

Der Nachweis der Wellennatur von Röntgenstrahlung wird durch die Aufnahme eines Röntgenspektrums in der ersten Beugungsordnung geführt.

Die Schwächung der Röntgenstrahlung ist in der Abhängigkeit von:

- der Wellenlänge der Strahlung
- der Dicke des Absorbers und
- vom Material des Absorbers nachzuweisen.

1. Theoretische Grundlagen

1.1 Bremsstrahlung und charakteristische Strahlung

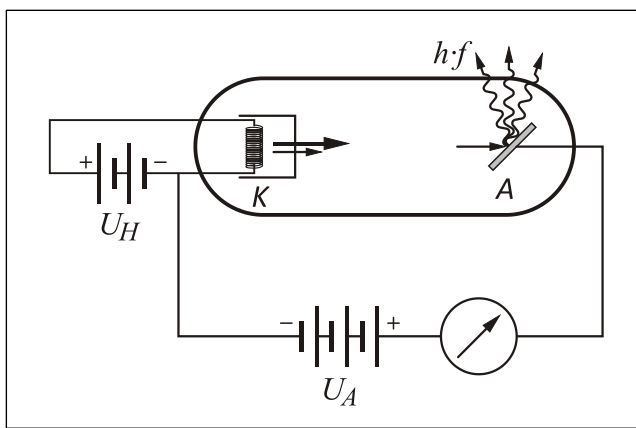


Bild 1: Aufbau einer Röntgenröhre (*K*: Kathode, *A*: Anode, U_H : Heizspannung, U_A : Beschleunigungsspannung)

Röntgenstrahlung entsteht beim Beschuss fester Materie mit schnellen Elektronen. (**Bild 1**). Von einer Glühkathode treten Elektronen aus, die durch eine Hochspannung U_A auf eine massive Anode beschleunigt werden. Die Elektronen geben durch Wechselwirkung mit den Atomkernen und mit Elektronen der Anode (*kernnahe Schalen*) ihre kinetische Energie ganz oder teilweise ab. Dieser Anteil der Röntgenstrahlung wird als **Bremsstrahlung** bezeichnet.

Ein Röntgenquant **maximaler Frequenz** entsteht, wenn ein Elektron bei einem einzigen Stoß seine gesamte kinetische Energie verliert. Die Bremsstrahlung besitzt folglich eine obere Grenzfrequenz f_g , die gegeben ist durch die Spannung U_A , mit der die Elektronen beschleunigt wurden:

$$E_{kin, Elektron} = E_{Röntgen, max}$$

$$e \cdot U_A = h \cdot f_g$$

(**Duane-Huntsches-Gesetz**)

(1)

Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}$

Plancksches Wirkungsquantum $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ W} \cdot \text{s}^2$

Einige der schnellen Elektronen lösen in der abbremsenden Materie aus inneren Schalen der Atomhüllen Elektronen aus. Die dabei entstehenden „Löcher“ werden von Elektronen aus äußeren Schalen unter Emission von Photonen wieder aufgefüllt. Wegen der diskreten Energien, die bei diesem Prozess auftreten, ist dem Bremspektrum ein **Linienpektrum** überlagert. Da die Wellenlängen der Linien charakteristisch für das abbremsende Material sind, wird dieser Anteil der Röntgenstrahlung als **charakteristische Strahlung** bezeichnet.

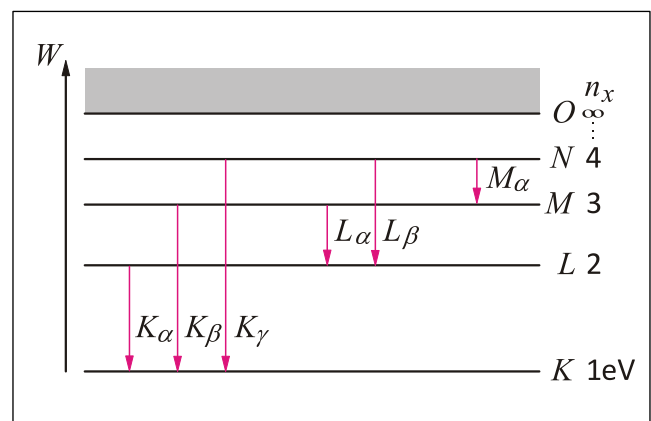


Bild 2: Schematische Darstellung und Bezeichnung der Röntgenübergänge in einem Atom

