



BERGISCHE
UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL

FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM

Rutherford Streuung von α -Teilchen

Verfasser:

Henrik JÜRGENS

Frederik STROTHMANN

Tutor:

Matthias GÖTZE

Abstract:

Ziel des Versuches ist es, die Wechselwirkung von α -Teilchen mit Materie zu untersuchen.

Die Aspekte Streuwinkel, Reichweite, Kernladung und Absorptionsverhalten werden thematisiert.

Bereich	max. %	+ / 0 / -	erreicht %
Einleitung & Theorie	15		
Durchführung	70		
Auswertung			
phys. Diskussion			
Zusammenfassung			
Formales	15		
Note			

21. September 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	2
2.1	Wirkungsquerschnitt	2
2.2	α -Strahlung	2
2.3	Rutherford-Streuung	3
2.4	Energieverlust von α -Teilchen in Materie	3
3	Versuchsaufbau	5
4	Rutherford-Streuversuch	6
4.1	Versuchsdurchführung	6
4.2	Auswertung	7
5	Rückstreuung von α-Teilchen	8
5.1	Versuchsdurchführung	8
5.2	Auswertung	8
6	Bestimmung der Kernladungszahl von Aluminium	8
7	Reichweitenbestimmung	10
7.1	Versuchsdurchführung	10
8	Energieverlust von α-Strahlung in Luft	12
8.1	Versuchsdurchführung	12
8.2	Kanal-Energie-Eichung	12
8.3	Druckmessung	15
8.4	Energieverlust	15
8.5	Bragg-Kurve	20
9	Absorptionsverhalten von Aluminium und Papier	23
9.1	Versuchsdurchführung	23
9.2	Auswertung	23
10	Fazit	24
11	Anhang	25

1 Einleitung

In diesem Versuch soll die Streuung von α -Teilchen an Materie untersucht werden. Die Rutherford'sche Streuformel soll experimentell verifiziert und der Energieverlust von α -Teilchen in Luft untersucht werden. Dieser kann durch die Bethe-Formel und die Bragg-Kurve beschrieben werden. Für die Erzeugung von α -Strahlung (${}^4_2\text{He}$ -Kerne) werden verschiedene radioaktive Präparate verwendet, welche an unterschiedlichen Targets gestreut werden. Für die Überprüfung der Rutherford'schen Streuformel wird zuerst eine dünne Goldfolie bestrahlt und in einem kleinen Winkelbereich um 0° gemessen, sowie die Rückstreuung der α -Teilchen qualitativ ausgewertet. Anschließend soll die Kernladungszahl von Aluminium bestimmt werden, indem der Versuch mit einem Aluminiumtarget (Alu-Folie) wiederholt und mit den Daten zum Goldtarget verglichen wird. Um die Reichweite von α -Strahlung in Luft zu bestimmen, wird bei variierendem Druck die Zählrate untersucht.

2 Theorie

Die wichtigsten Grundkenntnisse für diesen Versuch werden im folgenden kurz erläutert.

2.1 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist eine wichtige Größe um Streuprozesse zu analysieren und zu verstehen. Er gibt die Reaktionswahrscheinlichkeit w normiert auf die Anzahl der Targetteilchen N_T pro Flächeneinheit F an (vgl. [1]),

$$\sigma = \frac{w}{\frac{N_T}{F}} \quad (1)$$

wobei

$$w = \frac{N_{\text{Reaktion}}}{N_{\text{Gesamt}}} = \frac{I_{\text{gestreut}}}{I_{\text{einfallend}}} \quad (2)$$

die Reaktionswahrscheinlichkeit, also der Anteil der gestreuten/wechselwirkenden Teilchen N_{Reaktion} an der Gesamtteilchenzahl N_{Gesamt} bzw. der Anteil des Stromes der gestreuten Teilchen I_{gestreut} am Strom der einfallenden Teilchen $I_{\text{einfallend}}$, ist.

Da im Versuchsaufbau nur ein gewisser Raumwinkel $\Delta\Omega$ vermessen wird, ist es sinnvoll mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ zu arbeiten, welcher die Wahrscheinlichkeit angibt, das gestreute Teilchen in einem kleinen Winkelbereich $d\Omega$ zu finden.

2.2 α -Strahlung

α -Strahlung entsteht durch den spontanen Zerfall eines schweren Kernes, wobei ein ${}^4_2\text{He}$ -Kern emittiert wird. Bei diesem Prozess wird die Coulomb-Barriere des Kernes durchtunnelt, sodass

die potentielle Energie des Kernes in kinetische Energie umgewandelt wird. Die Spallationswahrscheinlichkeit ist bei schweren Kernen größer, da die Bindungsenergie pro Nukleon bei diesen abnimmt. Die in diesem Versuch verwendeten Präparate sind Americium und Radium, deren Eigenschaften und Zerfallsprodukte in Tabelle 1 dargestellt sind (vgl. [2] und [4]):

Tabelle 1: Eigenschaften der α -Strahler

Isotop	τ/a	E/MeV	Zerfall
$^{241}_{95}\text{Am}$	432,2	5,486	$^{237}_{93}\text{Np}$
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1602	4,871	$^{222}_{86}\text{Rn}$

Americium kann neben dem α -Zerfall auch zu einem verschwindend gerigen Teil durch spontane Spaltung zerfallen.

2.3 Rutherford-Streuung

Die Streuung von geladenen Teilchen am Coulomb-Potential wird mit der Rutherfordschen Streuformel, welche den differentiellen Wirkungsquerschnitt für diese Art von Streuung charakterisiert. Die genaue Herleitung kann man z.B. dem Buch [6] entnehmen. Die Streuformel beschreibt die Wahrscheinlichkeit, ein gestreutes Teilchen im Raumwinkelement $d\Omega$ zu finden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi\epsilon_0 E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \quad (3)$$

Z_i	Kernladung des Targets/Projektils
e	Elementarladung
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
E_0	Energie des Teilchens vor der Wechselwirkung
θ	Streuwinkel

Die angegebene Formel hat bei $\theta = 0$ einen Pol 4. Ordnung, sodass für die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes ein minimaler Streuwinkel θ_{min} angenommen werden muss. In diesem Versuch soll ausschließlich Formel 3 überprüft werden.

2.4 Energieverlust von α -Teilchen in Materie

Der Energieverlust von α -Teilchen in Materie kann mit der Braggkurve, welche den Energieverlust in Abhängigkeit von der zurückgelegten Weglänge im Medium angibt, sowie mit der Bethe Formel, welche den Energieverlust pro Weglängenelement dx in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Teilchens angibt, beschrieben werden. Die Bethe-Formel (vgl. [3]) in der relativistischen Form lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta)^2} \right) - \beta^2 \right] \quad (4)$$

β	$\frac{v}{c}$
v	Momentane Geschwindigkeit des Teilchens
c	Lichtgeschwindigkeit
E	Energie des Teilchens
x	Weglänge
Z	Kernladungszahl
ε_0	elektrische Feldkonstante
e	Elementarladung
n	Elektronendichte des Materials
m_e	Ruhemasse des Elektrons
I	mittleres Anregungspotential des Material

Die Bethe Formel ist in Abb. 1 für Aluminium doppelt logarithmisch dargestellt, wobei genauere Details materialabhängig sind. Die Bragg-Kurve ist in Abb. 2 für α -Strahlung in Luft dargestellt. Das Maximum der Bragg-Kurve ist näherungsweise gleichzusetzen mit der Reichweite des Teilchens, da der Energieverlust kurz danach auf Null absinkt.

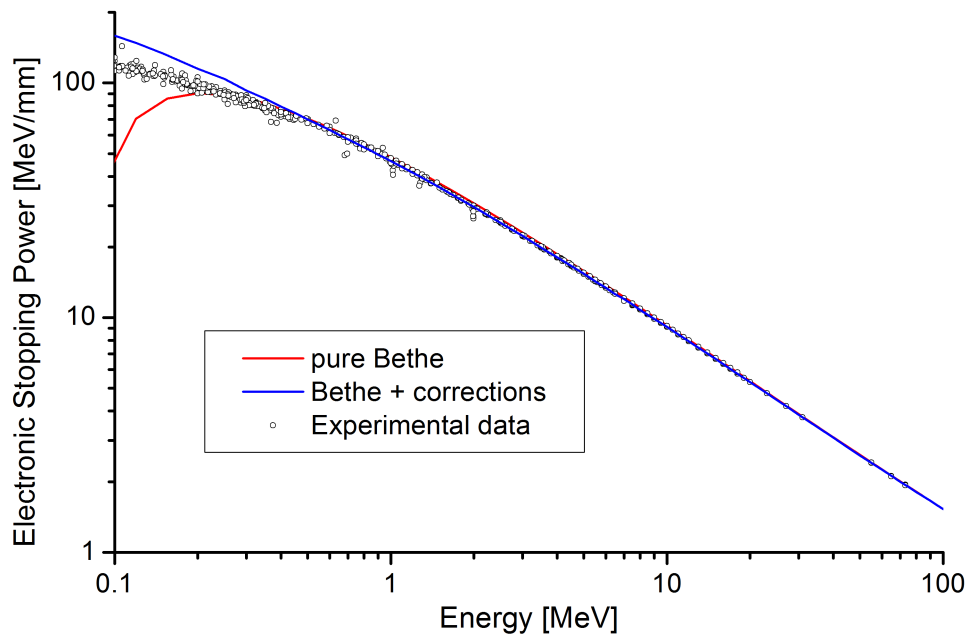


Abbildung 1: Bethe-Bloch-Kurve (vgl. [3])

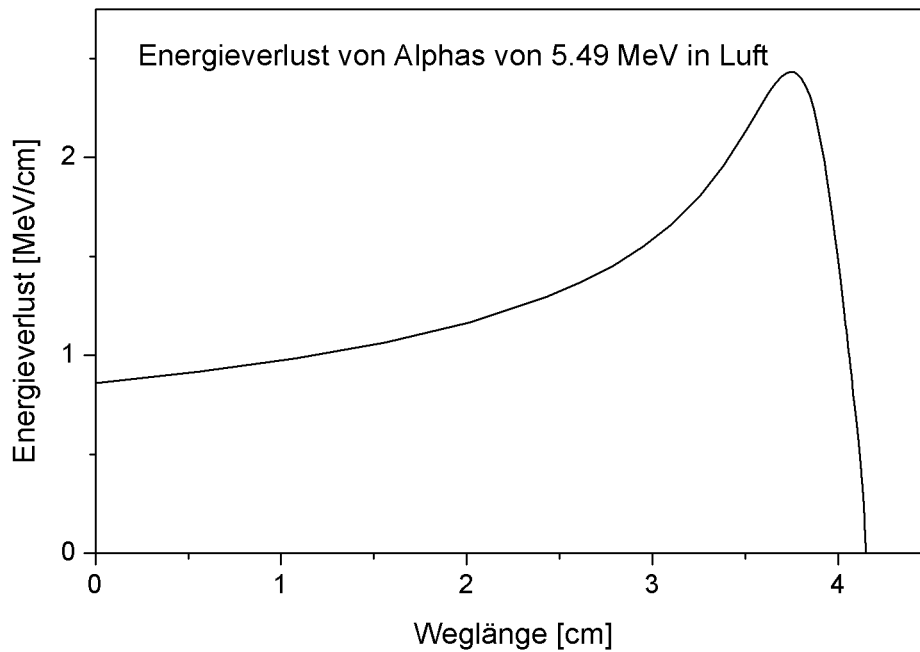


Abbildung 2: Braggkurve für α -Strahlung in Luft (vgl. [3])

3 Versuchsaufbau

Für den Versuch werden zwei verschiedene Vakuumkammern verwendet. Die erste Kammer ist eine Rutherford-Streukammer, eine schematische Skizze ist in Abb. 3 zu sehen. Die Streukammer besteht aus einer Vakuumkammer mit durchsichtigem Deckel. Ein Barometer, ein Belüftungsventil und ein Ventil mit Anschluss an die Vakuumpumpe sind an den Absperrhahn (3) angeschlossen. Der Halbleiterdetektor mit Kollimator (12,12.1) ist von innen an einer BNC-Buchse (2.1) montiert. Von außen ist ein Vorverstärker angeschlossen. Die Daten werden von einem Digitalzähler, der an einen Computer angeschlossen ist, ausgelesen (siehe Abb. 4). Der Deckel der Streukammer hat einen Schwenkarm (7), an dem das ^{241}Am -Präparat (7.1), verschiedene Rahmen mit Spaltkollimatoren (9) und Metallfolien (10) angebracht werden können. Über einen Knopf (4) ist der Schwenkarm drehbar, der Winkel ist dabei über eine Skala (8) ablesbar. Zur Verfügung stehen Spalte mit 1mm und 5mm Breite sowie eine Goldfolie mit $2\mu\text{m}$ und eine Aluminiumfolie mit $7\mu\text{m}$ Dicke.

