werden durch die Gaußsche-Fehlerfortpflanzung berechnet, wenn nicht anders angegeben.

3.1 Energiestraggling

3.1.1 Energieauflösung

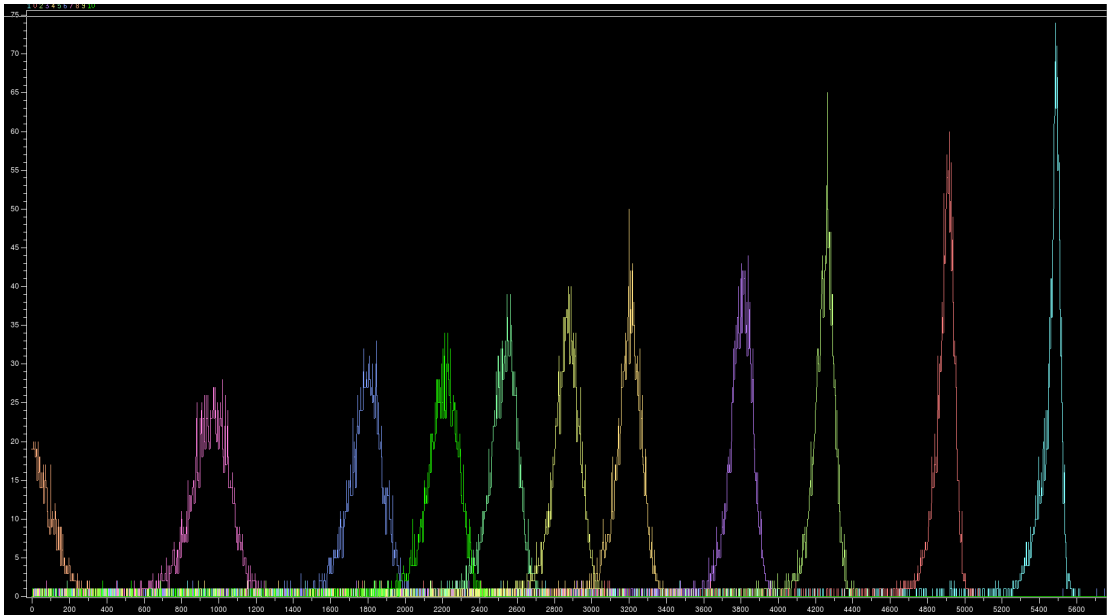


Abbildung 12: Spektren der α -Teilchen gemessen mit hdtv

Um die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ des Messaufbaus zu bestimmen, wird der Peak und dessen Halbwertsbreite an dem der Druck minimal ist genutzt (siehe Tabelle 5).

Des weiteren wird angenommen, dass das Energiestraggling dort zu vernachlässigen ist. In Abb. 12 lässt sich gut erkennen, dass die Halbwertsbreiten mit steigendem Druck abnehmen, und somit am kleinsten beim minimalen Druck ist. Um an der Stelle einen möglichst genaue Halbwertsbreite zu ermitteln, wurden hier drei Peaks gefittet, wobei in der weiteren Auswertung nur der relevante, größte Peak genutzt wird.

Dammit ergibt sich die Energieauflösung als

$$\frac{\Delta E}{E} = (0,92 \pm 0,02)\%$$

3.1.2 Linienbreite als Funktion von $\rho \cdot x$

Da die Druckkammer abgeschlossen ist, die Temperatur im Mittel Raumtemperatur beträgt und wegen der verstrichenen Zeit zwischen dem pumpen des Vakuums und der tatsächlichen Messung, bzw. beim schrittweisen Angleichen an Atmosphärendruck, kann näherungsweise von einem isothermen Prozess gesprochen werden. Demnach gilt nach allgemeiner Gasgleichung

$$pV = nRT, T = \text{const.} \rightarrow pV = \text{const.}$$

Des weiteren gilt $V = \frac{m}{\rho}$, also $p \frac{m}{\rho} = \text{const.}$ und somit auch $\frac{p}{\rho} = \text{const.}$. Bei gegebenen Atmosphärendruck $p_0 = 1013,25 \text{ hPa}$ und einem Referenzwert der Dichte von Luft $\rho_0 = 1,225 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ [6] kann also angenommen werden, dass sich die Dichte in Abhängigkeit vom Druck folgendermaßen darstellen lässt

$$\rho(p) = \frac{\rho_0}{p_0} \cdot p \quad (29)$$

Also ergibt sich für $\rho \cdot x$ folgender Ausdruck

$$(\rho \cdot x)(p) = \frac{\rho_0}{p_0} \cdot px \quad (30)$$

Der absolute Abstand x kann nicht direkt der Abstand $d_1 = (34,0 \pm 0,5) \text{ mm}$ sein, denn wie sich herausstellen wird, entsteht bei den Berechnungen in 3.2.1 ein Offset $b = (-7,50 \pm 2,3) \text{ mm}$ der berücksichtigt werden muss, sodass $x = d - b = (41,50 \pm 1,8) \text{ mm}$ verwendet wird. Die Werte für die Halbwertsbreiten und $\rho \cdot x$ können in Tabelle 1 entnommen werden.

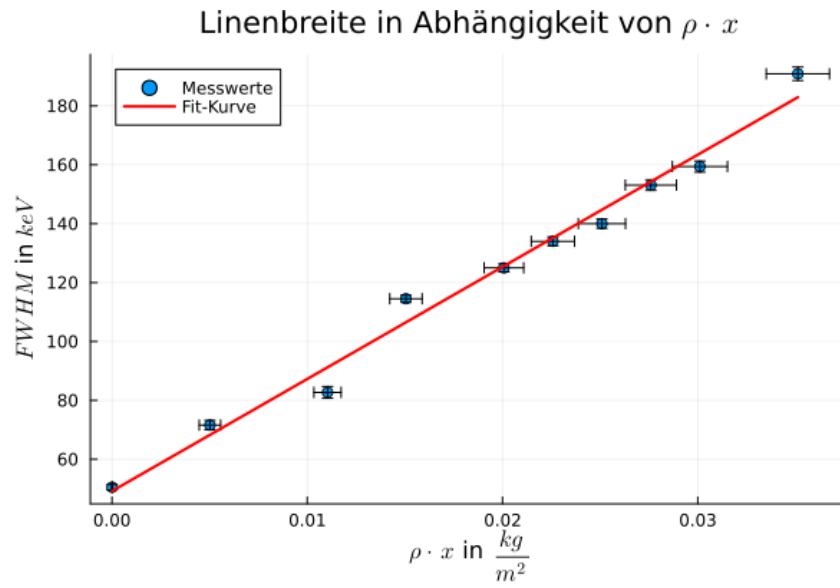


Abbildung 13: Halbwertsbreite FWHM aufgetragen gegen $\rho \cdot x$ mit linearem $f(x) = ax + b$
Fit mit Fitparametern $a = (3808,45 \pm 168) \frac{keV \cdot m^2}{kg}$, $b = (49,16 \pm 3,7) keV$