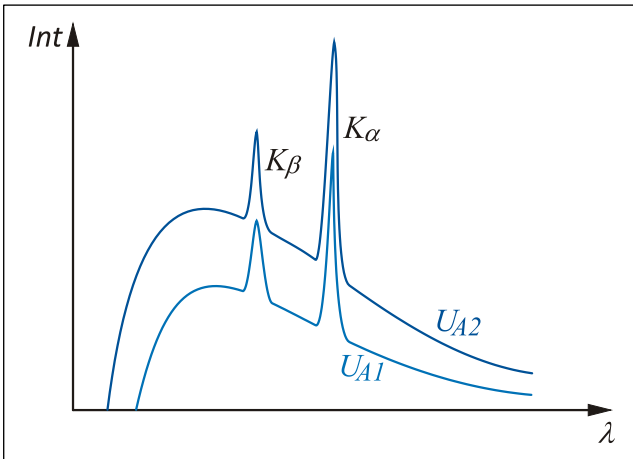


Bild 3: Schematische Darstellung des Emissionsspektrums einer Röntgenröhre

Bild 2 zeigt schematisch die Energieniveaus der inneren Elektronen eines schweren Atoms, die möglichen Röntgenübergänge des charakteristischen Spektrums sowie die Bezeichnung der auftretenden Linien. Tatsächlich sind die Verhältnisse etwas komplizierter als in **Bild 2** dargestellt. Da nach dem Entfernen eines Elektrons aus einer inneren Schale die restlichen Elektronen der Schale in verschiedenen Energiezuständen zurückbleiben können, zeigen die eingezeichneten Energieniveaus noch eine Feinstruktur. Eine Ausnahme bildet lediglich die *K-Schale*, in der nur ein Elektron zurückbleibt. Entsprechend weisen auch die Röntgenlinien eine Feinstruktur auf, die mit dem hier benutzten experimentellen Aufbau allerdings nicht aufgelöst werden kann.

Beim charakteristischen Spektrum sind die Wellenlängen der Röntgenlinien unabhängig von der Beschleunigungsspannung, der die Elektronen ausgesetzt sind. Anderes gilt beim Bremsspektrum: mit wachsender Anodenspannung U_A verschiebt sich sowohl die kurzwellige Grenze als auch das Strahlungsmaximum des Bremsspektrums zu kürzeren Wellenlängen. Gleichzeitig nimmt die Intensität des Bremsspektrums zu.

Nach Gleichung (1) ist die kürzeste Wellenlänge des Bremsspektrums

$$\lambda_g = \frac{h \cdot c}{e \cdot U_A} \quad c: \text{Lichtgeschwindigkeit} \quad (2)$$

1.2 Die Bragg-Bedingung

Um die Intensität der Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von ihrer Wellenlänge untersuchen zu können, ist ein Wellenlängenfilter erforderlich. Hierzu eignet sich die Beugung an einem Gitter. Damit Beugungserscheinungen auftreten, muss die beugende Öffnung etwa die Größenordnung der Wellenlänge haben. Optische Gitter sind deshalb für Beugungsexperimente mit Elektronen ungeeignet. Man verwendet stattdessen Kristalle als beugende Objekte.

Ein Kristall setzt sich zusammen aus Atomen, die räumlich periodisch als Gitter angeordnet sind. Der Abstand zwischen den Gitterpunkten liegt in der Größenordnung 10^{-10} m.

Durch die Gitterpunkte lassen sich in verschiedenen Richtungen untereinander parallele Ebenen legen. Diese werden als Netzebenen des Kristalls bezeichnet (**Bild 4**).