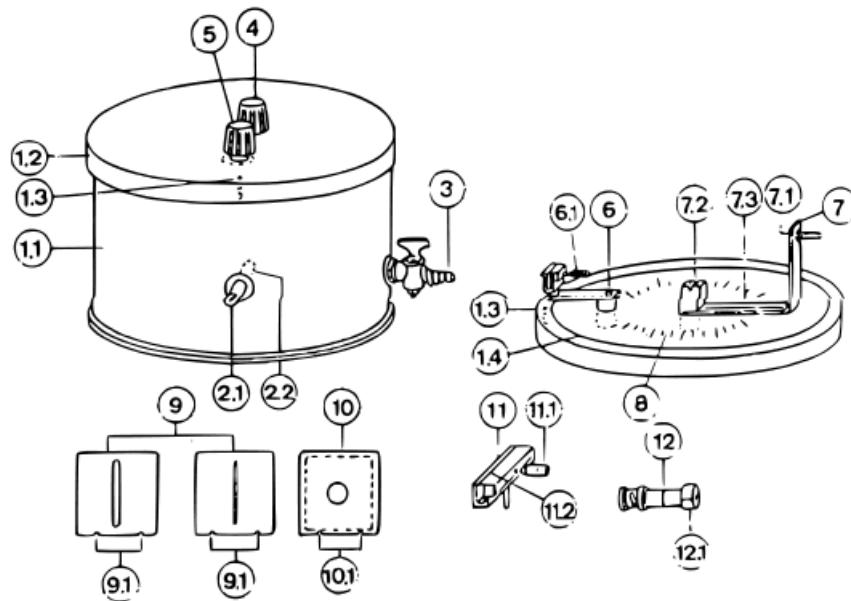


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der Streukammer

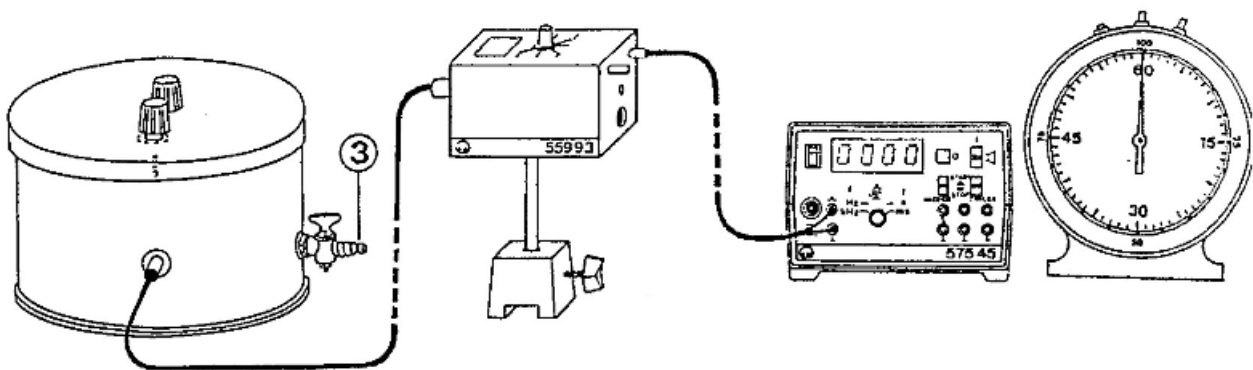


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Versuchsaufbaus

Die zweite Kammer ist eine Vakuumkammer mit einer optischen Bank zum Befestigen der radioaktiven Quelle. Sie wird für die Bestimmung der Reichweite von α -Strahlung und die Untersuchung der Absorption von verschiedenen Medien verwendet. Der Detektor ist an einen PC angeschlossen, mit dem die Messdaten aufgenommen werden.

4 Rutherford-Streuversuch

In diesem Versuchsabschnitt soll die Streuung von α -Strahlung an Goldfolie untersucht werden.

4.1 Versuchsdurchführung

Die Streuung von α -Teilchen an einer Goldfolie wird in einem Winkelbereich von -30° bis 30° in 5° -Schritten untersucht. Neben der Goldfolie wird der Kollimator mit einer Spaltbreite von 1mm eingesetzt. Die Streukammer wird auf 35 mbar evakuiert. Die Messdaten werden mit dem

Computer aufgenommen. Für jeden Winkel wurde für einen Zeitraum von 3min gemessen. Die aufgenommenen Histogramme werden mit der Poissonverteilung gefittet (Beispiel im Anhang). Der Fehler des Winkels wurde mit 2° angenommen. Die so bestimmten Zählraten werden mit Gl. 5 gefittet. Da das Winkelmaß einen Offset besitzt, wird dies durch eine additive Konstante als Fitparameter berücksichtigt.

$$f(x) = \frac{A}{\sin^4 \left[\frac{\pi(x-B)}{2 \cdot 180} \right]} \quad (5)$$

4.2 Auswertung

In Abb. 5 sind die Messdaten mit dem Fit der Rutherfordstreuformel zu sehen. Die Rutherfordstreuformel wurde nach Gl. 5 gefittet. Dabei ergaben sich für den Fit die Werte in Tabelle 2.

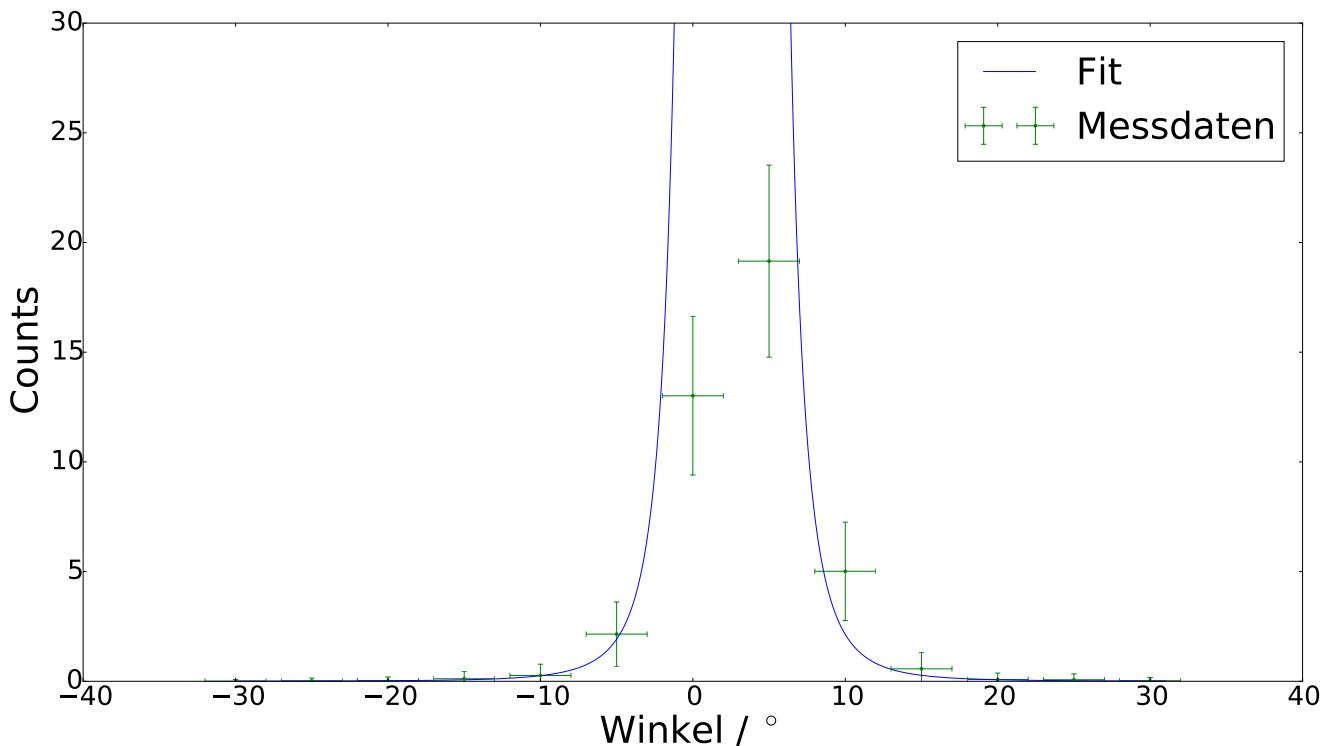


Abbildung 5: Es sind die Messdaten aus der Streuung von α -Strahlung an Gold zu sehen. Die Messdaten wurden mit Gl. 5 gefittet, dabei ergab sich ein χ^2_{red} von 2,48.

Tabelle 2: Fitparameter für die Goldfolie nach Gl. 5

Parameter	Wert
A	$0,00037 \pm 0,00002$
B	$2,62 \pm 0,05$
χ^2_{red}	2,48

Der Fit passt optisch gut zu den Daten, auch wenn das χ^2_{red} nur einen Wert von 2,48 hat.

5 Rückstreuung von α -Teilchen

Es soll qualitativ die Rückstreuung von α -Teilchen untersucht werden. Aufgrund der Symmetrie des Sinus kann erwartet werden, dass bei 30° und 150° die selben Zählraten zu erwarten sind.

5.1 Versuchsdurchführung

Die Goldfolie wird ohne Spalt in die Kammer eingesetzt und ein Winkel von 150° eingestellt. Da eine sehr geringe Zählrate erwartet wird, wird über einen Zeitraum von einer Stunde gemessen.

5.2 Auswertung

Über den Zeitraum von 60 Minuten wurden 5 Counts gemessen, dies entspreche einer Rate von 0.0014 Counts/s. Die niedrige Zählrate zeigt, dass die Rutherfordstreuformel für große Winkel nicht mehr zutrifft.

6 Bestimmung der Kernladungszahl von Aluminium

Es soll die Kernladungszahl von Aluminium bestimmt werden. Die Winkelverteilung der Zählraten soll mit denen der Goldfolie verglichen werden.

Die Aluminiumfolie mit einer Dicke von $7\mu\text{m}$ und der 1mm Spalt werden eingesetzt. Die Rutherfordkammer wird auf einen Druck von 25 mbar evakuiert. Dann werden die Zählraten in 5° Schritten über einen Zeitraum von 3min aufgenommen. Die Kernladungszahl wird mit Gl. 6 bestimmt. Dabei werden für die festen Parameter die Werte in Tabelle 3 verwendet.

$$\frac{\dot{N}_{Al}}{\dot{N}_{Au}} = \frac{Z_{Al}^2 \cdot d_{Al}}{Z_{Au}^2 \cdot d_{Au}} \quad (6)$$

Tabelle 3: Werte der festen Parameter für die Bestimmung der Kernladungszahl von Aluminium nach Gleichung 7

Parameter	Wert
Z_{Au}^2	79
d_{Au}	2 [μm]
d_{Al}	7 [μm]

Dabei ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse \dot{N} gegeben durch Gl. 7.

$$\dot{N}_i \propto \frac{A_i}{\sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \quad (7)$$

Tabelle 4: Fitparamter für das Aluminiumatom nach Gl. 5

Paramter	Wert
A	$0,000033 \pm 0,000003$
B	$2,07 \pm 0,05$
χ_{red}^2	1,61

Setzt man Gl. 7 in Gl. 6 ein und formt nach Z_{Al} um so ergibt sich die Kernladungszahl von Aluminium nach Gl. 8

$$Z_{Al} = Z_{Au} \sqrt{\frac{A_{Al} \cdot d_{Au}}{A_{Au} \cdot d_{Al}}} \quad (8)$$

Der Fehler ergibt sich dabei nach Gl. 9.

$$\Delta Z_{Al} = Z_{Au} \sqrt{\frac{d_{Au}}{d_{Al}}} \cdot \sqrt{\frac{(\Delta A_{Al})^2}{4A_{Al} \cdot A_{Au}} + \frac{A_{Al}}{4A_{Au}^3} (\Delta A_{Au})^2} \quad (9)$$

$A_{Al,Au}$ wird dabei aus den Fits entnommen. Die Messwerte der Rutherfordstreuung an Aluminium und der Fit sind in Abb. 6 zu sehen. Für den Fit ergeben sich die Werte in Tabelle 6.

