

V603

Compton-Effekt

Mirjam Prayer

mirjam.prayer@tu-dortmund.de

Nikola Mang

nikola.mang@tu-dortmund.de

Durchführung: /

Abgabe: 23.04.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
2	Durchführung	4
3	Auswertung	7
3.1	Emissionsspektrum der Cu-Röntgenröhre	7
3.2	Transmission	8
3.3	Compton-Wellenlänge	8
4	Diskussion	10
	Literatur	11

1 Theorie

Der Compton-Effekt beschreibt die Interaktion eines hochenergetischen Photons mit einem niederenergetischen Elektron. Da das Elektron dabei Energie abgibt, verschiebt sich die Frequenz des Photons in den höherfrequenten Raum. Diese Wellenlängendifferenz ist unabhängig von der ursprünglichen Wellenlänge und soll in diesem Versuch bestimmt werden.

Dazu wird Röntgenstrahlung erzeugt und an einem Plexiglasquader gestreut. Um die für

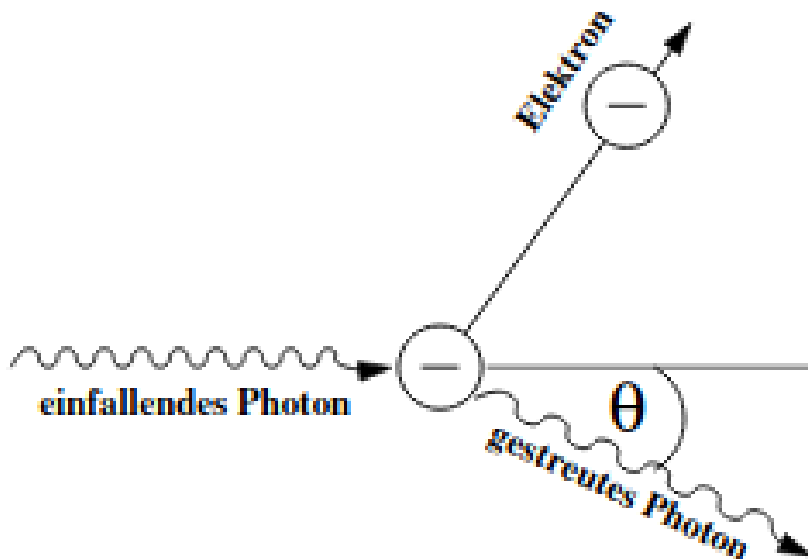


Abbildung 1: Compton-Effekt

Abbildung 1: Der Compton-Effekt

den Versuch relevante Röntgenstrahlung zu erzeugen, werden Elektronen aus einer Glühkathode emittiert und in einer evakuierten Röhre zu einer Anode beschleunigt. In der Anode entsteht durch das Abbremsen des Elektrons ein kontinuierliches Bremspektrum. Außerdem wird ein für das Anodenmaterial charakteristisches Spektrum ausgestrahlt, welches durch die Ionisierung des Materials und das anschließende Rückfallen eines Elektrons auf eine weiter im Zentrum liegende Schale entsteht. Dieses Spektrum besteht aus scharfen Peaks.

Zu beachten ist, dass nicht nur Compton (kohärente) Streuung, sondern auch elas-

tische (inkohärente) Streuung auf das Photon wirkt. Befindet sich das Elektron vor dem Stoß in Ruhe, kann aus der Energie- und Impulserhaltung auf den Zusammenhang

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta) = \lambda_c(1 - \cos\theta) \quad (1)$$

geschlossen werden, wobei $\Delta\lambda$ die Wellenlängendifferenz, θ der gestreute Winkel (siehe Abb.1), und $\lambda_c = h/(m_e c)$ die Compton-Wellenlänge ist.