Trifft eine Welle auf einen Kristall, so wirkt jeder Gitterpunkt nach dem Huygensschen Prinzip als Erregungszentrum einer neuen Elementarwelle. Durch Konstruktion der Elementarwellen zeigt man, dass jede einzelne Netzebene als teildurchlässiger „Spiegel“ betrachtet werden kann. Für die

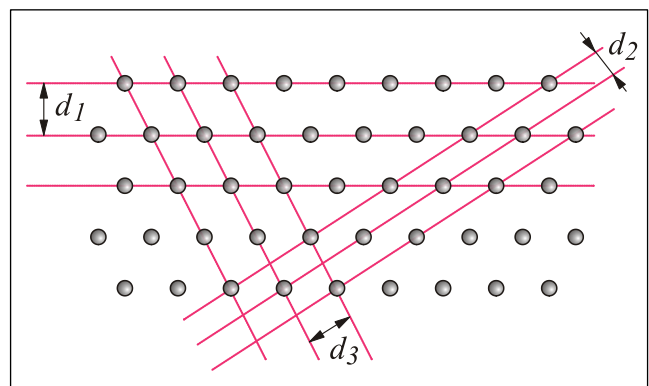


Bild 4: Netzebenen in einem Kristallgitter

Richtungen der ein- und auslaufenden Welle gilt das aus der Optik bekannte Reflexionsgesetz. Bei der Betrachtung der insgesamt in eine bestimmte Richtung reflektierten Intensität muss die Interferenz der an verschiedenen „tiefen“ Ebenen reflektierten Teilwellen berücksichtigt werden.

Sie interferieren konstruktiv, falls der Gangunterschied zweier benachbarter Strahlen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist (**Bild 5**):

Sie interferieren konstruktiv, falls der Gangunterschied zweier benachbarter Strahlen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist (**Bild 5**):

$$\overline{AB} + \overline{BD} = n \cdot \lambda$$

und damit

$$2d \cdot \sin \vartheta = n \cdot \lambda \tag{3}$$

Nur für Winkel, für die die Bragg-Bedingung (3) erfüllt ist, tritt Reflexion auf. Diese Winkel heißen **Glanzwinkel**.

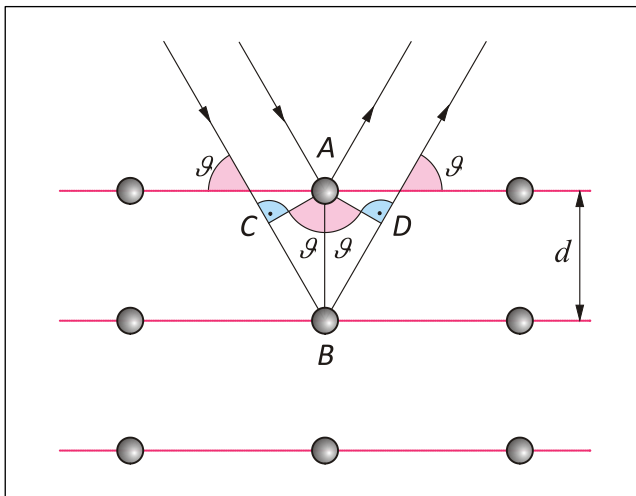


Bild 5: Zur Bragg-Bedingung

1.3 Röntgenspektrometer

Röntgenspektrometer beruhen auf der Bragg-Reflexion der Röntgenstrahlung an einem Kristall mit bekanntem Netzebenenabstand. Aus der Bragg-Bedingung (3) kann dann die Wellenlänge bestimmt werden.

Bild 6 zeigt den Prinzipaufbau eines Röntgen-spektrometers. Bei feststehender Röntgenquelle wird ein Einkristall um den Winkel ϑ um seine Achse gedreht. Ein Zählrohr als Detektor bewegt sich auf einem Kreis um diesen Kristall. Durch eine geeignete Mechanik wird sichergestellt, dass bei einer Drehung des Kristalls um den Winkel ϑ sich der Arm, an dem das Zählrohr angebracht ist, um den Winkel 2ϑ bewegt und somit immer der reflektierte Strahl detektiert wird.

