

Versuch 22
Röntgenspektrometrie

Praktikanten: Jonas Isensee
Lennart Jahn
E-Mail: jonas.isensee@stud.uni-goettingen.de
l.jahn@stud.uni-goettingen.de
Betreuerin: Chuck Berry
Datum: 01.06.2017

Testat:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
2.1	Bragg-Reflexion	3
2.2	Röntgenröhre	3
2.3	Geiger-Müller Zählrohr	4
2.4	Absorption in Metallen	4
3	Durchführung	5
3.1	Aufbau	5
3.2	Messungen	6
4	Auswertung	7
4.1	Bremsspektrum und Charakteristische Linien von Fe	7
4.2	Grenzwellenlänge	8
4.3	Intensität	10
4.4	Rydberg-Konstante R	11
4.5	Absorbtionskoeffizienten	12
5	Diskussion	13
5.1	Spektrum der Röntgenröhre	13
5.2	Absorption	14
	Literatur	14

1 Einleitung

Röntgenlicht hat in der heutigen Welt eine große Bedeutung. Trotz seiner zellschädlichen Wirkung ist es zum Beispiel für die medizinische Diagnostik oder die effiziente Sicherheitskontrolle am Flughafen von zentraler Bedeutung. Dieser Versuch beschäftigt sich mit einigen Eigenschaften von Röntgenlicht. Es sollen das charakteristische Spektrum der verwendeten Röntgenröhre und dessen Abhängigkeiten von der Anodenspannung nachgemessen werden. Weiterhin sollen auch die Absorptionskanten und -eigenschaften verschiedener Metalle bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Bragg-Reflexion

Trifft Röntgenlicht auf einen geeigneten Kristall, so wird es an den einzelnen Netzebenen reflektiert. Dabei entsteht ein Phasenversatz zwischen den an unterschiedlichen Ebenen reflektierten Anteilen, der vom Auftreffwinkel abhängt. Diese verschiedenen Anteile interferieren nun miteinander und bilden so unter gewissen Winkeln Maxima und Minima. Die Formel für die Wellenlänge λ von Licht, das unter dem Winkel φ sein n -tes Maximum hat, lautet (vgl. [1] S. 17):

$$\lambda = \frac{2d \sin \varphi}{n}. \quad (1)$$

Dabei ist d der kristallspezifische Netzebenenabstand.

2.2 Röntgenröhre

Um hochenergetisches Röntgenlicht zu erzeugen, werden Elektronen stark beschleunigt (typischerweise 5keV-200keV) und dann an der Anode stark abgebremst. Die beim Abbremsen freigesetzte Energie wird teilweise in Wärme und Strahlung umgesetzt oder zum Anregen von Anodenatomen verwendet. Die entstehende Wärme ist nicht benötigt, sondern eher lästig, da die Röntgenröhre deshalb kühl gehalten werden muss um nicht zerstört zu werden, macht aber einen wesentlichen Teil des Energieumsatzes aus. Die freigesetzte Strahlung ist das gewünschte Röntgenlicht. Es entspricht einer kontinuierlichen Verteilung, die in Richtung kleiner Wellenlängen bei einer gewissen Grenzwellenlänge endet. Diese Grenzwellenlänge λ_G ist genau die Wellenlänge die entsteht, wenn die gesamte Beschleunigungsspannung U_B in ein Photon umgesetzt wird. Aus der Energieerhaltung folgt dann:

$$e U_B = \frac{hc}{\lambda_G} \quad \Rightarrow \quad \lambda_G = \frac{hc}{e U_B} \quad (2)$$

Es entsteht jedoch noch auf eine weitere Weise Röntgenlicht, da die angeregten Atome beim Abregen ebenfalls Röntgenlicht abstrahlen. Dieses Licht hängt vom Anodenmaterial ab und wird deshalb charakteristische Strahlung genannt. Am wichtigsten sind die sogenannten K_α - und K_β -Linien, die dem Übergang eines angeregten Elektrons von der L - bzw. M -Schale in die K -Schale entsprechen. Die K_α -Linie ist aufgrund der Feinstruktur des Atoms nochmals in K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie aufgespalten. Die Frequenzen der K Linien lassen sich durch das Moseley-Gesetz (vgl. [1] S.336)

$$\nu_K = R(Z - 1)^2 \left(1 - \frac{1}{k^2} \right) \quad (3)$$

berechnen. Dabei ist R die Rydberg-Konstante, Z die Kernladungszahl und k die Hauptquantenzahl des angeregten Zustandes, also 2 für K_α - und 3 für K_β -Linien.

