

VERSUCH NUMMER

TITEL

Celina Wieberg
celina.wieberg@tu-dortmund.de

Aaron Schink
aaron.schink@tu-dortmund.de

Durchführung: DATUM

Abgabe: DATUM

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Energieverlust und Wechselwirkung mit Hüllenelektronen	3
2.2 Elastische Coulomb-Streuung und differentieller Wirkungsquerschnitt . . .	3
2.3 Näherungen, Abschirmung und endliche Kernstruktur	4
2.4 Mehrfachstreuung	4
3 Durchführung	5
3.1 Aufbau	5
3.2 Durchführung	6
4 Auswertung	6
4.1 Vakuum	6
4.2 Gold	7
4.3 Bismut	8
5 Diskussion	8
6 Originaldaten	8
Literatur	8

1 Zielsetzung

Der vorliegende Versuch dient dazu, die Wechselwirkungen zwischen α -Teilchen und Atomkernen experimentell zu untersuchen und damit das Rutherford-Streuungsmodell zu prüfen. An einer dünnen Gold- und Bismutfolie werden die Winkelverteilung der gestreuten Teilchen sowie die Abhängigkeit des Streuverhaltens von der Kernladungszahl Z verschiedener Targetmaterialien ermittelt.

2 Theorie

2.1 Energieverlust und Wechselwirkung mit Hüllenelektronen

Der kontinuierliche Energieverlust geladener Teilchen durch Anregung und Ionisation der Hüllenelektronen wird durch das Störungsverhalten der Elektronen beschrieben und für schnelle, nichtrelativistische bis moderat relativistische Teilchen durch die Bethe-Bloch-Gleichung genähert,

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_0 v^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right),$$

wobei z die Ladungszahl des Projektils, N die Atomdichte des Targets, Z die Kernladungszahl des Targetmaterials, m_0 die Elektronenruhemasse, v die Teilchengeschwindigkeit und I die mittlere Ionisationsenergie des Materials bezeichnet. Aus dem Energieverlust folgt durch Integration über die Energie die Reichweite $R(E)$ der Teilchen, sodass die effektive Folienstärke x aus dem gemessenen Energieverlust ΔE über

$$x = \int_{E_\alpha - \Delta E}^{E_\alpha} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$

bestimmt werden kann. Die Atomdichte N wird durch die Materialdichte ρ , die molare Masse M und die Avogadrozahl N_A über

$$N = \frac{\rho N_A}{M} \quad (1)$$

ausgedrückt. Für die Kalibrierung der Pulshöhen ist zu berücksichtigen, dass die gemessene Pulshöhe proportional zur verbliebenen kinetischen Energie der α -Teilchen ist.

2.2 Elastische Coulomb-Streuung und differentieller Wirkungsquerschnitt

Die Ablenkung der α -Teilchen durch die Coulombkraft des positiv geladenen Kerns wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt beschrieben. Unter der Annahme der Einzelstreuung und der Vernachlässigung quantenmechanischer Feinheiten ergibt sich für den Rutherford-Wirkungsquerschnitt die Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{zZe^2}{16\pi\epsilon_0 E_\alpha}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (2)$$

wobei E_α die kinetische Energie der α -Teilchen und θ der Streuwinkel ist. Der differentielle Wirkungsquerschnitt gibt die Wahrscheinlichkeit an, in einen bestimmten Raumwinkel $d\Omega$ gestreut zu werden, und skaliert quadratisch mit dem Produkt der Ladungszahlen zZ . Experimentell wird die Zählrate $I(\theta)$ gemessen, die mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt durch die Beziehung

$$I(\theta) = I_0 N d \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \Delta\Omega \varepsilon \quad (3)$$

verknüpft ist. Hierbei bezeichnet I_0 den einfallenden Teilchenstrom, x die Folienstärke, $\Delta\Omega$ den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel und ε die Detektionseffizienz. Für kleine Detektoren in ausreichendem Abstand r zur Streustelle kann der Raumwinkel näherungsweise durch

$$\Delta\Omega = 4 \arctan\left(\frac{b_x}{2l}\right) \arctan\left(\frac{b_x}{2l}\right) \quad (4)$$

beschrieben werden, wobei A die effektive Detektorfläche und α der Winkel zwischen Detektorebene und Sichtlinie ist.

