

TU Ilmenau	Physikalisches Grundpraktikum	Versuch A6
Institut für Physik	<b>Röntgenspektren</b>	Seite 1

## 1. Aufgabenstellung

1.1. Die Wellenlängen der  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linie im Röntgenspektrum von Kupfer sind zu bestimmen.

1.2. Aus der Verschiebung der kurzwelligen Grenze des Röntgenbremspektrums bei Variation der Elektronen-Beschleunigungsspannung  $U_b$  ist das Plancksche Wirkungsquantum zu berechnen.

- Literatur:
- |  |   |
|--|---|
| Eichler, H. J.,<br>Kronfeldt, H.-D.,<br>Sahm, J. | Das Neue Physikalische Grundpraktikum<br>Springer-Verlag Berlin Heidelberg<br>2. Auflage 2006, S. 463-468, S. 480-490   |
| Walcher, W.                                      | Praktikum der Physik<br>B. G. Teubner Stuttgart Leipzig Wiesbaden<br>8. Auflage 2004, S. 319-326  |
| Stroppe, H.                                      | Physik für Studenten der Natur- und Technikwissenschaften<br>Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag<br>11. Auflage 1999, S. 239-240, S. 387-391, S. 445-448 |

## 2. Grundlagen

Als *Röntgenstrahlung*, benannt nach ihrem Entdecker, *Wilhelm Conrad Röntgen (1895)*, bezeichnet man elektromagnetische Wellen im Spektralgebiet zwischen ultravioletter und  $\gamma$ -Strahlung. Die zugehörigen Wellenlängen betragen einige Nanometer bis herab zur Größenordnung Pikometer. Zur Erzeugung benutzt man schnelle Elektronen, die zuvor im elektrischen Feld zwischen einer Glühkathode und einer metallischen Anode (Antikathode) beschleunigt wurden (Abb. 1). Die meisten Elektronen verlieren ihre kinetische Energie beim Eindringen in die Anode durch Umwandlung in Wärme, einige wenige emittieren jedoch Röntgenlicht in Form von *Bremsstrahlung* oder regen Atome des Anodenmaterials zur Aussendung von *charakteristischer Strahlung* an.

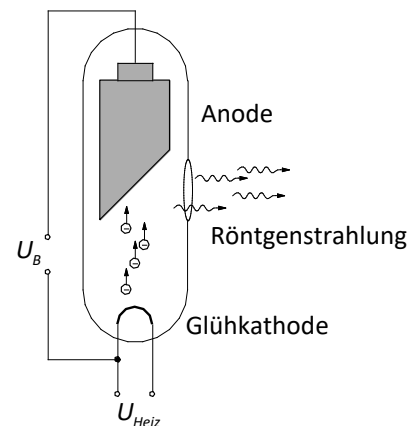


Abb. 1: Röntgenröhre, Prinzip

Wegen der enormen Bedeutung sowohl für den physikalischen Erkenntnisfortschritt als auch für Anwendungen wurde die Arbeit Röntgens 1901 mit dem ersten Nobelpreis für Physik geehrt.

### 2.1. Charakteristische Strahlung

Energiereiche Elektronen sind in der Lage, durch Stoßprozesse fest gebundene Elektronen aus inneren Schalen der Anodenatome zu entfernen. Auf diese Weise ionisierte Atome verbleiben nur sehr kurze Zeit in dem Zustand, aus äußeren Schalen nachrückende Elektronen füllen die Lücke sofort wieder. Da Elektronen im Atom nur diskrete Energiezustände besitzen, kommt es zur Emission eines charakteristischen Röntgenquants mit der Energie  $E_{ph} = hf$  mit  $h$  - Plancksches Wirkungsquantum und  $f$  - Frequenz der Strahlung im Wellenbild. Die im Spektrum auftretenden, möglichen Frequenzen werden vor allem durch die Ordnungszahl  $Z$  und die Hauptquantenzahlen  $n_1$  und  $n_2$  der beteiligten Schalen bestimmt. Sie können mithilfe des *Moseleyschen Gesetzes* berechnet werden:

