V602

Röntgenemission und -absorption

Toby Teasdale
toby.teasdale@tu-dortmund.de

Erich Wagner
erich.wagner@tu-dortmund.de

Durchführung: 21.06.2022

Abgabe: 28.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel **3**

2 Theorie **3**

3 Durchführung **5**
3.1 Braggsche Bedingung 6
3.2 Emissionsspektrum 6
3.3 Absorptionsspektrum 6

4 Fehlerrechnung **7**

5 Auswertung **7**
5.1 Überprüfung der Bragg - Bedingung 8
5.2 Emissionsspektrum von Kupfer 8
5.3 Analyse der Absorptionsspektren 9
5.3.1 Zink 10
5.3.2 Gallium 10
5.3.3 Brom 11
5.3.4 Strontium 11
5.3.5 Zirkonium 12
5.4 Moseley's Gesetz 12

6 Diskussion **13**

Literatur **15**

1 Ziel

Ziel des Versuchs ist es, das Emissionsspektrum einer Kupfer-Röntgenröhre sowie verschiedene Absorptionsspektren zu untersuchen.

2 Theorie

Zur Erzeugung von Röntgenstrahlung werden in einer evakuierten Röhre aus einer Glühkathode Elektronen emittiert und auf eine Anode hin beschleunigt. Die bei der Kollision austretende Strahlung besteht sowohl aus dem kontinuierlichen Bremsspektrum dargestellt in Abbildung 1, als auch aus der charakteristischen Röntgenstrahlung des Anodenmaterials. Bei der Abbremsung eines Elektrons im Coulombfeld des Atomkerns werden Photonen

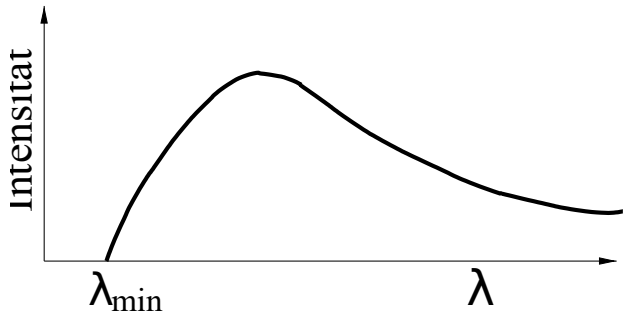

Abbildung 1: Das aufgrund von Energieabgabe kontinuierliche Bremsspektrum des Elektrons. [6]

emittiert, deren Energie dem Energieverlust den abgebremsten Elektronen entsprechen. Die minimale Wellenlänge der Photonen bei vollständiger Abbremsung der Elektronen ergibt sich zu

$$\lambda_{\mathrm{min}} = \frac{h \cdot c}{e_0 \, U} \tag{1}$$

wobei die gesamte kinetische Energie $E_{\mathrm{kin}} = e_0 \, U$ in Strahlungsenergie umgewandelt wird.

Bei der charakteristischen Röntgenstrahlung wird durch Ionisation des Anodenmaterials ein Elektron in ein energetisch höheres Niveau versetzt, wodurch ein Röntgenquant mit der Energie $h\,\nu = E_{\mathrm{m}} - E_{\mathrm{n}}$ emittiert wird. Dies entspricht der Energiedifferenz der beiden Energieniveaus, somit besitzt das Röntgenquant eine diskrete Energieverteilung die charakteristisch für das Anodenmaterial der Röntgenröhre. Diese scharfen Linien werden mit K_α, K_β, L_α, ... bezeichnet, wobei K, L, M, ... die Schalen sind, auf denen die Übergänge enden. Der griechische Buchstabe indiziert, aus welcher Schale das Elektron stammt, welches die innere Schale auffüllt.