In dem Versuch wird Aluminium als Reflektions- und Transmissionsmaterial verwendet. Da die Transmission eines Körpers mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, also die Transmission von Compton-gestreuter Photonen geringer ist, nimmt die Intensität des Lichts innerhalb eines Körpers mit zunehmender Tiefe ab. Dieser Intensitätsverlust wird durch das Delamer'sche Gesetz

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (2)$$

beschrieben. Dabei stellt μ den Absorptionskoeffizienten dar, der sich aus dem Absorptionskoeffizienten für Paarbildung, des Photoeffektes und des Comptoneffektes zusammensetzt. Um die resultierende Wellenlänge zu bestimmen, wird auf einen LiF-Kristall und die Bragg'sche Bedingung

$$2 d \sin\alpha = n\lambda \quad (3)$$

mit Einfallswinkel α , Gitterkonstante d und Beugungsordnung n , zurückgegriffen. Diese tritt bei Kristallen auf, in denen Atome bekanntermaßen in Gitterstrukturen angelegt sind und resultiert aus der Interferenz von durch verschiedene Gitterebenen reflektierte Photonen.

2 Durchführung

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 dargestellt. Links (2) ist eine Kupfer-Röntgenröhre verbaut, die Röntgenstrahlung auf einen LiF-Kristall bzw. einen Plexiglas-Streuer (3) aussendet. An diesem ist das Geiger-Müllerzählrohr (1) befestigt.

Zunächst wird das Emissionsspektrum der Beugungsordnung $n=1$ aufgenommen. Hierzu wird eine 2 mm Blende und der LiF-Kristall verwendet.

Im nächsten Schritt wird die Transmission des Aluminium-Absorbers gemessen. Dazu wird eine Aluminiumplatte vor der 2 mm Blende installiert. Damit man den Einfluss der Aluminiumplatte richtig einschätzen kann, wird auch eine Messung ohne die Platte durchgeführt. Außerdem muss zur Korrektur des durch die Totzeit des Geiger- Müllerzählrohrs entstandenen Fehlers die Rechnung

$$I = \frac{N}{1 - \tau \cdot N} \quad (4)$$

durchgeführt werden.

Nun soll die Intensität I_0 der Cu-Röhre bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird der Plexiglasstreuer, durch den der LiF-Kristall nun ersetzt wird, auf 45 und das Geiger-Müllerzählrohr auf 90 Grad eingestellt. Im Folgenden wird nun wie in Abbildung 3