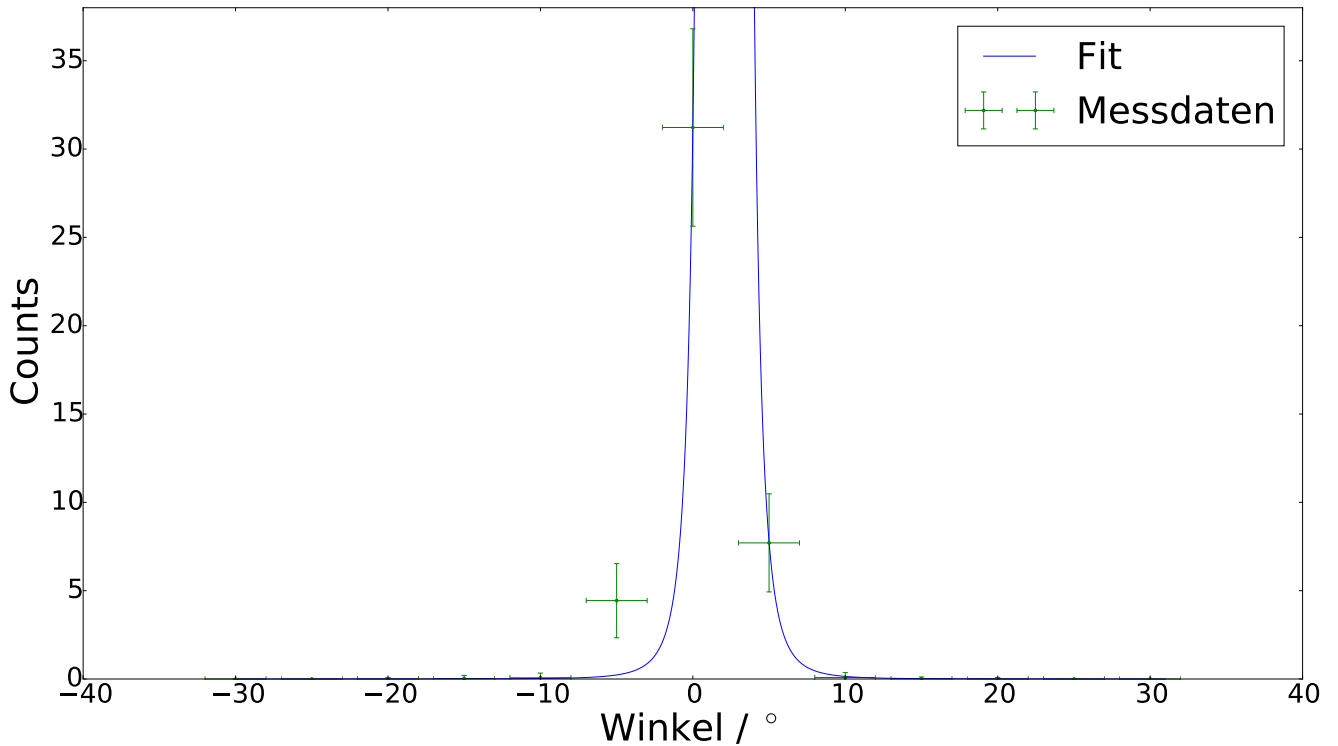


Abbildung 6: Es sind die Messdaten aus der Streuung von α -Strahlung an Gold zu sehen. Die Messdaten wurden mit Gl. 5 gefittet, dabei ergab sich ein χ_{red}^2 von 1,61. Optisch passt der Fit, abgesehen von dem Messwert bei -5° , gut zu den Daten

Setzt man die Fitparameter aus Tabelle 5 und Tabelle 4 in Gl. 8 ein so ergibt sich eine Kernladung von $12,6 \pm 0,3$. Erwartet wurde ein Wert von 13. Der bestimmte Werte weicht um 0.97% von dem Erwartetem ab. Das Ergebnis ist im Rahmen der Messung als gut einzuordnen.

7 Reichweitenbestimmung

Es soll die Reichweite von α -Strahlung bei Normaldruck untersucht werden.

7.1 Versuchsdurchführung

Es werden keine Metallfolien oder Kollimationsspalte verwendet. Der Schwenkarm wird auf 0° eingestellt. Da der Abstand zwischen dem ^{241}Am -Präparat und der Quelle nicht veränderbar ist (5 cm), kann die Abstandsabhängigkeit nicht direkt bestimmt werden. Stattdessen wird die Zählrate in Abhängigkeit des Luftdrucks aufgenommen. Da die Reichweite linear mit Anzahl der Stöße mit den Luftmolekülen abhängt, hängt die Reichweite unter Annahme des idealen Gasesetztes auch linear von Druck ab. Daraus lässt sich für die Reichweite unter Normaldruck Gl. 10 folgern.

$$x_{\text{Messung}} = x_{\text{Normal}} \frac{p_{\text{Messung}}}{p_{\text{Normal}}} \quad (10)$$

Der Fehler ergibt sich nach Gl.

$$\Delta x_{\text{Messung}} = x_{\text{Normal}} \frac{\Delta p_{\text{Messung}}}{p_{\text{Normal}}} \quad (11)$$

Der Druck wird solange erhöht, bis die Countrate auf 0 abfällt. Da der Abfall der Zählrate jedoch gaußverschmiert ist, muss der Nullpunkt mit einer logistischen Regression bestimmt werden. Für die logistische Regression wird Gl. 12 verwendet. Mit dem Zusammenhang, aus Gl. 10 kann die Reichweite von α -Strahlung in Luft bestimmt werden.

$$f(x) = B + \frac{A - B}{1 + \left(\frac{x}{D}\right)^C} \quad (12)$$

Die Messwerte mit dem Fit sind in Abb. 7 zu sehen, für den Fit ergeben sich die Werte in Tabelle 5.

Tabelle 5: Parameter des Fits zur Bestimmung der Reichweite von α -Strahlung in Luft. Für den Fit wurde Gl. 12 verwendet.

Parameter	Wert
A	25 ± 1
B	$458,2 \pm 0,8$
C	$53,3 \pm 0,3$
D	$-0,5 \pm 0,3$
χ^2_{red}	0,45

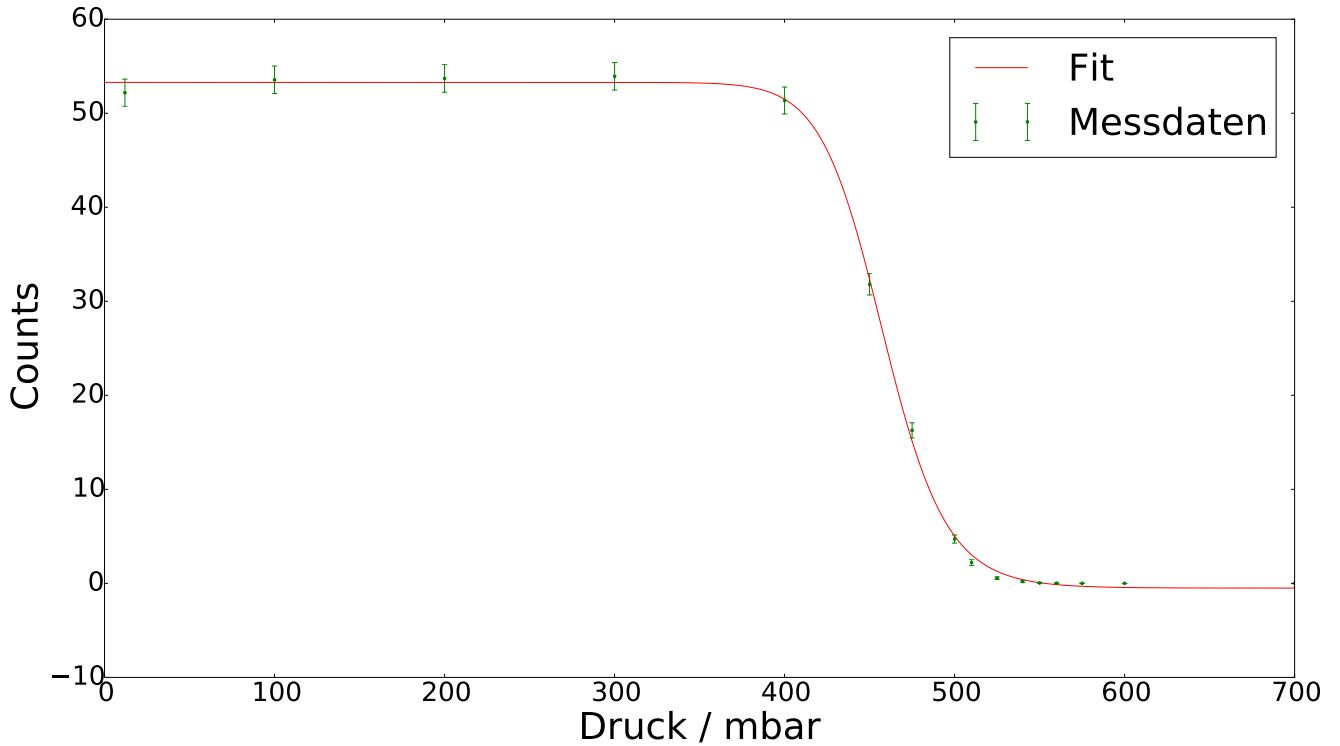


Abbildung 7: Es sind die Messdaten aus der Streuung von α -Strahlung an Gold, bei unterschiedlichem Druck zu sehen. Die Messdaten wurden mit Gl. 12 gefittet, dabei ergab sich ein χ^2_{red} von 0,45.

Die Daten werden gut durch die logistische Regression beschrieben, aus den Fitparametern kann mit Gl. 13 der Druck bestimmt werden, bei dem die Zählrate auf 0 abgefallen ist.

$$p_0 = D \sqrt[c]{\frac{A}{B}} \quad (13)$$

Mit den bestimmten Parametern aus Tabelle 5 ergibt sich ein Druck von 504 ± 34 mbar. Bei einem Normaldruck von $p_{normal} = 1013,25$ mbar und einem Abstand von $x_0 = 5 \pm 0,5$ cm kann mit Gl. 10 die Reichweite der α -Strahlung in Luft bestimmt werden. Es ergibt sich eine Reichweite von $2,5 \pm 0,3$ cm. Dieser Wert muss jedoch korrigiert werden, da durch die $3\mu\text{m}$ dicke Goldfolie die Energie der α -Strahlung von 5,5 MeV auf 4,5 MeV abgeschwächt wird. Es ergibt sich damit ein Korrekturfaktor nach Gl. 14 welcher multiplikativ in Gl. 10 eingeht. Damit

ergibt sich ein korrigierter Wert von $3,04 \pm 0,37$. Erwartet wurde ein Wert von 2,96 cm, dieser Wert wurde mit der empirischen Reichweite nach Geiger bestimmt (siehe [7]). Der Korrigierte Wert weicht um 2,7% ab, was ein gutes Ergebnis ist, wobei der Erwartete Wert innerhalb der Fehler des gemessenen liegt.

$$f_{\text{korrektur}} = \frac{5,5 \text{ MeV}}{4,5 \text{ MeV}} \quad (14)$$

8 Energieverlust von α -Strahlung in Luft

In diesem Versuchsabschnitt soll der Energieverlust von α -Strahlung in Luft, bei Normaldruck, untersucht werden.

