

Röntgenstrahlung (XST)

Themengebiet: Atomphysik

1 Einleitung

In diesem Versuch wird die Erzeugung und Detektion von Röntgenstrahlung untersucht. Zuerst wird das Spektrum der Molybdän-Röntgenröhre aufgenommen, wobei die Energieselektion über Bragg-Beugung an einem NaCl-Kristall erfolgt. Dann wird die Abschwächung der Röntgenstrahlung durch eine Zr-Folie gemessen. Nach Wechsel des Kristalls für die Bragg-Beugung wird mit den bisher gewonnenen Ergebnissen der Netzebenenabstand eines LiF-Kristalls bestimmt. Über die Abhängigkeit der Messrate vom Strom in der Röntgenröhre wird die Totzeit des verwendeten Detektors abgeschätzt. Zum Abschluss wird aus der Maximalenergie der Röntgenstrahlung der Wert des Planckschen Wirkungsquantums reproduziert.

2 Grundlagen

Mit dem Begriff Röntgenstrahlen bezeichnet man elektromagnetische Wellen, die bei der Abbremsung schneller Elektronen in der Elektronenhülle der Atome entstehen. Im langwelligen Bereich beginnt das Spektrum der Röntgenstrahlung im fernen Ultraviolett bei etwa 1 nm. Zu kurzen Wellen hin ist die Wellenlänge λ der im Labor erzeugten Röntgenstrahlen nur durch die technisch erreichbare Energie E der Elektronen begrenzt, wobei zwischen Energie und Wellenlänge die Beziehung

$$E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

gilt. Dabei sind $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34}$ Js das *Plancksche Wirkungsquantum* (seit 2019 als exakt definiert), ν die Frequenz der Welle und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

2.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung mit der Röntgenröhre

Vielfach werden Röntgenstrahlen, wie auch im Praktikumsversuch, in einer Röntgenröhre durch Abbremsung schneller Elektronen in fester Materie erzeugt. Der Aufbau einer solchen Röhre ist in Abbildung 1 dargestellt. Die Elektronen werden von einer Glühkathode emittiert. Sie werden im Feld der Hochspannung U von einigen 10 kV zwischen Kathode und Anode beschleunigt und treffen mit hoher Geschwindigkeit auf die Anode auf. Der Strom I der beschleunigten Elektronen und damit auch die Intensität der Röntgenstrahlung, lässt sich über die Heizspannung U_K an der Glühkathode regeln.

Beim Eindringen der beschleunigten Elektronen in das Anodenmaterial, im vorliegenden Fall Molybdän, wird die Röntgenstrahlung erzeugt. Das Spektrum der Strahlung besteht aus dem kontinuierlichen Spektrum der *Bremsstrahlung*, dem das *Linienpektrum* der *charakteristischen Röntgenstrahlung* überlagert ist.

2.1.1 Bremsstrahlung

Beim Auftreffen auf die Anode besitzen die Elektronen die kinetische Energie $E = e \cdot U$, die sie dann im Anodenmaterial wieder abgeben. Geschieht dies in einem Schritt, so hat die emittierte Röntgenstrahlung nach Gleichung (1) die Wellenlänge

$$\lambda_0 = \frac{h \cdot c}{e \cdot U}, \quad (2)$$

Strahlung mit kürzerer Wellenlänge kann nicht entstehen. Die Bremsstrahlung setzt bei dieser Wellenlänge λ_0 ein, durchläuft dann ein Maximum und nähert sich mit zunehmender Wellenlänge asymptotisch dem Wert Null.

Sind die Spannung U und die Grenzwellenlänge λ_0 durch Messung bekannt, so kann man über die Beziehung (2) das Plancksche Wirkungsquantum h berechnen.

Abbildung 2 zeigt qualitativ den Verlauf des Spektrums der verwendeten Röntgenröhre. Gut zu Erkennen ist die Grenzwellenlänge λ_0 , bei der die Strahlung einsetzt.

2.1.2 Charakteristische Strahlung

In Abbildung 2 ist auch das charakteristische Linienspektrum zu erkennen. Es entsteht, wenn die auf die Anode auftreffenden schnellen Elektronen Atome des Anodenmaterials ionisieren, indem Sie ein Elektron aus einer inneren Schale in das Kontinuum jenseits der Ionisationsenergien befördern. Auf den inneren Schalen entstehen also unbesetzte Elektronenzustände (Löcher). Beim anschließenden Übergang von Elektronen aus höheren Schalen in diese Zustände werden die entsprechenden diskreten Energiedifferenzen in Form von Röntgenstrahlen frei und verursachen das Linienspektrum der (für das jeweilige Anodenmaterial) charakteristischen Röntgenstrahlung. Bei den Ionisationsprozessen muss der Atomkern einen Teil des Impulses aufnehmen. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Löchern ist deshalb in den inneren Schalen (K und L) am größten, da die Kopplung zum Kern stärker ist als bei den äußeren Schalen.