3.1.3 Energiestraggling Parameter

Die Energiestragglings ergeben sich aus 1.4.2 mit

$$\alpha_E = \sqrt{FWHM^2 + \Delta E}$$

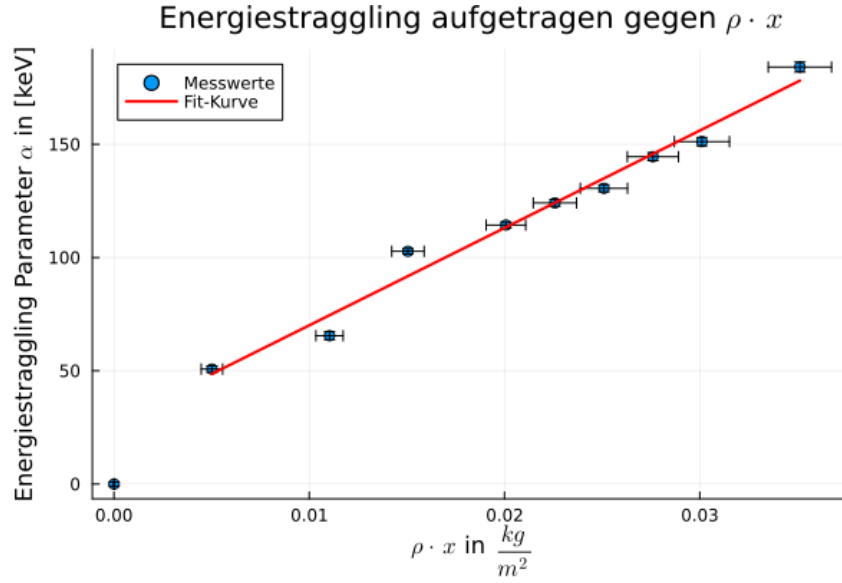


Abbildung 14: α Aufgetragen gegen $\rho \cdot x$, linearer Fit $f(x) = ax + b$ mit Fit-Parametern $a = 4300 \pm 238 \cdot \frac{keV \cdot m^2}{kg}$ und $b = 27,96 \pm 5,5 \cdot keV$

In Abb. 14 wurde der erste Datenpunkt mitgefittet, da das Energiesstraggling bei solch geringen Drücken keine Rolle spielt. Was hier auffällt, ist der stark lineare Verlauf der Kurve. Nach dem Artikel von Prior und Rollefson [7] sollten sich die statistischen Effekte der Streuung im Verlauf dieser Kurve äußern. Demnach scheinen diese Anomalien hier kaum eine Rolle zu spielen und der Verlauf entspricht deutlich dem theoretischem Straggling von Bohr. Im Artikel wird beschrieben, dass das Anomaliestraggling auftritt, wenn die Halbwertsbreite mehr als 10% der Energien beträgt, also für $\frac{FWHM}{E} \geq 10\%$. Berechnet man diesen Faktor aus den Halbwertsbreiten und Energien aus Tabelle 5, fällt auf, dass bis auf dem letzten Wert, kein Messwert diese 10% überschreitet. Die numerischen Werte sind ebenfalls in Tabelle 1 zu finden. Damit ist es durchaus möglich, dass die statistischen Effekte nur einen sehr kleinen Einfluss auf das Straggling haben und damit vernachlässigbar sind.

Aus dem Artikel geht ebenfalls hervor, dass das Straggling ein Maximum erreichen sollte, um dann wieder abzunehmen. Unser gemessenes Energiespektrum ist jedoch zu klein um dieses Maximum zu detektieren.

Druck [mbar]	Dichte [g/m^2]	α_E in [keV]	$\rho \cdot x$ in [g/m^2]	FWHM in [keV]	$\frac{FWHM}{E}$ in %
$0,131 \pm 0,191$	$0,158 \pm 0,2$	$0,0 \pm 0,9$	$(65,74 \pm 95,9) \cdot 10^{-3}$	$50 \pm 5,0,9$	$0,92 \pm 0,02$
100 ± 10	$120,93 \pm 12,1$	$50,75 \pm 1,4$	$5,02 \pm 0,6$	$71,6 \pm 0,9$	$1,46 \pm 0,03$
220 ± 10	$266,04 \pm 12,1$	$65,49 \pm 1,8$	$11,04 \pm 0,7$	$82,7 \pm 2,0$	$1,94 \pm 0,05$
300 ± 10	$362,78 \pm 12,1$	$102,76 \pm 1,2$	$15,05 \pm 0,8$	$114,5 \pm 1,2$	$3,01 \pm 0,03$
400 ± 10	$483,71 \pm 12,1$	$114,76 \pm 1,3$	$20,07 \pm 1,0$	$125,0 \pm 1,4$	$3,90 \pm 0,04$
450 ± 10	$544,18 \pm 12,1$	$124,12 \pm 1,4$	$22,58 \pm 1,1$	$134,0 \pm 1,5$	$4,67 \pm 0,05$
500 ± 10	$604,64 \pm 12,1$	$130,57 \pm 1,5$	$25,09 \pm 1,2$	$140,0 \pm 1,6$	$5,53 \pm 0,06$
550 ± 10	$665,10 \pm 12,1$	$144,53 \pm 1,7$	$27,60 \pm 1,3$	$153,1 \pm 1,8$	$6,93 \pm 0,08$
600 ± 10	$725,57 \pm 12,1$	$151,19 \pm 1,8$	$30,11 \pm 1,4$	$159,4 \pm 2,3$	$8,88 \pm 0,11$
700 ± 10	$846,50 \pm 12,1$	$184,10 \pm 2,2$	$35,13 \pm 1,6$	$190,9 \pm 2,3$	$19,85 \pm 0,24$

Tabelle 1: Berechnete Werte für das Energiestragling und $\rho \cdot x$ inklusive Fehler

3.2 Reichweiten

3.2.1 Mittlere Reichweite in Luft nach Zählmethode

Die Messwerte für die in 2.4 beschriebenen Messungen für vier verschiedene Abstände sind in den Tabellen 6 bis 9 zu finden. Als Fehler für die Counts N wird der statistische Fehler \sqrt{N} gewählt, sodass sich für die Zählraten der Fehler $\frac{\sqrt{N}}{60s}$ ergibt.

Für jeden der vier Abstände sind die Graphen in den Abbildungen 15 bis 18 zu finden. Die Messwerte werden mit der Funktion

$$f(x) = \frac{a}{1 + e^{-b(x-c)}} \quad (31)$$

gefitet. Die Werte der Fitparameter befinden sich in der Beschreibung der jeweiligen Abbildung.

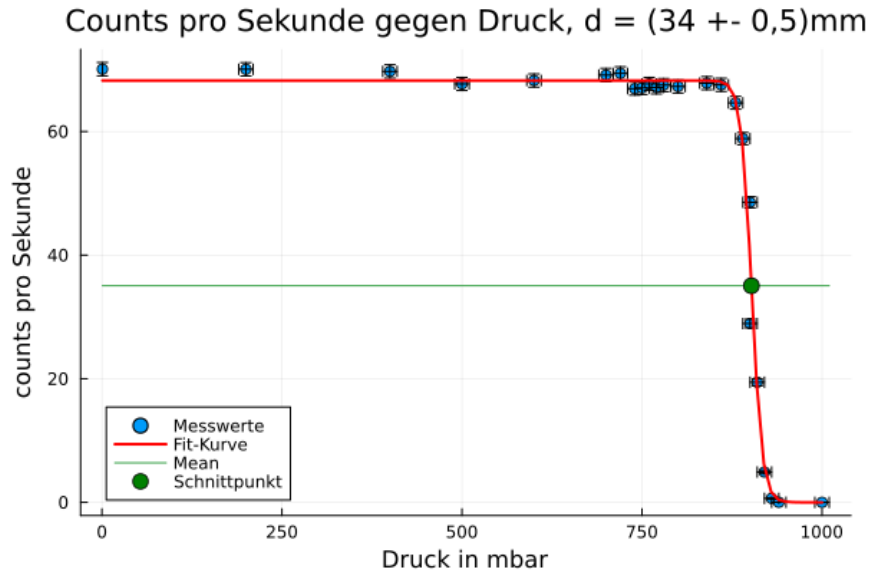


Abbildung 15: Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_1 = (34,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (68,24 \pm 0,82) \cdot 1/s$, $b = (-0,14 \pm 0,02) \cdot mbar$, $c = (902,34 \pm 0,9) \cdot mbar$