Bei einem Mehrelektronenatom wird die Kernladung durch die Hüllenelektronen und die Wechselwirkung der Elektronen abgeschirmt. Aufgrund der Verringerung der Coulomb-Anziehung auf das äußere Elektron ergibt sich für die Bindungsenergie auf der n-ten

Schale

$$E_{\mathrm{n}} = -E_{\mathrm{Ryd}}\, z_{\mathrm{eff}}^2 \cdot \frac{1}{n^2}\,. \tag{2}$$

Dabei ist $E_{\mathrm{Ryd}} = 13{,}6\,\mathrm{eV}$ die Rydbergenergie und $z_{\mathrm{eff}} = z - \sigma$ die effektive Kernladung mit der Abschirmungskonstante σ. Die Abschirmkonstante unterscheidet sich für jedes Elektron und ist empirisch bestimmbar. Die Elektronen besitzen neben der Hauptquantenzahl noch weitere Quantenzahlen resultierend aus dem Elektronenspin und dem Bahndrehimpuls, sodass eine Feinstruktur ersichtlich wird. Die Energien dieser Feinstruktur können mithilfe der *Sommerfeldschen Feinstrukturformel*

$$E_{\mathrm{n,j}} = -E_{\mathrm{Ryd}} \left(z_{\mathrm{eff}}^2 \frac{1}{n^2} + \alpha^2\, z_{\mathrm{eff}}^4 \frac{1}{n^3} \left(\frac{1}{j+\frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right) \tag{3}$$

berechnet werden. Dabei ist α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, n die Hauptquantenzahl und j der Gesamtdrehimpuls des Elektrons.

Bei Absorption von Röntgenstrahlung durch einen Absorber tritt ebenso Charakteristische Röntgenstrahlung auf. Bei Energien unter 1 MeV treten der Comptoneffekt so wie der Photoeffekt dominant auf. Wie in Abbildung 2 dargestellt, nimmt der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Energie ab und sobald die Photonenenergie die Bindungsenergie eines Elektrons aus der nächsten SChale übersteigt, steigt er schlagartig an.

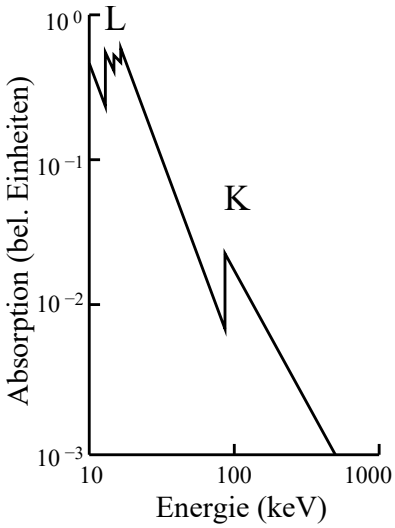

Abbildung 2: Das charakteristische Absorptionsspektrum von Röntgenstrahlung. [6]

Die Absorptionskanten haben fast die selben Energien wie die Bindungsenergie des Elektrons $h\,\nu_{\mathrm{abs}} = E_n - E_\infty$. Die zugehörige Energie wird nach der zugehörigen Schale aus denen das Elektron stammt als K-, L-, M-, ... Absorptionskante bezeichnet. Mithilfe von Gleichung 3 kann die Abschirmkonstante mit

$$\sigma_{\mathrm{K}} = Z - \sqrt{\frac{E_{\mathrm{K}}}{E_{\mathrm{Ryd}}} - \frac{\alpha^2\, Z^4}{4}} \tag{4}$$

ermittelt werden. Der zweite Term unter der Wurzel ber¨ucksichtigt dabei die Feinstrukturaufspaltung der K-Schale. Da die Abschirmzahlen jedel beteiligten Elektrons berücksichtigt werden müssen, ergibt sich die Bestimmung der Abschirmkonstante aus der L-Kante unter Berücksichtigung der Feinstruktur als hinreichend kompliziert. Dies lässt sich jedoch vereinfachen, indem die Energiedifferenzen ΔE_{L} zweier Kanten bestimmt werden. Aufgrund dessen, dass in dem vorliegendem die L_I- und L_{II}-Kante nicht aufgelöst werden können, lässt sich die Abschirmkonstante zu

$$\sigma_L = Z - \left(\frac{4}{\alpha}\sqrt{\frac{\Delta E_L}{E_{\mathrm{Ryd}}}} - \frac{5\Delta E_L}{E_{\mathrm{Ryd}}}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{19}{32}\alpha^2 \frac{\Delta E_L}{E_{\mathrm{Ryd}}}\right)^{1/2} \tag{5}$$

bestimmen. Dabei ist die Energiedifferenz $\Delta E_{\mathrm{L}} = E_{L_{II}} - E_{L_{III}}$ und die Ordnungszahl Z.