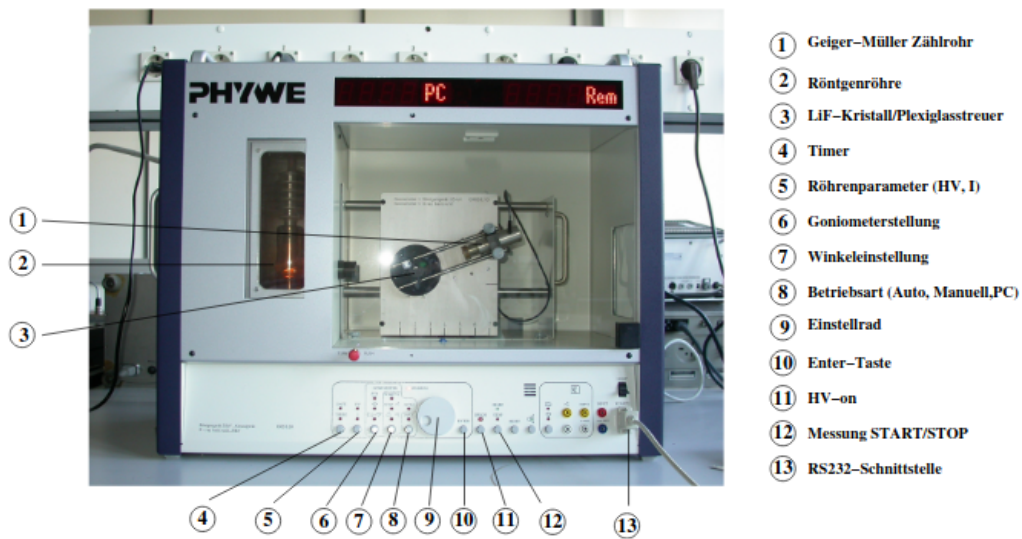


Abbildung 2: Röntgenröhre

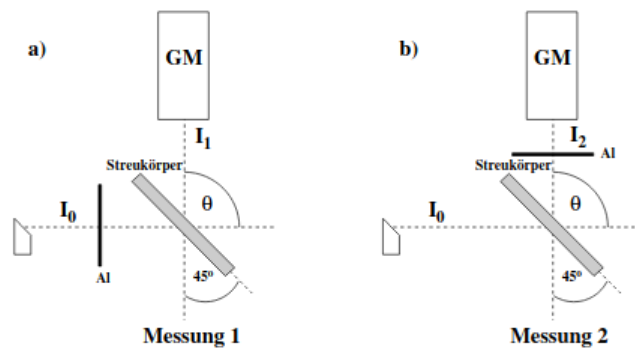


Abbildung 3: Experimenteller Aufbau

dargestellt, der Aluminiumabsorber einmal in den Strahlengang zwischen Röntgenröhre und Streukörper und einmal in den Strahlengang zwischen Streukörper und Geiger-Müllerzählrohr gebracht und die Transmission $T_1 = \frac{I_1}{I_0}$ bestimmt.

3 Auswertung

3.1 Emissionsspektrum der Cu-Röntgenröhre

Zunächst wird das Emissionsspektrum der Cu-Röntgenröhre aufgenommen, um es genauer analysieren zu können. Auf die Auflistung der korrespondierenden Werte wird an dieser Stelle aufgrund der großen Anzahl an Messwerten verzichtet.

Zur besseren Visualisierung zeigt Grafik 4 das Spektrum. Anhand der Daten lässt sich ablesen, dass die Kupfer K_α Linie bei einem Glanzwinkel von $\theta_\alpha = 22.5 \pm 0.1^\circ$ liegt, während die K_β Linie bei $\theta_\beta = 20.2 \pm 0.1^\circ$ auftritt.

Davor ist der Bremsberg zu sehen, der seinen höchsten Punkt bei einem Winkel von $11.1 \pm 0.1^\circ$ hat.

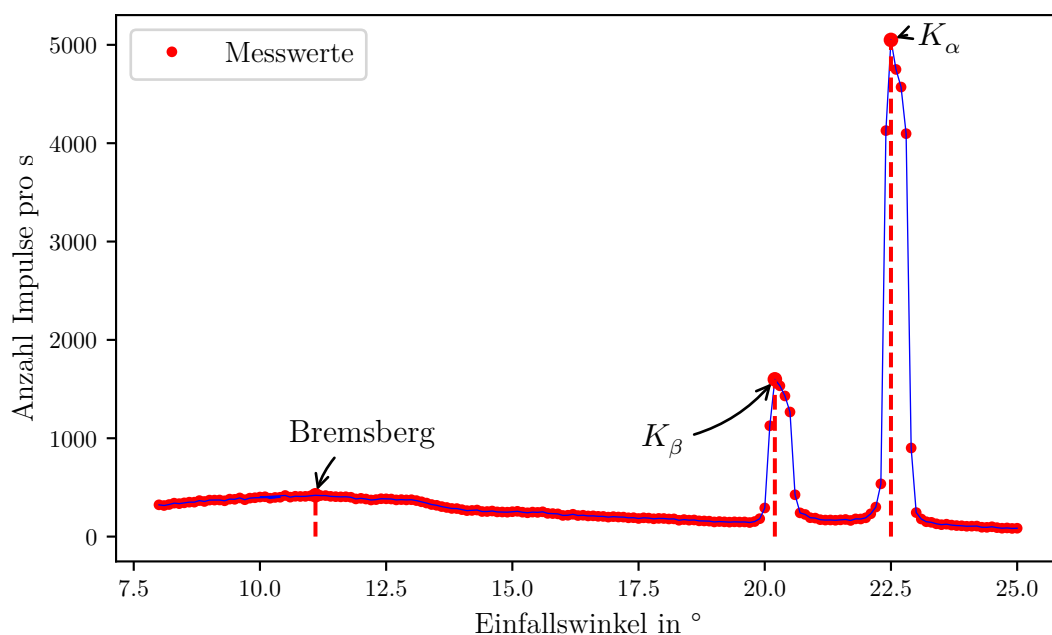


Abbildung 4: Emissionsspektrum der Cu-Röntgenröhre.

Aus den Winkeln lässt sich mithilfe von (3) die jeweilige Wellenlänge des Lichts berechnen. Zudem gilt für Licht

$$\begin{aligned} E &= hf \\ f &= \frac{c}{\lambda} \\ \Rightarrow E &= \frac{hc}{\lambda} \end{aligned}$$

Daraus folgen für die Linien

$$E_{K_\alpha} = 8044 \pm 34 \text{ eV}$$

$$E_{K_\beta} = 8910 \pm 40 \text{ eV}$$

3.2 Transmission

In Tabelle 1 sind die aufgenommenen Messdaten zu finden. Bei der Messung beträgt die Integrationszeit jeweils $t = 200\text{s}$.