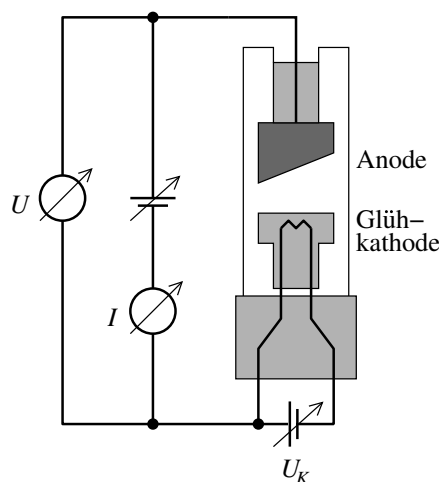


Abbildung 1: Schematischer Aufbau einer Röntgenröhre. Die aus der Glühkathode austretenden Elektronen werden mit der Hochspannung U auf die Anode beschleunigt, wo die Röntgenstrahlung entsteht. Der Strom I ist über die Kathodenspannung U_K einstellbar.

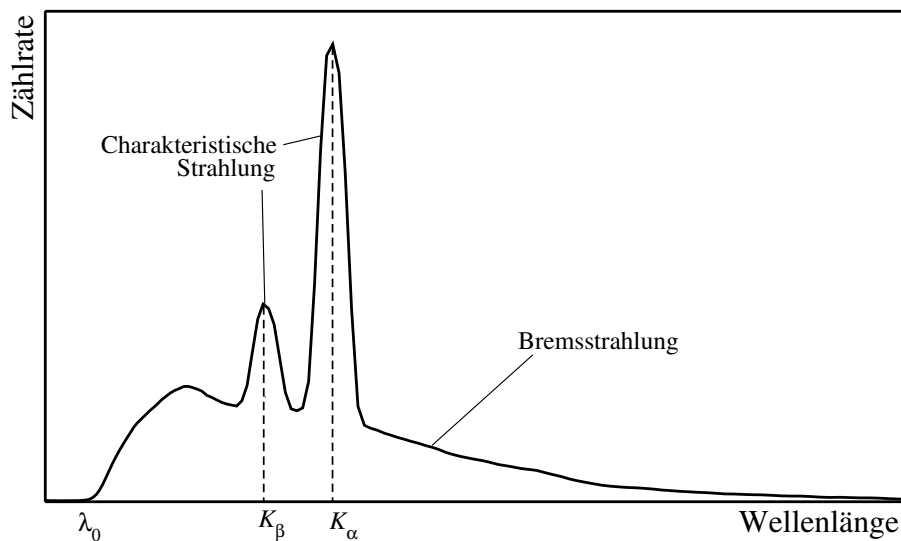


Abbildung 2: Typisches Emissionsspektrum einer Röntgenröhre. Die Bremsstrahlung setzt bei λ_0 ein durchläuft ein Maximum und geht bei großen Wellenlängen gegen Null. Das charakteristische Linienspektrum ist der Bremsstrahlung überlagert.

In Abbildung 3 sind die verschiedenen Energieniveaus eines Atoms dargestellt, sowie die möglichen Übergänge für Strahlungsemission. Die Emissionslinien werden mit dem Buchstaben des Atomniveaus (K,L,M,...) bezeichnet, das beim Übergang wieder besetzt wird. Der Index gibt an, aus welchem Niveau die Besetzung erfolgt (α = nächstes Niveau, β = übernächstes Niveau,...)

2.2 Absorption von Röntgenstrahlung

Für die Absorption¹ von elektromagnetischer Strahlung beim Durchgang durch ein Absorbermaterial der Dicke d findet man ganz allgemein die Gesetzmäßigkeit

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}, \quad (3)$$

wobei I_0 bzw. $I(d)$ die Intensitäten vor bzw. hinter dem Absorber sind. Den materialabhängigen Parameter μ nennt man Absorptionskoeffizient. Für die Absorption von Röntgenstrahlung sind generell drei mikroskopische Prozesse verantwortlich: Der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die elastische Streuung (im wesentlichen Rayleigh-Streuung). Für Absorber höherer Ordnungszahl liefert jedoch stets der Photoeffekt den dominierenden Beitrag. Man findet weiter, dass μ sehr stark von der Wellenlänge λ der Strahlung und der Ordnungszahl Z der Absorberatome abhängt. So steigt die Absorption grob mit Z^5 und λ^3 .