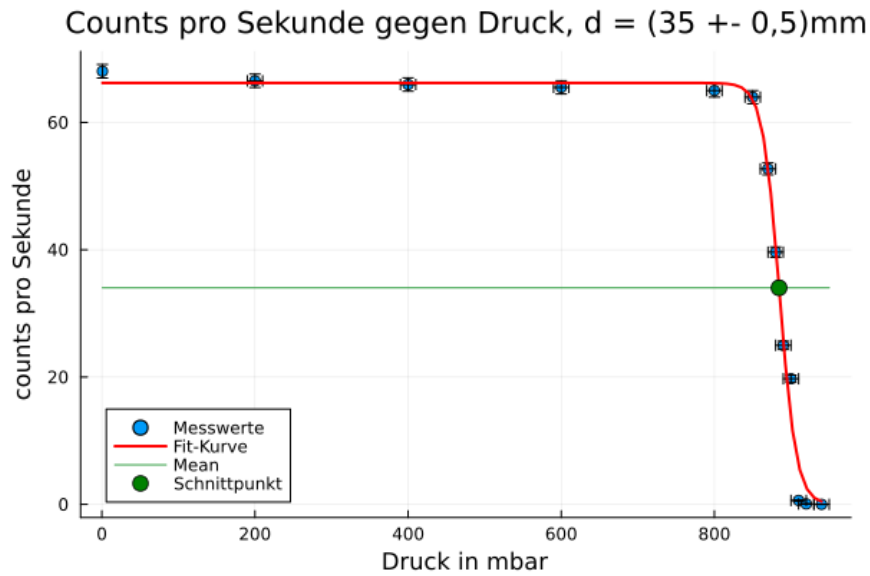


Abbildung 16: Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_2 = (35,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (66,20 \pm 1,2) \cdot 1/s$, $b = (-0,09 \pm 0,01) \cdot mbar$, $c = (885,08 \pm 1,3) \cdot mbar$

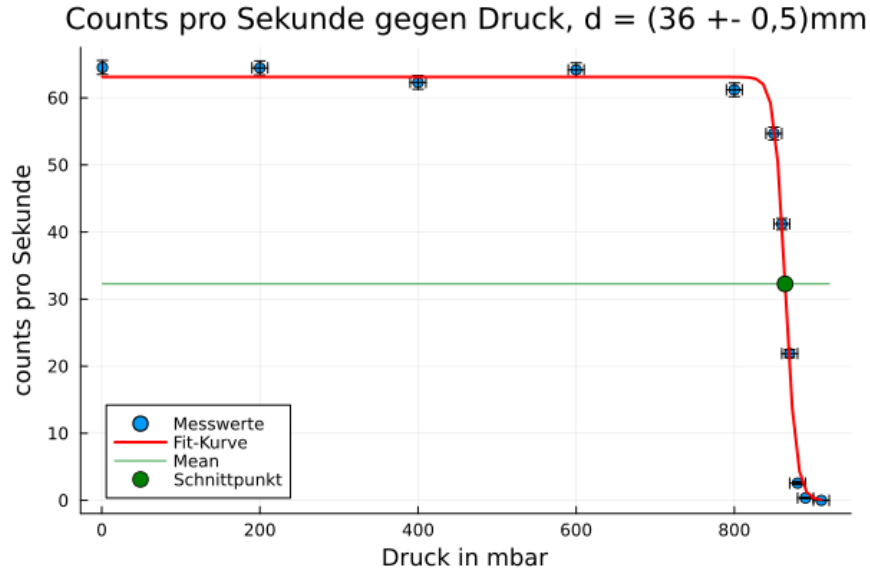


Abbildung 17: Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_3 = (36,0 \pm 0,5) \text{ mm}$ mit Fitparametern $a = (63,11 \pm 0,9) \cdot 1/s$, $b = (-0,15 \pm 0,01) \cdot \text{mbar}$, $c = (864,45 \pm 0,7) \cdot \text{mbar}$

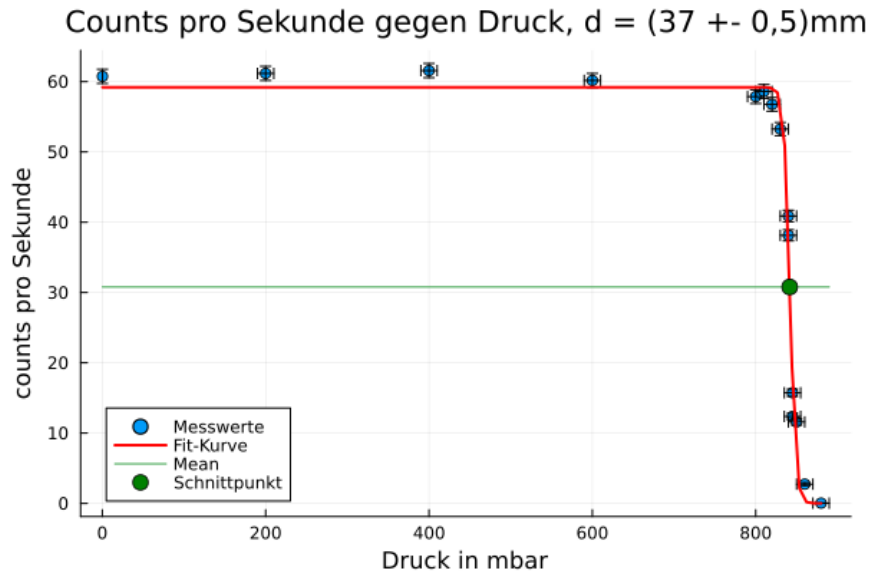


Abbildung 18: Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_4 = (37,0 \pm 0,5) \text{ mm}$ mit Fitparametern $a = (59,20 \pm 1,2) \cdot 1/s$, $b = (-0,29 \pm 0,04) \cdot \text{mbar}$, $c = (841,91 \pm 0,5) \cdot \text{mbar}$

Um die mittlere Reichweite in Luft \bar{R}_{Luft} zu bestimmen, werden die Fitfunktionen genutzt, um zu ermitteln, bei welchem Druck \bar{p} die Hälfte der maximalen Zählrate erreicht

wird. Die Abstände d werden gegen den inversen Druck aufgetragen. Die Werte für \bar{p} sowie $1/\bar{p}$ sind inklusive Fehler in der Tabelle 2 zu finden.

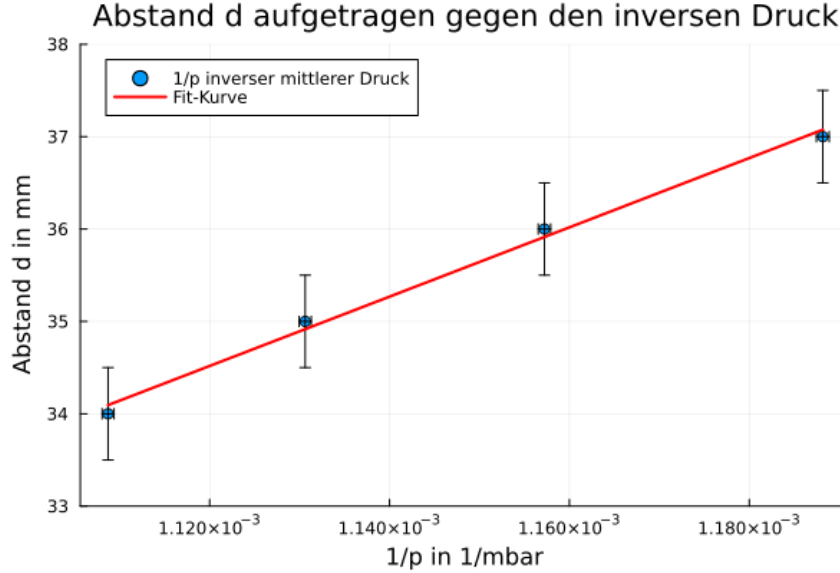


Abbildung 19: Abstände aufgetragen gegen den inversen Druck mit linearem Fit $f(x) = ax + b$, Fitparameter $a = (37515 \pm 2022)\text{mm} \cdot \text{mbar}$ und $b = (-7,5 \pm 2,3)\text{mm}$