Unter der Annahme, dass die Zählraten Poisson verteilt sind, lassen sich die Abweichungen durch $\Delta N = \sqrt{N}$ berechnen. Alle weiteren Fehler werden durch Numeric Python berechnet.

Um die Daten zu bereinigen, muss eine Totzeitkorrektur durchgeführt werden.

$$I_0 = \frac{N_0}{1 - \tau N_0}$$

$$I_{\text{Al}} = \frac{N_{\text{Al}}}{1 - \tau N_{\text{Al}}}$$

Wobei $\tau = 90\mu\text{s}$ die Totzeit des Geiger-Müller-Zählrohres ist.

Mithilfe einer linearen Regression wurde die Transmission als Funktion der Wellenlänge bestimmt. Abbildung 5 zeigt sowohl die Messdaten als auch die lineare Ausgleichsgerade.

$$T = a \cdot \lambda + b$$

$$a = (-1.518 \pm 0.024) \cdot 10^{10}$$

$$b = (1.225 \pm 0.014)$$

3.3 Compton-Wellenlänge

Zur Bestimmung der Compton-Wellenlänge ist die Messung der Transmission der ungestreuten Röntgenstrahlung und der gestreuten Röntgenstrahlung erforderlich. Dabei ist I_0 die Zählrate ohne Aluminium-Absorber, I_1 die mit Absorber zwischen Röntgenröhre und Plexiglas-Streuer und I_2 die Zählrate mit Absorber zwischen Plexiglas und Geiger-Müller-Zählrohr.

$$I_0 = 2731\text{Imp.}$$

$$I_1 = 1180\text{Imp.}$$

$$I_2 = 1024\text{Imp.}$$

α [°]	N_0 [Imp/s]	N_{Al} [Imp/s]
7.0	226.0	113.5
7.1	232.0	112.0
7.2	240.5	112.0
7.3	248.0	113.5
7.4	255.0	115.0
7.5	262.0	113.5
7.6	269.0	113.0
7.7	276.0	114.5
7.8	281.0	114.0
7.9	289.5	112.0
8.0	295.0	109.5
8.1	300.0	109.0
8.2	308.5	108.0
8.3	311.0	106.0
8.4	317.0	104.5
8.5	324.0	101.5
8.6	328.5	100.0
8.7	332.5	100.5
8.8	337.0	97.5
8.9	340.5	95.0
9.0	348.0	92.5
9.1	350.0	89.5
9.2	353.0	88.0
9.3	356.5	84.5
9.4	359.0	83.0
9.5	363.5	81.0
9.6	367.0	78.5
9.7	369.0	76.0
9.8	370.5	74.0
9.9	375.0	72.0
10.0	375.5	68.5

Tabelle 1: Messwerte zur Transmission.