8.1 Versuchsdurchführung

Da wie zuvor der Abstand zwischen dem Präparat und dem Detektor nicht variierbar ist, wird der Druck variiert. Die Spektroskopiekammer wird evakuiert. Dann werden der Verstärker und der ADC so eingestellt, dass das ^{226}Ra -Spektrum deutlich zu erkennen ist. Da im Bereich von niedrigen Energien ein starker Untergrund vorhanden ist, muss die Einstellschraube LLD am ADC so eingestellt werden, dass der Untergrund möglichst gut herausgefiltert wird.

8.2 Kanal-Energie-Eichung

Dann wird eine Kanal-Zeit-Eichung mit der Zerfallsreihe von ^{226}Ra durchgeführt. Die Zerfallsreihe ist in Abb. 8 zu sehen. Die Peaks werden über einen Multi-Gauss-Fit bestimmt. Dieser besteht aus einer Summe von 4 Gaussverteilungen. Den so bestimmten Kanälen kann mit der Zerfallskette (Abb. 8) eine Energie zugeordnet werden. Die Werte werden mit einer linearen Funktion gefittet (Gl. 15).

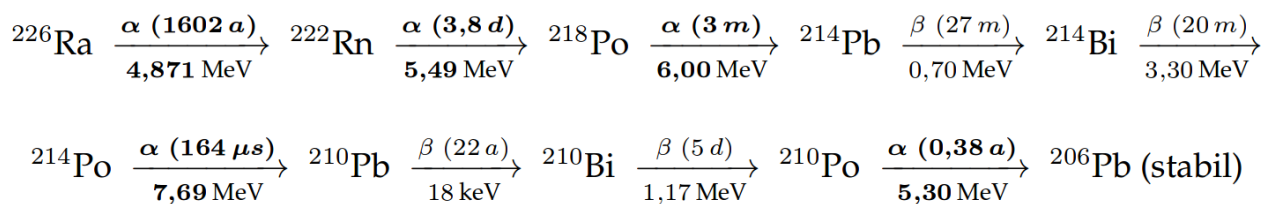


Abbildung 8: Zerfallsreihe von ^{226}Ra . Entnommen aus [5]

$$E(k) = A \cdot k + B \quad (15)$$

Der Fehler von $E(k)$ ergibt sich dabei nach Gl. 16.

$$\Delta E = \Delta k \cdot A \quad (16)$$

Der Multi-Gauss-Fit ist in Abbilung 9 zu sehen. Dabei ergaben sich die Fitparameter in Tabelle 6. Die Kurve passt optisch gut zu den Messdaten, was durch ein reduziertes Chiquadrat χ_{red}^2 von 1.717 bestätigt wird.

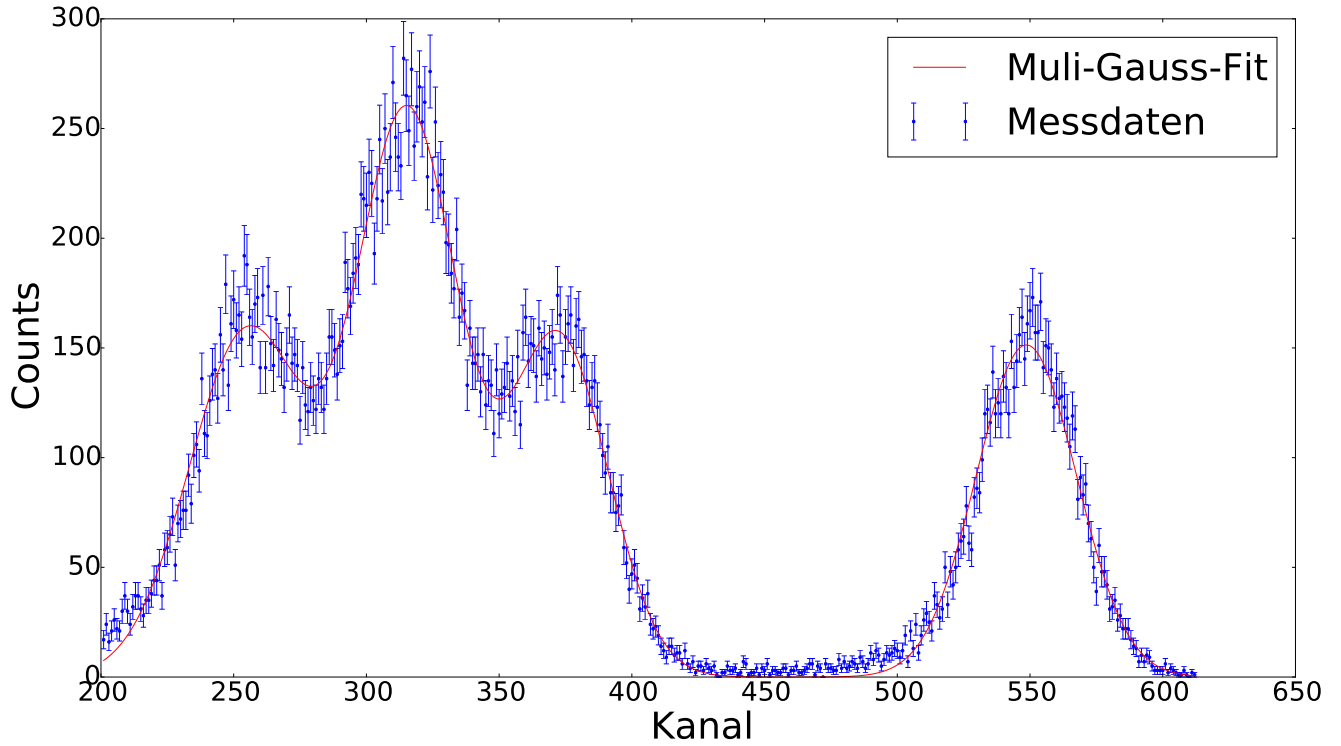


Abbildung 9: Messung des ^{226}Ra -Zerfalls mit Multi-Gauss-Fit

Tabelle 6: Parameter des Multi-Gauss-Fits

Gaußkurve	Parameter	Wert	Fehler
1	σ	22.0	0.3
	μ	255	1
	Amplitude	8700	308
2	σ	19.5	0.8
	μ	315.5	0.6
	Amplitude	12483	459
3	σ	18.5	0.5
	μ	372.5	0.8
	Amplitude	7156	243
4	σ	18.9	0.2
	μ	548.6	0.3
	Amplitude	7170	110

Mit den bestimmten Kanälen und den Energien ergibt sich der Plot in Abb. 10. Die Ergebnisse des Fits sind in Tabelle 7 aufgetragen. Das reduzierte Chiquadrat χ_{red}^2 hat einen Wert von 0.367. Die Energie eines Kanals ist durch Gl. 17 gegeben.

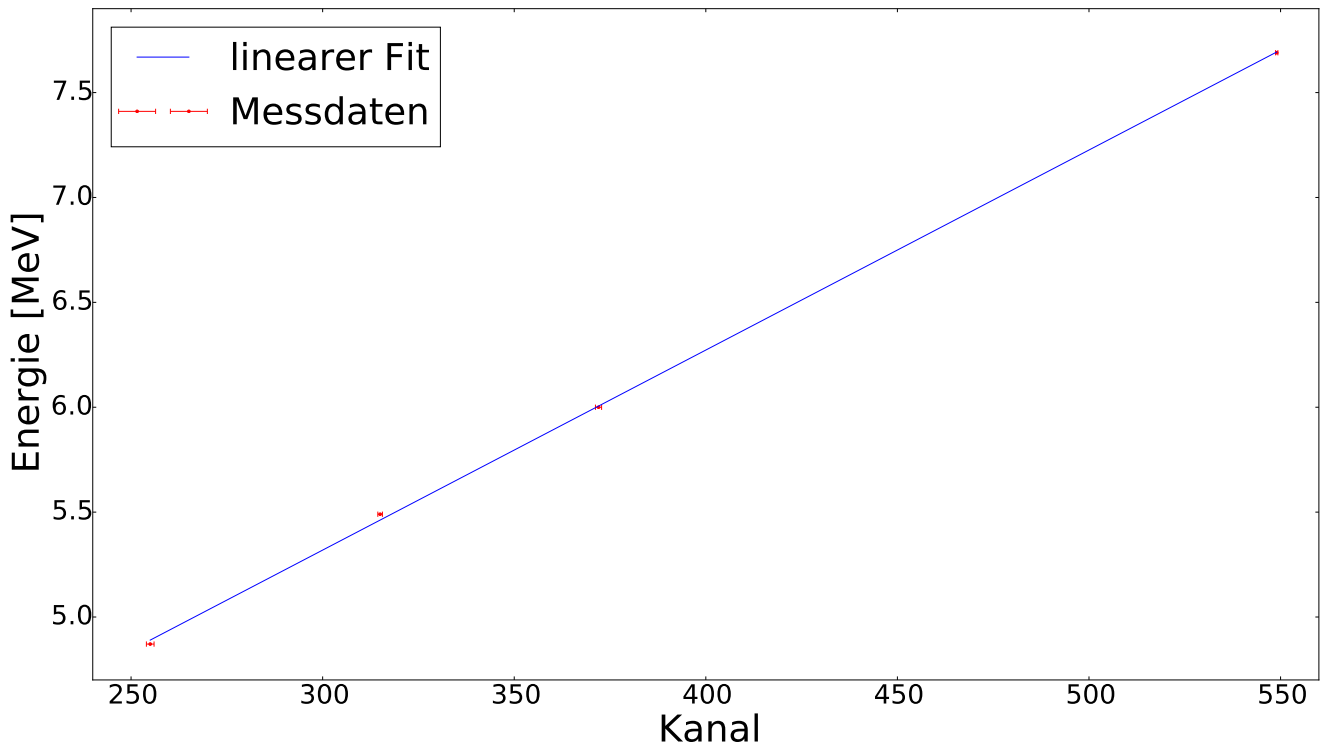


Abbildung 10: Zerfallsenergien gegen die bestimmten Kanäle mit linearem Fit

Tabelle 7: Parameter des Linearen-Fits

Parameter	Wert	Fehler
A [MeV]	0.0095	0.0001
B [MeV]	2.46	0.04

$$E(k) = (0.0095 \pm 0.0001) \cdot k + (2.46 \pm 0.04) \quad (17)$$

8.3 Druckmessung

Die Kammer wird langsam belüftet und Spektren im Bereich von 100 Torr bis 800 Torr in 25 Torr Schritten aufgenommen, wobei der Druck während der Messung konstant gehalten wird. Ein Bar entspricht 750.061683 Torr. Nach Gl. 10 kann die Strecke mit erhöhtem Druck in die Strecke unter Normaldruck umgerechnet werden. Aus den Countrates in Abhängigkeit des Drucks kann der absolute Energieverlust und der Energieverlust pro Wegstück bei Normaldruck bestimmt werden. Für den Energieverlust pro Wegstück wird ein Verhalten nach Gl. 10 erwartet. Die Peaks der Spektren werden wie zuvor mit einem Mult-Gauss gefittet. Eine Messung wurde über einen Zeitraum von 180s durchgeführt.

8.4 Energieverlust

Der Energieverlust pro Strecke wird nach Gl. 18 berechnet.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E_1 - E_2}{x_1 - x_2} \quad (18)$$

Dabei ergibt sich der Fehler nach Gl. 19.

$$\Delta \frac{dE}{dx} = \sqrt{\left(\frac{\Delta dE}{dx}\right)^2 + \left(\frac{\Delta dx \cdot dE}{dx^2}\right)^2} \quad (19)$$

Die Wegdifferenz wurde mit Gleichung 10 bestimmt, dabei ist $P_{normal} = 760$ Torr und $x_{normal} = 6$ cm. Die Energie wurde mit Gl. 17 bestimmt. Die Energie wurde über den Mittelwert Gl. 20 bestimmt. Der Fehler ist in Gl. 21 angegeben.

$$\bar{E} = \frac{E_1 + E_2}{2} \quad (20)$$

$$\Delta \bar{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{2}\right)^2} \quad (21)$$

Die bestimmten Peakpositionen in Abhängigkeit vom Druck sind in Tabelle 12 aufgetragen. Trägt man nun $\frac{dE}{dx}$ gegen dE auf, erwartet man das von der Bethe-Bloch-Formel beschriebene Verhalten. Die Bethe-Bloch-Formel ist in Gleichung 4 zu sehen. Da nur der Verlauf der Daten von Interesse ist und nicht die Werte der einzelnen Parameter, können die Messdaten mit einem vereinfachten Modell, Gl. 22 gefittet werden. Dabei wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Energie und dem Geschwindigkeitsquadrat der Teilchen angenommen ($E_{kin} \sim v^2$).

$$\frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left[\ln(B \cdot \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (22)$$

In Abb. 11 ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE für den 4,871 MeV Peak aufgetragen, die Werte des Fits sind in Tabelle 8 zu sehen.