An der Abbildung 19 kann man den in 3.1.2 erwähnten Offset $b = (-7,5 \pm 2,3)\text{mm}$ gut erkennen. Aus der Steigung der linearen Fit-Funktion a wird dann die mittlere Reichweite in Luft bestimmt durch

$$\bar{R}_{Luft} = \frac{a}{p_0}$$

Mit Atmosphärendruck $p_0 = 1013 \cdot \text{mbar}$ [6] ergibt sich die mittlere Reichweite

$$\bar{R}_{Luft} = (37,033 \pm 2,0)\text{mm}$$

Der Wert stimmt sehr gut mit dem Literaturwert von $\bar{R} = 37\text{mm}$ [8] sehr gut überein, wobei ein Fehler von 2mm relativ groß ausfällt

d in [mm]	\bar{p} in [mbar]	$1/\bar{p}$ in [1/mbar]
$34,0 \pm 0,5$	$901,95 \pm 0,5$	$(1,1087 \pm 0,0007) \cdot 10^{-3}$
$35,0 \pm 0,5$	$884,47 \pm 0,5$	$(1,3062 \pm 0,0007) \cdot 10^{-3}$
$36,0 \pm 0,5$	$864,14 \pm 0,5$	$(1,5722 \pm 0,0007) \cdot 10^{-3}$
$37,0 \pm 0,5$	$841,63 \pm 0,5$	$(1,1882 \pm 0,0007) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 2: Berechnete Werte für die mittlere Reichweite nach Zählratenmethode

3.2.2 Reichweite in Luft durch Impulshöhe

Alternativ lässt sich die mittlere Reichweite auch durch die gemessenen Impulshöhen ermitteln, statt durch die Zählraten. Damit ist es möglich einen Vergleichswert zu generieren, der möglicherweise einen kleineren Fehler hat.

Die Messwerte für Druck und Impulshöhe sind in den Tabellen 6 bis 9 zu finden. Für jeden der vier Abstände sind die Graphen in den Abbildungen 20 bis 23 zu finden. In den Abbildungsbeschreibungen sind die Fitparameter zu finden. Für die Fits wurden nicht alle Werte verwendet, sondern nur die bei hohen Drücken. Wie viele Werte mitgefittet wurden, lässt sich ebenfalls in den Abbildungsbeschreibungen finden.

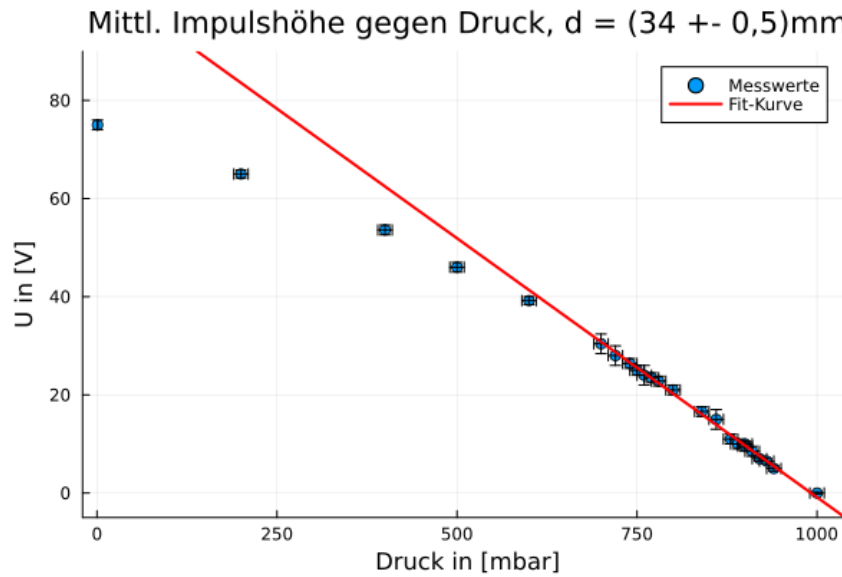


Abbildung 20: Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_1 = (34,0 \pm 0,5)\text{mm}$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-105,54 \pm 5,03) \cdot \text{V}/\text{bar}$, $b = (104,67 \pm 4,6) \cdot \text{V}$. Es wurden nur die letzten 10 Werte gefittet.

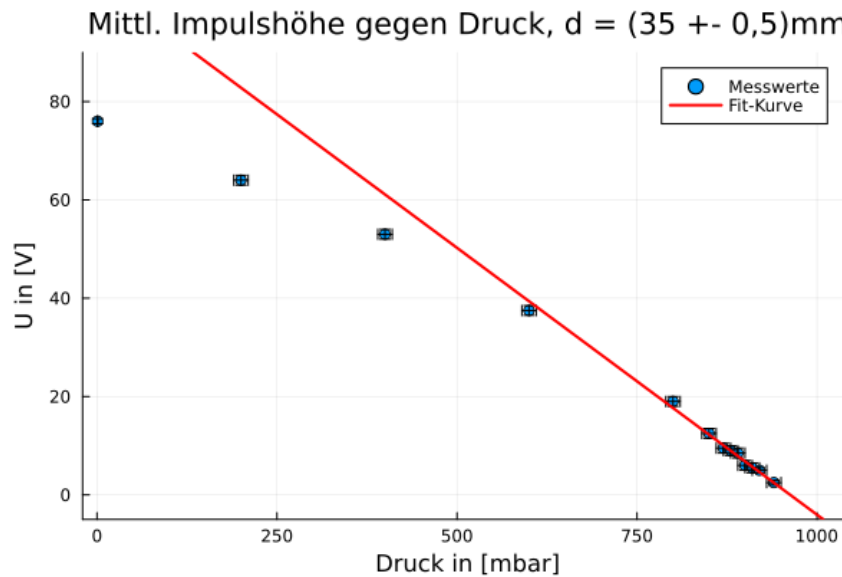


Abbildung 21: Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_2 = (35,0 \pm 0,5)\text{mm}$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-108,47 \pm 11,4) \cdot \text{V}/\text{bar}$, $b = (104,52 \pm 10,3) \cdot \text{V}$. Es wurden die letzten 5 Werte gefittet

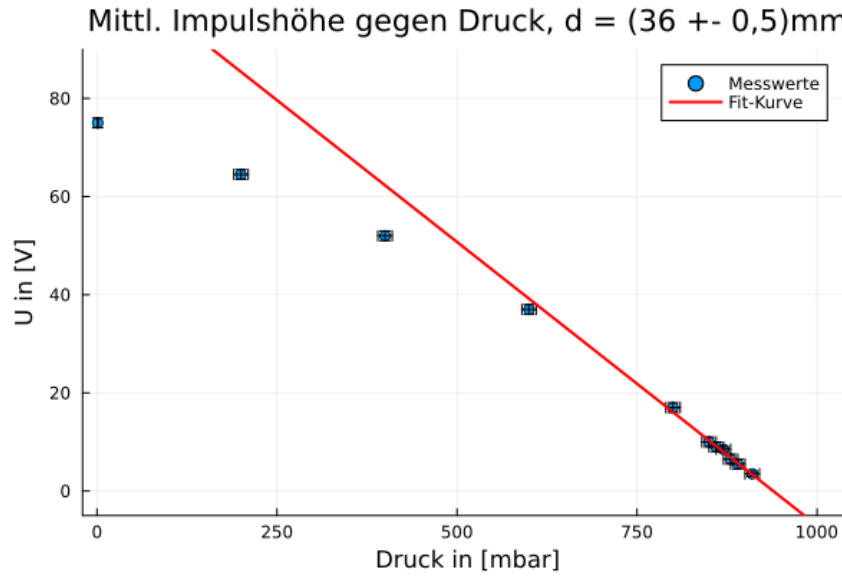


Abbildung 22: Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_3 = (36,0 \pm 0,5)mm$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-115,43 \pm 10,0) \cdot V/bar$, $b = (108,51 \pm 8,8) \cdot V$. Es wurden die letzten 4 Werte gefittet

