

Versuch Nr. 603

Der Compton-Effekt

Antonia Joëlle Bock
antoniajoelle.bock@tu-dortmund.de

Durchführung: 28.04.2020

Abgabe: 05.05.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Emissionsspektrum einer Röntgenröhre	3
1.3	Bragg-Reflexion	3
1.4	Die Compton-Wellenlänge des Elektrons	4
1.5	Das Lambert-Beer'sche Gesetz	4
1.6	Das Geiger-Müller-Zählrohr und seine Totzeit	4
1.7	Der Fehler der Poisson-Verteilung	5
2	Durchführung	5
3	Auswertung	6
3.1	Bestimmung des Emissionsspektrums	6
3.2	Transmission des Aluminium-Absorbers	7
3.3	Bestimmung der Compton-Wellenlänge	8
4	Diskussion	11
4.1	Das charakteristische Spektrum der Kupfer-Röntgenröhre	11
4.2	Die Compton-Wellenlänge	11
	Literatur	12

1 Theorie

1.1 Einleitung

Im folgendem Versuch soll im ersten Schritt das Emissionsspektrum einer Kupfer-Röntgenröhre untersucht werden, aus dessen charakteristischen Spektrum auf die Energieniveaus des Kupfers geschlossen werden kann. Außerdem wird die sogenannte Compton-Wellenlänge von Interesse sein. Sie gibt die Wellenlängendifferenz eines Photons an, welches im 45° -Winkel an einem Elektron gestreut wird und infolgedessen eine größere Wellenlänge hat.

1.2 Emissionsspektrum einer Röntgenröhre

In einer Röntgenröhre sorgt die sogenannte Beschleunigungsspannung U_B dafür, dass sich Elektronen, die sich aus der negativ geladenen Glühkathode lösen, in Richtung der positiv geladenen Anode beschleunigen. Diese werden, dort angekommen, stark abgebremst und die verlorene kinetische Energie wird in ein Photon der Energie

3.2

$$E_{\text{ph}} = hf = h \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

umgewandelt, welches emittiert wird. Die schräge Oberfläche der Anode bewirkt, dass diese in etwa im rechten Winkel abgestrahlt werden.

Diese Umwandlung der Energie geschieht für alle möglichen Werte für die Bewegungsenergie der Elektronen. Der maximal mögliche Betrag ist hierbei durch den festen Wert der Beschleunigungsspannung gegeben: $E_{\text{max}} = eU_B$. Zusätzlich entsteht noch Strahlung durch Ionisation an der Oberfläche der Anode: Die bewegten Elektronen stoßen Elektronen der Atome des Anodenmaterials aus ihrem gebundenen Zustand heraus. Hierdurch entsteht im Atom-Inneren ein freier Platz, der von einem Elektron einer höheren Schale desselben Atoms eingenommen wird. Dieses begibt sich somit aus einer energetisch höheren Elektronenschale auf den freien Platz der energetisch geringeren und die freiwerdende Energie wird ebenfalls in Form eines Photons emittiert. Da die Atomshalen feste Energieniveaus haben, können die Photonen, die diesem Vorgang entspringen, nur diskrete Wellenlängen haben.

Bezeichnet werden die unterschiedlichen Spektren deshalb mit dem (kontinuierlichen) Bremsspektrum und dem (diskreten) Charakteristischen Spektrum.

1.3 Bragg-Reflexion

Um im Experiment die Wellenlängenverteilung der Röntgenphotonen zu untersuchen, wird der Photonenstrahl auf einen Lithiumfluorid-Kristall (LiF) gelenkt. Dieser reflektiert ausschließlich Photonen der Wellenlänge

$$n\lambda = 2d_{\text{LiF}} \sin \theta, n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Hierbei steht d_{LiF} für die Gitterkonstante des Kristalls, die für Lithiumfluorid $d_{\text{LiF}} = 204,1 \text{ pm}$ beträgt. Die anderen Photonen löschen sich aufgrund destruktiver Interferenz aus.