TU Ilmenau	Physikalisches Grundpraktikum	Versuch A6
Institut für Physik	<b>Röntgenspektren</b>	Seite 2

$$f = R(Z - \sigma_n)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (1)$$

$R$  ist die Rydbergfrequenz, sie enthält nur Naturkonstanten, und  $\sigma_n$  ist die Abschirmkonstante für die betreffende Serie. Die beobachteten Spektrallinien werden nach den Endzuständen der Elektronenübergänge in Serien geordnet ( $K, L, M, \dots$ ), die Ausgangsschalen mit griechischen Indizes ( $\alpha, \beta, \dots$ ) bezeichnet. Abb. 2 zeigt den für diesen Versuch interessierenden Teil des Termschemas von Kupfer.

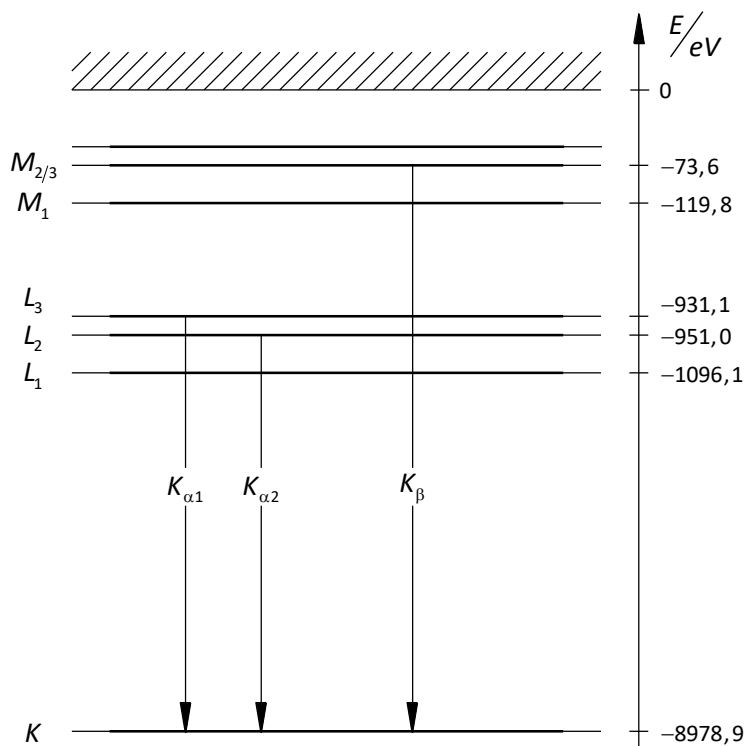


Abb. 2: Termschema von Kupfer mit Röntgenübergängen

Für die  $K$ -Serie mit  $n_1=1$  gilt  $\sigma_n \approx 1$ ,  $\sigma_n$  wird mit wachsendem  $n_2$  etwas größer als Eins. Die Übergangswahrscheinlichkeit nimmt mit wachsendem  $\Delta n$  ab, Übergänge zwischen Niveaus mit gleicher Gesamtdrehimpulsquantenzahl, z. B.  $L_1 \rightarrow K$  oder  $M_1 \rightarrow K$ , sind verboten. Mit der vorhandenen Messapparatur können die Linien  $K_{\alpha 1}$  und  $K_{\alpha 2}$  (Feinstruktur infolge Energieaufspaltung durch Spin-Bahn-Wechselwirkung) nicht mehr getrennt werden und bilden zusammen die Linie  $K_{\alpha}$ .

