



B3.3: Reichweite von α -Teilchen

Januar 2021

Dringen schwere, geladene Teilchen wie das α -Teilchen in Materie ein, so wechselwirken sie dort mit den Elektronen der Atomhülle, was zu einer Abbremsung der Teilchen durch inelastische Streuung führt. In diesem Versuch wird die Reichweite von α -Teilchen in Luft sowie das Abbremsvermögen in verschiedenen dünnen Metallfolien studiert. Dazu werden α -Teilchen mit einem Si-Halbleiter-Sperrschichtdetektor nachgewiesen. Die dabei gemessenen Impulshöhenspektren ermöglichen ferner eine Untersuchung des Energiestraggling.

1 Grundlagen	2
1.1 Bremsvermögen, Bethe-Bloch-Theorie	2
1.2 Straggling	2
1.2.1 Reichweiten-Straggling	2
1.2.2 Energie-Straggling	3
1.2.3 Winkel-Straggling	3
1.3 Reichweite und relatives Massenbremsvermögen	3
1.4 Anwendungen dieses Gebietes	5
1.5 Messmethode	5
2 Stichworte zur Vorbereitung	6
3 Experimenteller Aufbau	7
3.1 Eichung	8
3.2 Energiestraggling	9
3.3 Messung mit Luft ohne Folien	9
3.4 Messung mit Luft und Folien	9
4 Auswertung	9
4.1 Energiestraggling	9
4.2 Reichweiten	10
4.3 Massenbremsvermögen	10
Literatur	10

1 Grundlagen

1.1 Bremsvermögen, Bethe-Bloch-Theorie

Bewegte, geladene Teilchen werden in Materie durch Stöße mit Kernen und Elektronen abgebremst. Schwere Teilchen der Ruhemasse $M_0 \gg m_e$ verlieren ihre kinetische Energie überwiegend durch inelastische Stöße mit den Atomelektronen des Bremsmediums, also durch Ionisation und Anregung der Atome. Der Energieverlust pro Wegstrecke in einem homogenen Medium mit $N = \rho N_A / A$ Atomen/cm³ der Kernladung $Z \cdot e$ wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \left\{ \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}q} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c_K}{Z} \right\} \quad (1)$$

Dabei sind:

- ρ, A, Z Dichte, Atommassenzahl, Ordnungszahl des Bremsmediums
- $z, v = \beta \cdot c$ Ladungszahl, Geschwindigkeit des Projektils
- m_e Elektron-Ruhemasse
- N_A Avogadro-Konstante (Loschmidt-Zahl)
- \bar{I} Ionisationspotential, gemittelt über alle Elektronenschalen der Atome des Bremsmediums
- c_K Korrektur für das Nichtbeitragen der K-Schalen-Elektronen zur Ionisation für kleine Geschossenergien (Abschirmung!)

Diese Formel kann unter bestimmten Voraussetzungen in einer semiklassischen Näherung abgeleitet werden. Auftragen von $-dE/dx$ über die durchlaufene Strecke x bzw. Absorberdicke $\rho \cdot x$ liefert die sogenannte Bragg-Kurve mit dem charakteristischen Bragg-Peak am Ende der Bahn. Das Verhalten der **Restenergie** (nach dem Energieverlust im Absorber) als Funktion der Absorberdicke lässt sich aus der Bragg-Kurve herleiten. Das Auftragen der **Intensität** (Anzahl der Teilchen) als Funktion der Materiedicke liefert die Kurve in Abb. 1.

1.2 Straggling

1.2.1 Reichweiten-Straggling

Da die Abbremsung außer beim sogenannten *Channeling* in sehr vielen Einzelstößen erfolgt, bei denen der Stoßparameter statistisch variiert, streuen die Reichweiten statistisch mit einer Normalverteilung um die mittlere Reichweite \bar{R} und mit einer Standardabweichung $\alpha_0^R / \sqrt{2}$. α_0^R wird Reichweitenstraggling-Parameter genannt und lässt sich aus extrapolierte und mittlerer Reichweite R_{ex} und \bar{R} nach der Formel bestimmen:

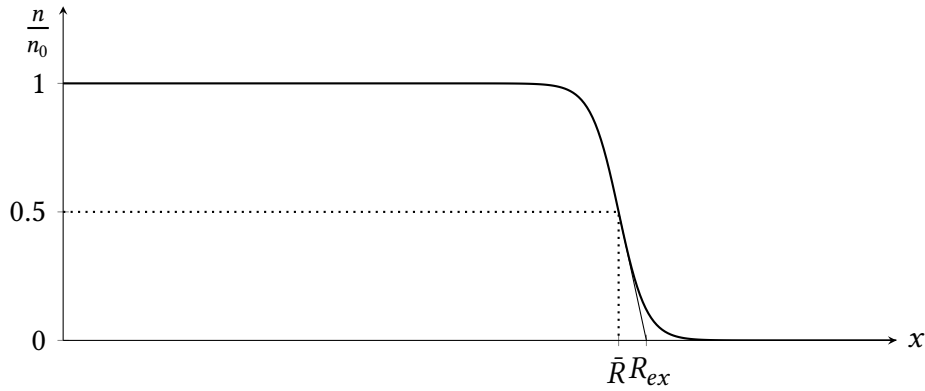


Abbildung 1: Intensität als Funktion der Eindringtiefe x , hierbei ist \bar{R} die mittlere Reichweite und R_{ex} die extrapolierte Reichweite

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

1.2.2 Energie-Straggling

Aus den gleichen Gründen wie beim Reichweiten-Straggling streuen die Energien eines zuvor monoenergetischen Teilchenstrahls nach Durchlaufen von Materie statistisch mit einer Gaußverteilung um eine mittlere Energie. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung α_E ist der Energiestraggling-Parameter. Man beobachtet im Spektrum eine Linie mit einer Breite $\alpha = (\alpha_E^2 + \alpha_{res}^2)^{1/2}$, was einer Faltung enier Gaußverteilung entspricht, die sich durch das Straggling ergibt. α_{res} ist dabei die Auflösung der Messapparatur. Der Energiestraggling-Parameter kann also aus der gemessenen Linienbreite durch Entfaltung bestimmt werden.

1.2.3 Winkel-Straggling

Ein ursprünglich kollimierter (paralleler) Teilchenstrahl wird durch die Stöße im Absorber in einen Winkelbereich um die ursprüngliche Einfallsrichtung gestreut. Die Verteilung im Winkel ist ebenfalls gaußförmig.

1.3 Reichweite und relatives Massenbremsvermögen

Ist $-dE/dx$ theoretisch oder experimentell für alle Energien zwischen 0 und E_0 bekannt, so kann wegen der – im Gegensatz zu Elektronen – praktisch geradlinigen Bahn schwerer

Teilchen die mittlere Reichweite durch Integration ermittelt werden:

$$\bar{R} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE/dx} \quad (3)$$

Da für kleine Energien (unter 1 MeV) das Bremsvermögen nur ungenau bekannt ist, werden in der Literatur meist die genauer bekannten Reichweitendifferenzen

$$R_{\text{diff}} = \int_{E_0}^{1 \text{ MeV}} \frac{dE}{-dE/dx} \quad (4)$$

angegeben und Schätzwerte für die Reichweite bei 1 MeV ($R_{1 \text{ MeV}}$). Die totale Reichweite ist dann $\bar{R} = R_{\text{diff}} + R_{1 \text{ MeV}}$.

Aus der Bethe-Bloch-Formel folgt, dass das sogenannte Massenbremsvermögen

$$-dE/(\rho dx) = -dE/d\xi \quad (5)$$

bis auf einen Faktor von etwa 2 unabhängig von Absorbermaterial und Aggregatzustand ist. üblicherweise bezieht man das Massenbremsvermögen des Mediums A auf einen bekannten Standard-Absorber S (z.B. Aluminium oder Luft) und definiert das **relative Massenbremsvermögen** Q als das Verhältnis der Massenbelegungen (Flächendichten), die den gleichen Energieverlust verursachen. Unter Vernachlässigung von Korrekturtermen ist dies:

$$Q_A = \frac{(-dE/d\xi)_A}{(-dE/d\xi)_S} = \frac{\rho_S dx_S}{\rho_A dx_A} = \frac{A_S Z_A \ln(2m_e v^2 / \bar{I}_A)}{A_A Z_S \ln(2m_e v^2 / \bar{I}_S)} \quad (6)$$

Ist die Reichweite im Medium S bekannt, so lässt sich die Reichweite im Medium A berechnen (dies gilt nur, wenn man $Q_A = \text{const.}$ ansetzen kann, i.a. ist $Q = Q(v)$, hier ist dies näherungsweise erfüllt:

$$\bar{R} = \frac{\rho_S}{\rho_A} \frac{1}{Q_A} \bar{R}_S \quad (7)$$

Eine empirische Formel von Bragg und Kleemann mit einer Genauigkeit von etwa 15% lautet:

$$\bar{R}_A = \frac{\rho_S}{\rho_A} \left(\frac{A_A}{A_S} \right)^{1/2} \bar{R}_S \quad (8)$$

