Nr. 602

Röntgenemission und -absorption

Sara Krieg
sara.krieg@udo.edu

Marek Karzel
marek.karzel@udo.edu

Durchführung: 02.04.2019 Abgabe: 09.04.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Theorie

[**sample**]

1.1 Erzeugung der Röntgenstrahlung

Eine Strahlung im Energiebereich von etwa 10eV bis 100keV wird als Röntgenstrahlung bezeichnet. Es können verschiedene Methoden verwendet werden, um diese Strahlung zu erzeugen. Im vorliegenden Versuchsaufbau erfolgt dies mithilfe beschleunigter Elektronen, welche an einem Glühdraht durch den glühelektrischen Effekt erzeugt werden. Die Elektronen werden beschleunigt und auf eine Anode aus einem bestimmten Material geschossen, wodurch auf zwei verschiedene Arten Röntgenstrahlung entsteht.

Zunächst ensteht die Bremsstrahlung, bei der die kinetische Energie der Elektronen durch Ablenkung bzw. Abbremsung in Röntgenstrahlung mit der minimalen Wellenlänge

$$\lambda_{\mathrm{min}} = \frac{hc}{e_0 U} \tag{1}$$

umgewandelt wird. Die kinetische Energie der Elektronen wird dabei nicht immer vollständig in Röntgenstrahlung umgewandelt. Deswegen handelt es sich bei der Bremsstrahlung um ein kontinuierliches Spektrum, welches durch die Wahl der Beschleunigungsspannung begrenzt wird.

Desweiteren entsteht die durch das Anodenmaterial bestimmte charakteristische Strahlung. Diese wird bei der Ionisierung des Atoms durch das Elektron erzeugt. Hierbei muss ein Elektron die äußere Schale eines Atoms auffüllen, so dass bei diesem Vorgang Strahlug emittiert wird. Aufgrund der diskreten Energieniveaus ergeben sich auch diskrete Frequenzen der Röntgenstrahlung, die durch

$$hf = E_{\mathrm{m}} - E_{\mathrm{n}} \tag{2}$$

gegeben sind. Die gängige Notation ist es, die entstehenden Linien im Röntgenspektrum beispielsweise mit K_α zu bezeichnen, wobei K die Schale benennt, in der der Übergang endet, und der Index die Anzahl der gesprungenen Schalen. Die Bindungsenergien eines Elektrons auf der n-ten Schale werden dabei im Allgemeinen durch die Formel

$$E_n = -R_\infty z_{\mathrm{eff}}^2 \frac{1}{n^2} \tag{3}$$

beschrieben. Hierbei ist R_∞ die Rydbergenergie und $z_{\mathrm{eff}} = z - \sigma$ die effektive Kernladung mit der für das jeweilige Elektron im Atom charakteristischen Abschirmkonstante σ. Diese Formel ermöglicht demnach die Bestimmung der Abschirmkonstante σ bei bekannten Energien.

Neben der Hauptquantenzahl n besitzen die Elektronen noch weitere Quantenzahlen, resultierend aus dem Elektronenspin und dem Bahndrehimpuls, so dass eine weitere, feinere Aufspaltung der Linien möglich ist. Die Energien dieser Feinstruktur lassen sich mithilfe der Sommerfeldschen Feinstrukturformel nach

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

berechnen. Dabei ist j der Gesamtdrehimpuls des Elektrons und α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

1.2 Absorption von Röntgenstrahlung

Bei dem Auftreffen von Röntgenstrahlung auf einem Absorber wird diese absorbiert. Dabei treten ähnlich wie bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung für das Material charakteristische diskrete Phänomene auf. Bei Energien von bis zu ca. 1 MeV treten vornehmlich Effekte auf, die aus dem Comptoneffekt sowie dem Photoeffekt resultieren. Die Fähigkeit zur Absorption, beschrieben durch den Absorptionskoeffizient, nimmt mit sinkender Wellenlänge der Röntgenstrahlung ab. Bei diskreten Werten treten jedoch Sprünge auf, welche stattfinden, wenn die Energie der Röntgenstrahlung die Bindungsenergie eines Elektrons der nächsten inneren Schale im Absorbermaterial übersteigt. In einem solchem Fall treten Absorptionskanten für die Wellenlängen

$$\lambda_{\mathrm{abs}} = \frac{hc}{E_{\mathrm{n}}} - E_\infty \tag{5}$$

auf. h beschreibt dabei das Plancksche Wirkungsquantum, c die Schallgeschwindigkeit - für Röntgenstrahlung also Lichtgeschwindigkeit -, und $E_{\mathrm{n}} - E_\infty$ beschreibt die Bindungsenergie des Elektrons.

