

V16

## **Rutherford Streuexperiment**

Fritz Ali Agildere  
fritz.agildere@udo.edu

Jan Lucca Viola  
janlucca.viola@udo.edu

Durchführung: 18. November 2024

Abgabe: XX. November 2024

TU Dortmund – Fakultät Physik

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>1</b>
<b>3 Durchführung</b>	<b>3</b>
<b>4 Auswertung</b>	<b>4</b>
<b>5 Diskussion</b>	<b>10</b>
<b>Literatur</b>	<b>10</b>
<b>Anhang</b>	<b>11</b>

# 1 Zielsetzung

Ziel dieses Versuchs ist es, die Streuung von Alphateilchen an einer dünnen Goldfolie zu untersuchen und die Vorhersagen der Rutherford-Streuungsformel zu überprüfen. Dazu wird der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Streuwinkels analysiert sowie die Abhängigkeit der Streuung von der Kernladungszahl  $Z$  des Targetmaterials untersucht. Zusätzlich ermöglicht die Messung des Energieverlustes der Alphateilchen die Bestimmung der Dicke der verwendeten Goldfolie.

## 2 Theorie [1]

Der Rutherford-Streuungsversuch untersucht die Wechselwirkung von Alphateilchen mit Materie. Um diese Wechselwirkungen zu verstehen, ist es wichtig, zunächst zu erklären, wie Alphateilchen erzeugt werden können. Alphateilchen sind positiv geladene Heliumkerne, die bei der radioaktiven  $\alpha$ -Emission entstehen. Dieser Prozess tritt auf, wenn instabile schwere Atomkerne, wie Uran ( $^{238}\text{U}$ ) oder Americium ( $^{241}\text{Am}$ ), zerfallen. Bei diesem Zerfall wird ein Alphateilchen emittiert, das aus zwei Protonen und zwei Neutronen besteht. Die Energie der Alphateilchen hängt vom verwendeten Isotop ab, in der Regel beträgt sie mehrere MeV.

Nachdem die Alphateilchen durch einen radioaktiven Zerfall erzeugt wurden, können sie in einem Experiment auf ein Targetmaterial, wie beispielsweise eine dünne Goldfolie, gerichtet werden. Beim Durchgang durch die Materie kann es zu zwei wesentlichen Wechselwirkungen kommen: der Wechselwirkung mit den Elektronen der Atomhülle und der Wechselwirkung mit den Atomkernen.

### Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen

Die erste Wechselwirkung erfolgt zwischen den Alphateilchen und den Elektronen in der Atomhülle. Diese Wechselwirkung führt zu einem Energieverlust der Alphateilchen durch Anregung oder Ionisation der Elektronen. Allerdings wird aufgrund der weitaus größeren Masse der Alphateilchen im Vergleich zu den Elektronen keine signifikante Ablenkung der Alphateilchen durch die Elektronen erwartet. Der Energieverlust, den die Alphateilchen während ihres Durchgangs durch die Materie erfahren, wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Diese lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_0 v^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \ln \left( \frac{2m_0 v^2}{I} \right), \quad (1)$$

wobei in dieser Gleichung  $N$  die Atomdichte des Materials beschreibt, also die Anzahl der Atome pro Volumeneinheit. Die Größe  $m_0$  ist die Ruhemasse des Elektrons, und  $v$  stellt die

Geschwindigkeit der Alphateilchen dar. Der Parameter  $Z$  bezeichnet die Kernladungszahl des Targetmaterials, und  $I$  ist die mittlere Ionisationsenergie des Materials, die die Energie angibt, die erforderlich ist, um ein Elektron aus seiner Bindung im Atom zu lösen. Schließlich beschreibt  $e$  die Elementarladung eines Protons, und  $\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante.

Diese Gleichung beschreibt den kontinuierlichen Energieverlust der Alphateilchen, der durch die Wechselwirkung mit den Elektronen der Atome verursacht wird. Der Verlust hängt dabei von der Geschwindigkeit der Alphateilchen ab, wobei langsame Teilchen einen höheren Energieverlust pro Längeneinheit aufweisen.