Für Luft unter Normalbedingungen als Standard gilt numerisch:

$$(15^\circ\text{C}, 1013.25 \text{ mbar}) \quad \bar{R}_A = 3.2 \times 10^{-4} \frac{\text{cm}^3}{\text{g}} \frac{A_A^{1/2}}{\rho_A} \bar{R}_{\text{Luft}} \quad (9)$$

1.4 Anwendungen dieses Gebietes

- Dicken- und Dickenverteilungsmessungen an Folien
- Abschirmung geladener Teilchen, Strahlenschutz
- Kernphysik, z.B. Beschleuniger-Stripperfolien, Energieverlust in Targets
- Tumorbehandlung in der Medizin

1.5 Messmethode

In Gasen lässt sich die Reichweite bestimmen, indem nicht der Abstand Quelle-Detektor, sondern die Massenbelegung, d.h. der Gasdruck p verändert wird. Nach der kinetischen Gastheorie ist $p \sim N$, damit folgt aus den Gleichungen 1 und 3 $\bar{R} \sim 1/\bar{p}$, wobei \bar{p} der zu \bar{R} gehörende *mittlere Druck* ist. Verschiedene feste Abstände R_i liegen, gegen die inversen mittleren Drücke $1/\bar{p}_i$ aufgetragen, auf einer Geraden. Mit Hilfe dieser Geraden können dann aus den gemessenen mittleren Drücken die mittleren Reichweiten bestimmt werden. Fügt man zusätzlich eine Folie F der Dicke dF zwischen Quelle und Detektor ein, so wird bei festem Abstand der mittlere Druck kleiner:

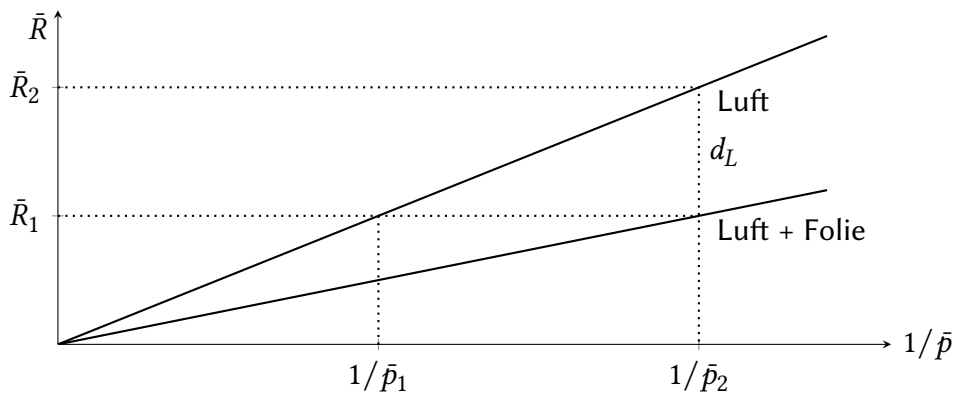


Abbildung 2: Reichweite, aufgetragen gegen den inversen mittleren Druck.

$d_L = \bar{R}_2 - \bar{R}_1 =$ Luftäquivalent der Foliendicke (entspricht einer Reichweitendifferenz). Damit gilt:

$$\frac{d_L}{R_1} = \frac{R_2 - R_1}{R_1} = \frac{1/\bar{p}_2 - 1/\bar{p}_1}{1/\bar{p}_1} = \frac{\bar{p}_1 - \bar{p}_2}{\bar{p}_2} = \frac{\Delta\bar{p}}{\bar{p}_2} \quad \text{und} \quad d_L = \bar{R}_1 \frac{\Delta\bar{p}}{\bar{p}_2} \quad (10)$$

Mit $\rho_L(p_2)/\rho_L(p_1) = p_2/p_1$ wird (6) zu:

$$Q_F = \frac{\rho_L dx_L}{\rho_F dx_F} \approx \frac{\rho_L(\bar{p}_2) d_L}{\rho_F d_F} = \frac{\rho_L(\bar{p}_1) - \rho_L(\bar{p}_2)}{\rho_F d_F} \bar{R}_1 \quad (11)$$

Aus (11) lässt sich bei bekanntem relativem Massenbremsvermögen Q die Foliendicke (üblicherweise als Produkt $\rho_F \cdot d_F$ in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ angegeben) bestimmen oder umgekehrt Q aus der bekannten Foliendicke.