Neben diesem monotonen Anstieg mit λ erscheinen bei bestimmten Wellenlängen sprunghafte Änderungen von μ , die sogenannten Absorptionskanten. Mit abnehmendem λ (zunehmender Energie) werden die Bindungsenergien der Elektronen weiter tiefer liegender Schalen überschritten. Es stehen dann plötzlich mehr Elektronen zur Photoabsorption zur Verfügung, was den diskontinuierlichen Anstieg von μ erklärt. Dies ist in Abbildung 3 auf der linken Seite schematisch dargestellt.

¹Ein Photon der einfallenden Strahlung gilt dann als absorbiert, wenn es entweder seine Energie ändert, oder wenn es aus seiner originalen Flugrichtung heraus gestreut wird.

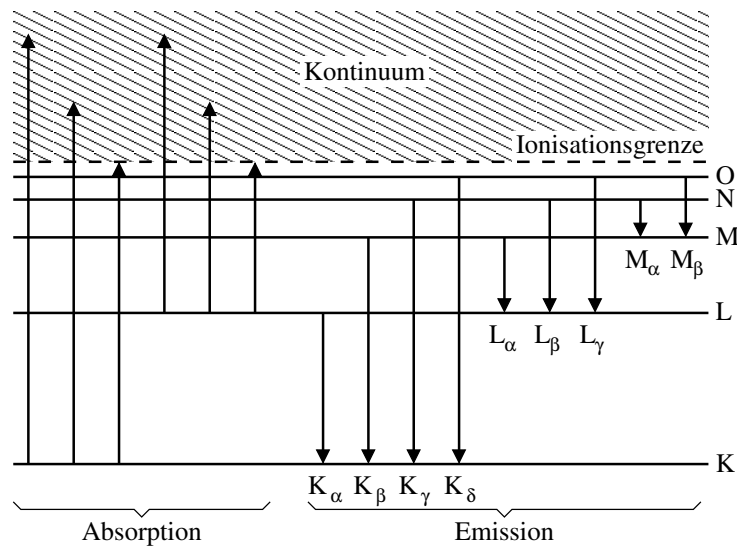


Abbildung 3: Energieniveauschema für Emission und Absorption. Bei Übergang zwischen diskreten Energieniveaus entsteht das charakteristische Linienspektrum der Röntgenemission. Bei der Absorption werden die Atome ionisiert, es entstehen Absorptionskanten, wenn die Röntgenenergie die nächste Ionisationsschwelle erreicht.

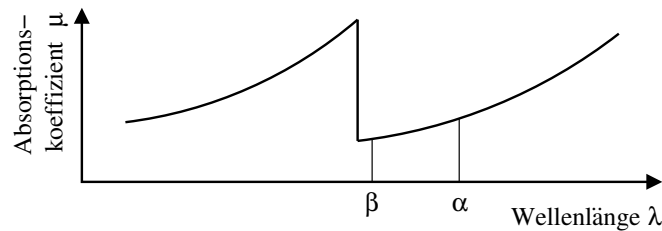


Abbildung 4: Der Absorptionskoeffizient steigt mit der Wellenlänge nichtlinear an, und nimmt an der Absorptionskante sprunghaft ab. Das Absorbermaterial ist für seine eigene charakteristische Röntgenstrahlung (mit α, β markiert) durchlässig.

Die Absorptionskanten bieten die Möglichkeit einer präzisen Bestimmung der Bindungsenergien der Absorberelektronen der inneren Schalen. Da die Endzustände der Photoabsorption im Kontinuum sind, liegt die Absorptionskante einer Schale stets bei höherer Energie, als die zu ihr gehörigen charakteristischen Röntgenlinien (vgl. Abbildungen 3 und 4). Folglich sind alle Materialien für ihre eigene charakteristische Strahlung gut durchlässig.

Für viele praktische Anwendungen benötigt man monochromatische Röntgenstrahlung. Zu diesem Zweck können mit Hilfe der Absorptionskanten geeigneter Materialien (ungleich Anodenmaterial der Röntgenröhre) charakteristische Linien aus Röntgenspektren gefiltert werden. Liegt eine Kante des Filters z.B. zwischen der K_α - und der K_β -Linie eines Röntgenspektrums (vgl. Abbildung 2), so wird die K_β -Linie im Vergleich zur K_α -Linie stark geschwächt. Ebenso wird der Bremsstrahlungsuntergrund erheblich reduziert.