Tabelle 8: Fitwerte für den 4,871 MeV Peak nach Gl. 22

Parameter	Wert
A	$1,8 \pm 0,2$
B	$3,8 \pm 0,5$
χ^2_{red}	8,4

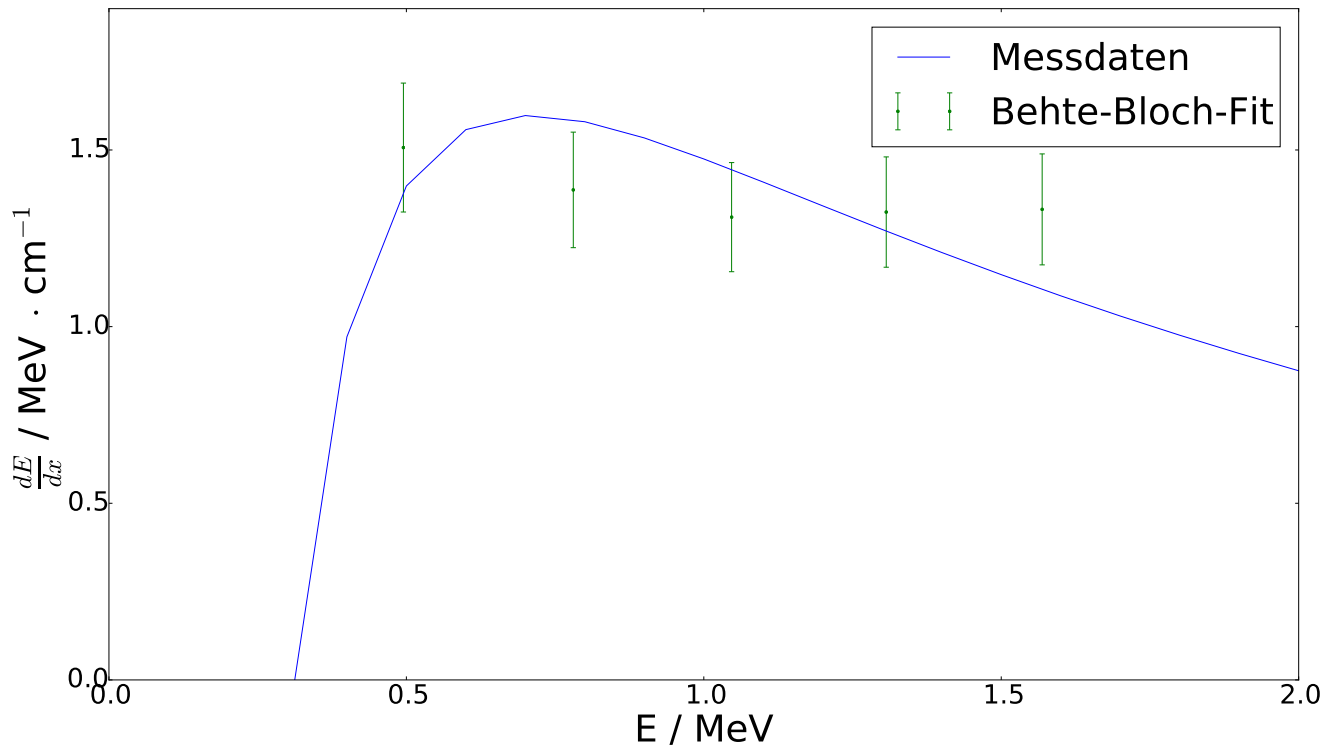


Abbildung 11: Es ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE aufgetragen, es wird ein Verlauf nach der Bethe-Bloch-Formel (Gl. 4) erwartet. Aus dem Fit mit Gl. 22 ergibt sich ein reduziertes Chiquadrat χ_{red}^2 von 8,4.

In Abb. 12 ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE für den 5,49 MeV Peak aufgetragen, die Werte des Fits sind in Tabelle 9 zu sehen.

Tabelle 9: Fitwerte für den 5,49 MeV Peak nach Gl. 22

Parameter	Wert
A	$2,1 \pm 0,1$
B	$3,2 \pm 0,2$
χ_{red}^2	13,4

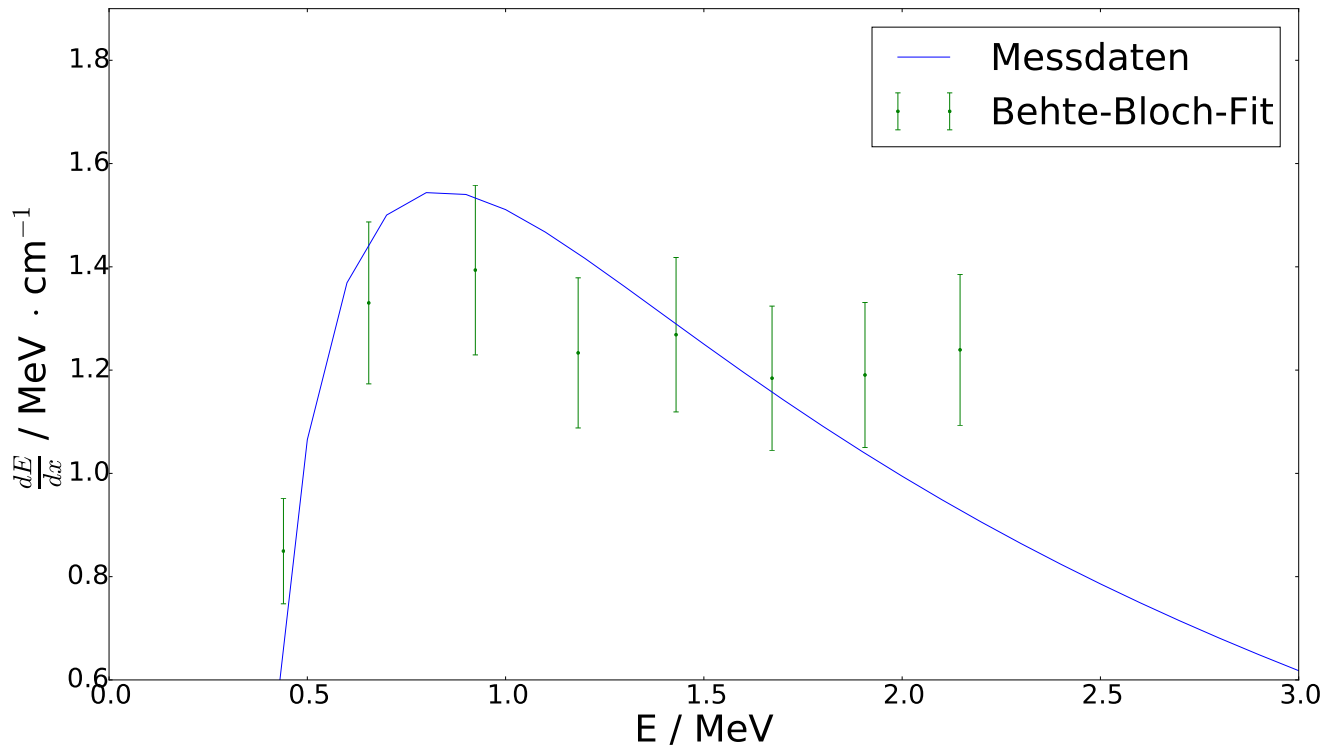


Abbildung 12: Es ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE für den 5,49 MeV Peak aufgetragen, es wird ein Verlauf nach der Bethe-Bloch-Formel (Gl. 4) erwartet. Aus dem Fit mit Gl. 22 ergibt sich ein χ^2_{red} von 13,4.

In Abb. 13 ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE für den 6 MeV Peak aufgetragen, die Werte des Fits sind in Tabelle 10 zu sehen.

Tabelle 10: Fitwerte für den 6 MeV Peak nach Gl. 22

Parameter	Wert
A	$2,0 \pm 0,1$
B	$3,5 \pm 0,2$
χ^2_{red}	17,5

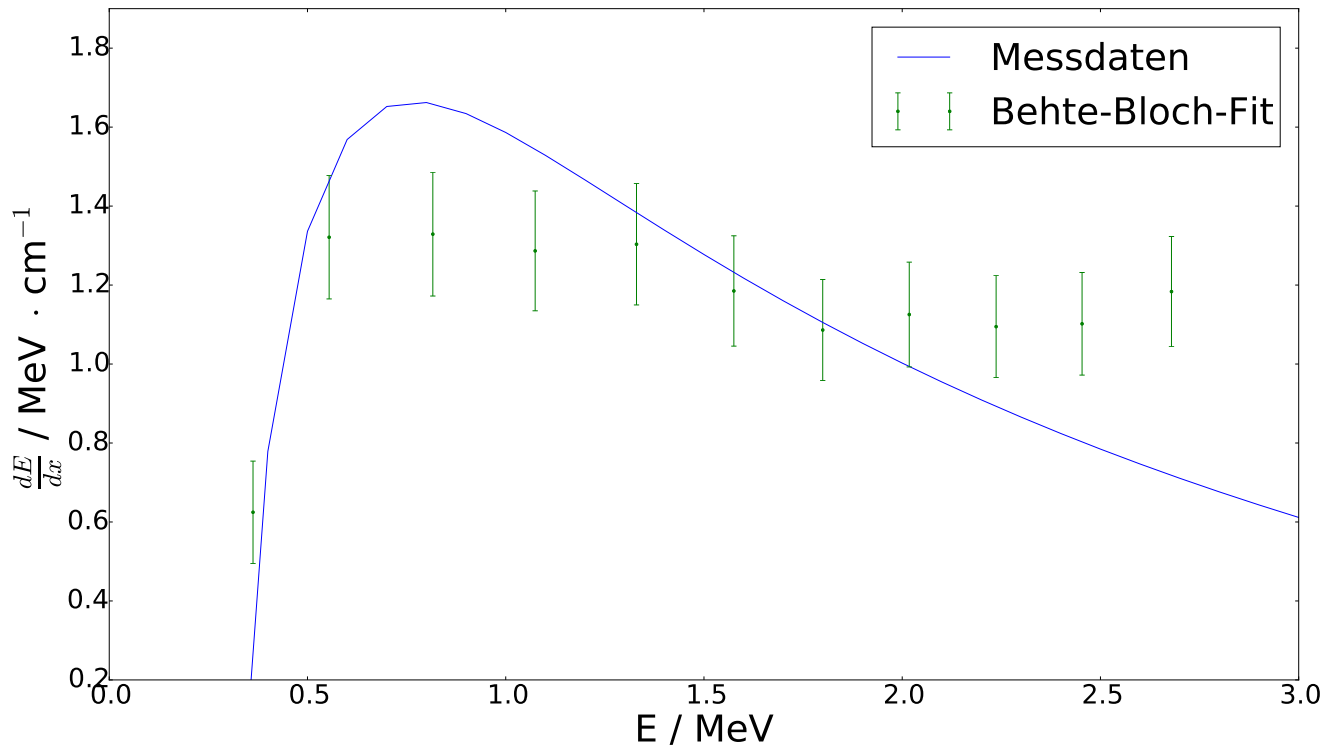


Abbildung 13: Es ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE , für den 6 MeV Peak aufgetragen, es wird ein Verlauf nach der Bethe-Bloch-Formel (Gl. 4) erwartet. Aus dem Fit mit Gl. 22 ergibt sich ein χ^2_{red} von 17,5.