2 Stichworte zur Vorbereitung

- **Bringen Sie zum Versuch einen FAT-formatierten USB-Stick mit.** Sie können sowohl Bilder mit dem Oszilloskop aufnehmen als auch die gespeicherten Spektren und Tabellen mitnehmen.
- Vergleich der Abbremsung und Reichweite schwerer Teilchen mit der Abbremsung und Reichweite von Elektronen und Photonen
- Abschätzung, wie viele Stöße ein α -Teilchen etwa erfährt, bevor es vollständig abgestoppt ist
- Herleitung der Bethe-Bloch-Gleichung; Diskussion des Verlaufs von $-dE/dx$
- Geltungsbereich und Spezialfälle der Bethe-Bloch-Gleichung
- Verlauf und Bedeutung der Bragg-Kurve
- Verlauf der Restenergie als Funktion der Absorberdicke; Herleitung aus der Bragg-Kurve
- Kernpotential, Tunneleffekt
- α -Zerfall (Energetik, Zerfallswahrscheinlichkeit, Linienspektrum, Nuklidkarte, ^{241}Am -Spektrum) [1, 2]
- Halbleiterdetektoren, insbesondere Oberflächen-Sperrschichtzähler zum Nachweis von α -Teilchen, auch im Vergleich zu Ge-Detektoren für γ -Strahlung [3–5]
- Herleitung zwischen mittlerem Druck und mittlerer Reichweite. Warum wird der Druck und nicht direkt der Abstand variiert?
- Fehlerrechnung, Statistik

3 Experimenteller Aufbau

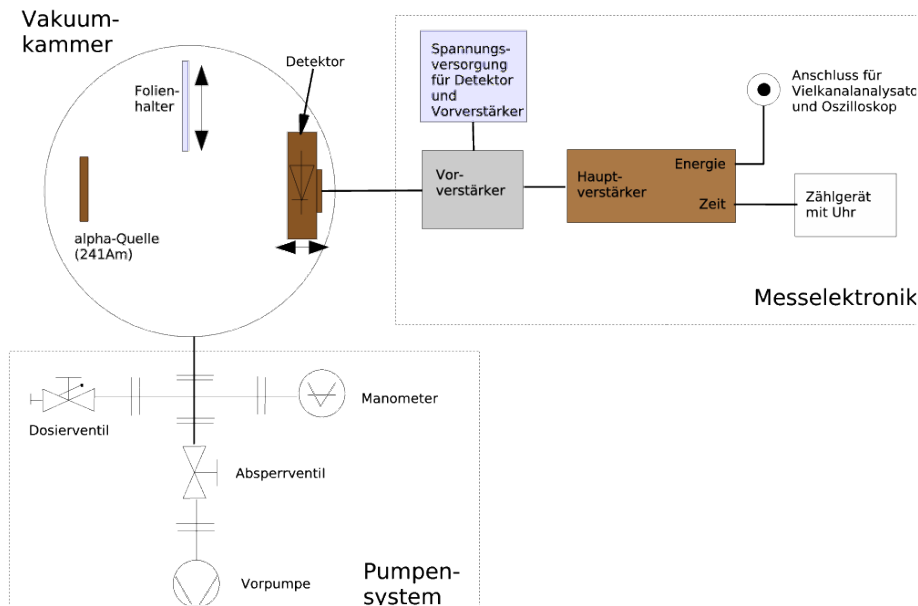


Abbildung 3: schematischer Aufbau des Experiments

- Zum Nachweis von α -Teilchen aus einer ^{241}Am -Quelle wird ein Si-Oberflächen-Sperrschichtzähler in einer zu evakuierenden Kammer verwendet. Da der Detektor lichtempfindlich ist, darf nur in abgedunkeltem Zustand Spannung angelegt werden. Die notwendige Spannung von 80 V ist **langsam** unter Beobachtung des Rauschens (am Oszilloskop) hochzufahren.
- Bevor die erste Messung gestartet wird, sollte die Spannung schon mindestens fünf Minuten anliegen, da der Detektor anfangs noch driftet.
- Benutzen Sie zum Ablesen für niedrige Drücke die digitale Anzeige und für hohe Drücke das Zeigermanometer!
- Richten Sie sich auf dem Mess-PC ein *Subdirectory* ein mit dem Befehl **mkdir [Datum]-[Gruppennummer]**.
- Der verwendete Hauptverstärker liefert sowohl ein schnelles logisches (= kastenförmiges) Signal für die Zeitbestimmung, als auch ein gaußförmiges Energiesignal. Schließen Sie den Zeitausgang (SCA) an das Zählgerät und den Energieausgang (= Amp) an den Vielkanalanalysator (VKA, engl. MCA) bzw. das Oszilloskop an.
- Das Oszilloskop sollte nicht zusammen mit dem Vielkanalanalysator betrieben werden (\rightarrow Rauschen), deshalb vor Beginn der Messung das Kabel zum Oszilloskop abziehen!

