

Versuchsnummer: 603

Compton Effekt

Konstantin Mrozik
konstantin.mrozik@udo.edu

Durchführung: —

Abgabe: 4. Mai 2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Ziele	3
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Compton Effekt	3
2.2	Röntgenquelle	4
2.2.1	Bremsstrahlung	4
2.2.2	Charakteristische Peaks	4
2.3	Transmission	4
2.4	Bragg Reflexion	4
2.5	Geiger Müller Zählrohr	5
3	Durchführung	5
3.1	Charakteristische Strahlung von Kupfer	5
3.2	Wellenlängenabhängigkeit der Transmission	6
3.3	Compton Wellenlänge	6
4	Auswertung	6
4.1	Vorbereitung	6
4.2	Kupfer Röntgenspektrum	7
4.3	Wellenlängenabhängigkeit der Transmission	8
4.4	Comptonwellenlänge	8
5	Diskussion	9
	Literatur	10

1 Ziele

Mithilfe des Versuchs soll die Comptonwellenlänge λ_C für ein Elektron bestimmt werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Compton Effekt

Wenn Röntgenstrahlung mit Atomen wechselwirkt kommt es zum sogenannten Compton Effekt. Für den Compton Effekt sind nur die Wechselwirkungen von Photonen mit Elektronen interessant. Beim zusammentreffen des Photons mit einem fest gebundenen Elektronen auf einer inneren Schale des Atoms findet eine quasi Reflexion des Photons statt und es gibt keinen merklichen Unterschied in der Wellenlänge. Wenn das Photon allerdings mit einem freien Elektron in einer äußeren Schale des Atoms reagiert findet der Compton Effekt Abb. (1) statt und die "Teilchen" werden gestreut. Durch die Streuung gibt das Photon Energie an das Elektron ab und seine Wellenlänge vergrößert sich (Gl. 1).

$$E_{\text{Photon}} = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

Die Differenz der Wellenlänge folgt dabei folgendem Gesetz:

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \lambda_C (1 - \cos \theta) \quad (2)$$

Wobei die emittierte Wellenlänge bei $\theta = 0^\circ$ minimal ($\Delta\lambda = 0$) ist und für $\theta = 180^\circ$ maximal ($\Delta\lambda = 2\lambda_C$) wird.

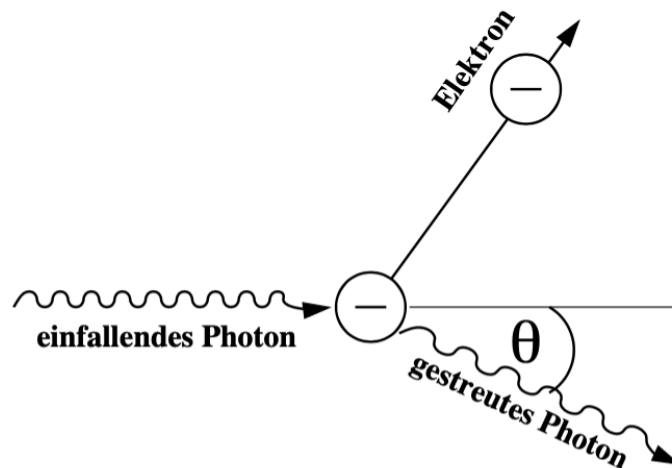


Abbildung 1: Wechselwirkung eines Photons mit einem Elektron, das Photon wird im Winkel θ gestreut

2.2 Röntgenquelle

In einer evakuierten Röhre werden mit einer Glühkathode Elektronen erzeugt und auf eine Kupfer Oberfläche beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Kupferoberfläche wird Röntgenstrahlung ausgesandt. Die Röntgenstrahlung setzt sich aus der Bremsstrahlung und charakteristischen Peaks zusammen.