2.3 Näherungen, Abschirmung und endliche Kernstruktur

Bei der Anwendung der Rutherford-Formel werden mehrere Näherungen getroffen, die experimentell überprüft werden müssen. Die Einzelstreuungsannahme ist nur für dünne Folien gültig. Bei zunehmender Folienstärke werden Mehrfachstreuungen relevant und führen zu einer Aufweitung der Winkelverteilung. Bei großen Impactparametern wird die Kernladung durch die Hüllenelektronen abgeschirmt, sodass bei sehr kleinen Streuwinkeln Abweichungen von der reinen Coulomb-Form auftreten. Bei sehr kleinen Impactparametern wird die Annahme eines punktförmigen Kerns unzureichend, die endliche Ladungsverteilung des Kerns führt zu Abweichungen bei großen Streuwinkeln und ermöglicht Rückschlüsse auf den effektiven Kernradius.

2.4 Mehrfachstreuung

Die Streuung an vielen kleinen Stößen innerhalb der Folie führt zu einer statistischen Aufweitung des Streuwinkels, die durch Näherungsformeln beschrieben werden kann. Für die charakteristische RMS-Ablenkung θ_0 wird häufig die Highland-Formel verwendet,

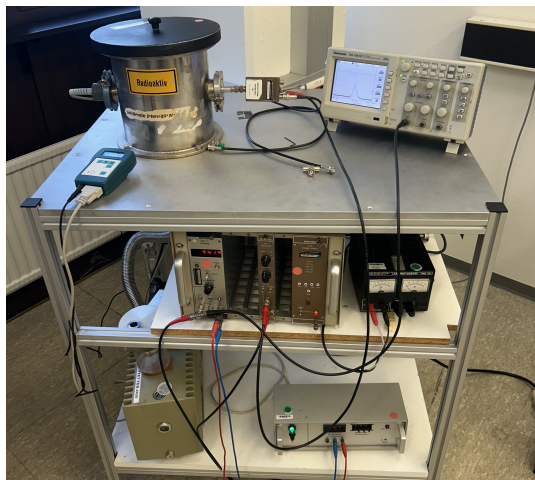
$$\theta_0 \approx \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta pc} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right],$$

wobei β und p die relative Geschwindigkeit bzw. der Impuls des Projektils, z dessen Ladungszahl, x die Materialdicke und X_0 die Strahlungslänge des Materials bezeichnen. Durch Vergleich der gemessenen Winkelverteilung für verschiedene Folienstärken kann der Übergang von der Einzelstreuung zur Mehrfachstreuung quantifiziert werden.

3 Durchführung

3.1 Aufbau

Der Versuch wird in einer evakuierten Messkammer durchgeführt, da die Reichweite der α -Strahlung in Luft sehr gering ist. Die Kammer wird mit einer Vakuumpumpe auf Betriebsdrucks von 0 mbar gebracht. Als Strahlquelle dient ein ^{241}Am -Präparat, das α -Teilchen mit einer Energie von etwa $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$ emittiert. Zur räumlichen Begrenzung des Strahls sind zwei hintereinander angeordnete Schlitzblenden mit einer Öffnung von 2 mm installiert, diese Kollimation sorgt dafür, dass die α -Teilchen nahezu senkrecht auf die Probenfolie treffen. Die Probe ist auf einem drehbaren Probenhalter montiert, sodass die Streuwinkel θ präzise eingestellt werden können. Die an der Folie gestreuten α -Teilchen werden von einem Surface-Barrier-Halbleiterdetektor registriert. In der Sperrschicht des Detektors erzeugen die einfallenden α -Teilchen Elektronen-Loch-Paare. Diese Ladungsträger werden durch das angelegte elektrische Feld zu den Elektroden beschleunigt und erzeugen so einen messbaren Stromimpuls. Zur Signalaufbereitung werden die Detektorsignale vorverstärkt und gegebenenfalls weiter verstärkt. Für die Auswertung stehen ein Oszilloskop zur Bestimmung von Energieverlusten und ein Zählwerk zur Erfassung der Zählraten zur Verfügung. Alle relevanten Komponenten (Vakuumpumpe, Strahlquelle, Schlitzblenden, Probenhalter, Detektor, Vorverstärker, Verstärker, Oszilloskop, Zählwerk) sind mechanisch und elektrisch so angeordnet, dass Justage, Probenwechsel und winkelabhängige Messungen reproduzierbar und sicher durchgeführt werden können. Der Aufbau ist in Abbildung 1 dargestellt.