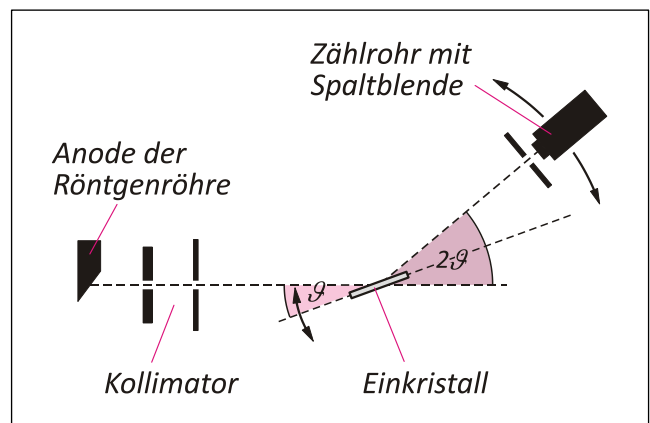


Bild 6: Prinzip eines Röntgenspektrometers

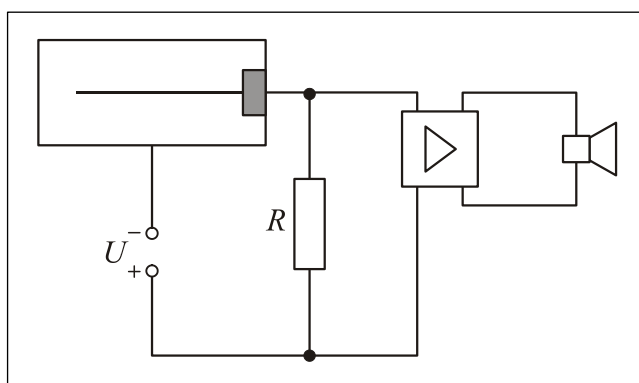


Bild 7: Schaltung Geiger-Müller-Zählrohr

1.4 Nachweis ionisierender Strahlung

Als empfindliches Nachweisgerät wird das **Geiger-Müller-Zählrohr** verwendet. Mit ihm ist der Nachweis einzelner ionisierender Teilchen bzw. Strahlung möglich.

Es besteht aus einem Metallzylinder, in dem isoliert ein dünner Draht gespannt ist. Zwischen den Draht und das Gehäuse wird eine Spannung von einigen hundert bis tausend Volt gelegt, so dass der Draht positiv gegenüber dem Gehäuse ist. Das Zählrohr ist

mit einem Gas (*Halogen*) von etwa 100 mbar Druck gefüllt. An einem Ende des Rohres befindet sich ein sehr dünnes Fenster, durch das die Strahlung eintreten kann.

Durch eindringende Strahlung werden wie bei der Ionisationskammer einige Gasatome ionisiert. Wegen der großen Feldstärke in Drahtnähe tritt jedoch Stoßionisation auf. Durch diese Verstärkung, die je nach Zählrohrspannung einige Zehnerpotenzen beträgt, entsteht ein Stromstoß durch den hochohmigen Widerstand R . Der Spannungsabfall an R kann über eine geeignete Elektronik registriert werden. Wegen der gleichzeitigen Verminderung der Zählrohrspannung reicht die Feldstärke in Drahtnähe für weitere Stoßionisation nicht mehr aus, und die gezündete Gasentladung verlöscht wieder.

Während der Entladung spricht das Zählrohr auf weitere ionisierende Teilchen nicht an. Diese **Totzeit des Zählers** kann verringert werden, indem man dem Füllgas eine geringe Menge Dampf mehratomiger Moleküle (z.B. *Alkohol*) zugibt.