## Wechselwirkung mit den Atomkernen

Die zweite Wechselwirkung tritt auf, wenn die Alphateilchen mit den positiv geladenen Atomkernen des Targetmaterials kollidieren. Diese Wechselwirkung ist eine Coulomb-Streuung, die aufgrund der elektrostatischen Anziehung zwischen der positiven Ladung der Alphateilchen und der positiven Ladung der Atomkerne entsteht. Der Streuwinkel  $\Theta$  der Alphateilchen kann dabei mit der Rutherford-Streuformel berechnet werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left( \frac{zZe^2}{2E_\alpha} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)}.$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $z$  die Ladungszahl des Alphateilchens (die immer 2 ist, da es aus zwei Protonen besteht), während  $Z$  die Kernladungszahl des Targetmaterials ist. Die Größe  $e$  stellt wieder die Elementarladung dar, und  $E_\alpha$  ist die kinetische Energie der Alphateilchen. Der Streuwinkel  $\Theta$  gibt die Richtungsänderung der Alphateilchen nach der Kollision mit dem Atomkern an.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  beschreibt die Intensitätsverteilung der gestreuten Alphateilchen im Raumwinkel  $d\Omega$ , was bedeutet, dass er angibt, wie die Alphateilchen in verschiedene Richtungen gestreut werden. Die Rutherford-Streuformel zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung bei kleinen Winkeln am größten ist und mit zunehmendem Streuwinkel stark abnimmt.

## Vernachlässigung der Mehrfachstreuung

In diesem Experiment wird in der Regel nach der ersten Bornschen Näherung gearbeitet, was bedeutet, dass Mehrfachstreuungen der Alphateilchen vernachlässigt werden. Dies ist eine gültige Annahme, wenn die Targetfolie dünn genug ist und die Alphateilchen nur einmal gestreut werden. Daher können die Alphateilchen als unabhängig voneinander betrachtet werden, und ihre Streuung kann mit der oben genannten Rutherford-Streuformel genau beschrieben werden.

Zusammenfassend beschreibt der Rutherford-Streuversuch die Wechselwirkung von Alpha-Teilchen mit der Materie, wobei insbesondere die Streuung durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Atomkernen und die kontinuierliche Energieabgabe durch Wechselwirkungen mit den Elektronen berücksichtigt werden.

### 3 Durchführung

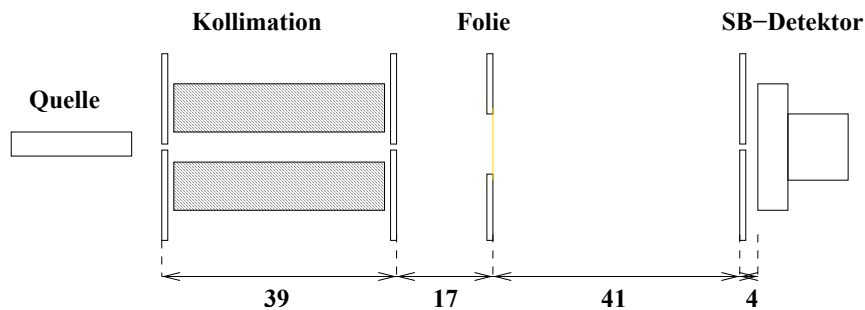
#### Experimenteller Aufbau

Als radioaktive Quelle dient  $^{241}\text{Am}$ , welches  $\alpha$ -Strahlung emittiert. Die  $\alpha$ -Teilchen werden durch zwei Spaltblenden mit einer Öffnung von jeweils 2 mm kollimiert und auf eine dünne Goldfolie gelenkt. Ein Oberflächenbarrierendetektor misst die gestreuten Alphateilchen in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\Theta$ .

Da die von Americium emittierte  $\alpha$ -Strahlung in Luft eine Reichweite von etwa 1,5 cm besitzt, wird der gesamte Versuchsaufbau in einer Vakuumapparatur durchgeführt. Die vom Detektor erzeugten negativen Impulse werden zunächst verstärkt und anschließend in einem Verstärker weiterverarbeitet.