In Abb. 14 ist $\frac{dE}{dx}$ gegen dE für den 7,69 MeV Peak aufgetragen. Die Werte des Fits sind in Tabelle 11 zu sehen.

Tabelle 11: Fitwerte für den 7,69 MeV Peak nach Gl. 22

Parameter	Wert
A	$2,3 \pm 0,2$
B	$3,2 \pm 0,3$
χ^2_{red}	30,9

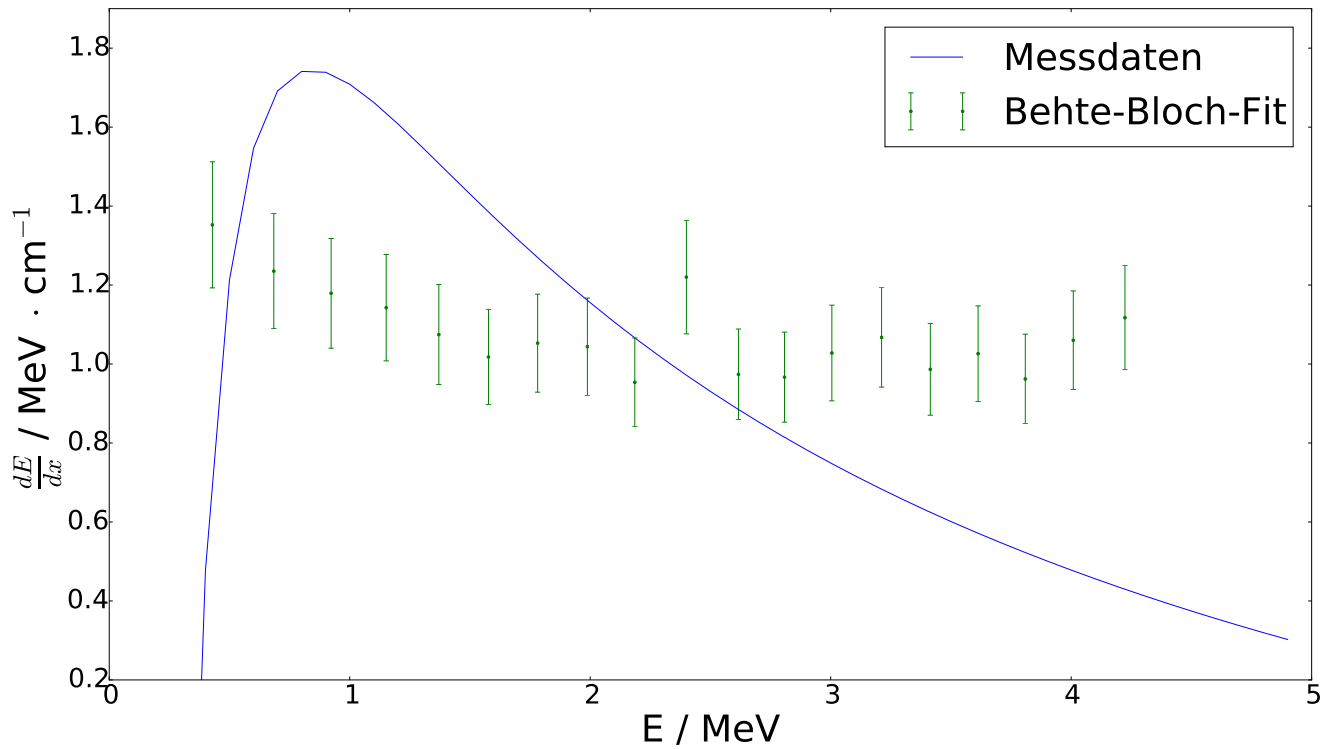


Abbildung 14: Es ist $\frac{dE}{dx}$ gegen E für den 7,69 MeV Peak aufgetragen, es wird ein Verlauf nach der Bethe-Bloch-Formel (Gl. 4) erwartet. Aus dem Fit mit Gl. 22 ergibt sich ein reduziertes Chiquadrat χ_{red}^2 von 30,9.

Das χ_{red}^2 liegt bei allen Fits weit oberhalb von 1, dabei fällt auf, dass die ersten Werte besser an die Behte-Bloch-Kurve passen. Ab einem bestimmten Energiewert steigt $\frac{dE}{dx}$ bei allen Peaks. Der Energiewert, ab dem $\frac{dE}{dx}$ steigt, ist bei jedem Peak anders, weshalb ein systematischer Fehler ab einer bestimmten Messung ausgeschlossen werden kann. Die Quelle des Fehlers ist Unbekannt. Wie sich in Abschnitt 8.5 zeigt, ist der Verlauf der Bragg-Kurven bei allen Messungen wie erwartet.

8.5 Bragg-Kurve

Trägt man $\frac{dE}{dx}$ gegen die zurückgelagerte Strecke auf, so erwartet man ein Verhalten wie in Abb. 2.

In Abb. 15 ist für den 4,87 MeV Peak $\frac{dE}{dx}$ gegen x zusehen.

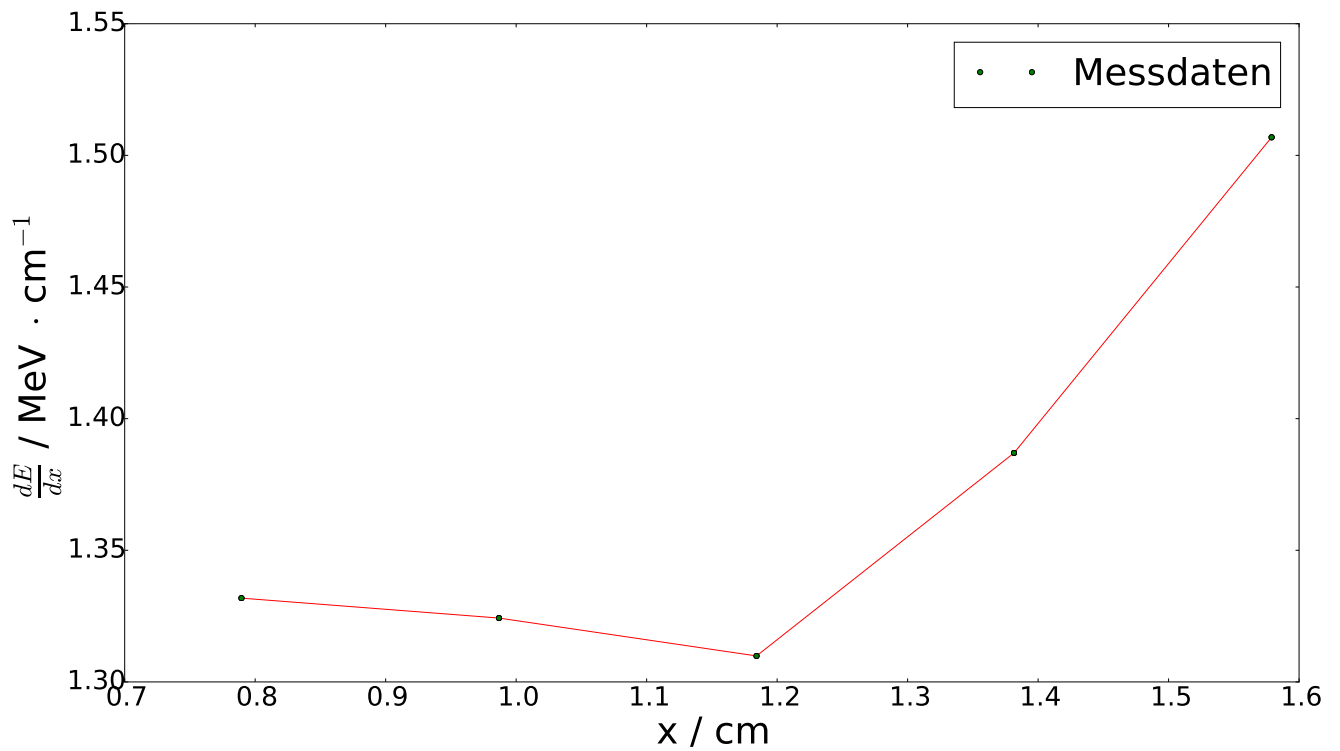


Abbildung 15: Es wurde $\frac{dE}{dx}$ gegen x aufgetragen. Der Anfang des Braggpeaks ist deutlich zu sehen

In Abb. 16 ist für den 5,49 MeV Peak $\frac{dE}{dx}$ gegen x aufgetragen.

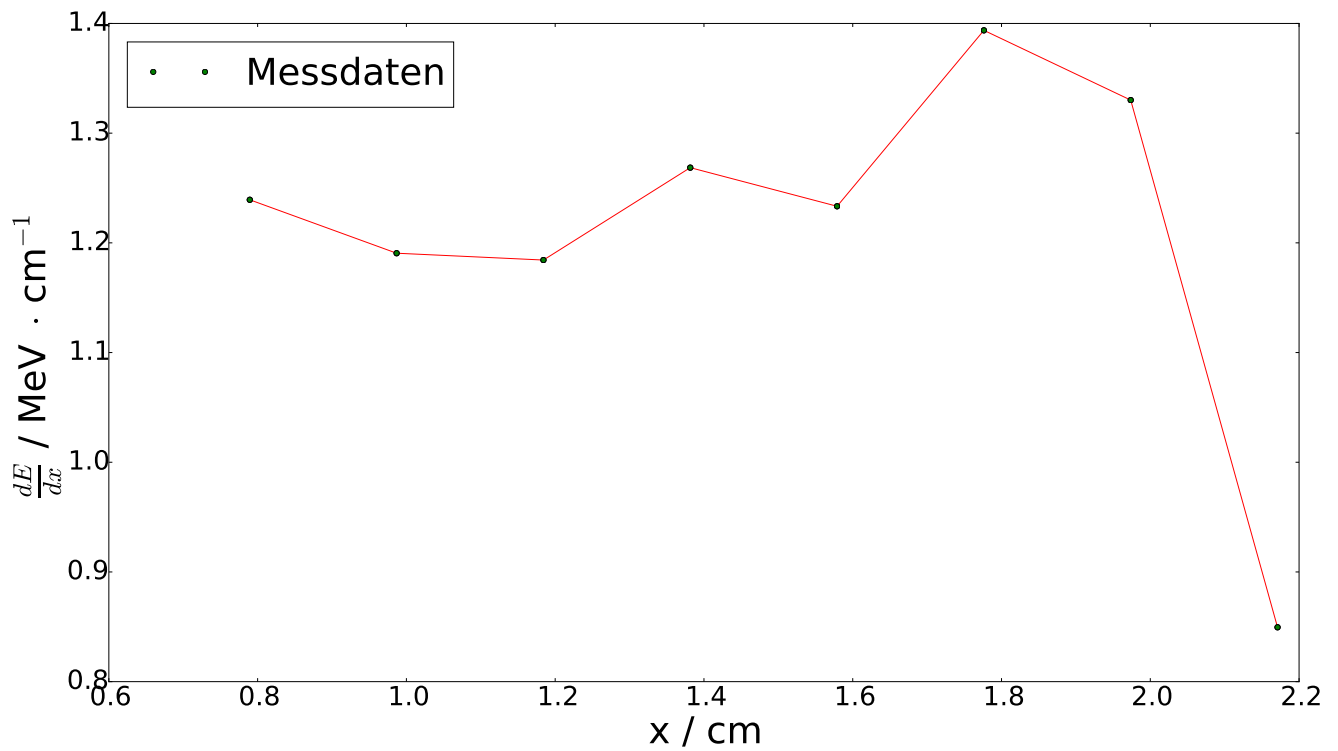


Abbildung 16: $\frac{dE}{dx}$ gegen x Aufgetragen. Der Braggpeak ist deutlich zu sehen

In Abb. 17 ist für den 6 MeV Peak $\frac{dE}{dx}$ gegen x aufgetragen.