2.2.1 Bremsstrahlung

Beim Eintritt in das Kathodenmaterial treten die Elektronen auch in das Coulombfeld der Atomkerne des Kupfers ein. Im Coulombfeld der Kerne werden die Elektronen abgelenkt und abgebremst, dadurch verringert sich ihre kinetische Energie. Die Energiedifferenz durch die Abbremsung wird in Form von Röntgenstrahlung in einem kontinuierlichen Spektrum abgestrahlt.

2.2.2 Charakteristische Peaks

Wenn die Elektronen in das Kathodenmaterial eindringen kann es auch vorkommen, dass die Elektronen in den Kupferatomen angeregt werden. Wenn ein Kupfer-Elektron auf ein höheres Energieniveau angeregt wird, gibt es direkt wieder Energie ab, um auf den energetisch günstigeren Zustand zurück zu "fallen". Beim Rücktritt in den Zustand gibt das Elektron die gerade noch gewonnene Energie in Form eines Röntgenquants wieder ab. Die Energie der Röntgenstrahlung ist somit durch die Energiedifferenz der Zustände klar definiert, und es entstehen charakteristische Peaks zu den entsprechenden Energien.

2.3 Transmission

In Aluminium wird die entstandene Röntgenstrahlung transmittiert, als auch absorbiert, wobei die Transmission wellenlängenabhängig ist und die Absorption einem exponentiellen Absorptionsgesetz folgt (3).

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (3)$$

Wobei d die Materialdicke und $\mu = \mu_{\text{Paar}} + \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}}$ der Absorptionskoeffizient ist. Für die Transmission gilt, dass bei wachsender Wellenlänge die Transmission proportional sinkt.

2.4 Bragg Reflexion

Wenn Röntgenstrahlung auf ein dreidimensionales regelmäßiges Kristallgitter fällt, findet die sogenannte Bragg-Reflexion statt. Wenn die Röntgenstrahlung auf den Kristall fällt, wird sie in verschiedenen tiefen Netzebenen des Kristalls reflektiert, und wenn ein Gangunterschied der ungleich einem Vielfachen der Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist, tritt dann destruktive Interferenz auf, und die Strahlungsintensität nimmt stark ab. Falls der Eintrittswinkel allerdings genau dem Bragg-Winkel (nach Gl. 4) entspricht, findet zwischen den Ebenen konstruktive Interferenz statt, und die Strahlung wird mit gleicher Intensität emittiert.

$$n\lambda = 2d \sin(\alpha) = n \cdot \frac{hc}{E} \quad (4)$$

Bragg-Gleichung mit der Beugungsordnung n , dem Gitterabstand d (siehe Abb. 2) und dem Glanzwinkel α (siehe Abb. 2).

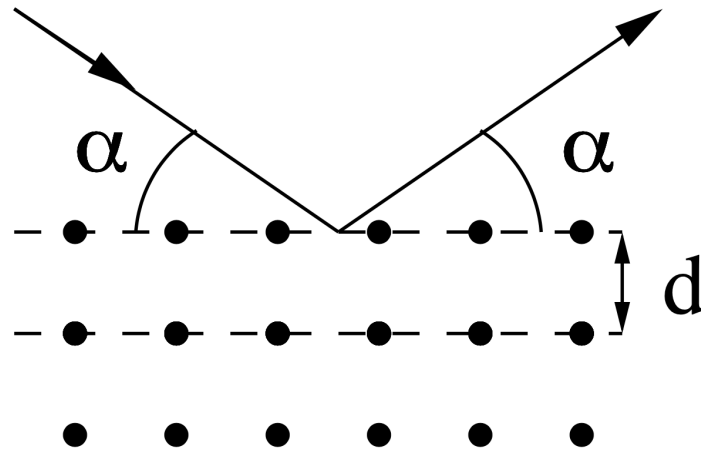


Abbildung 2: Bragg Reflexion im Winkel α an einem Kristallgitter mit Gitterabstand d