Bekannt ist dieses Phänomen auch unter der sogenannten Bragg-Reflexion. Werden nun Photonen an dem unter einem festen Winkel installierten LiF-Kristall reflektiert, kann mithilfe Gleichung (2) eine Aussage über die Wellenlänge der Photonen getroffen werden.

1.4 Die Compton-Wellenlänge des Elektrons

Trifft ein Photon auf ein Elektron, wird es um einen Winkel α gestreut. Dabei verliert es Energie, die an das Elektron weitergegeben wird, wodurch sich seine eigene Wellenlänge vergrößert. Der Energieverlust und somit auch die neue Wellenlänge hängen hierbei vom Streuwinkel α ab:

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos \alpha), \lambda_c = \frac{h}{m_e c} \quad (3)$$

4.1

Die Compton-Wellenlänge wird also mithilfe des Planck'schen Wirkungsquantum h , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c und der Elektronenmasse m_e bestimmt[4]:

$$h = 6,626\,070\,04 \cdot 10^{-34} \text{ J s} \quad (4)$$

$$c = 299\,792\,458,0 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (5)$$

$$m_e = 9,109\,383\,56 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad (6)$$

Sie beträgt somit $\lambda_c = 2,426\,310\,236\,7 \cdot 10^{-12} \text{ m}$.

Wird (3) entsprechend unter einem rechten Winkel gestreut, vergrößert sich die Wellenlänge exakt um die Compton-Wellenlänge.

1.5 Das Lambert-Beer'sche Gesetz

4.2

Das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreibt die Abschwächung von Strahlung durch Materie der Dicke d . Es setzt die einfallende Intensität I_0 in Beziehung zur transmittierten Intensität I_1 ,

$$I_1 = I_0 e^{-\mu d}, \quad (7)$$

wobei μ der sogenannte Absorptionskoeffizient ist. Dieser hängt unter anderem von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung ab[1, S. 272]. In der Auswertung wird die Transmission $T = I_1/I_0$ linear in der Wellenlänge λ genähert, um diese Abhängigkeit zu berücksichtigen. Im Experiment wird diese Eigenschaft für einen Aluminium-Absorber ausgenutzt, damit die Compton-Wellenlänge letztendlich bestimmt werden kann.

1.6 Das Geiger-Müller-Zählrohr und seine Totzeit

Die reflektierten Photonen werden von einem sogenannten Geiger-Müller-Zählrohr aufgenommen und gezählt. Eine wichtige Kenngröße des Zählrohrs ist die sogenannte Totzeit τ . Aufgrund der positiven Ionisation kommt zu einer Verringerung der Zählrohrspannung. Die Zeitspanne τ wird benötigt, um die Spannung wieder vollständig herzustellen, die für die Messung der Photonenimpulse notwendig ist[2, S. 94]. Somit muss die vom Zählrohr gemessene Impulsrate N nach

$$N_{\text{kor}} = \frac{N}{1 - \tau N} \quad (8)$$

verbessert werden.

1.7 Der Fehler der Poisson-Verteilung

Der Fehler der vom GM-Zählrohr verzeichnete Anzahl auftreffenden Photonen ist poissonverteilt[3]. Dies bedeutet, dass der Fehler ΔN^* der Anzahl N^*

$$\Delta N^* = \sqrt{N^*} \quad (9)$$

ist und der Fehler der Impulsrate $N = N^*/\Delta t$ sich zu

$$\Delta N = \frac{\Delta N^*}{\Delta t} = \frac{\sqrt{N^*}}{\Delta t} = \frac{\sqrt{N \cdot \Delta t}}{\Delta t} = \sqrt{\frac{N}{\Delta t}} \quad (10)$$

berechnet, bei einer Messzeit von Δt .