## 2.2. Bremsstrahlung

Außer charakteristischer Strahlung tritt beim Eindringen der Elektronen in das Anodenmaterial so genannte *Bremsstrahlung* auf. Sie entsteht, wenn die Elektronen im Coulombfeld der Atome zwischen Hülle und Kern von ihrer Bahn abgelenkt werden. Als radial beschleunigte Ladungen strahlen sie dabei elektromagnetische Wellen ab und verlieren kinetische Energie. Der Energieverlust kann bei diesem Prozess beliebige Werte bis zum Maximum

$$\Delta E_{\max} = E_{\text{kin}} = eU_B \quad (2)$$

TU Ilmenau	Physikalisches Grundpraktikum	Versuch A6
Institut für Physik	<b>Röntgenspektren</b>	Seite 3

annehmen. Dementsprechend besteht das Röntgen-Bremsspektrum aus einem Kontinuum mit einer kurzwelligen Grenze  $\lambda_{Gr}$ . Im Teilchenbild ergibt sich für den Fall, dass das Elektron seine gesamte kinetische Energie in einem einzigen Elementarakt in Strahlungsenergie umsetzt:

$$eU_B = hf_{Gr} = \frac{hc}{\lambda_{Gr}}, \quad (3)$$

das *Duane-Huntsche Verschiebungsgesetz*.

### 2.3. Braggsches Drehkristallverfahren

*Max von Laue* postulierte als Erster, dass Röntgenstrahlung aufgrund ihrer Wellennatur mit den dreidimensionalen Raumgittern kristalliner Festkörper Interferenzerscheinungen hervorbringen müsste und schlug 1912 entsprechende Experimente vor. 1914 wurde er hierfür mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet. Vater und Sohn *William Henry* und *William Lawrence Bragg* entwickelten 1912/1913 die Bragg-Gleichung und das darauf basierende Braggsche Spektrometerverfahren. Sie erhielten für diese Leistung 1915 den Nobelpreis für Physik.

Beim Auftreffen von Röntgenstrahlung auf das Raumgitter eines Kristalls wirkt jedes Atom als Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle. Wegen der vergleichbaren Größenordnung von Gitterkonstanten und Wellenlänge der Strahlung kann eine Überlagerung dieser Elementarwellen in bestimmten Richtungen zu konstruktiver Interferenz und damit zu Beugungsmaxima führen. Nach Bragg ist die Beugungserscheinung auch als Reflexion an benachbarten Netzebenen interpretierbar (Abb. 3), wobei der Begriff „Reflexion“ vorsichtig zu verwenden ist.

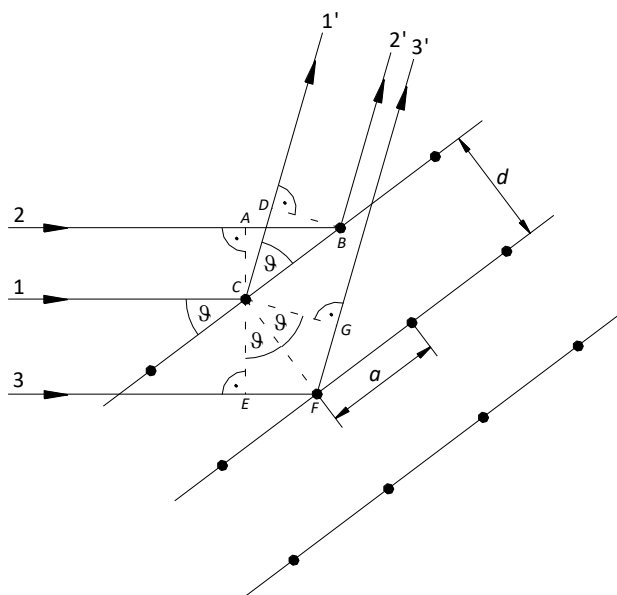


Abb. 3: Bragg-Reflexion

Betrachtet man zunächst die Strahlen 1 und 2, dann sieht man, dass die Interferenz an benachbarten Atomen ein und derselben Netzebene gestreuter Teilwellen immer konstruktiv ist, wenn der Beobachtungswinkel, bezogen auf die Kristalloberfläche, gleich dem Winkel  $\vartheta$  der einfallenden Wellen ist. Für die Strahlen 1' und 2' ergibt sich wegen  $\overline{CD} = \overline{AB}$  eine Wegdifferenz von Null, und das für alle Wellenlängen und Kristallwinkel.