Die Intensität I_K der charakteristischen Strahlung hängt von der Anodenspannung ab. Es zeigt sich folgender Zusammenhang:

$$I_K \propto I_A (U_B - U_K)^{3/2}. \quad (4)$$

Dabei ist I_A der Anodenstrom, U_B die Beschleunigungsspannung und U_K das Ionisationspotential der K -Schale

2.3 Geiger-Müller Zählrohr

Zur Detektion von Röntgenlichtquanten kann man ein Geiger-Müller Zählrohr verwenden. Es ist aufgebaut wie ein Zylinder mit einem Stab in der Mitte. Der Zylinder ist mit speziellem Gas gefüllt und der Stab auf ein hohes Potential gegenüber dem Zylinder angehoben. Fällt nun ein Röntgenlichtquant in den Zylinder, kann es ein Gasatom ionisieren. Dieses Ion befindet sich dann aber in einem starken elektrischen Feld und beginnt sofort, sich auf die Kathode (Stab oder Zylinder, je nach Polung) zuzubewegen, dabei entwickelt es so große Geschwindigkeiten, dass es weitere Gasatome ionisiert und somit eine Kaskade in Gang setzt. Treffen die Ionen dann auf der Kathode auf, ist ein kurzer Stromstoß messbar, der den Eintritt eines Röntgenlichtquants anzeigt. Da die Ionisierungskaskade Zeit in Anspruch nimmt, gibt es nach einer Detektion eine gewisse Totzeit τ , in der nicht mehr detektiert werden kann. Ist die Zählrate hoch, führt dies zu deutlichen Abweichungen. Die Zählrate N muss also nach folgender Formel totzeitkorrigiert werden (vgl. [2] Abschnitt 22.4.2):

$$N_{\text{korr}} = \frac{N_{\text{mess}}}{1 - \tau N_{\text{mess}}}. \quad (5)$$

2.4 Absorption in Metallen

In Metallen treten verschiedene Arten von Absorption auf, in diesem Versuch ist aber nur die Absorption durch Photoeffekt von Bedeutung. Die Absorption hängt dann einerseits

von der Dicke D des Materials ab, Ist das Material dicker, gibt es mehr Gelegenheiten für ein Röntgenphoton absorbiert zu werden. Die Intenistät I wird durch das Beersche Gesetz (vgl. [1] S. 14)

$$I(d) = I_0 e^{-\mu D} \quad (6)$$

beschrieben. Dabei ist I_0 die ursprüngliche Intensität und μ der Absorptionskoeffizient. Andererseits ist auch die Materialspezifische Schalenstruktur ausschlaggebend. Es entstehen Absorptionskanten bei den durch das Moseley-Gesetz (3) beschriebenen Frequenzen.

3 Durchführung

3.1 Aufbau

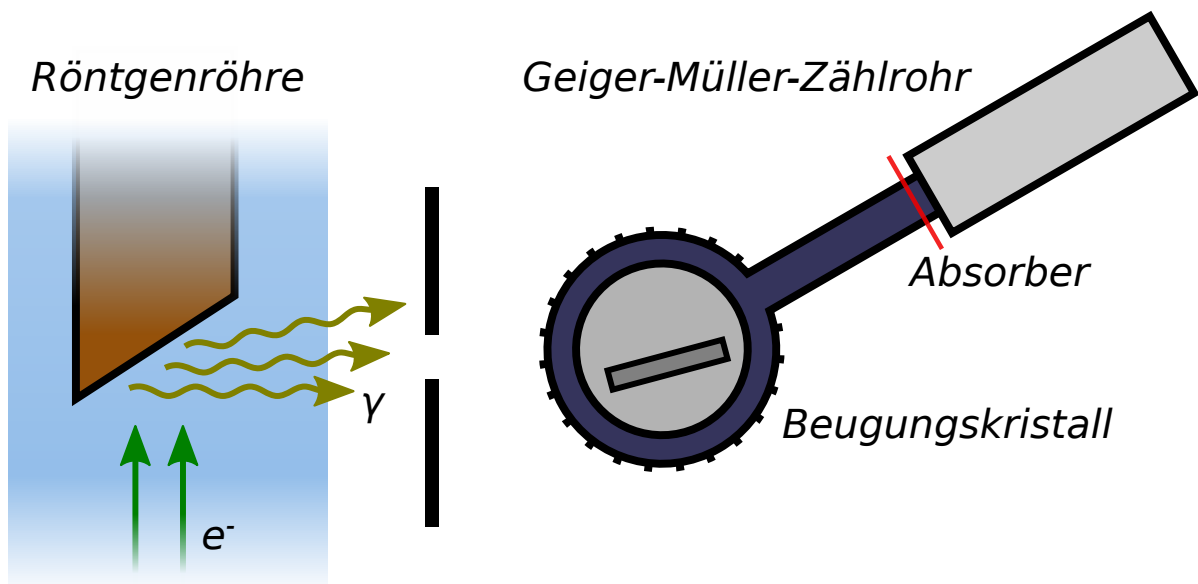


Abbildung 1: Schematische Skizze des Versuchsaufbaus. Quelle: [3]