Durch Benutzung der Braggschen Reflexion kann die Energie bzw. die Wellenlänge λ der Röntgenstrahlung experimentell analysiert werden. Hierbei fällt Röntgenlicht auf ein dreidimensionales Gitter, wobei die Photonen an jedem Atom des Gitters gebeugt werden, wie in Abbildung 3 dargestellt.

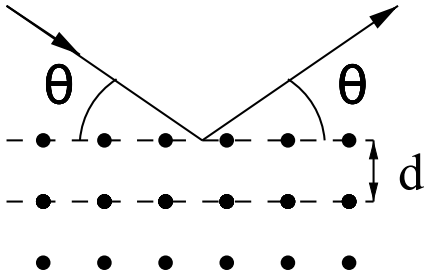

Abbildung 3: Die Braggsche Reflexion der Photonen an einem Atomgitter. [6]

Die Strahlen interferieren, während es unter dem Glanzwinkel θ zu konstruktiverInterferenz kommt. So kann mit Hilfe der Braggschen Bedingung

$$2\,d\,\sin\theta = n\,\lambda \tag{6}$$

und einer bekannten Gitterkonstante d ($d_{\mathrm{LIF}} = 201{,}4\,\mathrm{pm}$ eines LIF-Kristalls) die Wellenlänge bestimmt werden. Dabei ist n die Beugungsordnung des Maximums.

3 Durchführung

Der Aufbau des Versuches ist in Abbildung 4 dargestellt. Der Aufbau, im Wesentlichen bestehend aus einer Kupfer-Röntgenröhre, einem LiF-Kristall und einem Geiger-Müller-Zählrohr, ist an ein Computer angeschlossen. Mithilfe des Programms „Measure“ werden die notwendigen Einstellungen vorgenommen und die Daten aufgenommen.

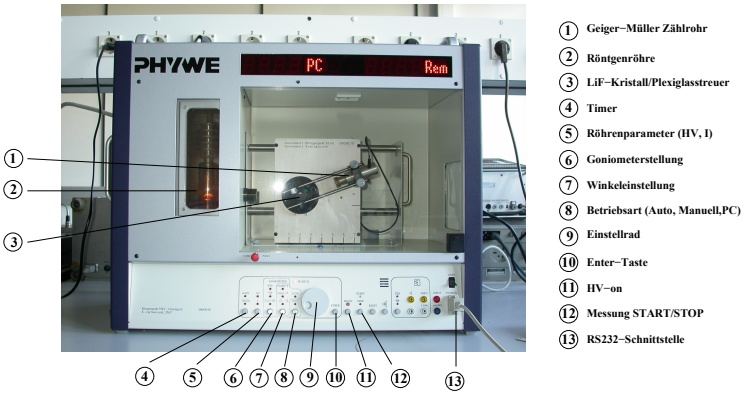

Abbildung 4: Ein Foto des Versuchsaufbaus [6].

3.1 Braggsche Bedingung

Zur Überprüfung der Braggschen Bedingung wird das Geiger-Müller-Zählrohr bei einem festen Kristall-Winkel von $\theta = 14\,°$ gedreht. Dafür wird der Winkel des Zählrohrs α_{GM} im Intervall von $26\,°$ bis $30\,°$ bei einer Integrationszeit von $\Delta t = 5\,\mathrm{s}$ in Schritten von $\Delta\alpha = 0{,}1\,°$ variiert.

3.2 Emissionsspektrum

Für die Untersuchung des Emissionsspektrums der Röntgenstrahlung wird im Programm die Option 2:1 Koppelmodus eingestellt, damit das Geiger-Müller-Zählrohr stets im doppelten Winkel des Kristalls steht, sodass die größtmögliche Intensität der entsprechenden Wellenlänge gemessen wird. Bei einer Integrationszeit von $\Delta t = 5\,\mathrm{s}$ wird im Winkelintervall $\theta \in [4\,°, 26\,°]$ in Schritten von $\Delta\theta = 0{,}2\,°$ das Emissionsspektrum gemessen. Nachdem die charakteristischen Peaks der K_α- und K_β-Linie festgestellt wurden, werden diese in einem Detailspektrum für $\theta \in [18\,°, 24\,°]$ bei einer Schrittweite von $\Delta\theta = 0{,}1\,°$ gemessen.