- Die Spektren werden mit dem PC aufgenommen. Die Anleitung dazu liegt im Praktikumsraum aus.
- **Vor Abheben des Kammerdeckels ist die Spannung wieder auf 0 V zu fahren!**
- Beim Ausschalten der Pumpe möglichst gleichzeitig das Ventil zur Kammer zudrehen und das Belüftungsventil an der Pumpe aufdrehen, damit das Vakuum in der Kammer nicht das Öl der Pumpe hochsaugen kann.
- Falls Sie schon während des Praktikums mit der Auswertung beginnen möchten, steht Ihnen das Programm **hdtv** zur Verfügung. Die *Kurzanleitung hdtv* ist ebenfalls im Praktikumsraum zu finden.
- Bitte bringen Sie zum Versuchstag einen USB-Stick mit, damit Sie die Daten mitnehmen können. Wir empfehlen auch einen **Laptop mitzubringen**, um die Daten vor Ort auswerten zu können.
- Führen Sie ein ausführliches Protokoll dessen, was Sie tun und messen. Das Protokoll gehört in die Versuchsauswertung und muss lesbar und nachvollziehbar sein!

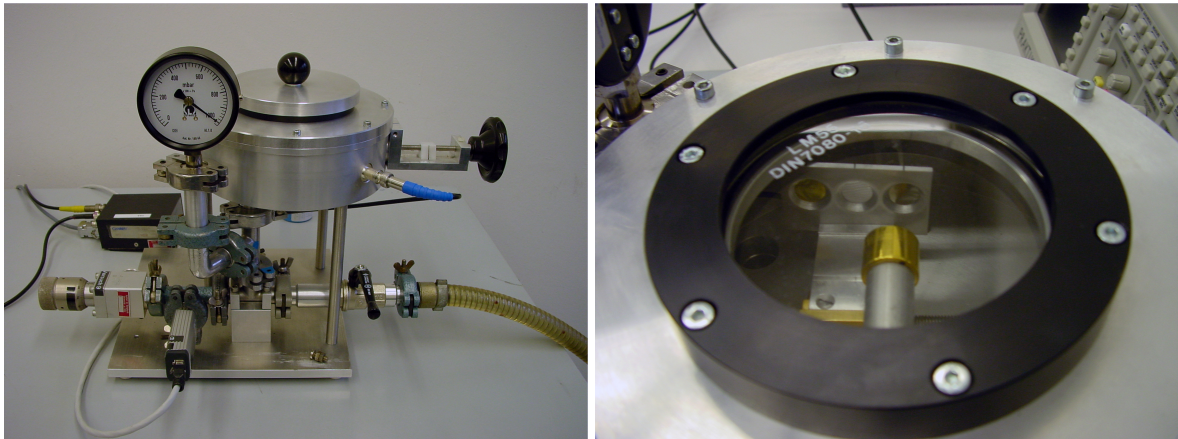


Abbildung 4: Blick auf und in die Detektorkammer. In der Detektorkammer sind 3 Folien und zentral davor der Si-Detektor zu sehen.

3.1 Eichung

über den Praktikumsrechner ist mit dem VKA zunächst das Spektrum der α -Teilchen ohne Energieverlust, also im maximal erreichbaren Vakuum, aufzunehmen und zu beurteilen (Untergrund, Energieauflösung). Die Eichung Spektrums ist mit dem Programm *hdtv* durchgeführt werden, wobei angenommen werden soll, dass Kanal Nr. 0 dem Energienullpunkt entspricht. Die Befehle zum Eichen sind der *Kurzanleitung zum Programm hdtv* zu entnehmen.

3.2 Energiestraggling

Pumpen Sie die Kammer bis zum maximalen Vakuum ab. Nach dem Ausstellen der Pumpe werden mit dem VKA für ca. 10 Drücke zwischen 0 und 1013.25 mbar α -Spektren aufgenommen. Studieren Sie das Verhalten der Restenergie und des Energiestragglings als Funktion des Drucks. Wählen Sie erneut hierfür einen Abstand, der etwas größer ist als die Reichweite in Luft.

3.3 Messung mit Luft ohne Folien

Bei 4 verschiedenen relativen Abständen R zwischen der ^{241}Am α -Quelle und dem Detektor ist die Zählrate der auf den Detektor treffenden α -Teilchen einheitlicher Anfangsenergie $E = 5.486 \text{ MeV}$ in Abhängigkeit von 10 verschiedenen Drücken p in der Kammer zu messen. Wie sollten die Drücke am sinnvollsten verteilt sein? Der tatsächliche Abstand muss hierfür auf jeden Fall größer gewählt werden als die mittlere Reichweite der α -Teilchen in Luft. Gleichzeitig ist mit dem Oszilloskop die Impulshöhe nach dem Hauptverstärker zu messen, die proportional α -Restenergie nach Durchlaufen des Bremsmediums ist.