Der gesamte Versuchsaufbau befindet sich wegen der schädlichen Röntgenstrahlung in einem Vollschutzkasten. Durch ein Bleiglasfenster kann das Innere betrachtet werden. Bei ausgeschalteter Röntgenröhre kann das Fenster geöffnet werden, um Veränderungen am Aufbau vorzunehmen. Sämtliche Steuerung während der Messung wird von einem Computer übernommen.

In Skizze 1 ist der Versuchsaufbau schematisch dargestellt. Auf der linken Seite befindet sich die Röntgenröhre, in unserem Fall mit einer Eisen-Anode. Die Beschleunigungsspannung ist einstellbar. Durch eine austauschbare Blende wird das emittierte Röntgenlicht

gebündelt. Wir verwenden im gesamten Versuch immer eine Blende mit 2 mm Durchmesser. In der Mitte der Skizze ist der Bragg-Reflexions-Kristall zu erkennen, an dem das Röntgenlicht nach der Bragg-Bedingung aus Abschnitt 2.1 in sein Spektrum zerlegt wird. In unserem Fall ist dies ein LiF-Kristall. Der Kristall ist auf jeden Winkel einstellbar. An einem Arm, der automatisch immer um das Doppelte der Winkeldrehung des Kristalls nachgeführt wird, befindet sich ein Geiger-Müller-Zählrohr, mit dem die reflektierten Röntgenphotonen detektiert werden können. Davor ist noch eine Halterung angebracht, in die verschiedene Absorber eingebracht werden können. Die Aufnahme eines Spektrums erfolgt, wie bereits erwähnt, vollautomatisch. Es müssen jedoch vorher am Computer die Parameter der Messung angegeben werden. Dies sind:

- Beschleunigungsspannung U_B
- Anodenstrom I_A (in jeder Messung 1 mA)
- Winkelbereich und Winkelauflösung $\Delta\varphi$
- Integrationszeit Δt

Die Angabe der Integrationszeit ist erforderlich, da keine kontinuierliche Intensität gemessen wird, sondern diskrete Ionisationsereignisse. Dieser Parameter beeinflusst maßgeblich die Auflösung und "Glattheit" der Messung.

3.2 Messungen

Zuerst soll ein allgemeines Spektrum der Röntgenröhre über einen weiten Frequenzbereich aufgenommen werden, um kontinuierliches Spektrum und Charakteristische Strahlung zu identifizieren und zu visualisieren. Dazu wird mit einer geringen Integrationszeit von $\Delta t = 2\text{ s}$ und einer hohen Winkelauflösung $\Delta\varphi = 0.1^\circ$ ein breites Spektrum von $\varphi = 3^\circ$ bis $\varphi = 80^\circ$ aufgenommen.

Die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Abhängigkeiten der Grenzwellenlänge des kontinuierlichen Spektrums und der Intensität des charakteristischen Spektrums von der Anodenspannung werden im nächsten Versuchsteil untersucht. Dazu werden bei gleicher Winkelauflösung und Integrationszeit von $\Delta t = 2\text{ s}$ und $\Delta\varphi = 0.1^\circ$ aber jeweils verschiedener Anodenspannung weitere Spektren aufgenommen. Es werden die Spannungen $U_B = 23, 26, 29, 32, 35\text{ kV}$ betrachtet. Für jede Spannung wird je ein Spektrum von 3° bis 15° und eins von 24° bis 31° aufgenommen. Im ersten Spektrum liegt die Grenzwellenlänge des kontinuierlichen Spektrums, im Zweiten liegen die Linien des charakteristischen Spektrums.