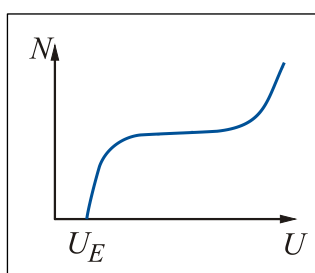


Bild 8: Kennlinie eines Zählrohres

Bei gegebener Intensität der ionisierenden Spannung hängt die mit dem Zählrohr gemessene Zählrate von der Betriebsspannung ab. **Bild 8** zeigt den charakteristischen Verlauf dieser Kennlinie eines Zählrohres. Unterhalb der Einsatzspannung U_E kann keine Entladung ausgelöst werden. Sobald die Betriebsspannung U_E übersteigt, wächst die Zählrate annähernd linear zur Spannung an. Im sich anschließenden Plateaubereich ist die Zählrate unabhängig von der Spannung, da jedes einfallende Teilchen eine Ionenlawine auslöst. In diesem Bereich wird das Zählrohr üblicherweise betrieben. Bei weiterer Erhöhung der Spannung zündet eine selbständige Gasentladung, die das Zählrohr zerstört.

1.5 Schwächung von Röntgenstrahlen

Unter Schwächung versteht man pauschal den Intensitätsabfall beim Durchgang von Strahlung durch Körper. In diesem Zusammenhang bezeichnet man diese als **Absorber**, der treffendere Ausdruck wäre **Abschwächer**. Die Schwächung hat zwei Hauptursachen:

1. **Streuung:** Unter der Streuung der Strahlen versteht man eine stattfindende Richtungsänderung der Strahlung, wodurch in der ursprünglichen Richtung eine Intensitätsabnahme eintritt.
2. **Absorption:** Die Absorption der Strahlen ist ein Vorgang, bei dem die Strahlungsenergie auf die Atome oder Moleküle des bestrahlten Stoffes übergeht, insbesondere als Anregungsenergie.

Absorption und Streuung sind demnach physikalisch unterschiedliche Erscheinungen. Zusammen machen sie die Schwächung aus. Ist I_0 die Ausgangsintensität vor dem Abschwächer und I die Intensität dahinter, dann gilt:

$$I = I_0 - I_{\text{gestreut}} - I_{\text{absorbiert}} \quad (4)$$

Zur Charakterisierung der Durchlässigkeit und des Schwächungsvermögens eines Körpers für eine bestimmte Strahlung bildet man das Verhältnis und nennt es **Transmission**:

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (5)$$

Bei der Schwächung der Röntgenstrahlen sind es die Atome, die der Strahlung als Hindernisse entgentreten. Jedem Atom muss dabei ein wirksamer Querschnitt zugeschrieben werden, der allerdings nicht seiner geometrischen Querschnittsfläche gleichzusetzen ist. Dasselbe Atom besitzt für Streuung und für Absorption andere atomare Wirkungsquerschnitte.

Man bezeichnet mit μ_a den atomaren Wirkungsquerschnitt für Schwächung
 τ_a den atomaren Wirkungsquerschnitt für Absorption
 σ_a den atomaren Wirkungsquerschnitt für Streuung

Zwischen den drei Größen besteht der Zusammenhang:

$$\mu_a = \tau_a + \sigma_a \quad (6)$$

Der atomare Wirkungsquerschnitt für Absorption τ_a hängt stark ab von der Quantenenergie der Strahlung und damit von der Wellenlänge λ sowie von den möglichen Anregungsenergien der Atome und damit von der Ordnungszahl Z . Abseits der Absorptionskanten gilt:

$$\tau_a = C \cdot \lambda^3 \cdot Z^4. \quad (7)$$

σ_a dagegen ist von diesen Größen viel weniger abhängig und außerdem in dem hier zur Verfügung stehenden Wellenlängengebiet viel kleiner als τ_a . Deswegen beruht bei den benutzten Röntgenstrahlen der Hauptanteil der Schwächung auf Absorption.

Die Absorption der Röntgenstrahlen beruht darauf (siehe Abschnitt 1.1),

dass die getroffenen Atome in den tieferen Elektronenschalen angeregt werden. Die Röntgenstrahlen können nur dann Atome anregen, wenn ihre Quantenenergie $h \cdot f$ hierzu ausreicht, werden aber in diesem Fall besonders stark von dem betroffenen Stoff absorbiert. Ist ihre Energie nur wenig kleiner als die erforderliche Anregungsenergie, dann ist die Schwächung sehr gering. Die Grenzwellenlänge, bei der die Strahlenenergie gerade noch zur Anregung der Atome eines bestimmten Stoffes ausreicht, heißt Absorptionskante dieses Stoffes (**Bild 9**). Die Grenzwellenlänge $\lambda_{g(K)}$, die gerade noch die Anregungsenergie der K -Schale eines Atoms liefert, heißt K -Absorptionskante des Stoffes. Entsprechend gibt es L -, M - usw. Absorptionskanten.