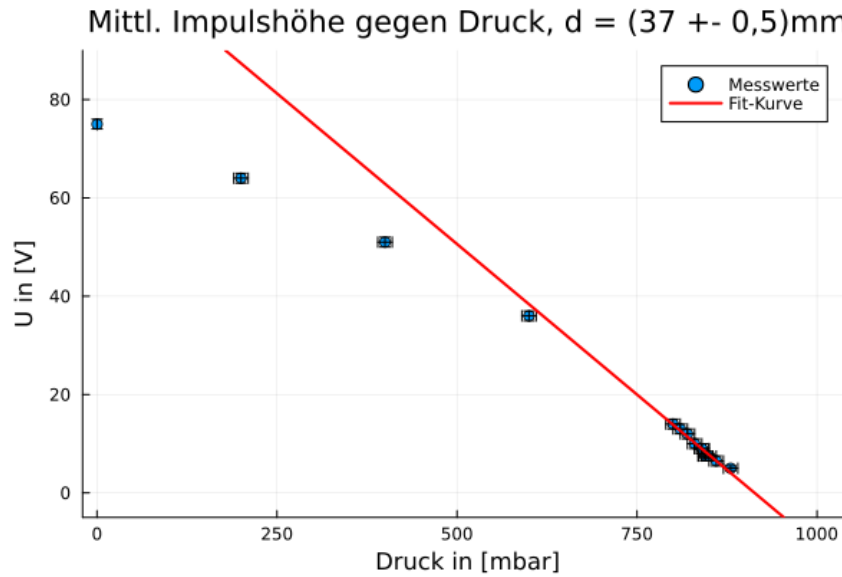


Abbildung 23: Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_4 = (37,0 \pm 0,5)mm$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-122,49 \pm 8,0) \cdot V/bar$, $b = (111,85 \pm 6,7) \cdot V$. Es wurden die letzten 10 Werte gefittet.

Durch Extrapolation des Fits, lässt sich für jeden Abstand der Druck \bar{p} annähern, an dem die Impulshöhe verschwindet. Da sich die Impulshöhe bei niedrigen Drücken nicht mehr linear verhält, werden immer nur die Werte bei hohen Drücken für die Extrapolation berücksichtigt. Wie bei der Zählratenmethode kann man den Abstand d gegen die inversen Drücke $\frac{1}{\bar{p}}$ auftragen, und mit der so erhaltenen Steigung a die mittlere Reichweite bestimmen mit $\bar{R}_{luft} = \frac{a}{p_0}$. Die berechneten Werte für \bar{p} und $1/\bar{p}$ sind inklusive Fehler in Tabelle

4

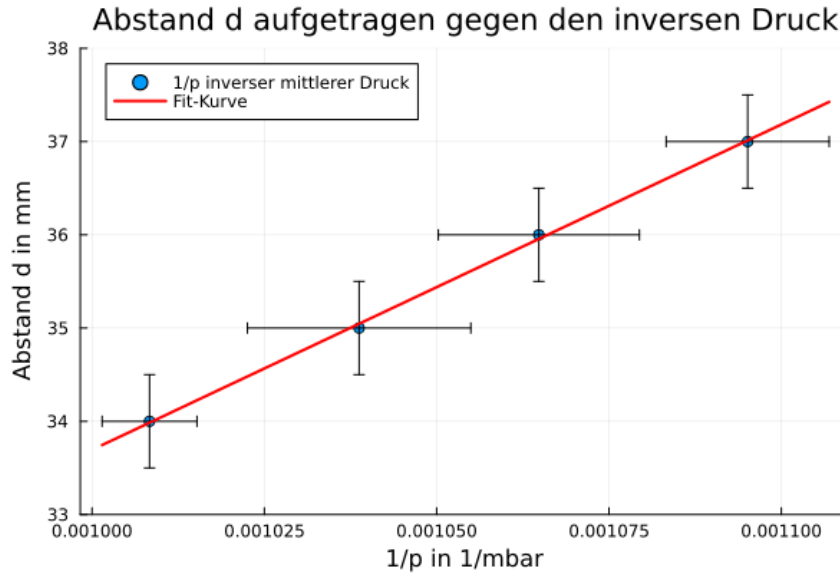


Abbildung 24: Abstände d aufgetragen gegen die inversen Drücke nach der Impulshöhenmethode mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (34886, 0 \pm 737, 0) \cdot m/\text{bar}$, $b = (-1.19 \pm 0.8) \cdot mm$.

Damit ergibt sich folgender Wert für die mittlere Reichweite in Luft

$$\bar{R}_{luft} = (34,44 \pm 0,7)mm$$

Der Fehler ist tatsächlich kleiner als bei der Zählratenmethode, jedoch stimmt der Wert hier nicht mit dem Literaturwert überein [8]. Trotz des größeren Fehlers wird im weiteren die mittlere Reichweite nach der Zählratenmethode verwendet.

d in [mm]	\bar{p} in [mbar]	$1/\bar{p}$ in [1/mbar]
$34,0 \pm 0,5$	$991,72 \pm 6,8$	$(1,008 \pm 0,007) \cdot 10^{-3}$
$35,0 \pm 0,5$	$962,70 \pm 15,0$	$(1,04 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$
$36,0 \pm 0,5$	$939,12 \pm 13,0$	$(1,07 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$
$37,0 \pm 0,5$	$913,14 \pm 10,0$	$(1,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3: Berechnete Werte für die mittlere Reichweite nach Zählratenmethode

3.2.3 Reichweite in Aluminium nach Bragg-Kleemann-Regel

Mit der Gleichung 19 von Bragg und Kleemann, lässt sich die mittlere Reichweite in Aluminium \bar{R}_{Al} durch die oben berechnete mittlere Reichweite in Luft \bar{R}_{Luft} bestimmen. Mit der Dichte von Aluminium $\rho_{Al} = 2,7 \frac{g}{cm^3}$ [9] und der dazugehörigen atomaren Massenzahl $A_{Al} = 26,98$ [10] ergibt sich somit Näherungsweise

$$\bar{R}_{Al} = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{cm^3}{g} \cdot \frac{A_{Al}^{1/2}}{\rho_{Al}} \cdot \bar{R}_{Luft}$$

Somit ist die mittlere Reichweite in Aluminium

$$\bar{R}_{Al} = (22,8 \pm 1,2) \mu m$$

Der errechnete Wert stimmt gut mit dem Literaturwert von $16 \mu m$ bis $30 \mu m$ [11] überein.

3.3 Massenbremsvermögen

Durch die Messungen mit Gold- und Aluminiumfolie aus 2.5 kann nun das relative Massenbremsvermögen von Gold zu Aluminium und Luft bestimmt werden. Die Messwerte dazu befinden sich in den Tabellen 10 und 11. Die Abbildungen 25 und 26 zeigen die Counts pro Sekunde aufgetragen gegen den Druck, gefittet mit der Funktion in 31. Die entsprechenden Fitparameter sind den Abbildungsbeschreibungen zu entnehmen. Das Massenbremsvermögen wird durch die Gleichung 26 bestimmt.

$$Q_F = \frac{\rho_L(\bar{p}_1) - \rho_L(\bar{p}_2)}{\rho_F d_F} \cdot \bar{R}_1$$

Wobei $\rho_L(\bar{p})$ die Dichte der Luft bei einem bestimmten mittleren Druck ist. (Siehe 3.2.1). ρ_F und d_F sind die Dichte und die Dicke der jeweiligen Folie. \bar{R}_1 ist der Abstand der Folie

$x_{Gold} = (23,0 \pm 0,5)mm$, $x_{Alu} = (16,0 \pm 0,5)mm$, zusammen mit dem ermittelten Offset aus 3.2.1 $b = (-7,50 \pm 2,3)mm$, sodass sich folgende Werte ergeben.

$$\bar{R}_1^G = x_G - b = (30,5 \pm 2,4)mm$$

$$\bar{R}_1^A = x_A - b = (23,5 \pm 2,4)mm$$

Der dazugehörige mittlere Druck \bar{p}_1 ist der Druck, an dem die jeweilige Reichweite \bar{R}_1 erreicht wird. Dieser Zusammenhang kann in Abbildung 19 eingesehen werden. Die Werte für \bar{p}_1 berechnen sich dann durch die Steigung a der linearen Fit Funktion von 19

$$\bar{p}_1^G = \frac{a}{\bar{R}_1^G} = (1230,0 \pm 116,0)mbar$$

$$\bar{p}_1^A = \frac{a}{\bar{R}_1^A} = (1597,0 \pm 129,0)mbar$$

Die Drücke \bar{p}_2 ergeben sich Analog zu 3.2.1 aus den Stellen, an denen die halbe maximale Zählrate erreicht wird und kann in den folgenden Abbildungen eingesehen werden.