2.5 Geiger Müller Zählrohr

Die Röntgenstrahlung wird im Experiment mit einem Geiger-Müller Zählrohr gemessen. Ein Geiger Müller Zählrohr ist ein mit Luft gefüllter Zylinder, bei dem auf einer Seite durch ein Glimmfenster die Strahlung einfallen kann. Im Zylinder befindet sich in der Mitte ein Stab der als Anode dient und der Zylindermantel dient als Kathode. zwischen der Anode und der Kathode wird nun der Mantel mit dem Minuspol der Stromquelle und der Stab im Innern über einen großen Widerstand mit dem Pluspol verbunden. Wenn nun ein Röntgenquant in das Zählrohr fällt ionisiert er die Atome und eine Kaskade an Ionisation durch die Elektronen und entstehende Photonen findet statt. Zu dem Zeitpunkt zu dem fast das ganze Rohr ionisiert ist kann dann parallel zum Widerstand ein Impuls gemessen werden. Durch diese Messmethode tritt das Problem der sogenannten Totzeit auf, denn wenn ein Photon in den Zylinder fällt und dieser sich noch nicht entladen hat trägt das Photon nur zur aktuellen Ionisation bei und wird selber nicht gemessen. Um den Effekt der Totzeit bei hoher Strahlungsintensität klein zu halten wird eine sogenannte Totzeitkorrektur (Gl. 5) durchgeführt, bei der die Experimentelle Zählrate N mit der Totzeit τ in die korrigierte Zählrate I umgerechnet wird.

$$I = \frac{N}{1 - \tau \cdot N} \quad (5)$$

3 Durchführung

3.1 Charakteristische Strahlung von Kupfer

Zu Beginn des Versuchs sollen mithilfe des Kupfer Spektrums die Energien K_α und K_β Schale bestimmt werden. Dafür werden die Elektronen mit 35keV auf die Anode aus Kupfer beschleunigt, die entstandene Strahlung wird auf einen LiF-Kristall gelenkt. Im Versuchsaufbau lässt sich der LiF Kristall über ein Winkelintervall von 8° bis 25° drehen und die emittierte Strahlungsintensität kann gemessen werden. Dabei wird die Bragg Reflexion ausgenutzt und die Winkel können einer entsprechenden Wellenlänge zugeordnet werden (Gl. 4).

3.2 Wellenlängenabhängigkeit der Transmission

Um im weiteren Versuchsverlauf die Comptonwellenlänge zu bestimmen muss zunächst der Zusammenhang zwischen Transmission und Wellenlänge bestimmt werden. Der Versuch wird wieder gleich aufgebaut, allerdings wird nun eine Aluminium Platte hinzugefügt. Der LiF Kristall wird diesmal von 7° bis 10° in $0,1^\circ$ gedreht und die Impulsrate wird jeweils über 200s gemessen. Dieselbe Messung wird nochmal ohne Aluminium Absorber wiederholt.

3.3 Compton Wellenlänge

Für die Messung der Compton Wellenlänge wird der LiF-Kristall durch eine Plexiglasscheibe ersetzt, in der die Compton Streuung stattfinden kann. Um nur um 90° gestreute Photonen zu messen wird das Zählrohr im entsprechenden Winkel platziert (Abb. ??). Nun wird einmal die Zählrate ohne jeglichen Absorber gemessen, einmal wird der Absorber zwischen Quelle und Plexiglas und einmal zwischen Plexiglas und Zählrohr platziert. In diesem Versuchsteil wird über 300s gemessen.