3.3 Absorptionsspektrum

Die Messung des Absorptionsspektrum erfolgt hierbei durch verschiedene Absorberstoffe, welche auf das Geiger-Müller-Zählrohr aufgesetzt werden. Die Literaturwerte der K-Kanten dieser Stoffe sind in Tabelle 1 dargestellt. Bei gleichem Winkelschritt wird für fünf verschiedene Absorber bei einer Integrationszeit von $\Delta t = 20\,\mathrm{s}$ gemessen. Die hier verwendeten Stoffe sind Zink, Gallium, Brom, Strontium und Zirkonium.

4 Fehlerrechnung

Im Folgenden wird die allgemeine Fehlerrechnung und alle wichtigen Größen der entsprechenden Rechnung erklärt. Die wichtigsten Werte dabei sind der

$$\text{Mittelwert} \quad \bar{x} = \frac{1}{N}\sum_{i=0}^{n} x_i \quad \text{und die} \tag{7}$$

$$\text{Standartabweichung} \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=0}^{N}(x_i - \bar{x})^2}\,. \tag{8}$$

Dabei entspricht N der Anzahl an Werten und x_i ist jeweils ein mit einem Fehler gemessener Wert. Es ergibt sich ebenfalls die statistische Messunsicherheit

$$\Delta\bar{x} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)}\sum_{i=0}^{N}(x_i - \bar{x})^2}\,. \tag{9}$$

Entstehen mehrere Unbekannte in einer Messung, folgen daraus auch mehrere Messunisicherheiten, die in dem weiteren Verlauf der Rechnung berücksichtigt werden müssen. Es gilt die *Gaußsche Fehlerfortplanzung*

$$\Delta f(y_1, y_2, ..., y_N) = \sqrt{\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}y_1}\Delta y_1\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}y_2}\Delta y_2\right)^2 + ... + \left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}y_N}\Delta y_N\right)^2}\,. \tag{10}$$

5 Auswertung

Im Folgenden werden die Theoriewerte aus Tabelle 1, die der Literatur entnommen wurden, verwendet [7]. Die zugehörigen Winkel jeweiliger Materialien wurden dann nach Gleichung 6 berechnet. Es folgt

$$\theta = \arcsin\left(\frac{hc}{2dE}\right)$$

Dabei wurde $n = 1$ gesetzt und λ durch die bekannte Gleichung

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

berechnet. Weiterhin werden für die Theoriewerte der Kupferlinien

$$E_{\mathrm{K,abs}} = 8,987\mathrm{keV}$$
$$E^{\mathrm{lit}}_{\mathrm{K},\alpha} = 8,048\mathrm{keV}$$

und

$$E^{\mathrm{lit}}_{\mathrm{K},\beta} = 8,906\mathrm{keV}\,.$$

angenommen [7]. Daraus resultieren dann auch durch Gleichung 4 die σ_i

$$\sigma_1 = 3,29\,,$$
$$\sigma_2 = 12,38$$

und

$$\sigma_3 = 21,68\,.$$

Tabelle 1: Theoriewerte für die Messwerte [7].

Element	Z	$\sigma_{\mathrm{K,Lit}}$	$E_{\mathrm{K,Lit}}$ / keV	$\theta_{\mathrm{K,Lit}}$ / °
Zn	30	3,57	9,65	18,60
Ga	31	3,60	10,38	17,25
Ge	32	3,66	11,11	16,08
Br	35	3,84	13,48	13,20
Rb	37	3,94	15,2	11,68
Sr	38	3,98	16,12	11,01
Zr	40	4,09	18,0	9,85

5.1 Überprüfung der Bragg - Bedingung

Zunächst soll die Bragg-Bedingung nachgewiesen werden. Die Messwerte sind in Abbildung 5 aufgetragen. Der Sollwinkel liegt bei 28°. Mittels Python wurde das Maximum bei 28° gefunden.