Für die an Atomen benachbarter Netzebenen gestreuten Strahlen 1' und 3' tritt konstruktive Interferenz auf, wenn der Gangunterschied  $\overline{EF} + \overline{FG}$  ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist:

$$2d \sin(\vartheta) = k\lambda \quad (k=1, 2, \dots), \quad (4)$$

$d$  ist hierbei der Netzebenenabstand,  $k$  bezeichnet die Beugungsordnung.

TU Ilmenau	Physikalisches Grundpraktikum	Versuch A6
Institut für Physik	<b>Röntgenspektren</b>	Seite 4

Zur Erzielung einer hohen Intensität in den Beugungsmaxima wählt man eine möglichst dicht mit Atomen besetzte Netzebene aus. Durch Änderung des Winkels  $\vartheta$ , d. h. Drehung des Kristalls mit gleichzeitiger Drehung des Röntgendetektors um den doppelten Winkel, werden nacheinander die Verstärkungsbedingungen für die im Röntgenstrahl enthaltenen Wellenlängen durchlaufen, also ein Röntgenspektrum aufgenommen.

### 3. Messanleitung und Auswertung

Der Versuchsaufbau besteht aus einem kompakten Röntgengerät mit angeschlossenem Universalzähler, Hinweise zur Bedienung liegen am Versuchsplatz aus. Das Anodenmaterial der Röntgenröhre besteht aus vakuumgeschmolzenem Kupfer, als Strahlungsdetektor kommt ein Geiger-Müller-Zählrohr zum Einsatz.

Für die Röntgenbeugung ist ein LiF-Kristall (atomares Raumgitter) in einer drehbaren Halterung eingesetzt. Sein Netzebenenabstand beträgt  $d = 2,0138 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ .

#### **Sicherheitshinweise**

- **Das Röntgengerät 09056.97 ist ein speziell für die Erfordernisse der Ausbildung in Schule und Hochschule entwickeltes Demonstrations- und Praktikumsgerät. Das Gerät ist gemäß der „Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen“ (Röntgenverordnung - RöV) vom 8.1.1987 bauartlich zugelassen.**
- **Das Röntgengerät verfügt über eine durchsichtige Schiebetür, die den Experimentierraum abschließt. Sobald diese geöffnet wird, schaltet sich die Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre ab. Bei beschädigter Tür oder offensichtlicher Fehlfunktion der Sicherheitsschalter darf das Gerät nicht in Betrieb genommen werden.**
- **Die Röntgenemission darf nur für die Dauer der Versuchsdurchführung eingeschaltet sein, es ist darauf zu achten, dass sich die Versuchspersonen bei eingeschalteter Beschleunigungsspannung nicht länger als erforderlich in unmittelbarer Nähe des Röntgengerätes aufhalten.**

#### Vorbereitung der Messungen (vgl. Bedienungsanleitungen am Versuchsplatz)

- Nach Einschalten des Röntgengerätes sind Kristall und Zählrohr durch Drücken des Tastschalters (7) auf den Winkel  $\vartheta = 2\vartheta = 0^\circ$  zu stellen.
- Drehschalter (8) ist permanent in der rechten Stellung. In dieser Position werden Kristall- und Detektorwinkel gemeinsam so verändert, dass die Bragg-Bedingung nach Abb. 3 erfüllt ist.
- Drehschalter (4) in Mittelstellung „V2“ schalten, diese Position ist für das manuelle Einstellen von Kristall- und Detektorwinkel mit den Tastschaltern (5) und (6) die geeignetste. Die Schrittweite beträgt bei jedem Tastendruck  $0,2^\circ$  (Kristall) bzw.  $0,4^\circ$  (Detektor).
- Zählrohrspannung am Zählgerät auf 450V einstellen, als Torzeit für die Impulszählung sind für den gesamten Versuch 20s zu wählen.
- Falls für Positionieraufgaben erforderlich, können durch Zuschalten eines Lautsprechers am Zählgerät die gezählten Impulse hörbar gemacht werden.