2 Durchführung

Gearbeitet wird mit einem Röntgenapparat, in dem die einzelnen Teile vorinstalliert sind. In einer Röntgenröhre werden ausgehend von der Kathode die Elektronen hin zu einer Kupfer-Anode beschleunigt, wo sie gebremst werden. Im rechten Winkel dazu befindet sich eine Blende, durch die die Röntgenstrahlen auf einen LiF-Kristall beziehungsweise einen Plexiglasstreuer gelenkt werden. Diese lassen sich über einen Winkelregler am Röntgenapparat auf einen Winkel θ ausrichten. Das schräg darüber befindliche Geiger-Müller-Zählrohr wird automatisch auf 2θ mitjustiert, sodass die Zählrate der reflektierten Röntgenstrahlen dort gemessen werden kann. Angezeigt wird diese auf der oberen Anzeigenleiste des Röntgenapparats.

Für die gesamten Messungen werden eine konstante Beschleunigungsspannung $U_B = 35 \text{ kV}$ und ein Anodenstrom von $I_A = 1 \text{ mA}$ benutzt. Verwendet wird eine 2 mm-Blende. Die Messzeit je Winkel soll hierbei zwischen 5 bis 10 s betragen. Sinnvoll bei dieser Messung ist es, sich im Vorhinein zu überlegen, ab welchem Winkel Röntgenstrahlen überhaupt zu erwarten sind und wo gemäß Literaturangaben die K_α - und K_β -Linien liegen.

Als Nächstes wird die Transmission eines Aluminium-Absorbers untersucht. Die Messzeit soll dieses Mal $\Delta t = 200 \text{ s}$ betragen und der zu messende Winkelbereich ist $7\text{-}10^\circ$, wieder in $0,1^\circ$ -Schritten. Zuerst wird die Zählrate wie beim ersten Messdurchgang bestimmt. Im Anschluss daran wird vor die Blende der Aluminium-Absorber gesetzt und die Messung wiederholt. Die Messwerte für die Zählrate werden gemäß der Formel (8) mit der Totzeit des Geiger-Müller-Zählrohrs $\tau = 90 \mu\text{s}$ korrigiert. Die Transmission $T = I_{A1}/I_0$ wird danach in Abhängigkeit der Wellenlänge λ aufgetragen. Um die darauf folgenden Schritte einfacher zu halten, kann an dieser Stelle eine Ausgleichsgerade bestimmt werden.

Zuletzt wird die vorherige Blende durch eine 5 mm-Blende ausgetauscht und der LiF-Kristall durch einen Plexiglas-Streuer. Der Streuer wird auf einen Winkel von 45° , dementsprechend das Zählrohr auf einen von 90° eingestellt. Zuerst wird die Intensität I_0 ohne Aluminium-Absorber gemessen. Dann wird der Absorber in den Strahlengang einmal zwischen Röntgenröhre und Streuer angebracht und danach zwischen Streuer und

Zählrohr. Gemessen werden beide Male die Intensitäten I_1 und I_2 . Die Messzeit beträgt jeweils 300 s. Die Transmission $T_i = I_i/I_0$ wird aus diesen Werten bestimmt. Mithilfe dieser Messwerte wird zum Abschluss die Compton-Wellenlänge errechnet.

3 Auswertung

3.1 Bestimmung des Emissionsspektrums

Der Bremsberg des Spektrums beginnt bei dem Winkel, bei dem die gesamte kinetische Energie der Elektronen in Röntgenstrahlen umgewandelt wird:

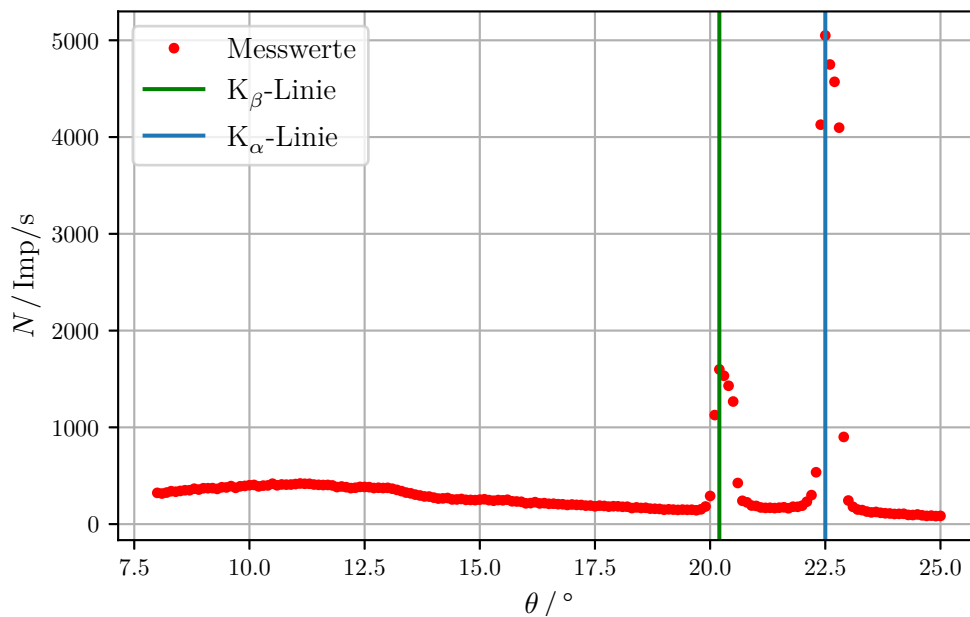
$$E_{\text{kin}} = eU_B \stackrel{!}{=} h \frac{c}{\lambda} \quad (11)$$

Außerdem gilt mit der Bragg'schen Reflexionsbedingung (2) und, vereinfachend angenommen, einer Beugungsordnung von $n = 1$

$$\lambda = 2d_{\text{LiF}} \sin(\theta), \quad d = d_{\text{LiF}} = 201,4 \text{ pm} \quad (12)$$

$$\Leftrightarrow \theta_{\text{min}} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2d_{\text{LiF}}}\right) = \arcsin\left(\frac{hc}{2d_{\text{LiF}}eU_B}\right) \approx 5.05^\circ \quad (13)$$

Unterhalb dieses Winkels ist kein Strahlungsspektrum zu erwarten.



6.1

Abbildung 1: Das gemessene Emissionsspektrum inklusive aus der Graphik bestimmter K $_{\alpha}$ - und K $_{\beta}$ -Linien.

In der Abbildung 1 ist die Zählrate in Abhängigkeit des jeweilig eingestellten Winkels dargestellt. Die Messwerte starten bei einem Winkel von $8.0^\circ > \theta_{\min}$ in $0,1^\circ$ -Schritten. Somit ist nahezu der gesamte Bremsberg vermessen worden, dessen kontinuierliches Spektrum sich bis hin zum charakteristischen Spektrum – und noch weiter – erstreckt. Die beiden Peaks lassen sich gut mit letzterem identifizieren, genauer gesagt mit den K_α - und K_β -Linien. Sie befinden sich bei etwa $\theta_\alpha = 22.5^\circ$ und $\theta_\beta = 20.2^\circ$. Daraus lassen sich die Energien dieser Übergangslinien bestimmen:

$$E = h \frac{c}{2d_{\text{LiF}} \sin \theta} \quad (14)$$

$$\Rightarrow E_\alpha = 8,0 \text{ keV} \quad (15)$$

$$\Rightarrow E_\beta = 8,9 \text{ keV} \quad (16)$$

Entsprechende Literaturwerte sind gemäß [5, S. 467]

$$E_\alpha = 8,038 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_\beta = 8,941 \text{ keV} \quad . \quad (17)$$

^{7.1} werden die Literaturwerte auf dieselbe Anzahl an signifikanten Stellen wie die experimentell bestimmten Werte gerundet, stimmen diese überein. Dies spricht für eine von systematischen Fehlern freie Messung. Statistische Fehler sind vermutlich minimal in höheren Dezimalstellen der Energie enthalten; diese haben jedoch keine Aussagekraft angesichts der signifikanten Stellen der tatsächlich gemessenen Werte.