Im vorliegenden Versuch kann die Abschirmkonstante σ_{L} nach der Formel

$$\sigma_L = Z - \left(\frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_{\mathrm{L}}}{R_\infty}} - \frac{5 \Delta E_{\mathrm{L}}}{R_\infty} \right)^{0.5} \left(1 + \frac{19}{32} \alpha^2 \frac{\Delta E_{\mathrm{L}}}{R_\infty} \right)^{0.5} \tag{6}$$

bestimmt werden, wobei Z die Ordnungszahl und $\Delta E_{\mathrm{L}} = E_{\mathrm{L,\,II}} - E_{\mathrm{L,\,III}}$ die Energiedifferenz zwischen zwei L-Kanten ist. Die L_{I} Kante kann im vorliegenden Versuch wegen zu geringer Auflösung der Messtemperatur nicht berücksichtigt werden.

1.3 Analyse des Röntgenspektrums über die Bragg-Reflexion

Um das Röntgenspektrum hinsichtlich seiner Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge untersuchen zu können, wird ein Kristall mit gegebener Gitterkonstante d verwendet. Die in einem bestimmten Winkel θ auf den Kristall auftreffende Strahlung wird, wie in Abbildung 1 dargestellt, am Gitter gebeugt, sodass dort ein Intensitätsmaximum entsteht.

Für den Glanzwinkel $\theta_{\mathrm{glanz}}(\lambda)$ tritt konstruktive Interferenz auf, sodass die Strahlung hier verstärkt wird. Die Wellenlänge zum zugehörigen Winkel lässt sich aus der Bragg-Bedingung zu

$$\lambda = \frac{2d \sin\theta}{n} \tag{7}$$

bestimmen, wobei n die Ordnung des Maximums beschreibt.

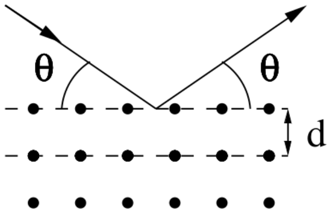

Abbildung 1: Schematische Darstellung der Bragg-Reflexion.[1]

2 Durchführung

Bei diesem Versuch wir ein Röntgengerät, dargestellt in Abbildung 2, verwendet.

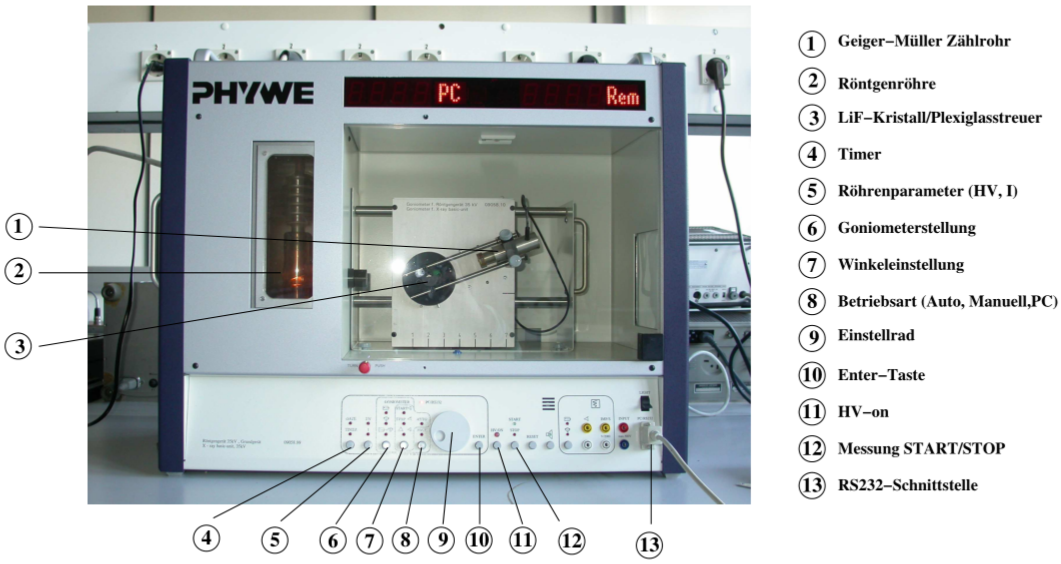

Abbildung 2: Röntgengerät. [1]

3 Auswertung

plot.pdf

Abbildung 3: Plot.

4 Diskussion