(a) Vollständiger Versuchsaufbau mit Vakuumpumpe, Kollimation und Detektor.



(b) Evakuierter Rezipient mit eingesetzter Goldfolie auf dem Probenhalter.

Abbildung 1: Vergleichende Darstellung: (a) Gesamtaufbau und (b) Detailaufnahme des evakuierten Rezipienten.

3.2 Durchführung

Zu Beginn des Versuchs wird die Messkammer mit einer Drehschieberpumpe evakuiert, um Streuungen an Restgasen zu minimieren. Nach Erreichen des Betriebsdrucks werden Quelle und Detektor so zu einander positioniert, dass ein gerader Durchtritt der α -Teilchen gewährleistet ist. Über das eingebaute Goniometer wird der Detektor genullt. Anschließend wird ohne Einbringen einer Probe das Strahlprofil aufgenommen und dokumentiert, um später Korrekturen der Winkelabhängigkeit und die Detektorempfindlichkeit vornehmen zu können. Zur Bestimmung des Untergrunds und der ungestörten Aktivität wird die Zählrate ohne Folie im evakuierten Zustand für $t = 300$ s gemessen. Für die eigentlichen Streumessungen werden nacheinander eine Goldfolie und eine Bismutfolie eingesetzt. Für jedes Material werden Messungen an verschiedenen Winkelpositionen durchgeführt. An jeder Winkelposition wird die Zählrate I über eine feste Messzeit von $t = 300$ s aufgenommen. Die Wahl der Messzeit berücksichtigt die poissonische Statistik des α -Zerfalls, sodass der statistische Fehler $\Delta I = \sqrt{I}$ und der relative Fehler $\Delta I/I = 1/\sqrt{I}$ für die Auswertung verwendet werden. Bei Bedarf kann die Messzeit an Winkel mit sehr geringer Zählrate verlängert werden, um die gewünschte relative Unsicherheit zu erreichen. Es werden der eingestellte zu messende Streuwinkel θ , die Messzeit t und die gemessene Zählrate I aufgenommen.

4 Auswertung

Für die Auswertung wird die Python-Bibliothek `numpy` [1] benutzt. Die Fits entstehen mit `curve_fit` aus `scipy.optimize` [4]. Die Fehlerrechnung wird mit `uncertainties` [3] durchgeführt. Plots entstehen mit `matplotlib.pyplot` [2].

Für die Folien werden die gemessenen Zählraten über Gleichung 3 mit Gleichung 1 und Gleichung 4 in differentielle Streuquerschnitte umgerechnet. Dafür wird für beide Folien die Folienstärke $d = 2$ μm und die Abmessung der Apparatur mit $b_x = 2$ mm, $b_y = 10$ mm und $l = 45$ mm verwendet. Die einfallende Zählrate wird über die Aktivität des Präparats multipliziert mit dem Raumwinkel des Targets berechnet. Mit der Aktivität von 330 kBq im Jahr 1994, einer Halbwertszeit von 432 Jahren und einer Blendenfläche von 20 mm^2 ergibt sich eine einfallende Zählraten von $C_0 = 155,805$ 1/s.

Die Messwerte werden mit einem Fit der Form

$$f(\theta) = \frac{a}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (5)$$

versehen und der theoretische Streuquerschnitt nach Gleichung 2 dargestellt. Die dafür verwendeten Parameter lauten

$$z = 2E = 8,789\,54 \cdot 10^{-13} \text{ J.}$$

4.1 Vakuum

Die Strahlcharakteristik wird in einem Vakuum von 0 mbar durchgeführt, welches konstant aufrecht gehalten wird. Die gemessenen Zählraten befinden sich in Abbildung 2.