3.4 Messung mit Luft und Folien

Es lassen sich 3 Folien in der Reihenfolge 1. Au, 2. Al, 3. Ni unmittelbar vor das α -Präparat fahren. Nehmen Sie jeweils Daten für Aluminium und wahlweise Gold oder Nickel bei 10 verschiedenen Drücken auf. Es ist ein fester Abstand R_1 einzustellen. Dieser ist so zu wählen, dass $\bar{R}_{\text{Luft} + \text{Folie}}(1013.25 \text{ mbar}) < R_1$. Es sind die zur mittleren Reichweite in Luft und (Luft + Folie) gehörenden mittleren Drücke \bar{p}_1 und \bar{p}_2 zu bestimmen. Näheres siehe auch Kapitel 1.5.

4 Auswertung

4.1 Energiestraggling

Bestimmen Sie zuerst die Energieauflösung des Halbleiters aus der Linienbreite, die beim niedrigsten möglichen Druck gemessen wurde. Dafür könne Sie annehmen, dass bei diesem Druck das Straggling noch keine Rolle spielt. Bestimmen Sie dann die Linienbreite als Funktion von $\rho \cdot x$ und berechnen Sie daraus durch Entfaltung den Energie-Straggling-Parameter. Tragen Sie das Ergebnis mit Fehlern auf und versuchen Sie, über den funktionellen Zusammenhang eine Aussage zu machen. Versuchen Sie, den gemessenen Verlauf anhand des Artikels von Prior und Rollefson [6], den Sie im Anhang dieser Versuchsanleitung finden, zu deuten.

4.2 Reichweiten

Bestimmen Sie die Reichweite von ^{241}Am α -Teilchen in Luft bei 1013.25 mbar aus der Geraden \bar{R}_1 gegen $1/\bar{p}_1$, einmal aus den Zählratenkurven, zum anderen aus der gegen Impulshöhe 0 extrapolierten Impulshöhenkurve. Beachten Sie dabei, dass möglicherweise der Nullpunkt des an der Kammer abzulesenden Abstands nicht mit dem tatsächlichen Nullpunkt übereinstimmen muss und korrigieren Sie dies gegebenenfalls. Stellen Sie fest, ob die beiden Methoden signifikant differieren bzw. erklären Sie den Unterschied beider Ergebnisse (elektronische Zählschwelle der Messapparatur etc.) unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen. Berechnen Sie nach der Bragg-Kleemann-Regel die Reichweite der α -Teilchen dieser Quelle in Aluminium und vergleichen Sie sie mit dem Literaturwert.

4.3 Massenbremsvermögen

Bestimmen Sie das relative Massenbremsvermögen von **Gold** (Dicke der Folie 2.50(25) μm) oder **Nickel** (Dicke der Folie 2.70(27) μm) jeweils relativ zu Luft und Aluminium. Bestimmen Sie die Dicke der Aluminiumfolie. Das Massenbremsvermögen von Al relativ zu Luft ist $Q = 0.78(4)$.

Bei allen Aufgaben sind die möglichen Messfehler (systematische, Ablese- und statistische Fehler) zu diskutieren bzw. zu berechnen und am jeweiligen Ergebnis anzubringen (Fehlerfortpflanzung!).

Alle Literaturwerte sind mit Quellenangaben zu versehen!

Literatur

- [1] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik* (Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2017), ISBN: 9783662528839, 10.1007/978-3-662-52884-6.
- [2] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann, *Kernphysik* (Springer, 2008), ISBN: 9783540745679, 10.1007/978-3-540-74567-9.
- [3] G. R. Gilmore, *Practical Gamma-Ray Spectrometry* (John Wiley & Sons, 2008), ISBN: 9780470861981, 10.1002/9780470861981.
- [4] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (Wiley, 2010), ISBN: 9780470131480.
- [5] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach* (Springer, 1994), ISBN: 9783540572800, 10.1007/978-3-642-57920-2.
- [6] R. M. Prior und A. A. Rollefson, „Anomalous energy straggling of alpha particles“, *Am. J. Phys.* **50**, 10.1119/1.12834 (1982) 10.1119/1.12834.

Anomalous energy straggling of alpha particles

R. M. Prior and A. A. Rollefson

Department of Physics and Astronomy, University of Arkansas at Little Rock, Little Rock, Arkansas 72204

(Received 16 January 1981; accepted for publication 3 April 1981)

Owing to the availability of radioactive alpha particle sources, solid-state particle detectors, and modern electronics, the interaction of alpha particles with various materials is frequently studied in undergraduate laboratories. Several papers have discussed student experiments on the interaction of charged particles with matter.¹⁻³ These investigations generally involve measurements of the range and the rate of energy loss. In some cases^{1,5} the experiments also involve measurement of energy straggling of the incident alpha particles. The present paper describes an extension of these measurements to a region where a seemingly anomalous energy straggling effect occurs.