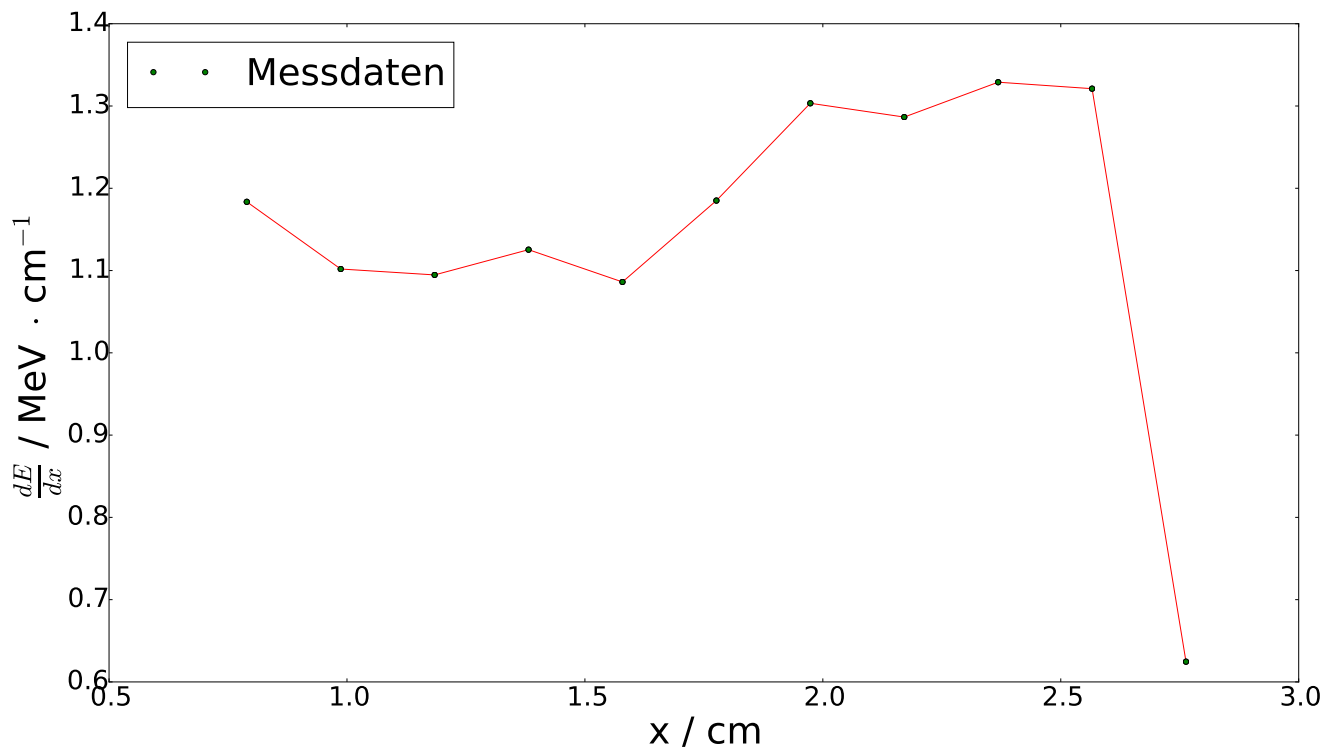


Abbildung 17: Es wurde $\frac{dE}{dx}$ gegen x aufgetragen. Der Braggpeak ist gut zu sehen

In Abb. 18 ist für den 7,69 MeV Peak $\frac{dE}{dx}$ gegen x zusehen.

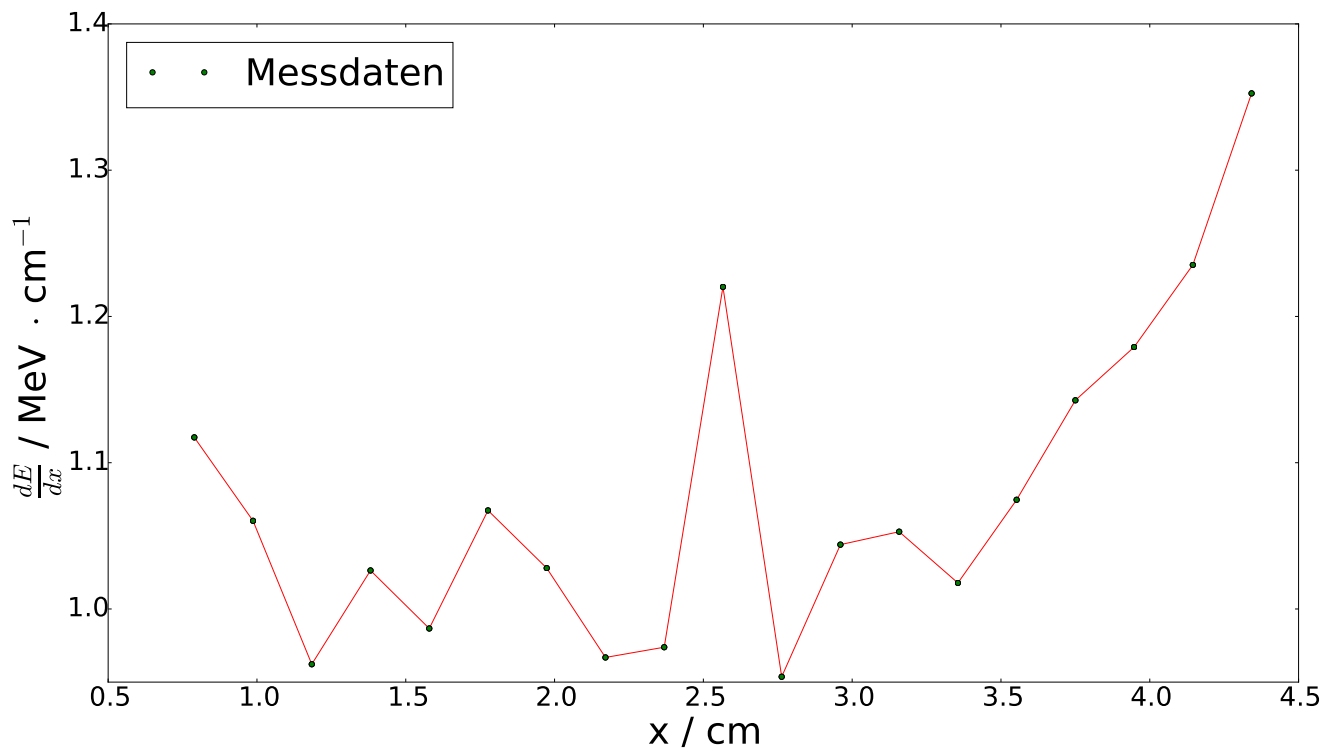


Abbildung 18: $\frac{dE}{dx}$ wurde gegen x aufgetragen. Der Anfang des Braggpeaks ist deutlich zu sehen, wobei die Herkunft des Ausreißers bei ca. 2,5 cm nicht klar ist.

Bei allen Plots ist die Form der Braggkurven zu erkennen. Vergleicht man Abb. 2 mit Abb.

16, so fällt auf, dass der erwartete Peak bei 3,7 cm liegt, der Peak in Abb. 16 jedoch bei ca. 1.8 cm liegt. Woher die Schiebung kommt ist nicht bekannt.

9 Absorptionsverhalten von Aluminium und Papier

In diesem Versuchsabschnitt soll das Absorptionsverhalten von Aluminium und Papier untersucht werden.

9.1 Versuchsdurchführung

Es wird der selbe Aufbau wie in Abschnitt 8 verwendet. Zwischen Quelle und Detektor werden Papier bzw. Aluminium gelegt um die Absorption zu untersuchen. Zur Verfügung stehen Papier mit $103\mu\text{m}$ und $32\mu\text{m}$, sowie Aluminiumfolie mit einer Dicke von $13\mu\text{m}$. Vor der Messung wird die Kammer auf 35 Torr evakuiert.

9.2 Auswertung

Die aufgenommenen Spektren sind in Abb. 19 (Aluminium), Abb. 20 (Papier) und Abb. 21 (Biebpapier) zu sehen. Die Alufolie schwächt die α -Strahlung ab, was an der Verschiebung nach links zu sehen ist. Das normale Papier blockt die Strahlung nahezu vollständig ab. Bei der Absorption durch das Biebpapier werden die ersten beiden Peaks zu einem verwaschen.