Zur Messung des Energieverlustes der Alphateilchen steht ein Speicheroszilloskop zur Verfügung. Zur Bestimmung des Streuwirkungsquerschnitts wird außerdem ein Zählgerät verwendet.

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt.



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus [1].

#### Versuchsdurchführung

Zu Beginn wird die Kammer evakuiert, um Ablenkungen der  $\alpha$ -Strahlung durch Luftmoleküle zu minimieren. Der Kammerdruck wird durch langsames Öffnen des Feindosierventils eingestellt.

Die Dicke der Streufolie wird durch Messung des Energieverlusts der Alphateilchen beim senkrechten Durchgang durch die Folie bestimmt. Die Impulshöhen der Detektorsignale werden bei unterschiedlichem Kammerdruck gemessen, sowohl mit als auch ohne Streufolie. Anschließend wird die Reichweite der Alphateilchen extrapoliert, um die Dicke der Folie zu berechnen.

Zur Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird die Zählrate in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\Theta$  gemessen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird als Funktion des Streuwinkels aufgetragen und mit theoretischen Werten verglichen.

## 4 Auswertung

[2]

Um die gesuchten Werte und Messgrößen zu bestimmen, ist es notwendig, im Vorfeld einige wichtige Größen zu berechnen und festzuhalten. Die Aktivität des verwendeten Isotops  $^{241}\text{Am}$  wird für das Jahr 1994 mit 330 kBq angegeben. Unter Berücksichtigung der Halbwertszeit von Americium ergibt sich für das Jahr 2024 eine Aktivität von 314,5 kBq. Ein graphischer Verlauf der Aktivität ist in Abbildung 2 dargestellt.

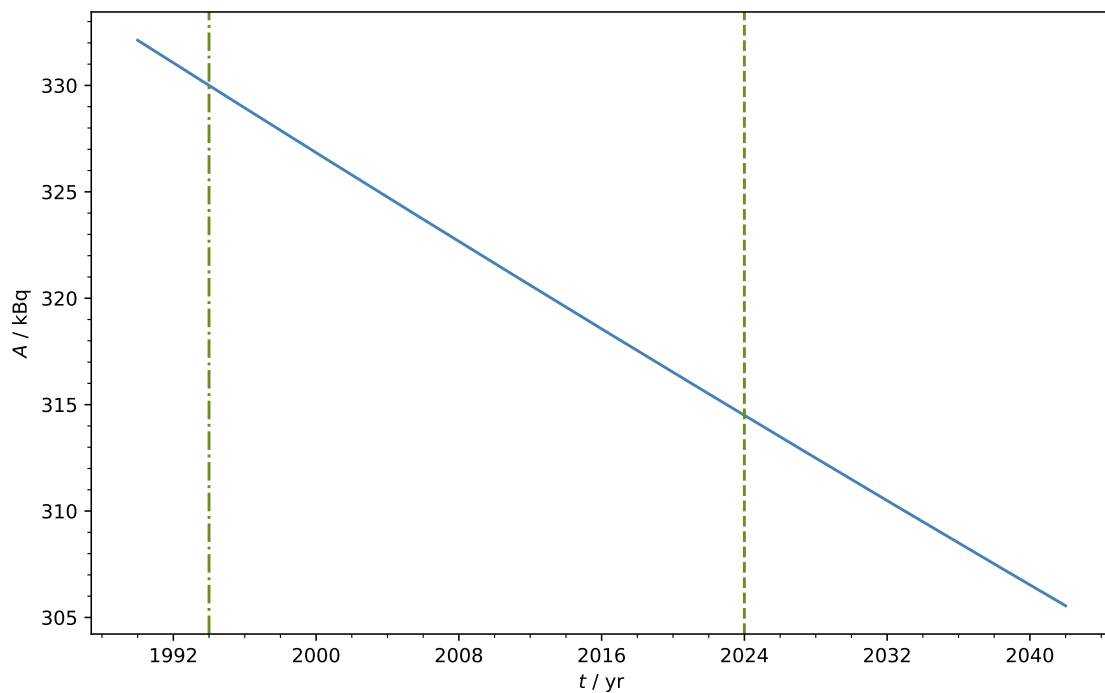


Abbildung 2: Graphischer Verlauf der Aktivität von  $^{241}\text{Am}$  über die Zeit.