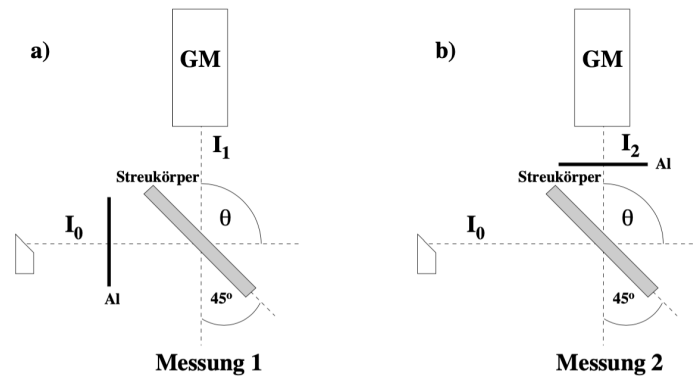


Abbildung 3: Versuchsaufbau zur Messung der Compton Wellenlänge

4 Auswertung

Im folgenden werden alle Meßunsicherheiten die aus Formeln mit fehlerbehafteten Größen stammen mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung (Gl. 6) berechnet.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=0}^n \left(\frac{\delta f}{\delta x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2} \quad (6)$$

4.1 Vorbereitung

Als Vorbereitung werden die Energien $E_{K\alpha}$ und $E_{K\beta}$ für Kupfer recherchiert.

$$E_{K\alpha} = 8,038\text{keV} \quad E_{K\beta} = 8,905\text{keV} \quad (7)$$

Und es werden mit Gleichung 1 die entsprechenden Wellenlängen für die Energien berechnet.

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad \lambda = \frac{h \cdot c}{E}$$

$$\lambda_{K\alpha} = 1,542 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (8)$$

$$\lambda_{K\beta} = 1,392 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (9)$$

Über den Sinus werden aus den Wellenlängen die entsprechenden Glanzwinkel für die Brechungsordnung $n = 1$ und einem LiF-Kristall mit $d = 201,4 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ berechnet.

$$2d \sin \alpha = n\lambda \quad \alpha = \arcsin \left(\frac{n\lambda}{2d} \right)$$

$$\alpha_{K\alpha} = 22,51^\circ \quad (10)$$

$$\alpha_{K\beta} = 20,22^\circ \quad (11)$$

Außerdem wird als Referenz die Comptonwellenlänge des Elektrons theoretisch berechnet.

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 2,42631 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (12)$$

4.2 Kupfer Röntgenspektrum

Aus den Kupfer Messwerten bildet sich:

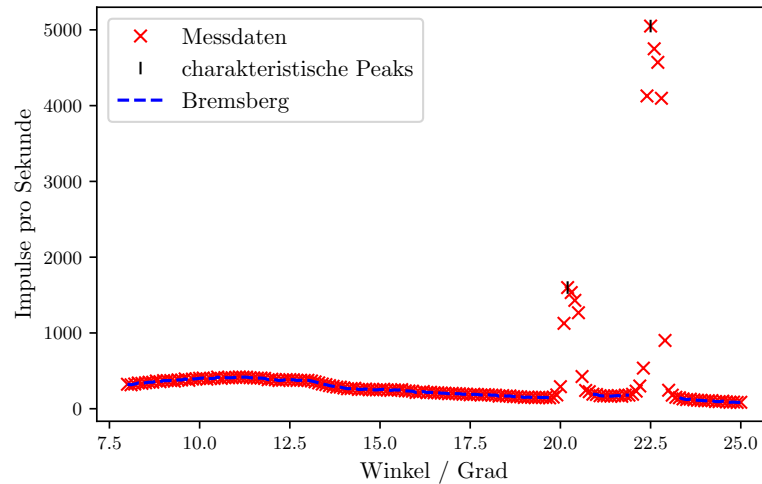


Abbildung 4: Kupfer Emissionsspektrum mit Peaks und Bremsberg

Mit einer Scipy Funktion werden die Peaks bei 1599 Impulsen pro Sekunde bei $20,2^\circ$ und 5050 Impulsen pro Sekunde bei $22,5^\circ$ gefunden. Über die abgelesenen Winkel an den Peaks lassen sich nun die entsprechenden Energien berechnen (Gl. 4).