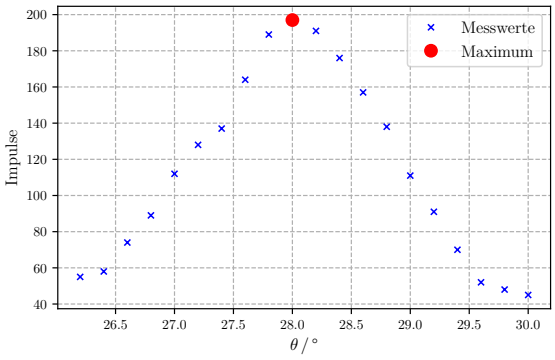

Abbildung 5: Messwerte zur Untersuchung der Bragg-Bedingung

5.2 Emissionsspektrum von Kupfer

Im Folgenden wird das Emissionsspektrum von Kupfer untersucht. Aufgetragen sind die Messdaten, die über einen USB-Stick beim Versuch gespeichert und ausgelesen wurden, in Abbildung 6. Das Maximum der Bremsstrahlung wurde ebenfalls per Python bei 11,8 ° ermittelt. Um die charakteristische Strahlung genauer zu, untersuchen wird der Bereich der großen Peaks besser aufgelöst und in Abbildung 7 abgebildet. Aus den Peaks lassen sich dann die Energien mit zu

$$E_{\mathrm{K}_\alpha} = 8{,}077\,\mathrm{keV} \qquad \text{und} \qquad E_{\mathrm{K}_\beta} = 8{,}914\,\mathrm{keV}$$

berechnen. Die Halbwertsbreiten liefern die Energiedifferenzen

$$\Delta E_{\mathrm{K}_\alpha} = 154{,}5\,\mathrm{keV} \qquad \text{und} \qquad \Delta E_{\mathrm{K}_\beta} = 195{,}8\,\mathrm{keV}\,.$$

Für das Auflösungsvermögen gilt die Gleichung

$$A = \frac{E}{\Delta E}\,,$$

woraus die Werte

$$A_{\mathrm{K}_\alpha} = 41,24 \qquad \text{und} \qquad A_{\mathrm{K}_\beta} = 57,69$$

bestimmt werden. Schließlich werden noch die Abschirmkonstanten mit Gleichung 4 bestimmt. Hier wird für das Errechnen von σ_2 und σ_3 der theoretische Wert von σ_1 herangezogen, da sonst keine Bestimmung der anderen Möglich wäre. Es folgt

$$\sigma_1 = 3,29\,,$$
$$\sigma_2 = 12,62$$

und

$$\sigma_3 = 21.93\,.$$

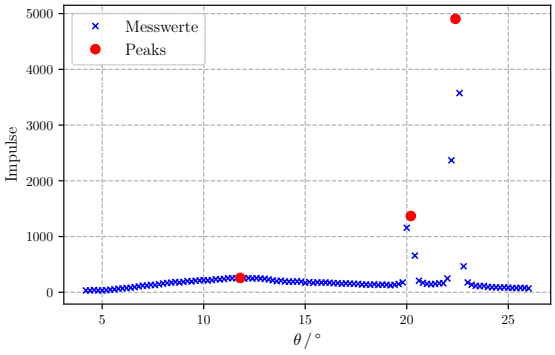

Abbildung 6: Messreihe zur Untersuchung des Emissionsspektrums von Kupfer.

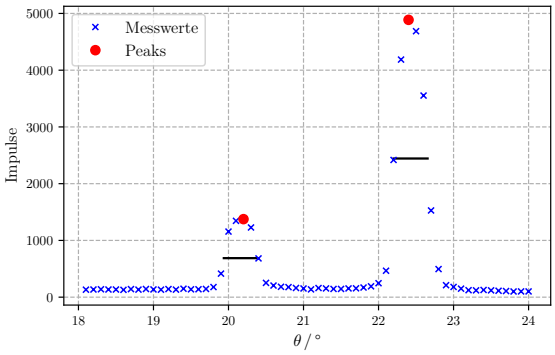

Abbildung 7: Messreihe zur genaueren Untersuchung des Emissionsspektrums von Kupfer.