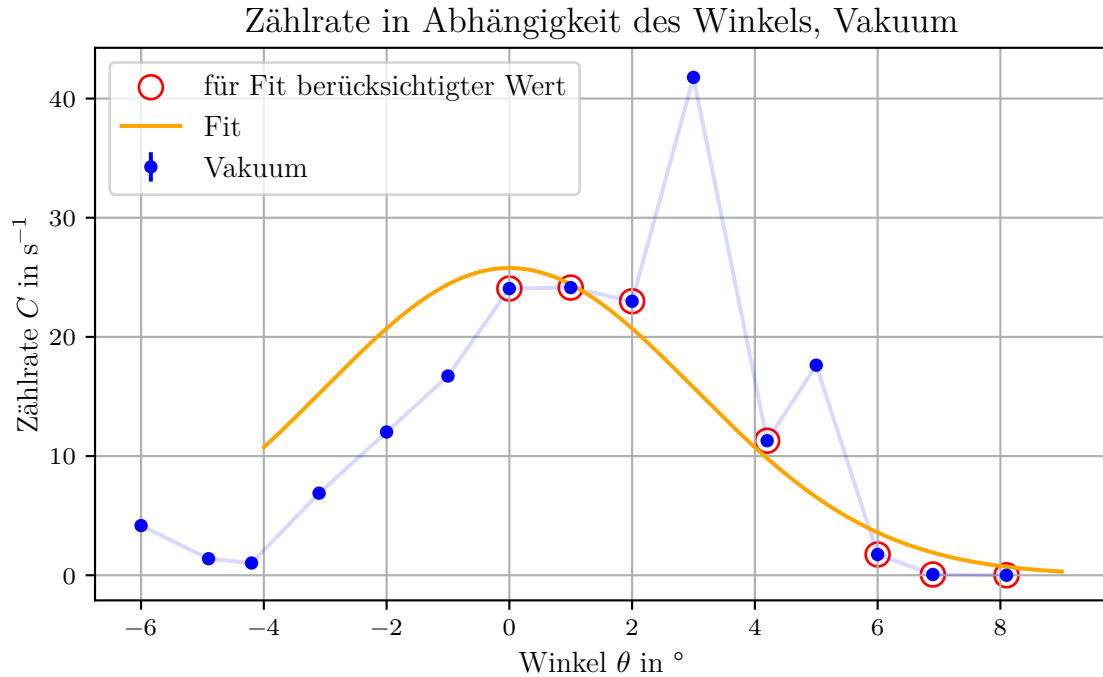


Abbildung 2: Strahlcharakteristik des Präparats im Vakuum. Ebenfalls dargestellt ist ein Gauß-Fit für die positiven Winkel, wobei Ausreißer nicht beachtet wurden.

Die Zählraten folgen grob einer Normalverteilung um 0° . Zuerst wurde von 0° ausgehend die Zählrate für negative Winkel vermessen, nach einer Fehleinstellung beim Wechsel auf positive Winkel musste die Apparatur neu geeicht werden. Ebenfalls wurde nach dem ersten Ausreißer bei 3° der Diskriminator erhöht.

Die Parameter des Gaußfits

$$f(\theta) = a \cdot e^{-b \cdot \theta^2}$$

lauten

$$a = (25,782 \pm 1,268) \frac{1}{\text{s}}$$

$$b = 0,054 \pm 0,008 \frac{1}{^\circ^2}.$$

4.2 Gold

Für die Umrechnung der Zählraten in den Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 3 werden $\rho_{\text{Au}} = 19\,320 \text{ kg/m}^3$ und $M_{\text{Au}} = 0,197 \text{ kg/mol}$ verwendet. Die Ordnungszahl ist $Z_{\text{Au}} = 79$.

4.3 Bismut

5 Diskussion

6 Originaldaten

Literatur

- [1] Charles R. Harris u. a. „Array programming with NumPy“. In: *Nature* 585.7825 (Sep. 2020), S. 357–362. DOI: 10.1038/s41586-020-2649-2. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>.
- [2] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. DOI: 10.1109/MCSE.2007.55. URL: <http://matplotlib.org/>. Current version 3.7.2, DOI: 10.5281/zenodo.8118151.
- [3] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 3.1.7. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [4] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.