Im weiteren Verlauf des Versuchs werden nun Eigenschaften von Absorbern beobachtet. Zuerst sollen die nach dem Moseley-Gesetz vorhergesagten Absorptionskanten von Nickel und Kupfer betrachtet werden. Dazu werden diese Absorber in den Strahlengang

eingbracht und ein Spektrum im Bereich der Absorptionskanten aufgenommen. Die Parameter dazu sind: $U_B = 25 \text{ kV}$, $\Delta\varphi = 0.1^\circ$, $\Delta t = 30 \text{ s}$. Die Integrationszeit muss erhöht werden, weil durch die Absorption natürlich weniger Photonen auftreffen werden und für statistisch signifikante Messungen genügend Detektionen stattfinden müssen. Die Winkelbereiche in denen die Absorptionskanten liegen sind:

- Cu: $19.5^\circ < \varphi < 21.5^\circ$
- Ni: $21^\circ < \varphi < 23^\circ$

Im letzten Teil des Versuchs sollen noch die Absorptionseigenschaften durch Photoeffekt in verschiedenen Materialien untersucht werden. Dazu werden fünf Spektren mit $8^\circ < \varphi < 16^\circ$, $U_B = 25 \text{ kV}$, $\Delta\varphi = 1^\circ$, und $\Delta t = 30 \text{ s}$ aufgenommen. Zuerst wird eine Referenzmessung ohne Absorber vorgenommen, dann werden nacheinander folgende Absorber mit Dicke d eingesetzt:

- Al: $d = 0.08 \text{ mm}$
- Zn: $d = 0.025 \text{ mm}$
- Sn: $d = 0.025 \text{ mm}$
- Ni: $d = 0.025 \text{ mm}$

4 Auswertung

4.1 Bremsspektrum und Charakteristische Linien von Fe

Zunächst wurde das Spektrum der Eisen-Anode für ein breites Winkelintervall aufgenommen. Dieses ist, nach Totzeitkorrektur, in Abb. 2 dargestellt. Zu erkennen sind vier Peaks, wobei der letzte in zwei gespalten ist. Nach Formel (1) gilt für die Energien E der Peaks:

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = \frac{hcn}{2d \sin \varphi}, \quad (7)$$

mit der Planck Konstante h und der Frequenz ν . Die Kristallwinkel φ der Peaks sind mit ihren Energien und der daraus zugeordneten Übergängen in Tabelle 1 aufgelistet.

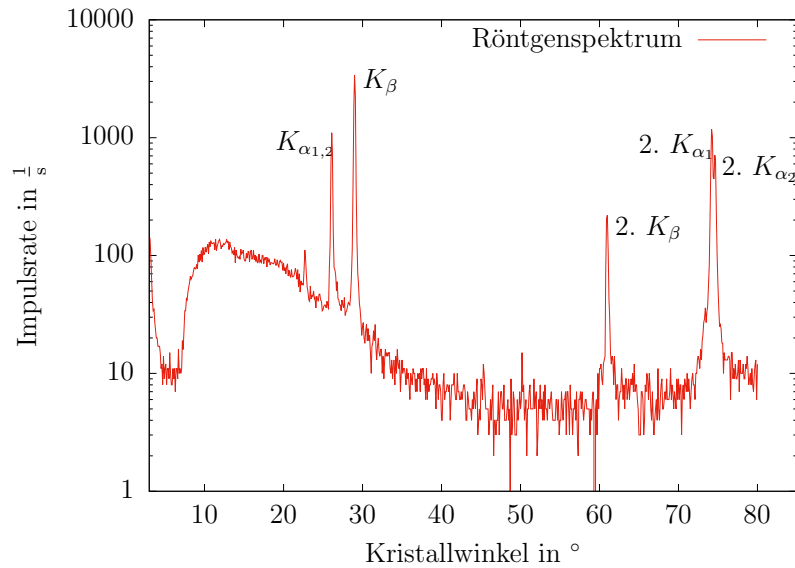


Abbildung 2: Hier ist das Charakteristische und Bremsspektrum der Eisen Anode dargestellt. Die Peaks wurden entsprechend den in Tabelle 1 zugeordneten charakteristischen Linien beschriftet.

Kristallwinkel [°]	Energie in keV	$E_{\text{zugeordnet}}$ in keV	Übergang
26.1	7010.48	7058	K_{β}
29.0	6361.64	6404 / 6391	K_{α_1} und K_{α_2}
61.0	7052.63	7058	2. Ordnung K_{β}
74.2	6410.57	6404	2. Ordnung K_{α_2}
74.6	6398.09	6391	2. Ordnung K_{α_1}

Tabelle 1: In dieser Tabelle sind die Kristallwinkel der sichtbaren Peaks notiert, die direkt aus den Rohdaten abgelesen wurden. Dazu wurde mit Formel (7) die entsprechende Energie berechnet. Anhand dieser wurden ihnen dann die Übergänge zugeordnet, wobei die Vergleichsenergie dem Praktikumshandbuch ([2]) entnommen wurde.