5.3 Analyse der Absorptionsspektren

Abschließend sollen die Absorptionsspektren verschiedenster Materialien ermittelt werden. Hierfür wird die Zählrate N der gemessenen Impulse gegen den Winkel θ aufgetragen. Die

Absorptionskante wird in den folgenden Plots eingezeichnet. Zusätzlich wird eine vertikale Linie durch die Mitte dieser Kante gelegt. Die Mitte ist durch die Gleichung

$$I_K = \frac{I_K^{\min} + I_K^{\max}}{2}$$

festgelegt. Dabei beschreiben $I_K^{\min}$ und $I_K^{\max}$ das Intensitätsminimum/- maximum der Absorptionskante. Daraus lässt sich dann der Winkel θ bestimmen, woraus schließlich die Energie sowie die Abschirmkonstante bestimmt werden kann. Mittels Python wird der Ansatz

$$f(\theta) = \theta \cdot a + b \tag{11}$$

gewählt. Daraus lässt sich dann θ durch

$$\theta = \frac{I_K - b}{a} \tag{12}$$

bestimmen.

5.3.1 Zink

Abgebildet sind die Messdaten und die Approximation des gesuchten Winkels in Abbildung 8. Es ergibt sich $\theta = 18{,}538\,°$ und $E = 9{,}681\,\text{keV}$. σ_K wird zu $\sigma_K = 3.53$ bestimmt. Dargestellt sind die Messdaten und die Absorptionskante in Abbildung 8.

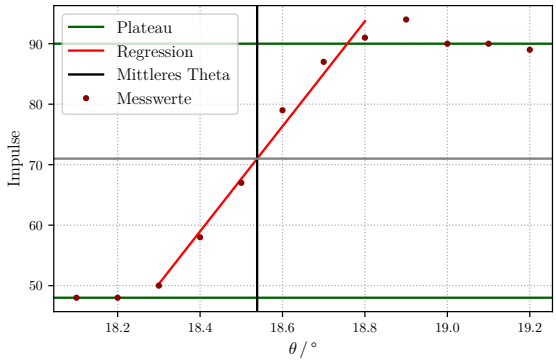

Abbildung 8: Absorptionsspektrum von Zink.

5.3.2 Gallium

Dargestellt sind die Messdaten in Abbildung 9. Für Gallium ergibt sich eine Energie von $E = 10{,}393\,\text{keV}$ für $\theta = 17{,}23\,°$. σ_K wird zu $\sigma_K = 3.56$ berechnet.

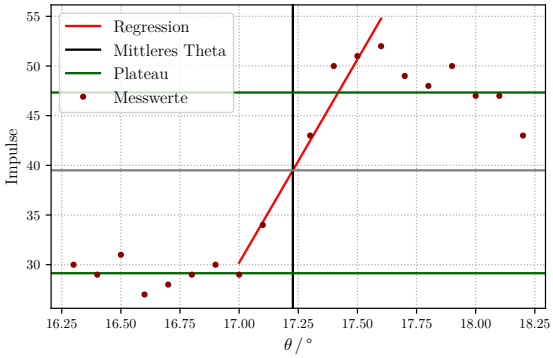

Abbildung 9: Absorptionsspektrum von Gallium.

5.3.3 Brom

Dargestellt sind die Messdaten in Abbildung 10. Für Brom ergibt sich eine Energie von 13,546 keV für $\theta = 13{,}13\,°$. σ_K berechnet sich zu $\sigma_K = 3.76$.

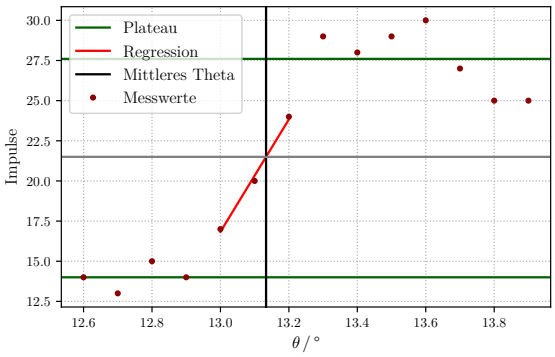

Abbildung 10: Absorptionsspektrum von Brom.

5.3.4 Strontium

Für Strontium ergibt sich ein Winkel von 10,99 °, woraus eine Energie von $E = 16{,}139\,\text{keV}$ folgt. Dargestellt ist die Messreihe in Abbildung 11 σ_K wird zu $\sigma_K = 3.96$ bestimmt.