3.2 Transmission des Aluminium-Absorbers

In Abbildung 2 sind die Messwerte zur Untersuchung der Transmission des verwendeten Aluminium-Absorbers in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen. Die aufgenommenen Messwerte sind in 1 dargestellt, zusammen mit den gemäß 8 korrigierten Werten für die Zählraten und den Werten $n\lambda = 2d_{\text{LiF}} \sin \theta$ gemäß der Bragg'schen Reflexionsbedingung – hier $n = 1$ – für die Wellenlänge. Außerdem ist die Messunsicherheit für die Zählraten mithilfe 10 ermittelt worden. Die Ausgleichsgerade $T(\lambda) = m \cdot \lambda + b$ ist mithilfe [4] berechnet worden; bei der Ermittlung der Parameter m und b wird die numerische Methode der kleinsten Quadrate angewandt. Es ergeben sich damit

$$m = (-15,2 \pm 0,2) \cdot 10^9 \text{ m}^{-1} \quad \text{und} \quad b = 1,23 \pm 0,02. \quad (18)$$

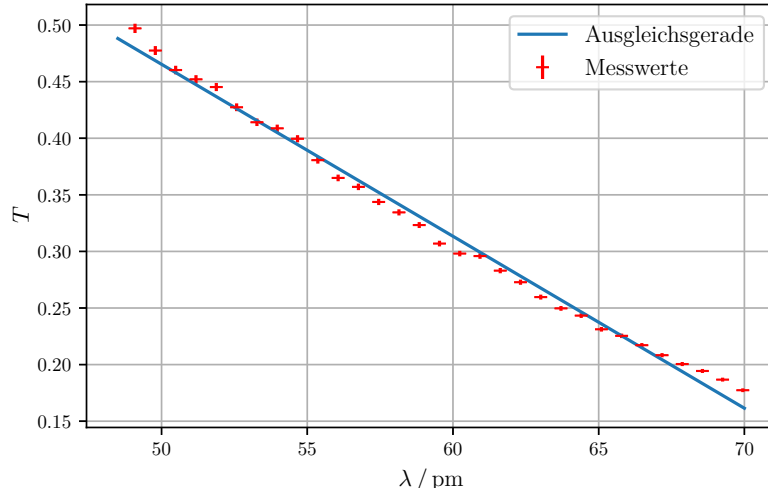


Abbildung 2: Die Messwerte zur Transmission des Aluminium-Absorbers und die dazugehörige Ausgleichsgerade.

3.3 Bestimmung der Compton-Wellenlänge

Bei der letzten Messung mit der größeren 5 mm-Blende und dem Plexiglas-Streuer werden bei der geforderten Messzeit von 300 s die Werte

$$I_0 = 2731 \pm 52 \text{ Impulse} \quad (19)$$

$$I_1 = 1180 \pm 34 \text{ Impulse} \quad (20)$$

$$I_2 = 1024 \pm 32 \text{ Impulse} \quad (21)$$

aufgenommen. Eine Totzeit-Korrektur ist hier nicht notwendig, da aufgrund der geringen Zählrate $N = I/\Delta t$ – weniger als zehn Impulse die Sekunde – die Korrektur keine Abweichung im Bereich der signifikanten Ziffern bewirken würde:

$$\left| 1 - \frac{N_{\text{kor}}}{N_{\text{mess}}} \right| = \left| 1 - \frac{1}{1 - \tau N_{\text{mess}}} \right| < 0,1 \% \quad (22)$$

Es ergeben sich die Transmissionswerte

$$T_1 = 0,432 \pm 0,015 \quad \text{und} \quad T_2 = 0,375 \pm 0,014. \quad (23)$$

Mithilfe der ermittelten Werte (18) für die Ausgleichsgerade der Transmissionskurve des Aluminium-Absorbers ergeben sich die zugehörigen Wellenlängen

$$\lambda_1 = (52,5 \pm 1,8) \text{ pm} \quad \text{und} \quad \lambda_2 = (56,3 \pm 1,8) \text{ pm}. \quad (24)$$

Mit der Beziehung

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos \alpha) \quad (25)$$

und dem Streuwinkel $\alpha = 2\theta = 90^\circ$ ist die experimentell bestimmte Compton-Wellenlänge

$$\lambda_c = \Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = (3,8 \pm 1,1) \text{ pm} . \quad (26)$$

Tabelle 1: Messwerte zur Transmissionsfähigkeit des Aluminium-Absorbers.