When an alpha particle or another heavy charged particle penetrates into an absorber, it loses energy primarily due to interactions with the electrons of the atoms of the absorber. Each interaction produces a small, discrete, random decrease in the energy of the particle. After a large number of interactions the particle is slowed and possibly stopped in the absorber. Not all of the particles lose energy at the same rate because of the large number of random energy losses each particle undergoes. The spread in energy produced is called energy straggling. This phenomenon was first discussed by Bohr.⁹ For a monoenergetic beam of alpha particles the distribution of energies is due to this statistically determined energy straggling.

If the initial beam of particles has some energy spread, there is another nonstatistical effect that produces broadening of the energy distribution in addition to the energy straggling. Particles with different kinetic energies have different rates of energy loss, dE/dx , because of the energy dependence of the dE/dx shown in Fig. 1. Thus particles in the low-energy portion of the energy distribution lose energy at a different rate than do particles in the high-energy portion of the energy distribution. This nonstatistical effect is most pronounced at particle energies on opposite sides of the peak in the dE/dx energy dependence curve; for alpha particles this peak generally occurs at kinetic energies near 0.5 MeV. The low-energy decrease of dE/dx with decreasing energy is caused by the random pick-up and loss of electrons by the low-velocity alpha particles near the end of their range. This reduces the effective charge of the alpha particles and reduces the dE/dx , which is proportional to the effective charge squared.

In the energy region above the dE/dx peak the dE/dx monotonically increases with decreasing energy. Thus particles in the lower-energy side of the energy distribution lose energy at a higher rate than do particles in the higher-energy side of the distribution. This produces an increase in the width of the distribution as the particles pass through the absorber, independent of the increase produced by the

statistical energy straggling. Payne¹⁰ has shown that in many cases experienced in the laboratory this nonstatistical spreading is much more significant than the statistical spreading. Cochran and Payne⁵ have described a student experiment in which energy straggling was measured and explained for the energy region above the dE/dx peak.

For alpha particle energies lower than the dE/dx peak energy the slope of the dE/dx curve changes sign so that particles of lower energy lose energy at a lower rate than do particles of higher energy. In this region the lower-energy particles in the energy distribution lose less energy than the higher-energy particles in the distribution for a given increment of absorber thickness. For an energy distribution with a full-width-at-half-maximum (FWHM) 10% or more of the mean energy of the distribution, the nonstatistical effect dominates the statistical straggling, and the energy distribution actually becomes narrower. This seemingly anomalous "unstraggling," or energy collimation, effect has been observed and discussed,¹⁰⁻¹⁷ but it is not observed or discussed in any of the student experiments that have been published.^{1,3-8}

In order to observe the nonstatistical effects on the energy distribution it is necessary that the distribution have a FWHM on the order of 10% or more of the mean distribution energy. Since most alpha emitters produce alpha particle energies on the order of 5 MeV, the statistical straggling broadens the distribution sufficiently to meet this criterion by the time the alpha energy has been reduced to 2-3 MeV by the absorber.

The experiment is done in a small vacuum chamber. A collimated solid-state detector is mounted in the chamber facing a thin ²⁴¹Am source (0.1 μ Ci) placed about 5 cm away from the detector. The chamber is attached to a small

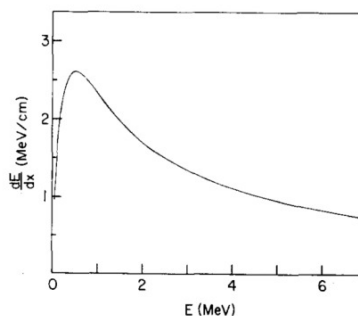


Fig. 1. Energy dependence of dE/dx for alpha particles. The curve from tables of energy loss¹⁸ shows the variation of dE/dx with energy for alpha particles in N_2 at atmospheric pressure.

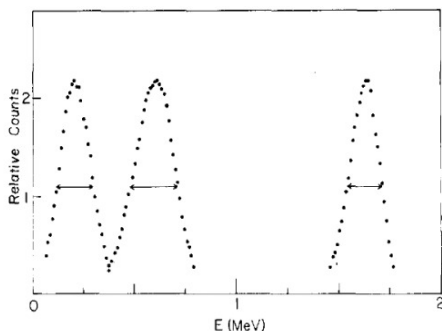


Fig. 2. Typical alpha particle spectra. These spectra have centroid energies below, near, and above the energy at which the dE/dx is maximum. The indicated values of FWHM for these peaks are 179, 225, and 174 keV, respectively, from left to right.

mechanical vacuum pump through a valve, and the pressure in the chamber is measured with a manometer. Another valve allows air or other absorber gases to be admitted to the chamber; for simplicity the present experiment uses air as the absorber. The thickness of the absorber is varied by changing the pressure of the gas in the chamber. The detector is connected to a standard preamplifier and an amplifier, and the signals from the amplifier are analyzed in a multichannel analyzer.