Im Experiment wird das Absorptionsverhalten eines Materials durch Messung der Transmission bestimmt. Ermittelt wird die Intensität $I(\lambda)$ der Röntgenstrahlen nach Durchgang durch den Absorber in Abhängigkeit von

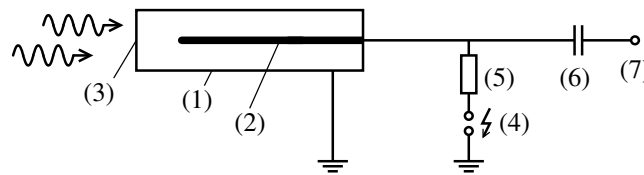


Abbildung 5: Schema eines Geiger-Müller-Zählrohrs: (1) Zählrohrmantel, (2) Draht, (3) Eintrittsfenster, (4) Hochspannung, (5) Arbeitswiderstand, (6) Trennkondensator, (7) Anschluss für Zählerelektronik

der Wellenlänge λ . Ist $I_0(\lambda)$ die Intensität ohne Absorption, so bezeichnet man die Wellenlängenabhängigkeit des Verhältnisses als Transmissionskurven

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}. \quad (4)$$

Die Absorption A ist dann

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda) = \frac{I_0(\lambda) - I(\lambda)}{I_0(\lambda)}. \quad (5)$$

2.3 Nachweis von Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlen können photochemische Prozesse hervorrufen und deshalb Photoplatten schwärzen. In einigen natürlichen Mineralien und künstlich hergestellten Materialien erzeugen sie eine gut sichtbare Fluoreszenz. Gase werden von Röntgenstrahlen ionisiert. Alle diese Erscheinungen werden zum Nachweis der Röntgenstrahlen benutzt.

2.3.1 Das Geiger-Müller-Zählrohr

Im vorliegenden Praktikumsversuch wird zum Nachweis der Röntgenstrahlung ein *Geiger-Müller-Zählrohr* verwendet, das schematisch in Abbildung 5 dargestellt ist. Es besteht aus einem mit Gas gefüllten Metallrohr (1) und einem einseitig eingespannten Draht (2) in der Rohrachse. Die Eintrittsöffnung (3) des Rohrs ist durch ein dünnes Glimmerfenster verschlossen. Rohr und Draht sind gegeneinander elektrisch isoliert. Zwischen beiden liegt eine elektrische Spannung von mehreren 100 V. Röntgenstrahlen, die durch das Fenster eindringen, ionisieren Gasmoleküle. Die dabei frei werdenden Elektronen werden im elektrischen Feld in Richtung des positiv geladenen Drahts beschleunigt und erzeugen durch Ionisation weitere Elektronen. Die so entstehende Elektronenlawine, die schließlich den Draht erreicht. So entsteht ein kurzzeitiger Stromfluss, der am Arbeitswiderstand (5) als Spannungsimpuls abgegriffen wird. Über den Trennkondensator (6) gelangt dieser zur weiteren elektronischen Verarbeitung in die Zählerelektronik (7).

2.3.2 Detektortotzeit

Unmittelbar nach dem Nachweis eines Röntgenquants benötigt ein Detektor eine gewisse Zeit, bis es wieder bereit ist, weitere Ereignisse zu registrieren. Diese Zeit nennt man Totzeit τ . Weitere Röntgenquanten, die in dieser Zeitspanne eintreffen, können nicht nachgewiesen werden. Die gemessene Zählrate R_Z ist also immer

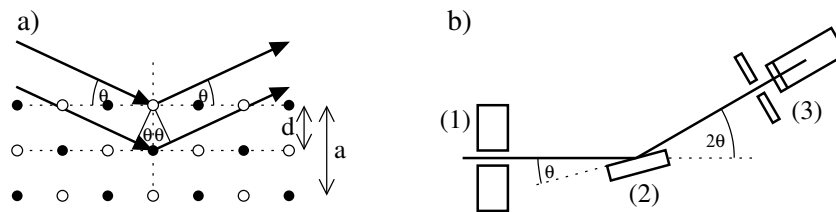


Abbildung 6: a) Bragg-Beugung am Kristallgitter mit Netzebenenabstand d und Gitterkonstante a für z.B. NaCl- oder LiF-Kristalle. b) Schematische Darstellung der θ - 2θ -Kopplung von Proben- und Detektorwinkel: (1) Kollimator, (2) Probentisch, (3) Detektor mit Blende.

kleiner als die tatsächliche Rate R der eintreffenden Quanten, selbst wenn die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Einzelquants eins wäre.