Des Weiteren ist es hilfreich, die Teilchenzahl und Dichte von Luft und Gold vorab zu bestimmen. Da Atemluft hauptsächlich aus Stickstoff und Sauerstoff besteht, können die mittlere Kernladungszahl, die molare Masse und die Dichte der Luft durch die Eigenschaften von Stickstoff und Sauerstoff wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} Z_{N_2} &= 7, & Z_{O_2} &= 8, & Z_L &= \frac{78}{99}Z_{N_2} + \frac{21}{99}Z_{O_2} = 7.21, \\ M_{N_2} &= 2 \cdot 14.01 \text{ g/mol}, & M_{O_2} &= 2 \cdot 16.00 \text{ g/mol}, & M_L &= \frac{78}{99}M_{N_2} + \frac{21}{99}M_{O_2} = 28.86 \text{ g/mol}, \\ \rho_{N_2} &= 1165 \text{ g/m}^3, & \rho_{O_2} &= 1332 \text{ g/m}^3, & \rho_L &= \frac{78}{99}\rho_{N_2} + \frac{21}{99}\rho_{O_2} = 1200 \text{ g/m}^3. \end{aligned}$$

Die Dichte und die molare Masse von Gold sind gegeben durch:

$$M_G = 196.67 \text{ g/mol}, \quad \rho_G = 19320 \text{ kg/m}^3.$$

Hierüber lassen sich die Teilchendichten von Luft und Gold berechnen:

$$\begin{aligned} N_L &= N_A \frac{\rho_L}{M_L} = 250 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}, \\ N_G &= N_A \frac{\rho_G}{M_G} = 591000 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}. \end{aligned}$$

Die druckabhängige Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung ist gegeben durch:

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad R_\alpha \propto p^{-1}.$$

Für den Zerfall von  $^{241}\text{Am}$  gilt

$$^{241}_{95}\text{Am} \rightarrow ^{237}_{93}\text{Np} + ^4_2\text{He} + E_\alpha, \quad E_\alpha = 5.486 \text{ MeV}.$$

## BETHE BLOCH THEORIE

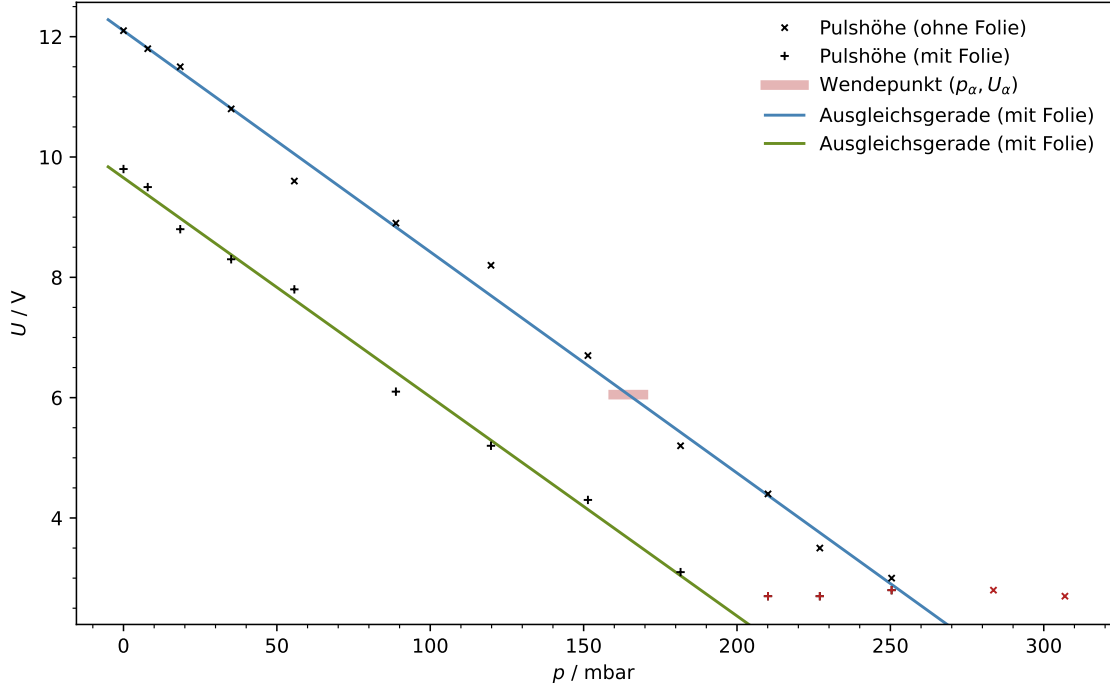
**Tabelle 1:** Messdaten von Kammerdruck und maximaler Amplitude.