Alpha particle energy spectra are taken first with no gas in the chamber to provide a calibration point and then with various pressures of gas. The centroid and FWHM of each spectrum are obtained by fitting a Gaussian function to the top half of each peak. The peaks are all essentially Gaussian in shape, but some do exhibit tails on the lower portion of the peak. Alpha particle energy spectra taken for three gas pressures are shown in Fig. 2. The peak of the dE/dx versus energy curve for alpha particles in air is at about 0.5 MeV so that the spectra correspond to energies below, near, and above the peak of the dE/dx . The peak narrowing effect is noticeable by comparing the central spectrum and the left spectrum.

In Fig. 3 the FWHM of the measured alpha particle spectra are plotted versus the energies of the peak centroids. The distinct narrowing of the spectra are seen to occur beginning at about 0.6 MeV. The error bars on the data represent an uncertainty of ± 1 channel in the FWHM. A change of ± 1 channel in the FWHM from the best fit value produces a 25–50% increase in the chi-squared of the fit.

A calculation of the peak width changes due to the nonstatistical spreading can be made using simple numerical integration techniques. Since the nonstatistical spreading is expected to dominate when the FWHM is 10% or more of the centroid of the distribution, the calculation uses the peak centroid and FWHM of a spectrum for which there has been significant broadening. Starting with a Gaussian peak of given centroid and FWHM, the energy losses of particles with energy of each point of the peak are calculated for an absorber of thickness Δx using

$$\Delta E_i = \int_0^{\Delta x} \left(\frac{dE}{dx} \right) dx.$$

The energy loss is ΔE_i and the values of dE/dx are computed from a power series fit to data for alpha particles in N_2 from tables of energy loss.¹⁸ These calculated ΔE_i 's are

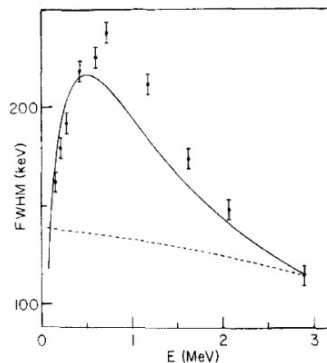


Fig. 3. Values of the FWHM as a function of energy for a typical experiment. The estimated uncertainties correspond to ± 1 channel uncertainty in the fits to the spectra. The solid and dashed curves correspond to calculations of the nonstatistical and statistical straggling as discussed in the text.

then used to compute the new energy distribution. The centroid and FWHM of this distribution are calculated and the process is repeated for another Δx .

The results of a calculation of this type are shown as the solid line in Fig. 3. This calculation uses the experimental spectrum at 2.9 MeV as a starting point. For this spectrum the FWHM is 4% of the centroid energy. The general energy dependence of the FWHM is reproduced by the calculation; that is, the peak broadening followed by peak narrowing with decreasing energy is clearly shown. The absolute magnitude of the calculated FWHM's are below the measurements as would be expected since no statistical straggling has been included. The values can be increased by adding in quadrature statistical straggling calculated from the Bohr theory, but there is some question as to the manner in which this procedure should be done.¹⁶ As a student experiment the use of a single, straightforward calculation is also more desirable than a more complicated procedure.

There is some discrepancy between the calculation and experimental data in Fig. 3 as to the energy at which the maximum FWHM occurs. The location of the peak in the calculated curve is sensitive to the location of the maximum in the dE/dx versus energy curve,¹⁵ and the observed discrepancy suggests that the disagreement is due to some inaccuracy in the energy loss tables and the use of tabular data for N_2 instead of air. For example, if the dE/dx curve is shifted upward in energy by 50 keV, the left-hand side of the calculated curve shifts up in energy by 50–75 keV.

The dashed curve in Fig. 3 is the calculated FWHM using the Bohr theory to represent the statistical straggling. The calculation uses the spectrum of 2.9 MeV as a starting point to be consistent with the nonstatistical calculation. The magnitude and the energy dependence of this calculated curve both vary markedly from the data.

This experiment can be readily done by undergraduates in advanced laboratory courses using standard equipment. It extends the data acquisition to a low-energy region that is not commonly studied. The apparently anomalous behavior of the FWHM provokes discussion about the nature of the physical processes involved. The resolution of the unexpected behavior by the use of a simple physical model and numerical calculation provides a successful experience in the analysis of data and explanation of physical processes.