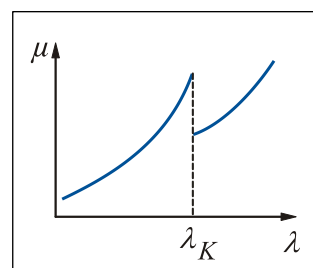


Bild 9: Schematische Darstellung einer Absorptionskante

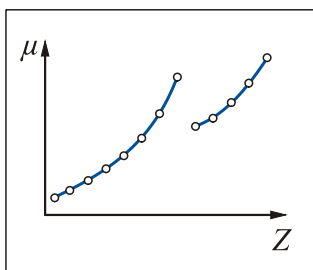


Bild 10: Abschwächung in Abhängigkeit von der Ordnungszahl

Die Bindungsenergie der Elektronen ist in jeder Schale eines Atoms unterschiedlich (am höchsten in der K -Schale, viel schwächer in der L -Schale usw.) Von Element zu Element wächst die Bindungsenergie entsprechender Schalen mit der Ordnungszahl stark an (Moseleysches Gesetz). Strahlung mit einer bestimmten Wellenlänge kann also nicht alle Elemente gleich gut anregen. Besonders gut werden solche Elemente angeregt, bei denen die Absorptionskante nur wenig größer ist als die anregende Wellenlänge. Damit ergibt sich die schematisch in **Bild 10** dargestellte Schwächung einer bestimmten Strahlung von der Ordnungszahl Z der Abschwächer.

Der leichte Wasserstoff ist demnach kaum röntgenwirksam, was in der Medizin ausgenutzt wird.

Die Abnahme der Intensität monochromatischer Röntgenstrahlung beim Durchdringen von Materie der geringen Schichtdicke dx ist proportional zur einfallenden Intensität und zu dx :

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dx \quad (8)$$

Durch Integration erhält man für beliebige Schichtdicken x das **Lambertsche Schwächungsgesetz**:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (9)$$

Der **lineare Schwächungskoeffizient** μ (oft auch „Absorptionskoeffizient“ genannt) hängt vom durchstrahlten Material und sehr stark von der Wellenlänge der Strahlung ab. Die Bedingungen im vorliegenden Versuch sind jedoch so gewählt, dass die Wellenlänge $\lambda=71$ pm den weitaus größten Anteil der Strahlung ausmacht. Daher kann der ermittelte Wert dieser Wellenlänge zugeordnet werden.

2. Versuch

2.1 Vorbetrachtung

Aufgabe: Bestimmen Sie die winkelabhängigen Wellenlängen λ ausgehend von den Verstellungswinkeln des Targets (3...12)° in einer Schrittweite von einem Grad für die Röntgenspektrometermessung mit einem NaCl-Einkristall.

2.2 Versuchsdurchführung

2.2.1 Verwendete Geräte

Schülerröntgengerät mit Mo-Röntgenröhre, NaCl-Kristall ($2d=563,94$ pm), Fensterzählrohr für Röntgenstrahlung, Absorptionssätze, Filterwechsler bestückt mit Zr, Cu, Fe, Ag und Al-Filter und Notebook mit Drucker.

2.2.2 Versuchshinweise

Aufgabe 1: Aufnahme eines Röntgenstrahlspektrums einer Molybdänanode nach der Bragg'schen Drehkristall-Methode mit einem Zählrohr-Goniometer (**Bild 6**).