$$\alpha_{K\alpha} = 22,5^\circ \quad \alpha_{K\beta} = 20,2^\circ$$

$$E = \frac{hc}{2d \sin(\alpha)}$$

$$E_{K\alpha} = 8043 \text{ eV} \quad E_{K\beta} = 8914 \text{ eV} \quad (13)$$

4.3 Wellenlängenabhängigkeit der Transmission

Mit der Totzeitkorrektur (Gl. 5) lässt sich aus den Impulsraten die korrigierte Rate berechnen. Aus den berechneten Rate kann mit Gleichung 14 die Transmission für die entsprechende Wellenlänge gemessen werden. Die Transmission wird gegen die Wellenlänge aufgetragen und mit einer linearen Ausgleichsrechnung die Funktion $T(\lambda)$ bestimmt.

$$T = \frac{I_A}{I_0} \quad (14)$$

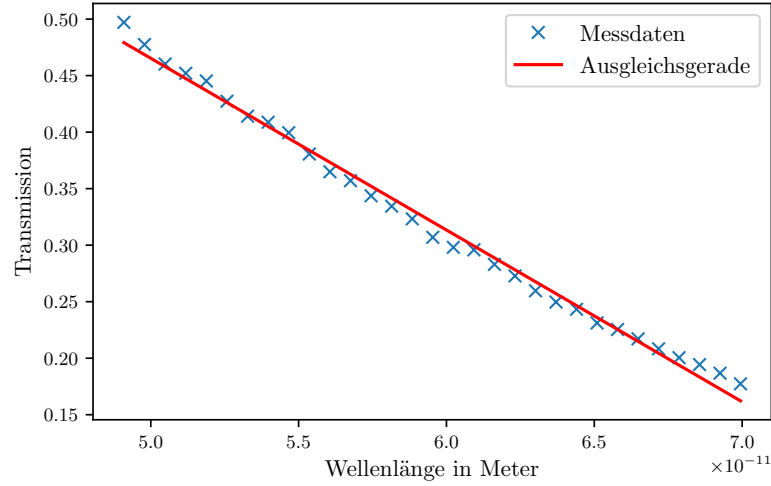


Abbildung 5: Transmission von LiF in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Mit den Parametern und den Unsicherheiten aus der Covarianzmatrix ergibt sich:

$$T(\lambda) = m \cdot \lambda + b$$

$$m = -0,01519 \pm 0,00024 \frac{1}{m} \quad b = 1,225 \pm 0,014$$

4.4 Comptonwellenlänge

Im folgenden wird nun über die Transmission die Compton-Wellenlänge bestimmt. Dafür werden die Impulsraten von den gestreuten und ungestreuten Photonen mit Gleichung 14 in die entsprechende Transmission umgerechnet.

$$I_{\text{gestreut}} = 1180 \pm 34$$

$$I_{\text{ungestreut}} = 1024 \pm 32$$

$$I_0 = 2730 \pm 50$$

$$T_1 = 0,0432 \pm 0,015$$

$$T_2 = 0,375 \pm 0,014$$

$$\lambda = \frac{T - b}{m}$$

$$\lambda_1 = (52,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-12} \text{m}$$

$$\lambda_2 = (55,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-12} \text{m}$$

Über Gleichung 2 lässt sich über die Wellenlängendifferenz die Comptonwellenlänge des Elektrons bestimmen. Die Differenz der Wellenlängen entspricht der Comptonwellenlänge da die Strahlung genau im 90° Winkel gestreut wird.

$$\Delta\lambda = \lambda_C = (3,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-12}\text{m} \quad (15)$$

5 Diskussion

Literatur

- [1] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [2] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [3] PHYWE: *Charakteristische Röntgenstrahlung von Kupfer*. http://www.phywe.ru.com/index.php/fuseaction/download/lrn_file/versuchsanleitungen/P2540101/d/p2540101d.pdf. 4. Mai 2020.
- [4] *Versuchsanleitung V603 - Compton Effekt*. TU Dortmund, 2020.