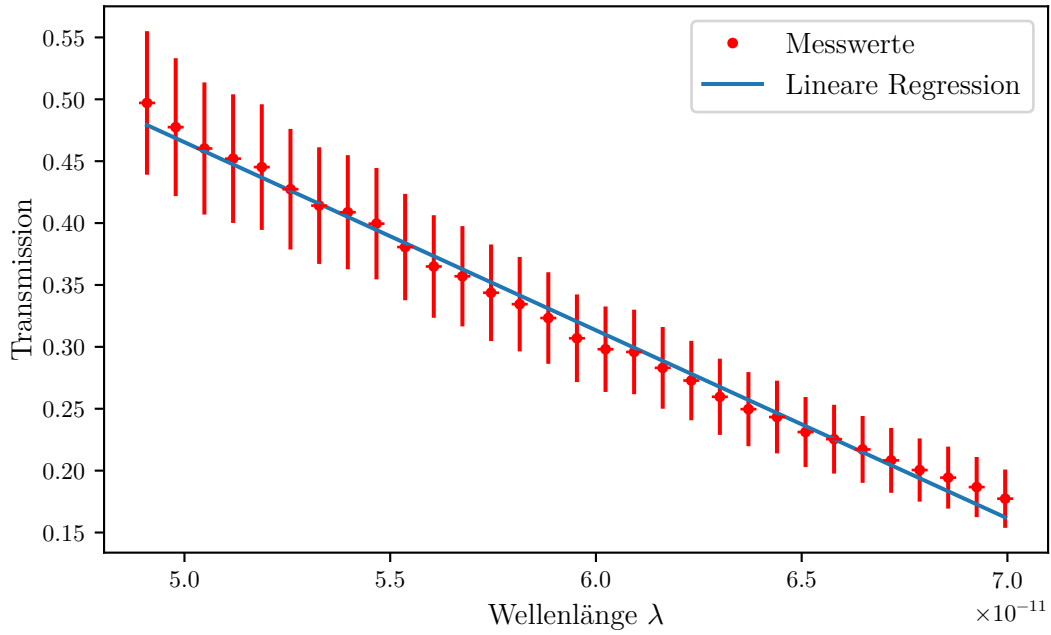


Abbildung 5: Messwerte und Ausgleichsgerade der Transmission.

Die Transmission der ungestreuten Röntgenstrahlung ist $T_1 = 0.432$, die der gestreuten $T_2 = 0.375$.

Durch die zuvor berechnete Ausgleichsgerade können diese Transmissionen nun mit der korrespondierenden Wellenlänge in Verbindung gebracht werden.

Diese berechnen sich dabei nach

$$\lambda = \frac{T - b}{a} \quad (5)$$

und lauten $\lambda_1 = (5.219 \pm 0.12) \cdot 10^{-11} \text{m}$ und $\lambda_2 = (5.595 \pm 0.13) \cdot 10^{-11} \text{m}$.

Daraus folgt eine Compton-Wellenlänge von $\Delta\lambda = (3.76 \pm 0.06) \cdot 10^{-11} \text{m}$.

4 Diskussion

Die in der Auswertung bestimmten Werte sind in Tabelle 2 dargestellt.

	Messwert
$E_{K_\alpha} [\text{eV}]$	8044 ± 34
$E_{K_\beta} [\text{eV}]$	8910 ± 40
$\lambda_{\text{Compton}} [\text{pm}]$	3.76 ± 0.06

Tabelle 2: Messwerte der Energien und Compton-Wellenlänge.

Die Theoriewerte der K_α und K_β Linien sind in Tabelle 3 zu sehen. Daraus kann nach (1) die Compton-Wellenlänge bestimmen. Sie lautet $\lambda_c = 2.427\text{pm}$.

	$E[\text{eV}]$	$\lambda[\text{m}]$	$\theta[^\circ]$
E_{K_α}	8048,11	15,92	21,8
E_{K_β}	8906,9	13,99	19,7

Tabelle 3: Literaturwerte der Energie, Wellenlänge und Winkel [1].

Zwischen dem Messwert und dem Theoriewert für die K_α Linie liegt ein prozentualer Unterschied von 0.051%, für die K_β Linie liegt er bei 0.09%. In beiden Fällen sind das sehr geringe Abweichungen, die auf eine genaue Messung hindeuten.

Bei der Compton-Wellenlänge dagegen liegt die prozentuale Abweichung zwischen Theorie- und Messwert bei 54.9%. Dieser sehr große Unterschied ist teilweise der sehr kleinen Skala geschuldet: Da der besagte Wert sehr klein ist, werden kleine Messunsicherheiten zu größeren Fehlern. Die Daten wurden zur Verfügung gestellt, daher ist eine Aussage über mögliche Fehler bei Durchführung und Aufbau nicht möglich.

Es handelt sich allerdings um einen statistischen Prozess, daher kommt ein statistischer Fehler hinzu, der selbst bei genauer Messung nicht verschwindet.

Compton-Effekt bei sichtbarem Licht Die Wellenlänge von sichtbarem Licht liegt zwischen 380 und 780nm. Sie ist also auf jeden Fall um mehrere Größenordnungen größer als die Compton-Wellenlänge. Es ist daher nicht möglich, den Compton-Effekt bei Licht aus dem sichtbarem Frequenzbereich zu beobachten.

Literatur

- [1] National Institute of Standards und Technology. *X-ray Transition Energies Database*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html> (besucht am 23.04.2021).