$\theta / ^\circ$	λ / pm	N_0 / s^{-1}	$N_{\text{Al}} / \text{s}^{-1}$	T
7.0	49.1	230.7 ± 1.1	114.7 ± 0.8	0.497 ± 0.004
7.1	49.8	236.9 ± 1.1	113.1 ± 0.8	0.477 ± 0.004
7.2	50.5	245.8 ± 1.1	113.1 ± 0.8	0.460 ± 0.004
7.3	51.2	253.7 ± 1.2	114.7 ± 0.8	0.452 ± 0.004
7.4	51.9	261.0 ± 1.2	116.2 ± 0.8	0.445 ± 0.004
7.5	52.6	268.3 ± 1.2	114.7 ± 0.8	0.427 ± 0.003
7.6	53.3	275.7 ± 1.2	114.2 ± 0.8	0.414 ± 0.003
7.7	54.0	283.0 ± 1.2	115.7 ± 0.8	0.409 ± 0.003
7.8	54.7	288.3 ± 1.2	115.2 ± 0.8	0.400 ± 0.003
7.9	55.4	297.2 ± 1.3	113.1 ± 0.8	0.381 ± 0.003
8.0	56.1	303.0 ± 1.3	110.6 ± 0.8	0.365 ± 0.003
8.1	56.8	308.3 ± 1.3	110.1 ± 0.8	0.357 ± 0.003
8.2	57.5	317.3 ± 1.3	109.1 ± 0.7	0.344 ± 0.003
8.3	58.1	320.0 ± 1.3	107.0 ± 0.7	0.334 ± 0.003
8.4	58.9	326.3 ± 1.3	105.5 ± 0.7	0.323 ± 0.003
8.5	59.5	333.7 ± 1.4	102.4 ± 0.7	0.307 ± 0.003
8.6	60.2	338.5 ± 1.4	100.9 ± 0.7	0.298 ± 0.002
8.7	60.9	342.8 ± 1.4	101.4 ± 0.7	0.296 ± 0.002
8.8	61.6	347.5 ± 1.4	98.4 ± 0.7	0.283 ± 0.002
8.9	62.3	351.3 ± 1.4	95.8 ± 0.7	0.273 ± 0.002
9.0	63.0	359.3 ± 1.4	93.3 ± 0.7	0.260 ± 0.002
9.1	63.7	361.4 ± 1.4	90.2 ± 0.7	0.250 ± 0.002
9.2	64.4	364.6 ± 1.4	88.7 ± 0.7	0.243 ± 0.002
9.3	65.1	368.3 ± 1.4	85.1 ± 0.7	0.231 ± 0.002
9.4	65.8	371.0 ± 1.4	83.6 ± 0.7	0.225 ± 0.002
9.5	66.5	375.8 ± 1.4	81.6 ± 0.6	0.217 ± 0.002
9.6	67.2	379.5 ± 1.4	79.1 ± 0.6	0.208 ± 0.002
9.7	67.9	381.7 ± 1.5	76.5 ± 0.6	0.200 ± 0.002
9.8	68.6	383.3 ± 1.5	74.5 ± 0.6	0.194 ± 0.002
9.9	69.3	388.1 ± 1.5	72.5 ± 0.6	0.187 ± 0.002
10.0	69.9	388.6 ± 1.5	68.9 ± 0.6	0.177 ± 0.002

4 Diskussion

4.1 Das charakteristische Spektrum der Kupfer-Röntgenröhre

Wie bereits in der Auswertung erwähnt, zeigen die experimentell bestimmten Werte für die Energieniveaudifferenzen des Kupfers keine Unterschiede zu den Literaturwerten beziehungsweise sie liegen aufgrund einer geringeren Genauigkeit im Messunsicherheitsbereich der Messwerte. Dies spricht für eine kaum fehlerbehaftete Funktionsweise und korrekte Kenndaten der Messapparate. Von einer prozentualen Abweichung kann in diesem Fall also nicht gesprochen werden, da die Literaturwerte gerundet auf dieselbe Anzahl an signifikanten Ziffern eben die aus dem Experiment bestimmten Werte ergeben.