4.2 Grenzwellenlänge

Für Abbildung 3 wurde der hochenergetische Teil des Bremsspektrums für fünf verschiedene Beschleunigungsspannungen U_A aufgenommen. Zu erkennen ist, dass sich die Grenzwellenlänge, also die Wellenlänge höchster Energie die noch emittiert wird, mit steigender U_A verschiebt. Der Zusammenhang ist durch Gleichung (2) gegeben. Mit den Messwerten und dieser Gleichung wird nun das Plancksche Wirkungsquantum bestimmt: Zunächst wurde graphisch anhand der "Kanten" in Abb. 3 der Winkel der Grenzwellenlänge abgelesen und mit einem Fehler von $\sigma_{\varphi} = 0.2^\circ$ versehen. Die zugehörige Wellenlänge λ_G und das Plancksche Wirkungsquantum h berechnen sich dann nach den

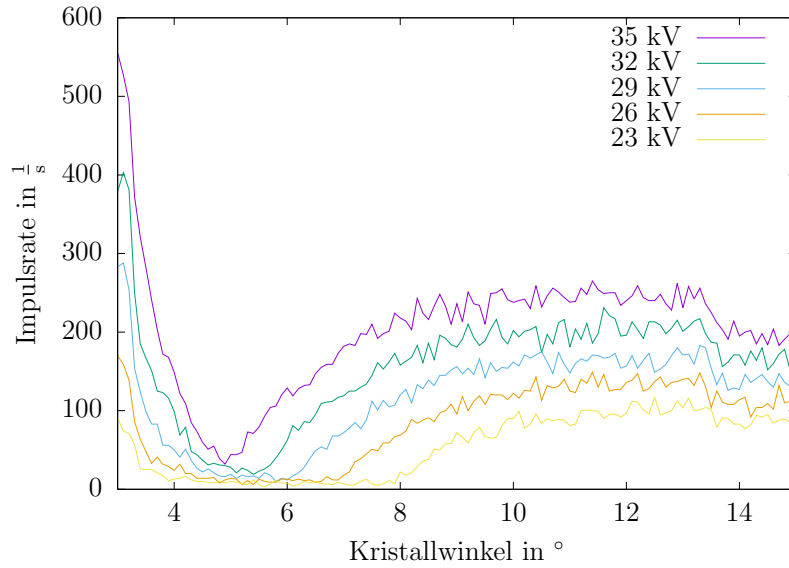


Abbildung 3: Hier ist ein Ausschnitt des Bremsspektrums der Eisenanode bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen dargestellt. Zu erkennen ist, dass sich die Grenzwellenlänge mit steigender Spannung U_B zu größeren Energien hin verschiebt.

Formeln (1) und (2) mit folgenden Fehlerrechnungen:

$$\sigma_{\lambda_G} = \sigma_{\varphi} \frac{2d \cos \varphi}{n}$$

$$\sigma_h = \sigma_{\lambda_G} \frac{eU_B}{c}.$$

Sämtliche Werte sind in Tabelle 2 dargestellt. Im Mittel ergibt sich für das Plancksche Wirkungsquantum $h = (6.4 \pm 5) \cdot 10^{-34}$ Js.

U_A	K. Winkel in $^{\circ}$	λ_G in pm	h in Js
23	7.8 ± 0.2	55 ± 2	$(6.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-34}$
26	6.7 ± 0.2	47 ± 2	$(6.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-34}$
29	5.9 ± 0.2	41 ± 2	$(6.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-34}$
32	5.3 ± 0.2	37 ± 2	$(6.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-34}$
35	4.7 ± 0.2	33 ± 2	$(6.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-34}$

Tabelle 2: In dieser Tabelle sind die Messwerte und Zwischenergebnisse zur Berechnung des Planckschen Wirkungsquantums h aufgelistet.

4.3 Intensität

Auch die Intensität der charakteristischen Peaks ist abhängig von der Beschleunigungsspannung U_B . Das wird in Abb. 4a sichtbar, wo die K_α und K_β Linien der ersten Ordnung für fünf verschiedene U_B aufgetragen sind. Aus diesen Werten wird nun die Relation (4) graphisch bestätigt. In Abb. 4b ist die Höhe der Peaks aus Abb. 4a in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B aufgetragen. Dazu wurde eben genannte Relation in der Form $f(x) = a(x - b)^{3/2}$ an die Daten gefittet. Graphisch scheint die Relation (4) damit bestätigt, jedoch ergaben sich für χ^2 die Werte:

$$\begin{aligned}\chi_\alpha^2 &= 37234 \\ \chi_\beta^2 &= 1303.93.\end{aligned}$$