(a) Ohne Folie.		(b) Mit Folie.	
$p$ / mbar	$U$ / V	$p$ / mbar	$U$ / V
0.0	9.8	0.0	12.1
7.9	9.5	7.9	11.8
18.5	8.8	18.5	11.5
35.1	8.3	35.1	10.8
55.7	7.8	55.7	9.6
88.8	6.1	88.8	8.9
119.8	5.2	119.8	8.2
151.4	4.3	151.4	6.7
181.6	3.1	181.6	5.2
210.1	2.7	210.1	4.4
227.0	2.7	227.0	3.5
250.4	2.8	250.4	3.0
		283.6	2.8
		306.9	2.7

### Bestimmung der Dicke der Goldfolie

Die gemessenen Maximalspannungen in Abhängigkeit des Drucks wurden sowohl mit als auch ohne Goldfolie im Strahlengang aufgenommen. Anschließend wurden lineare Regressionen durchgeführt. Die entsprechenden Graphen sind in Abbildung 3 dargestellt.





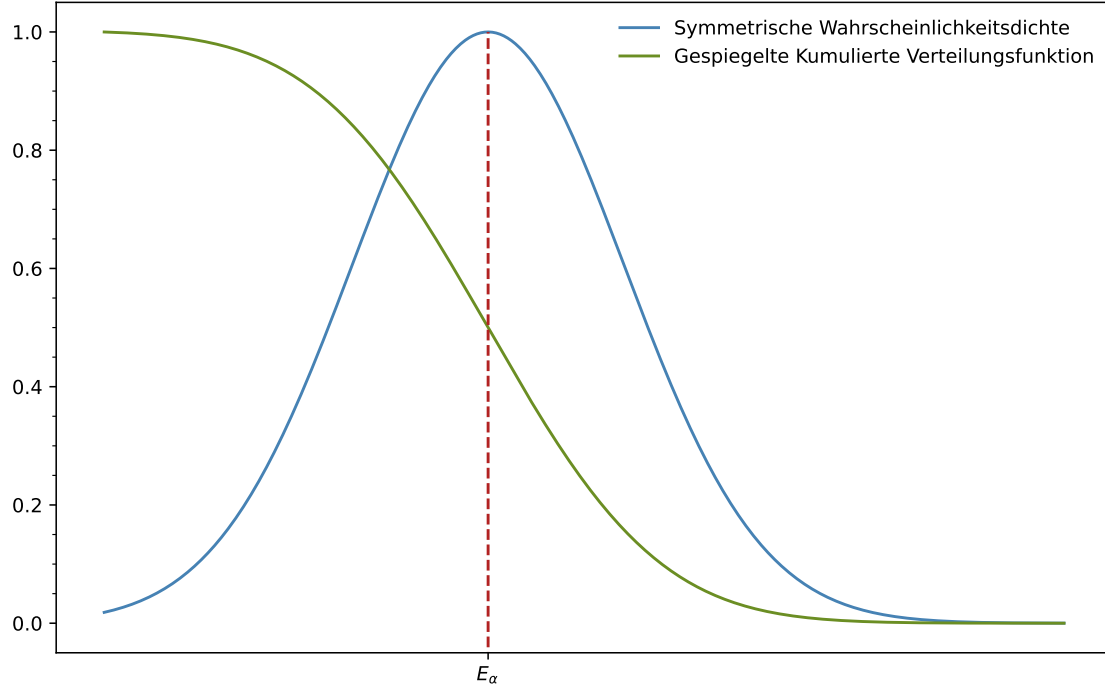
**Abbildung 3:** Lineare Regressionen der Maximalspannungen  $U(p)$  in Abhängigkeit des Drucks mit und ohne Goldfolie.