4.2 Die Compton-Wellenlänge

Der Literaturwert für die Compton-Wellenlänge des Elektrons ist gemäß (3)

$$\lambda_c = 2,426\,310\,236\,7 \cdot 10^{-12} \text{ m} . \quad (27)$$

Der experimentell bestimmte Wert ist

$$\lambda_{c,\text{exp}} = \Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = (3,8 \pm 1,1) \text{ pm} , \quad (28)$$

der Literaturwert befindet sich also nicht mehr im Fehlerintervall. Die prozentuale Abweichung beläuft sich auf

$$p = \left| 1 - \frac{\lambda_{c,\text{exp}}}{\lambda_c} \right| = 56,6 \% , \quad (29)$$

eine prozentuale Abweichung von

$$\frac{\Delta\lambda_{c,\text{exp}}}{\lambda_{c,\text{exp}}} = 28,9 \% \quad (30)$$

wäre laut Fehlerintervall in der Messunsicherheit mit inbegriffen. Somit muss überlegt werden, welche systematische Ungenauigkeiten oder Fehler diese größere als erwartete Abweichung zustande kommen lassen.

Als Erstes lässt sich die getroffene Annahme anführen, dass es sich bei den beim Zählrohr verzeichneten Photonen ausschließlich um Beugungsmaxima der ersten Ordnung nach Bragg handelt. Die Intensität des ersten Beugungsmaximas ist zwar am größten, aber die höheren nicht zwangsläufig vernachlässigbar klein. Das bedeutet, dass es sich bei den aufgenommenen Impulsen nicht vollständig um Photonen *einer* Wellenlänge λ , sondern auch kleinerer Wellenlänge λ/n , $n = 2, 3, \dots$, also hochenergetischere Photonen handelt. Daraus folgt, dass die Transmissionskurve in 2 eine geringere Steigung hat als mit der Ausgleichskurve angenähert. Damit würde die Differenz von λ_2 und λ_1 in (26) geringer werden und somit auch der experimentell bestimmte Wert für die Compton-Wellenlänge. Eine zweite, vereinfachende Annahme, die das Ergebnis verfälschen könnte, ist, dass die Transmission linear von der Wellenlänge λ abhängt. Dies ist aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz nicht ohne Weiteres ersichtlich. Es handelt sich hier vielmehr um eine getaylorte Näherung.

Angesichts dieser Überlegungen erscheint die experimentelle Abweichung vertretbar.

Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3. Atome, Moleküle und Festkörper*. 4. Aufl. Springer, 2010.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 4. Aufl. Springer, 2014.
- [3] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V603: Der Compton-Effekt*. 2019.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] Friedrich Kohlrausch. *Praktische Physik 3*. 24. Aufl. B. G. Teubner Stuttgart 1996, 1996.

Index der Kommentare

- 1.1 Grüne Kommentare sind Lob, Anmerkungen oder Kommentare. Diese müssen nicht angepasst oder verändert werden, sondern sind lediglich meine subjektive Meinung.

Blaue Kommentare sind Kritikpunkte und Korrekturen. Diese sollen verbessert werden, und sind nach dem vorgegeben Korrekturschema.
- 3.1 Ersetze "Einleitung" mit Zielsetzung
- 3.2 Bezeichnung der Konstanten fehlt, was sind h , c und co ?
- 4.1 Ok hier hast du es geschrieben
- 4.2 DANKE, MAN KANN ES ALSO RICHTIG SCHREIBEN. (andere so "Delambert'sche")
- 6.1 nächstes mal besser kreuze
- 7.1 Bewertung gehört in die Diskussion