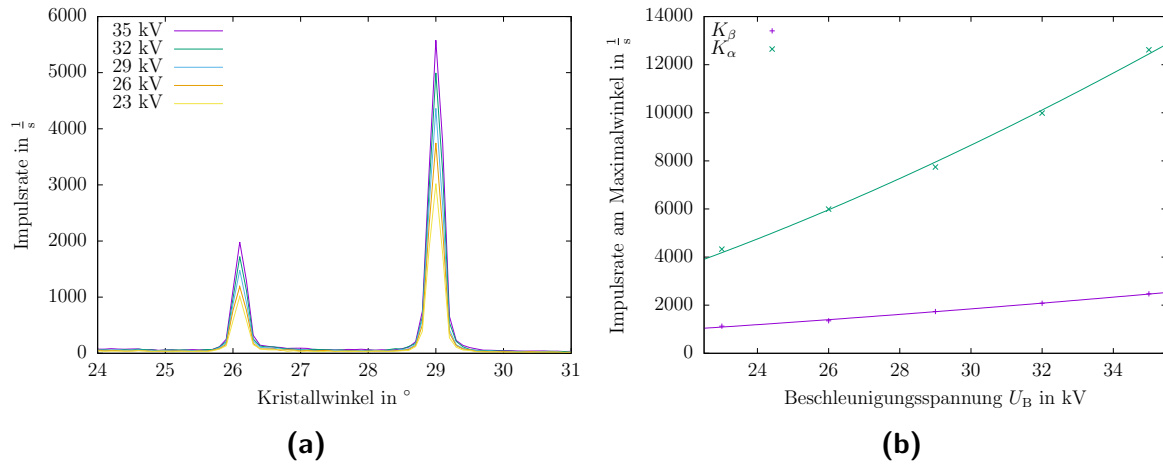


Abbildung 4: Links ist ein Ausschnitt des Bremsspektrums der Eisenanode bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Höhe der Peaks, also die Intensität der Linien mit steigender Spannung U_B zunimmt. Rechts sind die Maximalamplituden der K_α und K_β Linien der ersten Ordnung in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B dargestellt. Zusätzlich wurden χ^2 -Fits der Form $f(x) = a(x - b)^{3/2}$ mit gnuplot erstellt. Die Parameter ergaben sich zu $a_\beta = 16 \pm 1$, $b_\beta = 6.3 \pm 1$, $a_\alpha = 111 \pm 5$ und $b_\alpha = 11.8 \pm 0.6$.

4.4 Rydberg-Konstante R

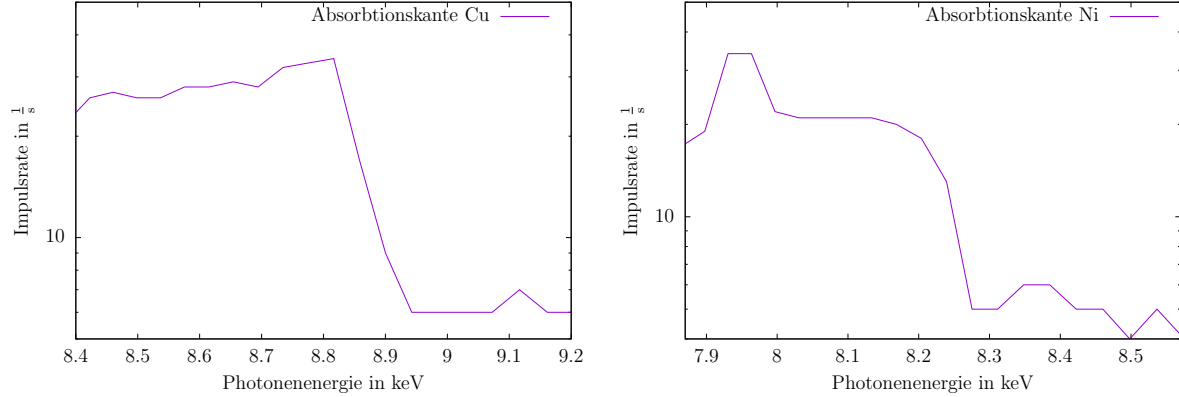


Abbildung 5: In diesen zwei Abbildungen sind die Absorptionskanten von Kupfer (links) und Nickel (rechts) zu erkennen. Dargestellt wurde die Anzahl der gemessenen Impulse über der Photonenenergie.