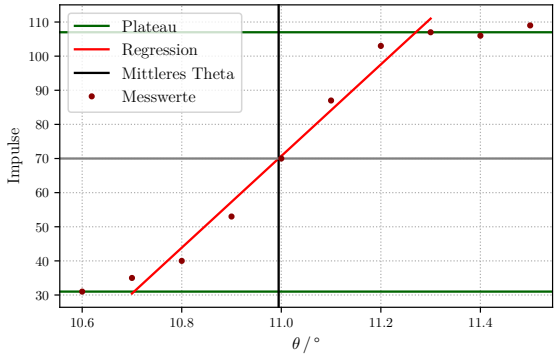

Abbildung 11: Absorptionsspektrum von Strontium.

5.3.5 Zirkonium

Bei Zirkonium ergab sich nach der Ausgleichsrechnung $\theta = 9{,}91\,°$ und $E = 17{,}884\,\mathrm{keV}$. Die Messreihe und die Regression sind in Abbildung 12 dargestellt. σ_K wird zu $\sigma_K = 4.21$ berechnet.

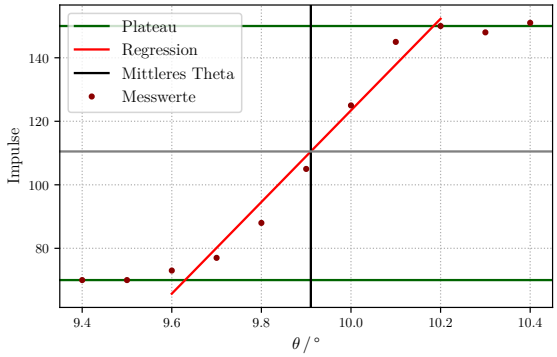

Abbildung 12: Absorptionsspektrum von Zirkonium.

5.4 Moseley's Gesetz

Nun wird mit den gewonnenen Energien das Moseley'sche Gesetz verifiziert werden. Hierfür wird der Ansatz

$$f(Z) = a \cdot Z + b$$

gewählt. Dabei werden die Wurzeln der ermittelten Energien gegen die zugehörigen Z's aufgetragen. Die Regression ist dargestellt in Abbildung 13. Aus der linearen Regression mittels Python ergeben sich die Parameter

$$a = (3{,}550 \pm 0{,}024)\,\mathrm{eV}^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{und} \qquad b = (-8{,}035 \pm 0{,}825)\,\mathrm{eV}^{-\frac{1}{2}}\,.$$

Daraus lässt sich nun die experimentell ermittelte Rydberg-Energie zu

$$E_{\mathrm{Ryd}} = a^2 = (12{,}60 \pm 0{,}17)\,\mathrm{eV}$$

berechnen.

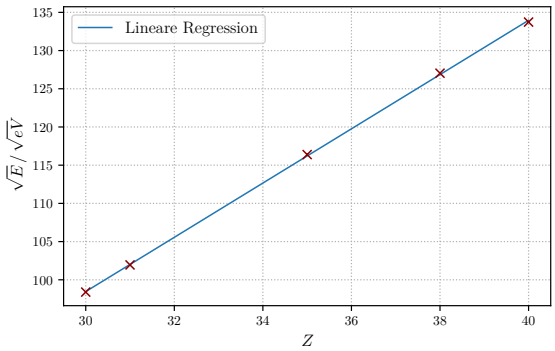

Abbildung 13: Regressionsgerade zur Verifizierung des Moseley's Gesetzes.

6 Diskussion

Die Bragg-Bedingung konnte verifiziert werden. Aufgrund eines Softwareproblems konnte die Genauigkeit nicht auf $\Delta\theta = 0.1°$ gestellt werden, sondern nur auf $\Delta\theta = 0.2°$. Für den Bragg-Winkel ergab sich jedoch exakt der theoretisch zu erwartende Wert von $\theta = 28°$, weshalb hier davon ausgegangen werden kann, dass die Präzession genügend war.