- Machen Sie sich zunächst mit der Bedienungsanleitung des Röntgengerätes vertraut.
- Schalten Sie das Notebook mit dem Drucker ein und rufen Sie das Röntgenprogramm auf.
- Überprüfen Sie den Filterwechsler ob die **Position 1 (Leer)** eingestellt bzw. ob der NaCl-Kristall ordnungsgemäß in die Targethalterung montiert wurde.
- Schalten Sie das Röntgengerät ein und nehmen Sie nach **Tab. 1** die Einstellungen am Bedienfeld des Röntgengerätes vor.
- Betätigen Sie den Taster **COUPLED (Bragg-Einstellung)**, den Taster **ZERO (Nullpunkteinstellung)** und den Taster **SCAN ON/OFF (automatischer Start der Messung)**.
- Die Messung stoppt automatisch. Drucken Sie das Diagramm der Funktion $R_0 = f(\beta)$ mit Hilfe des Auswertungsprogramms aus (Zählrate $N = R_0$) und (Verstellungswinkel $\vartheta = \beta$).

Aufgabe 2: Aufnahme der Transmissionskurven unterschiedlicher Filter

- Der Filterwechsler sollt noch auf **Stellung 1** Stehen.
- Für die Erzeugung der Transmissionskennlinien nehmen Sie zunächst eine Messreihe der Intensität I_0 auf.
- Nehmen Sie nach **Tab. 1** die Einstellungen am Bedienfeld des Röntgengerätes vor.
- Betätigen Sie den Taster **COUPLED** (*Bragg-Einstellung*), den Taster **ZERO** (*Nullpunkteinstellung*) und den Taster **SCAN ON/OFF** (*automatischer Start der Messung*).
- Nach Beendigung der Messung stellen Sie den Filterwechsler auf **Stellung 2** bzw. **3**.
- Nehmen Sie die Intensitäten I für die entsprechenden Filtereinstellungen (*Zr und Cu*) ebenfalls auf.
- Gehen Sie im Messprogramm auf das Feld „**Transmission**“. Dabei werden die Transmissionskennlinien $T = f(\beta)$ der beiden Filter angezeigt.
- Drucken Sie das Diagramm der Funktion $T = f(\beta)$ mit Hilfe des Auswertungsprogramms einzeln für jeden Filter aus (*Intensität $I_0 = R_0$*), (*Intensität $I = R$*) und (*Verstellwinkel $\vartheta = \beta$*).

Aufgabe 3: Untersuchung der Schwächung von Röntgenstrahlung**a)** in Abhängigkeit von der Absorberdicke (*Aluminium*)

Ziel ist die experimentelle Herleitung des Lambertschen Schwächungsgesetzes nach Gleichung (9) und die Bestimmung des linearen Schwächungskoeffizienten μ . Da die Schwächung wellenlängenabhängig ist, muss die Messreihe mit einer monochromatischen Strahlung durchgeführt werden. Zufriedenstellende Ergebnisse erreicht man durch eine Anregung der Röntgenstrahlung mit einer Hochspannung von $U_A=21$ kV und einem **Zirkonfilter** (*Filterwechsler Stellung 2*) im Strahlengang zwischen Kollimator und Abschwächer. Bei dieser Hochspannung liegt das Maximum des Bremspektrums in unmittelbarer Nähe der *Mo-K α -Linie* mit $\lambda = 71$ pm. Die kurzwelligeren Anteile und die *Mo-K β -Linie* werden im Zirkonfilter relativ stark geschwächt.

- Stellen Sie den Filterwechsler auf **Stellung 2**. Montieren Sie anstelle des NaCl-Kristalls den **Absorber 1** in die Targethalterung.
- Nehmen Sie nach **Tab. 1** die Einstellungen am Bedienfeld des Röntgengerätes vor.
- Betätigen Sie den Taster **TARGET** (*nur der Absorber wird gedreht*), den Taster **ZERO** (*Nullpunkteinstellung*) und den Taster **SCAN ON/OFF** (*automatischer Start der Messung*).
- Nach Beendigung der Messung drucken Sie das Diagramm der Funktion $R = f(\beta)$ mit Hilfe des Auswertungsprogramms aus (*Intensität $I = R$*) und (*Verstellwinkel $\vartheta = \beta$*).
- Bestimmen Sie durch Einzeichnen im Diagramm die Anfahrwinkel.
- Messen Sie die Ausgangsintensität I_0 (*offenes Fenster der Abschwächerhalterung*) sowie die jeweilige Restintensität I für alle **6 Al-Abschwächer** in den **Dicken 0,5 bis 3,0 mm**.
- Nehmen Sie nach **Tab. 1** die Einstellungen am Bedienfeld des Röntgengerätes vor.
- Betätigen Sie den Taster **TARGET** (*nur der Absorber wird gedreht*), den Dreheinsteller **ADJUST** (*Festwinkелеinstellung*) und den Taster **SCAN ON/OFF** (*automatischer Start der Messung*).
- Nach Beendigung der Messung drücken Sie auf die Taste **REPLAY** (*Mittelwert erscheint kurz*).
- Notieren Sie sich den angezeigten Messwert.
- Wiederholen Sie die Messung für die anderen 6 Al-Abschwächer.