In Abb. 5 sind die Absorptionskanten dargestellt, die für Kupfer und Nickel gemessen wurden. Die Position bzw. Energie, an der diese Kanten auftreten sollen nun verwendet werden, um die Rydberg-Konstante R zu bestimmen. Der mathematische Zusammenhang ist durch das Moseley Gesetz, also Formel (3), gegeben. Gerechnet wird also mit den Formeln:

$$R = \nu_K (Z - 1)^{-2} \left(1 - \frac{1}{k^2}\right)^{-1} \quad \text{mit} \quad \sigma_R = \sigma_{\nu_K} \frac{R}{\nu_K}$$

$$\text{und} \quad \nu_K = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2d \sin \varphi} \quad \text{mit} \quad \sigma_{\nu_K} = \sigma_\varphi \frac{c \cos \varphi}{2d \sin^2 \varphi}.$$

Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 3 dargestellt. Aus beiden Messungen zusammen ergibt sich für die Rydberg-Konstante im Mittel:

$$R = (3.62 \pm 0.06) \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}$$

	Z	φ_{Kante} in $^\circ$	ν_2 in 10^{18} Hz	Rydberg-K. R in $\frac{1}{\text{s}}$
Ni	28	22.3 ± 0.3	1.97 ± 0.03	$(3.61 \pm 0.05) \cdot 10^{15}$
Cu	29	20.4 ± 0.2	2.14 ± 0.03	$(3.64 \pm 0.04) \cdot 10^{15}$

Tabelle 3: Werte zu den Absorptionskanten von Ni und Cu

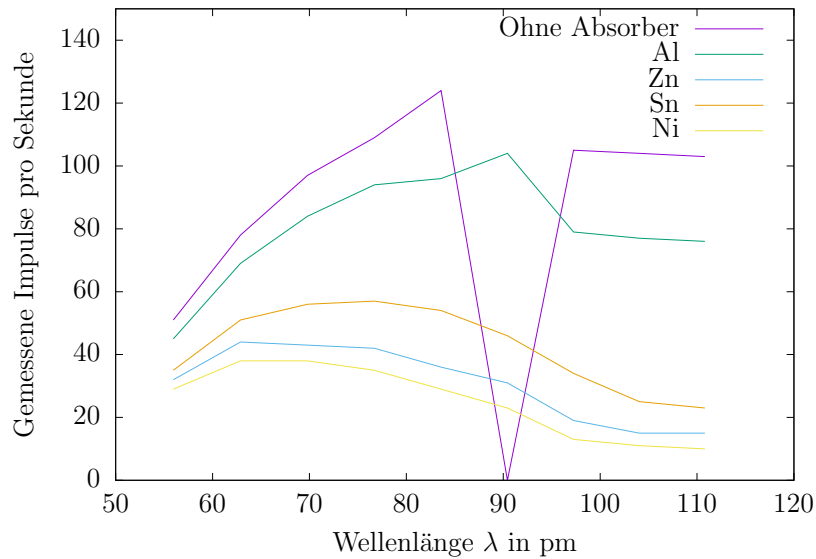


Abbildung 6: Gemessene Impulse bei verschiedenen Absorbern in Abhängigkeit der Wellenlänge λ .

4.5 Absorptionskoeffizienten

In Abbildung 6 sind die gemessenen Impulse für die verschiedenen Absorber über der betrachteten Wellenlänge aufgetragen. Es ist sehr klar erkennbar, dass in der Referenzmessung ohne Absorber ein computerinterner Fehler für den Verlust eines Messwertes verantwortlich ist. Der Rückgang der Impulse auf 0 bei ungefähr 90 pm ist nicht anders zu erklären. Dieser Messpunkt wird also in der folgenden Auswertung immer vernachlässigt. Durch Umstellen des Beer'schen Gesetzes, Gleichung (6), kann man nun den Absorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\rho}$ bestimmen.

$$\mu = \frac{1}{D} \ln \left(\frac{I_0}{I} \right)$$

Er hängt stark von der Wellenlänge ab. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7 dargestellt. Um zu zeigen, dass $\frac{\mu}{\rho}$ proportional zu λ^3 wächst wurden zusätzlich noch Fits der Form $f(x) = ax^3 + b$ angefertigt. Diese zeigen deutlich, dass der angegebene Zusammenhang bis ca. 105 pm zutrifft.