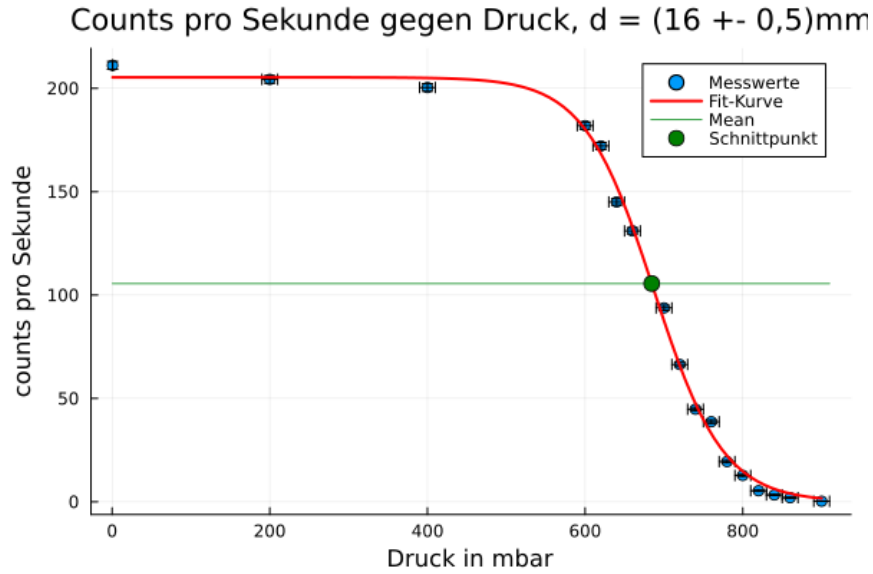


Abbildung 25: Zählraten für Aluminiumfolie aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_{Al} = (16,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (205,32 \pm 2,4) \cdot 1/s$, $b = (-0,0227 \pm 0,0008) \cdot mbar$, $c = (687,0 \pm 2,2) \cdot mbar$

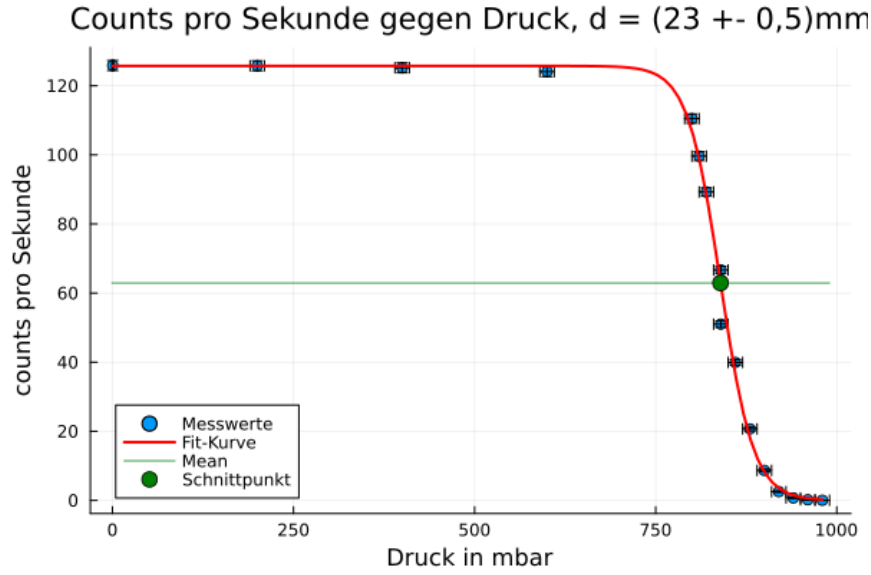


Abbildung 26: Zählraten für Goldfolie aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_G = (23,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (125,7 \pm 1,9) \cdot 1/s$, $b = (-0,044 \pm 0,003) \cdot mbar$, $c = (839,6 \pm 1,6) \cdot mbar$

Damit folgen die so berechneten Werte

Material	\bar{p}_1 in [mbar]	\bar{p}_2 in [mbar]	$\rho(\bar{p}_1)$ in [$\frac{kg}{m^3}$]	$\rho(\bar{p}_2)$ in [$\frac{kg}{m^3}$]	\bar{R}_1 in [mm]
Gold	$1230,0 \pm 120,0$	$839,6 \pm 0,7$	$1490,0 \pm 140,0$	1015,31	$30,5 \pm 2,4$
Aluminium	$1597,0 \pm 129$	$685,0 \pm 0,9$	$1930,0 \pm 160,0$	$828,4 \pm 1,1$	$23,5 \pm 2,4$

Tabelle 4: Berechnete Werte für die mittlere Reichweite nach Zählratenmethode

Somit ergibt sich das Massenbremsvermögen von Gold durch die Gleichung 26, wobei Gold die dichte $\rho_G = 19280,0 kg/m^3$ [9] hat. Die dicke der Folie beträgt $d_G = (2,5 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}mm$ [3]

$$Q_G = 0,299 \pm 0,097$$

Das Massenbremsvermögen von Aluminium beträgt $Q_{Al} = 0,78 \pm 0,04$. Da Dichte sowie Massenbremsvermögen gegeben sind, lässt sich mit Gleichung 26 durch Umstellen die Dicke der Folie bestimmen.

$$d_{Al} = (12,0 \pm 0,3)\mu m$$

Das relative Massenbremsvermögen beträgt somit schließlich

$$Q_G/Q_{Al} = 0,38 \pm 0,15$$

Der Wert stimmt gut mit dem Literaturwert von 0,3928 [9] überein.

3.4 Fazit

3.4.1 Energiestraggling

In diesem Versuchsteil wurde einerseits die Energieauflösung des Detektors bestimmt, sowie ein linearer Zusammenhang zwischen der Halbwertsbreite der Energiepeaks und $\rho \cdot x$ gezeigt. Diese Erkenntnis ist nach dem Artikel von Prior und Rollefson [7] überraschend. Es wurde ein eher exponentieller Verlauf erwartet. Jedoch hat die weitere Untersuchung gezeigt, dass die von Prior und Rollefson gesetzte Grenze der Halbwertsbreiten von 10% der Energiepeaks unterschritten wurde, weshalb der lineare Zusammenhang durchaus Sinn ergibt.

3.4.2 Reichweite

In diesem Versuchsteil ist es gelungen, die Reichweite von α -Strahlung in Luft nachzuweisen. Dazu wurden zwei Methoden gewählt. Zum einen wurde die Reichweite mit den Zählraten bestimmt, mit dem Ergebnis $\bar{R}_{Luft} = (37,033 \pm 2,0)mm$, und zum anderen über die Impulshöhen, mit dem Ergebnis $\bar{R}_{Luft} = (34,33 \pm 0,7)$.

Dabei ist die Impulshöhenmethode mit einem geringeren Fehler versehen, weicht jedoch zu stark vom Literaturwert ab, wobei die Zählratenmethode zwar einen größeren Fehler hat, aber dafür besser mit dem Literaturwert übereinstimmt. Dies liegt wahrscheinlich vor allem daran, dass die Impulshöhen auf dem Oszilloskop nicht leicht zu bestimmen waren. Die zeitlichen Schwankungen im Signal waren sehr prägnant und machten das Ablesen schwierig. Solche Schwankungen werden häufig durch EM-Felder im Raum und eine unzureichende Schirmung erzeugt. Des Weiteren ist gerade bei niedrigen Drücken, das Vakuum in der Kammer sehr anfällig für Schwankungen.