Die Parameter der Regressionsgeraden  $U(p) = ap + b$  ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
 a_{\text{ohne Folie}} &= (-0.0368 \pm 0.0008) \frac{\text{V}}{\text{mbar}}, & b_{\text{ohne Folie}} &= (12.10 \pm 0.12) \text{ V}, \\
 a_{\text{mit Folie}} &= (-0.0364 \pm 0.0010) \frac{\text{V}}{\text{mbar}}, & b_{\text{mit Folie}} &= (9.65 \pm 0.10) \text{ V}.
 \end{aligned}$$

Unter der Annahme einer symmetrischen Energieverteilung liegt bei der halben Maximalamplitude  $U_\alpha$  ein Wendepunkt, dessen zugehöriger Druck  $p_\alpha \propto E_\alpha$  ist. Dies folgt daraus, dass ein höherer Druck niedrigere Energien herausfiltert. Die Druckkurve repräsentiert somit eine kumulierte Verteilung, deren Plateau bei  $p = 0$  das Maximum angibt, und sie lässt sich um  $p = p_\alpha$  linear approximieren. Aus dem horizontalen Abstand  $\Delta p$  kann der Energieverlust  $\Delta E$  an der Goldfolie berechnet werden.

In der durchgeführten Messung könnten jedoch abflachende Verläufe eher auf Messrauschen zurückzuführen sein, anstatt eine direkte Konsequenz der Asymptote bei  $p \rightarrow \infty$  darzustellen. Einzelne Amplitudenwerte zeigen teils starke Schwankungen. Der Zusammenhang zwischen Druck und Energie ist in Abbildung 4 dargestellt.



**Abbildung 4:** Druckabhängigkeit der Energie der  $\alpha$ -Strahlung.

In Formeln niedergeschrieben, bedeutet das

$$U = a \cdot p + b \qquad p = \frac{U - b}{a} \qquad \Delta E = E_\alpha \frac{\Delta p}{p_\alpha}$$

Aus den Messdaten folgen

$$\begin{aligned} U_\alpha &= 6.05 \text{ V} \\ p_\alpha &= (165 \pm 5) \text{ mbar} \\ \Delta p &= (66 \pm 6) \text{ mbar} \\ E_\alpha &= 5.5 \text{ MeV} \\ \Delta E &= (2.2 \pm 0.2) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Wird dies in die Bethe-Bloch-Gleichung 1 eingesetzt und nach  $\Delta x$  umgestellt, folgt

$$d = \Delta x_\alpha = \Delta E_\alpha \frac{4\pi m_e v_\alpha^2 \varepsilon_0^2}{e^4 N z^2 Z \ln(2m_e v_\alpha^2/I)} = \Delta E_\alpha \frac{8\pi m_e E_\alpha \varepsilon_0^2}{m_\alpha e^4 N z^2 Z \ln(4m_e E_\alpha/m_\alpha I)} = (5.1 \pm 0.4) \mu\text{m} .$$