TU Ilmenau	Physikalisches Grundpraktikum	Versuch A6
Institut für Physik	<b>Röntgenspektren</b>	Seite 5

### 3.1. Charakteristische Strahlung

Das erste Spektrum ist vollständig bei einer Beschleunigungsspannung  $U_B = 18\text{ kV}$  an der Röntgenröhre aufzunehmen.

- Spektraler Bereich: Kristallwinkel  $\vartheta = 8,0^\circ \dots 25,0^\circ$  in Schritten von  $\Delta\vartheta = 0,2^\circ$

Die gemessenen Impulsraten sind als Funktion des Kristallwinkels in einem geeigneten Diagramm darzustellen. Wenn das Praktikumsprogramm benutzt wird, bitte das Bearbeitungsfenster „Spline-Interpolation“ verwenden. Das erhaltene Diagramm lässt außer dem Bremsspektrum deutlich die charakteristischen  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien von Kupfer erkennen.

Im Bereich der charakteristischen Linien ist eine weitere Messung bei  $U_B = 14\text{ kV}$  durchzuführen. Deren Ergebnisse sind vergleichend mit in das Diagramm einzuzeichnen. Die nachfolgende Auswertung der Messergebnisse umfasst:

- Grafische Bestimmung der spektralen Lagen der  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien in ihren Maxima
- Berechnung der zugehörigen Wellenlängen mithilfe von Gl. (4)
- Berechnung der Wellenlängen für die beobachteten Übergänge nach *Moseley* (1) und Vergleich mit den experimentell gefundenen Werten, für Kupfer beträgt  $Z = 29$
- Mögliche Fehlerquellen sind zu diskutieren.

### 3.2. Bremsstrahlung

Zur Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums aus der Verschiebung der Grenzwellenlänge der Bremsstrahlung sind Messungen bei weiteren Beschleunigungsspannungen durchzuführen. Für  $U_B = 18\text{ kV}$  liegt ein Orientierungswert für den zugehörigen Grenzwinkel  $\vartheta_{Gr}$  bereits vor. Zusätzlich sind die Anstiegsflanken für folgende Spannungen zu bestimmen:

- $U_B = (16, 14 \text{ u. } 12)\text{ kV}$ , danach noch einmal  $U_B = (20 \text{ u. } 22)\text{ kV}$

Man bestimmt zunächst bei eingeschaltetem Lautsprecher des Impulszählers grob den Einsatzpunkt des Bremsspektrums, positioniert den Drehkristall etwa  $0,6^\circ$  zurück und beginnt die Messung des Spektrums in  $0,2^\circ$ -Schritten. Nachdem die Zählrate leicht angestiegen ist, werden noch 10 bis 12 weitere Messpunkte des Spektrums aufgenommen. In einer grafischen Darstellung kann der Grenzwinkel  $\vartheta_{Gr}$  durch Extrapolation des linearen Teils der Flanke leicht abgelesen werden (vgl. Abb. 4).

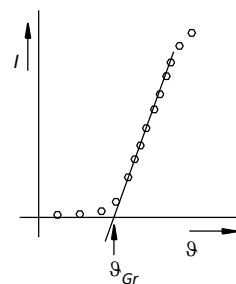


Abb. 4: Extrapolation von  $\vartheta_{Gr}$

Die zu den gefundenen Grenzwinkeln gehörigen Grenzwellenlängen  $\lambda_{Gr}$  berechnet man mit (4) und trägt diese über dem Kehrwert der Beschleunigungsspannung auf. Aus (3) folgt:

$$\lambda_{Gr} = 2d \sin(\vartheta_{Gr}) = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{U_B} \quad (5)$$

Aus dem Anstieg des linearen Zusammenhangs wird  $h$  berechnet (Fehlerangaben des Programms mit verwenden!) und mit dem Tabellenwert verglichen.