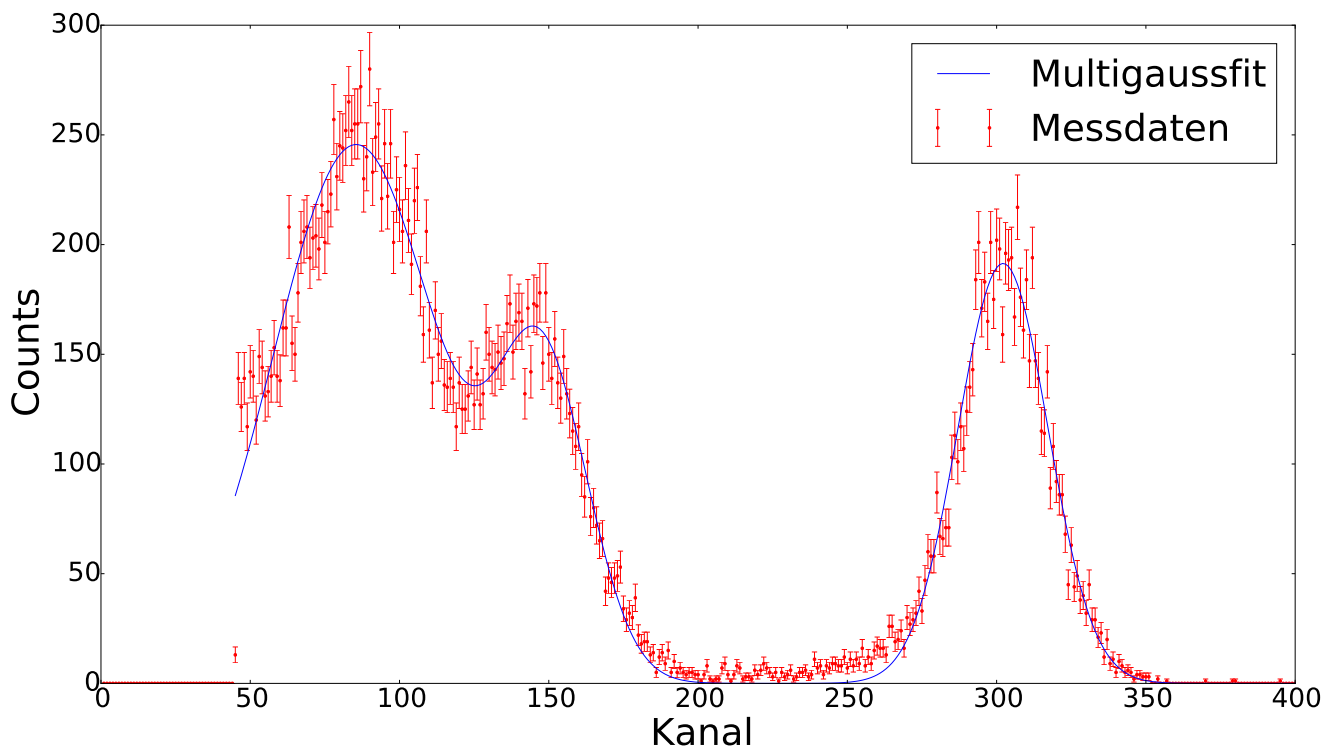


Abbildung 19: Dämpfung von α -Strahlung durch Aluminium

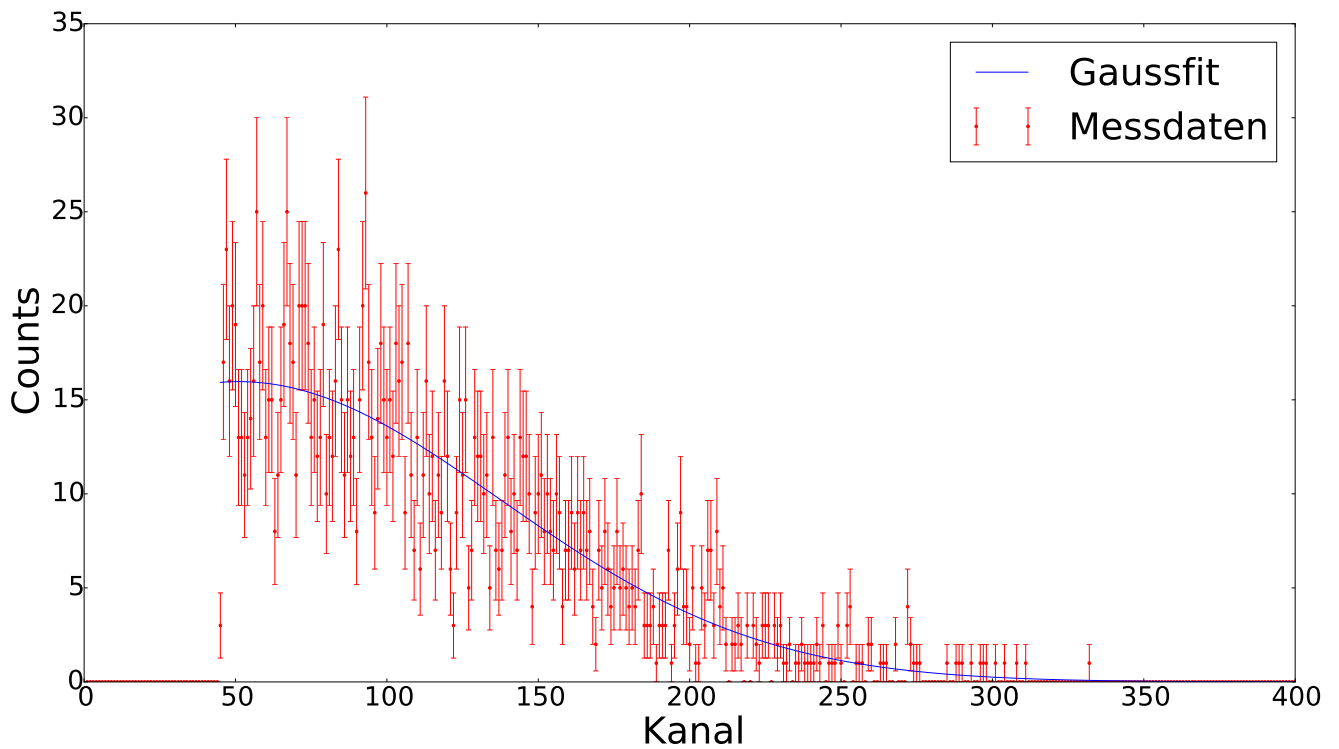


Abbildung 20: Dämpfung von α -Strahlung durch Papier

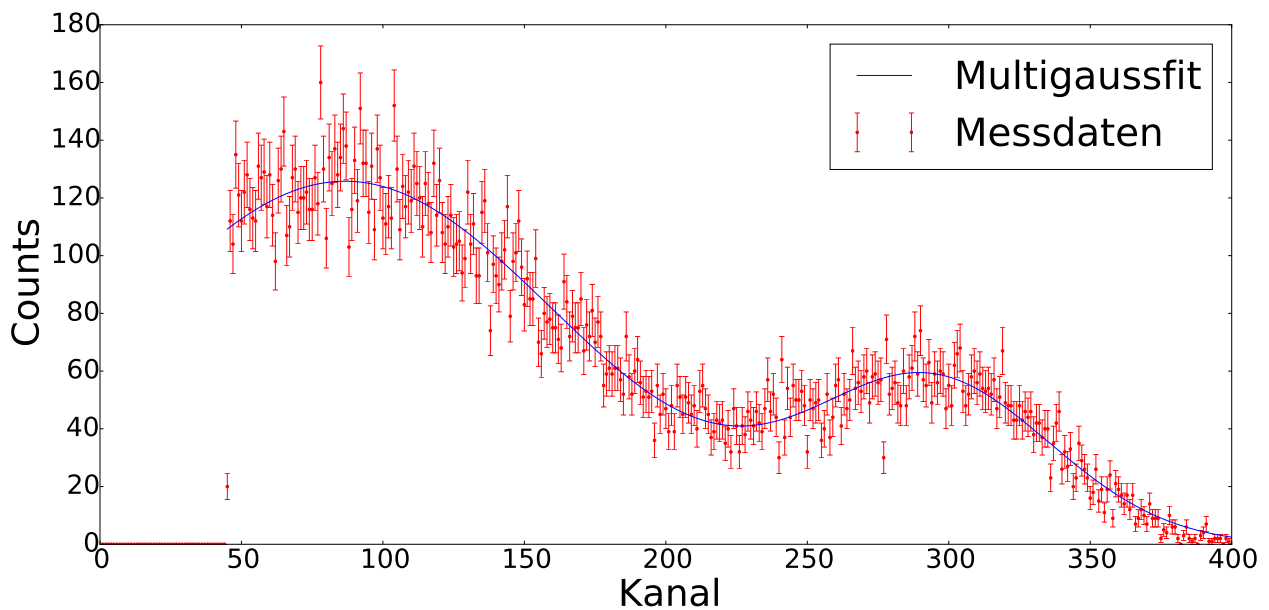


Abbildung 21: Dämpfung von α -Strahlung durch Biebelpapier

10 Fazit

Im diesem Versuch wurden die Eigenschaften von α -Strahlung untersucht. Die Rutherfordstreuung sollte im ersten Teil überprüft werden. Für die Streuung wurde Gold und Aluminium verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass für Winkel (bis 30°) das Streuverhalten mit der Rutherfordstreuformel beschrieben werden kann. Danach wurde gezeigt, dass die Rutherford-

steuformel für große Winkel nicht gilt. Die Kernladungszahl von Aluminium wurde dann mit den Ergebnissen aus der Streuung an einer Goldfolie bestimmt. Diese konnte mit einer Abweichung von 0,97% zu erwartetem Wert (13) bestimmt werden. Die Kanal-Energie-Eichung konnte erfolgreich durchgeführt werden, wobei sich ein Chiquadrat von 0.367 bei dem Gradenfit ergab. Die Reichweite von α -Strahlung wurde mit $3,04 \pm 0,37$ cm bestimmt. Erwartet wurde ein Wert von 2,96 cm. Damit weicht der bestimmte Wert um 2,7% vom erwartetem Wert ab. Bei der Untersuchung des Energieverlusts von α -Strahlung in Luft konnte der erwartete Verlauf der Kurven bestätigt werden. Im letztem Abschnitt wurde die Absorption von α -Strahlung qualitativ für Papier, Biebelpapier und Alufolie beschrieben.

11 Anhang

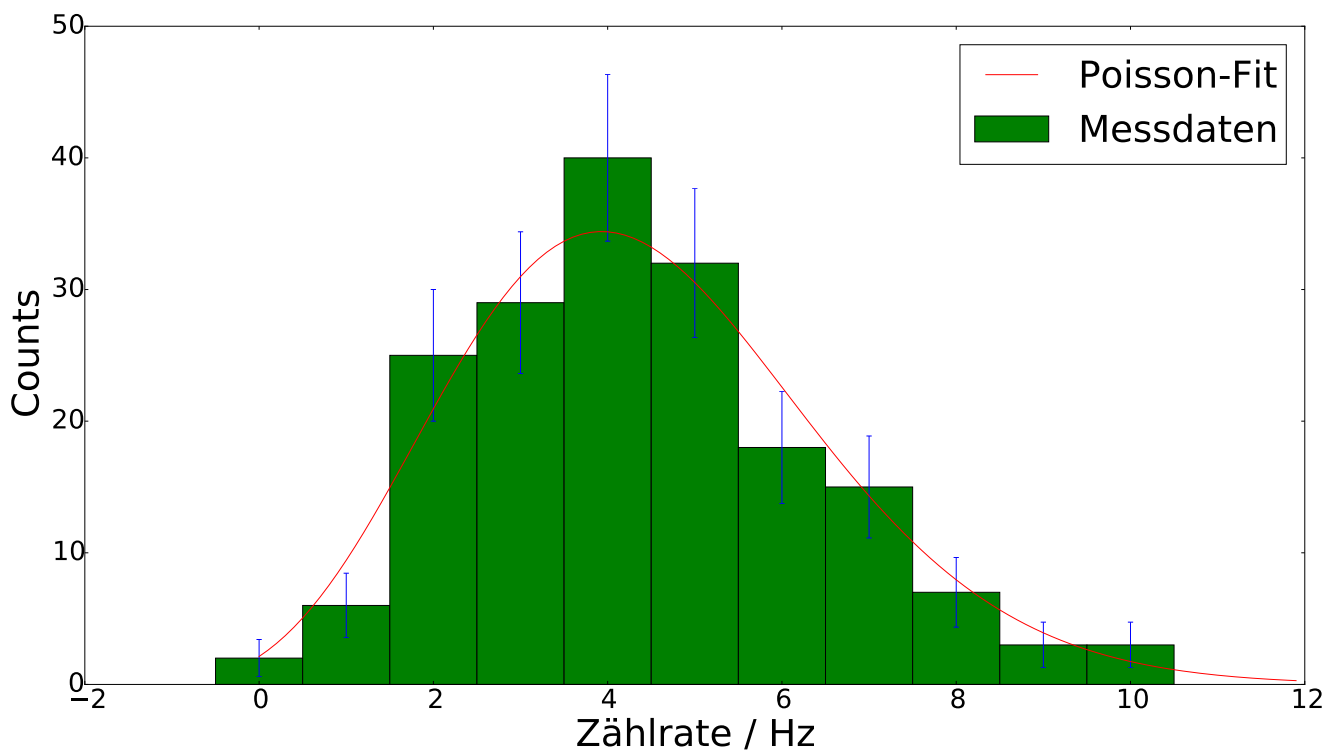


Abbildung 22: Beispielhafter Plot für einen Poissonfit

Tabelle 12: Ergebnisse der Mult-Gaus-Fits bei unterschiedlichem Druck

Druck	Peak 1	Peak 2	Peak 3	Peak 4
100	$179 \pm 0,5$	$239 \pm 0,2$	$294 \pm 0,3$	$456 \pm 0,2$
125	$151 \pm 0,4$	$213 \pm 0,2$	$279 \pm 0,3$	$433 \pm 0,2$
150	$124 \pm 0,4$	$188 \pm 0,2$	$247 \pm 0,3$	$411 \pm 0,2$
175	$97 \pm 0,4$	$164 \pm 0,2$	$224 \pm 0,3$	$391 \pm 0,1$
200	$69 \pm 0,4$	$136 \pm 0,2$	$201 \pm 0,3$	$370 \pm 0,1$
225	$36 \pm 5,2$	$112 \pm 0,3$	$178 \pm 0,3$	$349 \pm 0,1$
250		$81 \pm 0,2$	$149 \pm 0,4$	$327 \pm 0,1$
275		$58 \pm 0,3$	$124 \pm 0,3$	$306 \pm 0,1$
300		$42 \pm 2,5$	$99 \pm 0,6$	$286 \pm 0,1$
325			$72 \pm 0,2$	$265 \pm 0,1$
350			$41 \pm 1,5$	$240 \pm 0,1$
375			$27 \pm 13,2$	$220 \pm 0,1$
400				$198 \pm 0,1$
425				$177 \pm 0,1$
450				$155 \pm 0,1$
475				$133 \pm 0,1$
500				$109 \pm 0,1$
525				$85 \pm 0,1$
550				$59 \pm 0,2$
575				$31 \pm 1,1$

Literatur

- [1] http://erlangen.physicsmasterclasses.org/exp_stoss/stoss_streu_4.html.
- [2] <https://de.wikipedia.org/wiki/americium>.
- [3] <https://de.wikipedia.org/wiki/bethe-formel>.
- [4] <https://de.wikipedia.org/wiki/radium>.
- [5] https://moodle2.uni-wuppertal.de/pluginfile.php/222749/mod_resource/content/1/fpi-7.pdf.
- [6] L.D.Landau E.M.Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik, I Mechanik*.
- [7] Wikipedia. https://de.wikipedia.org/wiki/abschirmung_%28strahlung%29.