**Tabelle 2:** Messdaten der Zählrate in Abhängigkeit des Streuwinkels.

$\vartheta / ^\circ$	$t / \text{s}$	$\mathcal{C}$	$C / \text{s}^{-1}$
-0.6	200	2033	10.16+/-0.23
-0.4	200	2147	10.73+/-0.23
-0.2	200	2227	11.13+/-0.24
0.0	200	2236	11.18+/-0.24
0.2	200	2295	11.47+/-0.24
0.4	200	2301	11.51+/-0.24
0.6	200	2307	11.54+/-0.24
0.8	200	2407	12.04+/-0.25
1.0	200	2294	11.47+/-0.24
1.5	200	2352	11.76+/-0.24
2.0	200	2351	11.76+/-0.24
2.5	200	2344	11.72+/-0.24
3.0	200	2240	11.20+/-0.24
4.0	200	2062	10.31+/-0.23
5.0	200	1744	8.72+/-0.21
6.0	400	2771	6.93+/-0.13
8.0	600	2222	3.70+/-0.08
10.0	800	1987	2.48+/-0.06
12.5	800	537	0.671+/-0.029
15.0	800	162	0.203+/-0.016
20.0	1000	51	0.051+/-0.007

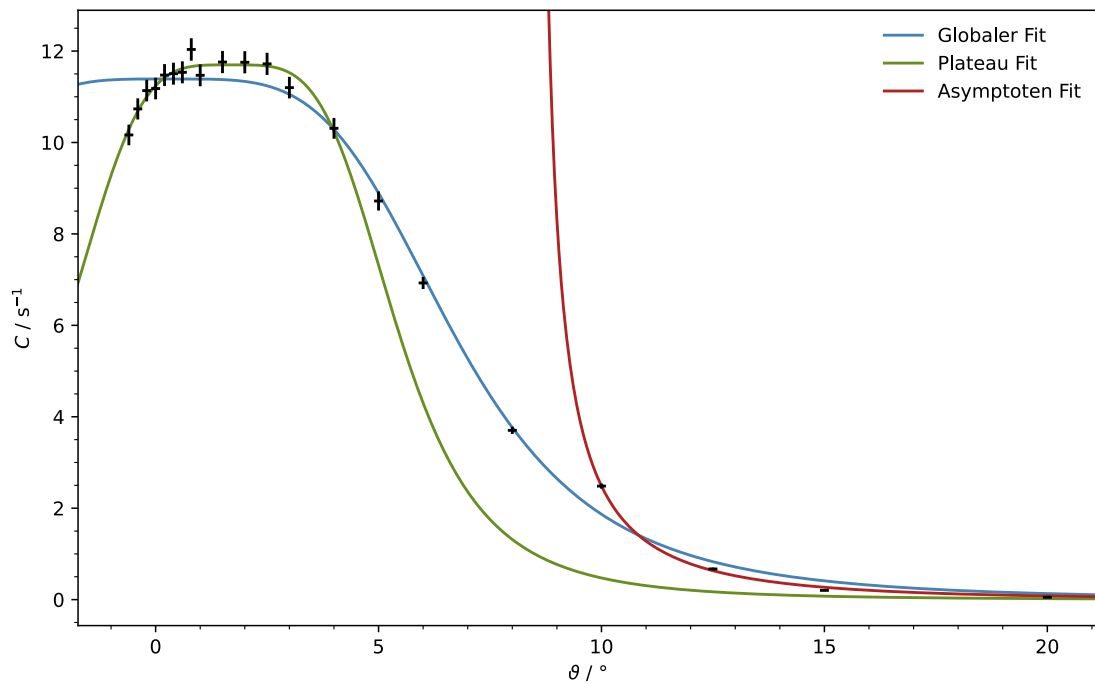


Abbildung 5: Streuwinkelabhängigkeit der Zählrate.

## 5 Diskussion

### Literatur

- [1] V18, *Rutherford Streuexperiment*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2024.
- [2] Hermann Kolanoski. „Experimentelle Methoden“. In: *Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik*. DESY, 2007. Kap. 3, S. 45. URL: <https://www.zeuthen.desy.de/~kolanosk/ket0708/skript.html>.

## Anhang