Bei der Messung des Emissionsspektrums von Kupfer ergab sich $E_{\mathrm{K}_\alpha} = 8{,}077\,\mathrm{keV}$ und $E_{\mathrm{K}_\beta} = 8{,}914\,\mathrm{keV}$. Das bedeutet, es ergibt sich zu den Theoriewerten, die am Anfang von Abschnitt 5 genannt wurden, eine Abweichung von

$$\Delta E_{\mathrm{K}_\alpha} = \frac{8,077 - 8,048}{8,048} \cdot 100 = 0{,}36\,\% \quad \text{und} \quad \Delta E_{\mathrm{K}_\beta} = \frac{8,914 - 8,906}{8,048} \cdot 100 = 0{,}09\,\% \,.$$

Die Ergebnisse zur Messung der Absorptionsspektren sind in Tabelle 2 dargestellt. Die Differenzen sind jeweils zu den Theoriewerten aus Tabelle 1 berechnet worden.

Tabelle 2: Die Ergebnisse der zur Messung der Absorptionsspektren.

Material	θ	$\Delta\theta$ in %	E	ΔE in %	σ	$\Delta\sigma$ in %
Zink	18,538	0,33	9,681	0,32	3,522	1,32
Gallium	17,23	0,12	10,393	0,12	3,579	0,57
Brom	13,13	0,53	13,546	0,48	3,758	2,12
Strontium	10,99	0,18	16,139	0,11	3,957	0,57
Zirkonium	9,91	0,61	17,884	0,64	4,210	2,94

Schließlich wurde die Rydbergenergie zu $E_{\mathrm{Ryd}} = (12{,}60 \pm 0{,}17)\,\mathrm{eV}$ bestimmt. Wird dieser Wert mit dem Literaturwert von 13,6 eV verglichen, ergibt sich eine Abweichung von

$$\Delta E_{\mathrm{K}_\alpha} = \frac{13,6 - 12,6}{12,6} \cdot 100 = 7{,}94\,\% \,. \tag{13}$$

Insgesamt liegen die experimentell ermittelten Werte sehr nah an den Literaturwerten, wobei die Rydbergenergie die größte Abweichung hat. Die Fehler hätten durch eine längere

Integrationszeit und kleinschrittigere $\Delta\theta$'s durchaus kleiner ausfallen können. Außerdem sei angemerkt, dass vor allem Gallium im angenommenen Bereich des Plateaus große Schwankungen vorzuweisen hat.

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] 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/`.

[3] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: `http://pythonhosted.org/uncertainties/`.

[4] 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/`.

[5] The pandas development team. *pandas-dev/pandas: Pandas*. Version latest. Feb. 2020. DOI: `10.5281/zenodo.3509134`. URL: `https://doi.org/10.5281/zenodo.3509134`.

[6] *Versuchsanleitung „Röntgenemission und -absorption“*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.

[7] *X-ray Transition Energies Database*. 2022. URL: `https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html` (besucht am 14. 06. 2022).

Tabelle 3: Messdaten zu Zirkonium.

9,3	69,0
9,4	70,0
9,5	70,0
9,6	73,0
9,7	77,0
9,8	88,0
9,9	105,0
10,0	125,0
10,1	145,0
10,2	150,0
10,3	148,0
10,4	151,0

Tabelle 4: Messdaten zu Gallium.

16,2	30,0
16,3	30,0
16,4	29,0
16,5	31,0
16,6	27,0
16,7	28,0
16,8	29,0
16,9	30,0
17,0	29,0
17,1	34,0
17,2	43,0
17,3	43,0
17,4	50,0
17,5	51,0
17,6	52,0
17,7	49,0
17,8	48,0
17,9	50,0
18,0	47,0
18,1	47,0
18,2	43,0

Tabelle 5: Messdaten zu Strontium.

10,5	31,0
10,6	31,0
10,7	35,0
10,8	40,0
10,9	53,0
11,0	70,0
11,1	87,0
11,2	103,0
11,3	107,0
11,4	106,0
11,5	109,0

Tabelle 6: Messdaten zu Zink.

18,0	51,0
18,1	48,0
18,2	48,0
18,3	50,0
18,4	58,0
18,5	67,0
18,6	79,0
18,7	87,0
18,8	91,0
18,9	94,0
19,0	90,0
19,1	90,0
19,2	89,0

Tabelle 7: Messdaten zu Brom.

12,5	13,0
12,6	14,0
12,7	13,0
12,8	15,0
12,9	14,0
13,0	17,0
13,1	20,0
13,2	24,0
13,3	29,0
13,4	28,0
13,5	29,0
13,6	30,0
13,7	27,0
13,8	25,0
13,9	25,0