3.4.3 Massenbremsvermögen

Im letzten Versuchsteil wurde erfolgreich das relative Massenbremsvermögen von Gold zu Luft bestimmt mit $Q_G = 0,299 \pm 0,097$. Weiter wurde die Dicke der Aluminiumfolie gemessen mit $d_{Al} = 12,0 \pm 0,3 \mu m$. Hier fällt auf, dass $Q_G < Q_{Al}$. Zu erwarten wäre, dass das Massenbremsvermögen durch die hohe Dichte von Gold größer wäre, da mehr Stöße auf der Strecke möglich sind. Allerdings ist die Aluminiumfolie deutlich dicker als die Goldfolie, was anscheinend dazu führt, dass das Massenbremsvermögen der Aluminiumfolie größer ist, als das der Goldfolie.

4 Anhang

4.1 Messergebnisse

Druck [mbar]	Zeit [s]	E [keV]	FWHM [keV]
$0,131 \pm 0,191$	300	$5489,7 \pm 0,5$	$50,5 \pm 0,9$
100 ± 10	120	$4912,6 \pm 0,7$	$71,6 \pm 1,6$
220 ± 10	120	$4265,3 \pm 1,5$	$82,7 \pm 2,0$
300 ± 10	120	$3807,2 \pm 0,7$	$114,5 \pm 1,2$
400 ± 10	120	$3202,3 \pm 0,8$	$125,0 \pm 1,4$
450 ± 10	120	$2871,2 \pm 0,8$	$134,0 \pm 1,5$
500 ± 10	120	$2532,9 \pm 0,8$	$140,0 \pm 1,6$
550 ± 10	120	$2209,1 \pm 0,9$	$153,1 \pm 1,8$
600 ± 10	120	$1794,9 \pm 1,0$	$159,4 \pm 1,9$
700 ± 10	120	$961,5 \pm 1,2$	$190,9 \pm 2,3$
800 ± 10	120	-	-

Tabelle 5: Messwerte zur Bestimmung der Energiestragglingparameter bei verschiedenen Drücken. Der letzte Wert bei 800mbar dient lediglich zur Veranschaulichung und wird in der Auswertung nicht berücksichtigt.

Druck [mbar]	Counts	mittl. Impulshöhe [V]
$0,76 \pm 0,1$	4205	$75,0 \pm 1,0$
200 ± 10	4204	$65,0 \pm 0,8$
400 ± 10	4183	$53,6 \pm 1,0$
500 ± 10	4062	$46,0 \pm 1,0$
600 ± 10	4095	$39,2 \pm 0,8$
700 ± 10	4148	$30,4 \pm 2,0$
720 ± 10	4164	$28,0 \pm 2,0$
740 ± 10	4016	$26,5 \pm 1,0$
750 ± 10	4023	$25,0 \pm 1,0$
760 ± 10	4062	$24,0 \pm 2,0$
770 ± 10	4028	$23,5 \pm 1,0$
780 ± 10	4051	$22,8 \pm 1,0$
800 ± 10	4037	$21,0 \pm 1,0$
840 ± 10	4069	$16,6 \pm 1,0$
880 ± 10	3878	$11,0 \pm 1,0$
900 ± 10	2913	$10,0 \pm 0,5$
910 ± 10	1166	$8,5 \pm 1,0$
920 ± 10	294	$7,0 \pm 0,5$
930 ± 10	39	$6,5 \pm 0,5$
940 ± 10	1	$5,0 \pm 0,5$
1000 ± 10	0	$0,0 \pm 0,2$
860 ± 10	4053	$15,0 \pm 2,0$
890 ± 10	3531	$10,0 \pm 1,0$
900 ± 10	1736	$9,5 \pm 1,0$

Tabelle 6: Messwerte zur Reichweite von α -Strahlung in Luft ohne Folie bei einem Abstand von $d_1 = (34 \pm 0.5)mm$ und einer Zähl-dauer von $60s$

Druck [mbar]	Counts	mittl. Impulshöhe [V]
$0,82 \pm 0,1$	4082	$76,0 \pm 0,5$
200 ± 10	3992	$64,0 \pm 1,0$
400 ± 10	3957	$53,0 \pm 1,0$
600 ± 10	3930	$37,5 \pm 1,0$
800 ± 10	3900	$19,0 \pm 1,0$
900 ± 10	1184	$6,0 \pm 1,0$
910 ± 10	37	$5,5 \pm 1,0$
920 ± 10	4	$5,0 \pm 0,5$
940 ± 10	0	$2,5 \pm 0,5$
850 ± 10	3838	$12,5 \pm 1,0$
870 ± 10	3162	$9,0 \pm 1,0$
880 ± 10	2377	$9,0 \pm 1,0$
890 ± 10	1499	$8,5 \pm 1,0$

Tabelle 7: Messwerte zur Reichweite von α -Strahlung in Luft ohne Folie bei einem Abstand von $d_2 = (35 \pm 0.5)mm$ und einer Zähldauer von $60s$

Druck [mbar]	Counts	mittl. Impulshöhe [V]
$0,95 \pm 0,1$	3872	$75,0 \pm 1,0$
200 ± 10	3868	$64,5 \pm 1,0$
400 ± 10	3738	$52,0 \pm 1,0$
600 ± 10	3850	$37,0 \pm 1,0$
800 ± 10	3672	$17,0 \pm 1,0$
850 ± 10	3281	$10,0 \pm 1,0$
860 ± 10	2472	$9,0 \pm 1,0$
870 ± 10	1313	$8,0 \pm 0,5$
880 ± 10	154	$6,5 \pm 1,0$
890 ± 10	21	$5,5 \pm 1,0$
910 ± 10	0	$3,5 \pm 0,5$

Tabelle 8: Messwerte zur Reichweite von α -Strahlung in Luft ohne Folie bei einem Abstand von $d_3 = (36 \pm 0.5)mm$ und einer Zähldauer von $60s$

Druck [mbar]	Counts	mittl. Impulshöhe [V]
$0,22 \pm 0,1$	3645	$75,0 \pm 1,0$
200 ± 10	3670	$64,0 \pm 1,0$
400 ± 10	3694	$51,0 \pm 1,0$
600 ± 10	3610	$36,0 \pm 1,0$
800 ± 10	3472	$14,0 \pm 1,0$
810 ± 10	3516	$13,0 \pm 1,0$
820 ± 10	3406	$12,0 \pm 1,0$
840 ± 10	2288	$9,0 \pm 1,0$
845 ± 10	742	$7,5 \pm 1,0$
860 ± 10	164	$6,5 \pm 1,0$
880 ± 10	2	$5,0 \pm 0,5$
830 ± 10	3195	$10,0 \pm 1,0$
850 ± 10	695	$7,5 \pm 0,5$
840 ± 10	2453	$9,0 \pm 1,0$
845 ± 10	944	$7.5 \pm 0,5$

Tabelle 9: Messwerte zur Reichweite von α -Strahlung in Luft ohne Folie bei einem Abstand von $d_4 = (37 \pm 0.5)mm$ und einer Zähldauer von $60s$

Druck [mbar]	Counts	mittl. Impulshöhe [V]
$0,44 \pm 1,15$	7552	$62,0 \pm 1,0$
200 ± 10	7547	$51,0 \pm 2,0$
400 ± 10	7512	$41,0 \pm 2,0$
600 ± 10	7445	$31,0 \pm 1,0$
800 ± 10	6629	$15,0 \pm 2,0$
810 ± 10	5978	$14,5 \pm 2,0$
820 ± 10	5356	$14,5 \pm 2,0$
840 ± 10	4001	$14,5 \pm 0,5$
840 ± 10	3061	$13,5 \pm 2,0$
860 ± 10	2396	$13,0 \pm 2,0$
880 ± 10	1242	$7,0 \pm 2,0$
900 ± 10	521	$6,5 \pm 2,0$
920 ± 10	152	$5,0 \pm 2,0$
940 ± 10	43	$4,0 \pm 2,0$
960 ± 10	11	$3,0 \pm 2,0$
980 ± 10	2	$2,5 \pm 2,0$

Tabelle 10: Messwerte zur Reichweite von α -Strahlung in Luft mit Gold Folie bei einem Abstand von $d_G = (23 \pm 0.5)mm$ und einer Zähldauer von 60s