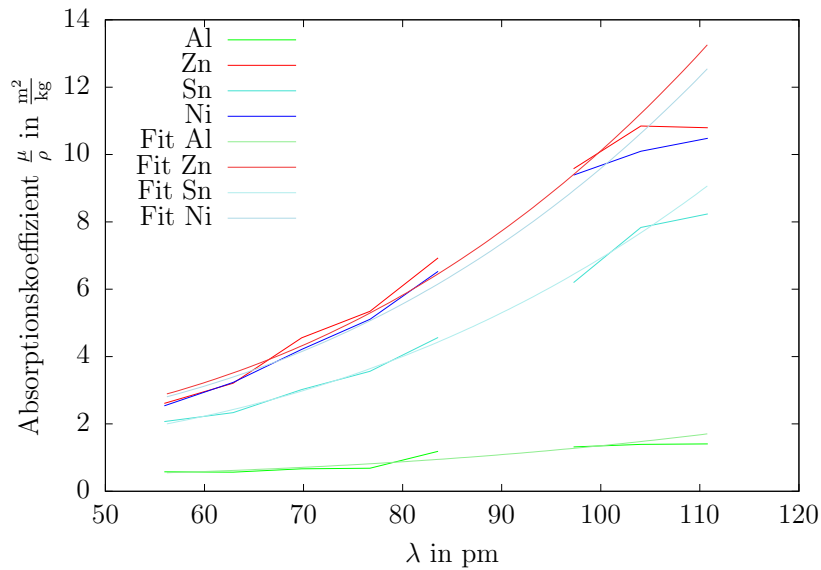


Abbildung 7: Absorptionskoeffizient μ in Abhängigkeit der Wellenlänge λ .

5 Diskussion

5.1 Spektrum der Röntgenröhre

Die aus den Winkeln der Peaks berechneten Energien für die charakteristischen Linien lassen sich sehr einfach den gegebenen Literaturwerten zuordnen, da sie nur um maximal 50 eV abweichen. In der ersten Ordnung waren die Messwerte nicht genau genug, um die nur leicht unterschiedlichen K_α -Linien zu unterscheiden. In der zweiten Ordnung waren die Abweichungen deutlich kleiner, maximal 7 eV, was sogar die genaue Zuordnung der K_α -Linien ermöglicht.

Die Werte der Grenzwellenlänge waren erkennbar, aber mit Rauschen belegt. Der erwartete Anstieg der Grenzwellenlänge bei niedrigeren Energien ist deutlich erkennbar. In den Werten für das Planck'sche Wirkungsquantum ist ein Trend zu erkennen, für größere Energien wird h kleiner, die Ursache ist unklar. Der Literaturwert von $6.626 \cdot 10^{-34}$ liegt aber trotzdem im 1σ -Bereich des Mittelwerts über alle Messungen.

Die Intensität der charakteristischen Strahlung folgt sehr gut der in Gleichung (4) gegebenen Relation. Die gefitteten Funktionen passen sehr genau an die Messwerte. Die hohen Werte für χ^2 könnten aus den generell sehr hohen Zahlen folgen. Vielleicht liegt es auch einfach daran, dass nichtlineare Fits immer problematisch sind.

5.2 Absorption

Die Absorptionskanten von Nickel und Kupfer wurden in 4.4 benutzt, um mit dem Moseley-Gesetz einen Rückschluss auf die Rydbergkonstante R_ν zu ziehen. Sie wurde zu $R_\nu = (3.62 \pm 0.06) \cdot 10^{15} \frac{1}{s}$ berechnet. Der im Praktikumshandbuch [2] angegebene Wert $R_{\nu, \text{theo}} = 3.29 \cdot 10^{15} \frac{1}{s}$ liegt also nur im 6σ Bereich des Ergebnisses. Aufgrund dieser großen Abweichung muss von einem weiteren systematischen Fehler ausgegangen werden. Eine Möglichkeit wäre, dass alle Winkel systematisch verschoben waren. Das deckt sich aber nicht mit den anderen Messungen.

Die Absorptionskoeffizienten der Materialien zeigen deutlich den gewünschten Zusammenhang mit λ^3 . Bei größeren Wellenlängen fallen sie jedoch alle ab. Das weist auf eine weitere Abhängigkeit hin. Entweder gibt es also noch andere Effekte im Absorptionskoeffizienten, die erst in diesem Bereich wirksam werden oder die Referenzmessung hat noch weitere Fehler außer dem verlorenen Wert.

Literatur

- [1] Haken und Wolf, Atom- und Quantenphysik, Springer, 7. Auflage (2000)
- [2] J. Große-Knetter, P. Schaaf, Das Physikalische Praktikum Band II, Universitätsdrucke Göttingen 2016
- [3] L. Hupe, Röntgenspektrometer ©LUKASARTS