b) in Abhängigkeit vom Material des Absorbers

- Führen Sie den Versuch analog zur **Aufgabe 3a** durch.
- Verwenden Sie dazu den **Absorptionssatz 2**. Er besteht aus einem Leerfeld und **6 Abschwächer** der Dicke **0,5 mm** unterschiedlicher Materialien: ${}^6\text{C}$ (Polystyrol), ${}^{13}\text{Al}$ (Aluminium), ${}^{26}\text{Fe}$ (Eisen), ${}^{29}\text{Cu}$ (Kupfer), ${}^{40}\text{Zr}$ (Zirkon), ${}^{47}\text{Ag}$ (Silber).
- Nehmen Sie nach **Tab. 1** die Einstellungen am Bedienfeld des Röntengerätes vor.

Einstellungen am Bedienfeld des Röntengerätes

		Hochspannung U_A kV	Emissionsstrom I_{em} mA	Messzeit Δt s	Winkelschrittweite $\Delta\beta$	Startwinkel β_{min}	Endwinkel β_{min}
Aufgabe 1		35	1	5	0,1°	3°	12°
Aufgabe 2		35	1	5	0,1°	4,5°	10°
Aufgabe 3a	1	21	0,5	0,5	0,2°	-4°	64°
	2	21	0,5	30	0°	Anfahrwinkel	
Aufgabe 3b	1	30	0,5	0,5	0,2°	-4°	64°
	2	30	0,5	30	0°	Anfahrwinkel	

Tab. 1: Einstellübersicht

2.3 Versuchsauswertung

Aufgabe 1: Aufnahme eines Röntgenstrahlspektrums einer Molybdänanode nach der Bragg'schen Drehkristall-Methode mit einem Zählrohr-Goniometer

- Tragen Sie in das ausgedruckte Diagramm $R_0 = f(\beta)$ an den charakteristischen Röntgenstrahlungsspitzen K_α und K_β die genauen Glanzwinkel ϑ ein und berechnen Sie die dazugehörigen Wellenlängen λ .

Aufgabe 2: Aufnahme der Transmissionskurven von Kupfer und Zirkon

- Tragen Sie in die graphische Darstellung der Funktion $T = f(\vartheta)$ die Absorptionskanten K_{ein} und bestimmen Sie die entsprechende Wellenlänge λ_K .

Aufgabe 3: Untersuchung der Schwächung μ von Röntgenstrahlung

a) in Abhängigkeit von der Absorberdicke d für Aluminium

- Stellen Sie die Funktion $I = f(d)$ (Ableitung des Lambertschen Schwächungsgesetzes) auf halb-logarithmischem Papier graphisch dar (*I-logarithmisch*).
- Zeichnen Sie die Regressionsgeraden ein und berechnen Sie den linearen Schwächungskoeffizienten μ durch Bestimmung des Anstiegsexponenten der Funktion (siehe Gleichung (9)).

Literaturwert: Aluminium $\mu=14,24 \text{ cm}^{-1}$ bei $\lambda=72 \text{ pm}$.

b) in Abhängigkeit vom Material des Absorbers

- Stellen Sie in einem Diagramm die Funktion $\mu = f(Z)$ graphisch dar (siehe Bild 10).
- Interpretieren Sie das Ergebnis.