Druck [mbar]	Counts	mittl. Impulshöhe [V]
$0,63 \pm 0,1$	12667	$47,0 \pm 3,0$
200 ± 10	12259	$39,0 \pm 3,0$
400 ± 10	12023	$28,0 \pm 2,0$
600 ± 10	10916	$22,0 \pm 3,0$
620 ± 10	10328	$21,0 \pm 3,0$
640 ± 10	8702	$19,0 \pm 3,0$
660 ± 10	7862	$17,5 \pm 3,0$
700 ± 10	5627	$20 \pm 3,0$
720 ± 10	3984	$13,0 \pm 3,0$
740 ± 10	2686	$9,0 \pm 3,0$
760 ± 10	2322	$10,0 \pm 3,0$
780 ± 10	1166	$7,0 \pm 3,0$
800 ± 10	764	$6,5 \pm 3,0$
820 ± 10	319	$4,0 \pm 3,0$
840 ± 10	198	$3,5 \pm 3,0$
860 ± 10	118	$2,5 \pm 3,0$
900 ± 10	15	$2,0 \pm 3,0$

Tabelle 11: Messwerte zur Reichweite von α -Strahlung in Luft mit Aluminium Folie bei einem Abstand von $d_A = (23 \pm 0.5)mm$ und einer Zähldauer von 60s

5 Abbildungsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1	Modell zur Herleitung der Bethe-Gleichung [1]	2
2	Mittlere Reichweite von verschiedenen Teilchen in Luft als Funktion ihrer kinetischen Energie (logarithmische Darstellung) [1]	4
3	Reichweite in m von verschiedenen Teilchen in unterschiedlichen Materien [1]	5
4	Dominante Bereiche der Wechselwirkung mit Materie abhängig von Ordnungszahl und Energie des Photons [1]	6
5	Energieverlust dE/dx für Teilchen verschiedener Energien in Luft bei 1bar [1]	8
6	Intensität in Abhängigkeit von Eindringtiefe x [3]	9
7	Bremsvermögen für α -Teilchen in Kohlenstoff nach Bethe-Bloch mit $Z = 6$, $A = 12$, $\rho = 3,516 \text{ g/cm}^3$ und $\bar{I} = 79\text{eV}$ [4]	10
8	Potential der starken Kernkraft(links) und Coulombkraft(rechts). [1]	13
9	Halbleiter-Teilchendetektor. a) Ladungsträger-Verarmungszone mit und ohne äußere Gegenspannung. b) Erzeugung von Elektronen-Lochpaaren durch einfallendes Teilchen [1]	15
10	Reichweite in Abhängigkeit zum inversen Druck	16
11	schematischer Aufbau des Experiments [3]	19
12	Spektren der α -Teilchen gemessen mit hdtv	23
13	Halbwertsbreite FWHM aufgetragen gegen $\rho \cdot x$ mit linearem $f(x) = ax + b$ Fit mit Fitparametern $a = (3808, 45 \pm 168) \frac{\text{keV} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}}$, $b = (49, 16 \pm 3, 7) \text{keV}$.	25
14	α Aufgetragen gegen $\rho \cdot x$, linearer Fit $f(x) = ax + b$ mit Fit-Parametern $a = 4300 \pm 238 \cdot \frac{\text{keV} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}}$ und $b = 27, 96 \pm 5, 5 \cdot \text{keV}$	26
15	Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_1 = (34, 0 \pm 0, 5) \text{mm}$ mit Fitparametern $a = (68, 24 \pm 0, 82) \cdot 1/\text{s}$, $b = (-0, 14 \pm 0, 02) \cdot \text{mbar}$, $c = (902, 34 \pm 0, 9) \cdot \text{mbar}$	28
16	Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_2 = (35, 0 \pm 0, 5) \text{mm}$ mit Fitparametern $a = (66, 20 \pm 1, 2) \cdot 1/\text{s}$, $b = (-0, 09 \pm 0, 01) \cdot \text{mbar}$, $c = (885, 08 \pm 1, 3) \cdot \text{mbar}$	28

17	Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_3 = (36,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (63,11 \pm 0,9) \cdot 1/s$, $b = (-0,15 \pm 0,01) \cdot mbar$, $c = (864,45 \pm 0,7) \cdot mbar$	29
18	Zählraten aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_4 = (37,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (59,20 \pm 1,2) \cdot 1/s$, $b = (-0,29 \pm 0,04) \cdot mbar$, $c = (841,91 \pm 0,5) \cdot mbar$	29
19	Abstände aufgetragen gegen den inversen Druck mit linearem Fit $f(x) = ax + b$, Fitparameter $a = (37515 \pm 2022)mm \cdot mbar$ und $b = (-7,5 \pm 2,3)mm$	30
20	Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_1 = (34,0 \pm 0,5)mm$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-105,54 \pm 5,03) \cdot V/bar$, $b = (104,67 \pm 4,6) \cdot V$. Es wurden nur die letzten 10 Werte gefittet.	32
21	Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_2 = (35,0 \pm 0,5)mm$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-108,47 \pm 11,4) \cdot V/bar$, $b = (104,52 \pm 10,3) \cdot V$. Es wurden die letzten 5 Werte gefittet	32
22	Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_3 = (36,0 \pm 0,5)mm$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-115,43 \pm 10,0) \cdot V/bar$, $b = (108,51 \pm 8,8) \cdot V$. Es wurden die letzten 4 Werte gefittet	33
23	Impulshöhen aufgetragen gegen Druck bei einem Abstand von $d_4 = (37,0 \pm 0,5)mm$ mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (-122,49 \pm 8,0) \cdot V/bar$, $b = (111,85 \pm 6,7) \cdot V$. Es wurden die letzten 10 Werte gefittet.	33
24	Abstände d aufgetragen gegen die inversen Drücke nach der Impulshöhenmethode mit linearem Fit $f(x) = ax + b$ mit Parametern $a = (34886,0 \pm 737,0) \cdot m/bar$, $b = (-1.19 \pm 0.8) \cdot mm$	34
25	Zählraten für Aluminiumfolie aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_{Al} = (16,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (205,32 \pm 2,4) \cdot 1/s$, $b = (-0,0227 \pm 0,0008) \cdot mbar$, $c = (687,0 \pm 2,2) \cdot mbar$	36
26	Zählraten für Goldfolie aufgetragen gegen Druck mit Abstand $d_G = (23,0 \pm 0,5)mm$ mit Fitparametern $a = (125,7 \pm 1,9) \cdot 1/s$, $b = (-0,044 \pm 0,003) \cdot mbar$, $c = (839,6 \pm 1,6) \cdot mbar$	37

6 Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer, 2017. URL: <https://shorturl.at/CWuQh>.
- [2] H. Bethe. *Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter*. 1930. URL: <http://handcrafted.codes/Bethe.pdf>.
- [3] U. Köln. „B3.3: Versuchsanleitung Reichweite von Alpha-Strahlung“. In: (2021).
- [4] J.-L.-U. Gießen. „Energieverlust von Alpha-Strahlung in Materie“. In: *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene* (2023).
- [5] *NuDat3*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>. aufgerufen am 3.11.24.
- [6] deutscher Wetterdienst. *Wetter- und Klimalexikon*. 2024. URL: <https://shorturl.at/XiP76>.
- [7] R. Prior. *Anomalous energy straggling of alpha particles*. American Journal of Physics, 1982. URL: <https://shorturl.at/a2NEP>.
- [8] H. N. S. L. Demonstrations. *α , β , γ Penetration and Shielding*. 2024. URL: <https://shorturl.at/AL7MW>.
- [9] M. I. of Technology. *6.777J/2.751J Material Property Database*. 2024. URL: <https://shorturl.at/Q0xSf>.
- [10] PubChem. *Element Summary Aluminum*. 2024. URL: <https://pubchem.ncbi.nlm.nih.gov/element/Aluminum>.
- [11] Z. Jena. *Schutzmöglichkeiten vor ionisierender Strahlung*. 2024. URL: <https://www.zw-jena.de/energie/schutz.html#alpha>.