Abhängig von der Bauart des Detektors und der angeschlossenen Messelektronik kann man zwei Typen der Totzeit unterscheiden:

1. **nicht verlängerbare Totzeit:** Röntgenquanten, die während der Totzeit auf den Detektor treffen, werden zwar nicht registriert, haben aber sonst keinen Einfluss auf die Totzeit.
2. **verlängerbare Totzeit:** Während der Totzeit auf den Detektor treffende Röntgenquanten werden nicht gezählt, starten aber eine neue Totzeit. Das im Versuch verwendete Geiger-Müller-Zählrohr ein Beispiel für einen Detektor mit verlängerbarer Totzeit[1].

Im Fall verlängerbarer Totzeit ergibt sich für die Zählrate R_Z in Abhängigkeit der Totzeit τ und der Rate R der tatsächlich eintreffenden Quanten[Kri21]

$$R_Z = R \cdot e^{-R \cdot \tau}. \quad (6)$$

2.3.3 Röntgenbeugung an Kristallgittern

Um eine wellenlängenaufgelöste Messung zu erreichen, bedient man sich im Versuch der Beugung am Gitter. Für die für Röntgenbeugung benötigten kleinen Gitterkonstanten zu erreichen, benutzt man Kristalle als Gitter.

Die Röntgenstrahlung fällt unter dem Winkel θ auf die Netzebenenchar mit dem Netzebenenabstand d eines Kristalls, wie in der Abbildung 6 a) skizziert. Die Welle wird an den Atomen in den verschiedenen Netzebenen gebeugt. Die gestreuten Wellen interferieren miteinander. Beugungsmaxima beobachtet man, wenn die Differenz zwischen den benachbarten Netzebenen gestreuten Wellen ein Gangunterschied von ganzen Vielfachen der Wellenlänge ist, d.h. wenn die Bragg-Bedingung

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \theta_n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

erfüllt ist. Damit diese Beugungsmaxima von einem Detektor erfasst werden, muss dieser um den doppelten Winkel, $2\theta_n$ gegenüber der Richtung des auf den Kristall einfallenden Röntgenstrahls bewegt werden. Dazu dient im Röntgenspektrometer ein Goniometer, das diese θ - 2θ -Kopplung gewährleistet. In Abbildung 6 b) ist dies skizziert.

Im Versuch ist später zu beachten, dass bei den hier verwendeten zweiatomigen Kristallen (NaCl und LiF) der Netzebenenabstand d gerade die Hälfte der *Gitterkonstanten* a ist.

2.3.4 Direkte Sichtbarkeit von Röntgenstrahlen

Was nur wenige Physiker wissen und viele nicht glauben wollen: Röntgenstrahlen sind ohne weitere Hilfsmittel direkt mit dem Auge wahrnehmbar. Das wollte Röntgen selbst zunächst auch nicht glauben, bestätigte es dann aber doch aus eigenen Messungen. Es scheint bis heute noch nicht klar zu sein, welche Prozesse die direkte Wahrnehmung ermöglichen. Eine ausführliche Zusammenfassung älterer Arbeiten hierzu ist auf der Praktikumswebseite beim Versuch abrufbar.

3 Aufgabenstellung

Folgende Aufgaben sollen in diesem Versuch behandelt:

1. Messen Sie das Emissionsspektrum der Röntgenröhre mit Molybdänanode durch Beugung an einem NaCl-Kristall, dessen Gitterkonstante gegeben ist. Bestimmen sie Wellenlänge und Energie der K_α - und K_β -Linie der charakteristischen Röntgenstrahlung. Ordnen Sie zu diesem Zweck dem Streuwinkel Wellenlänge, bzw. Energie zu.
2. Messen Sie die Absorption von Röntgenstrahlen in einer Zirkoniumfolie in Abhängigkeit von der Wellenlänge durch Beugung an einem NaCl-Einkristall. Bestimmen Sie die Transmissionskurve in diesem Bereich und ermitteln Sie daraus die Lage der Absorptionskante.
3. Schätzen Sie die Genauigkeit der Winkeleinstellung durch die Positionsabweichungen zweier Messungen mit unterschiedlicher Kristallorientierung.
4. Bestimmen Sie nun für LiF durch Beugung von Röntgenlicht bekannter Wellenlänge den Netzebenenabstand parallel zu den Spaltflächen, sowie die Gitterkonstante. Verwenden Sie die vorher bestimmten Wellenlängen der K_α - und K_β -Linie der charakteristischen Röntgenstrahlung.
5. Bestimmen Sie die Totzeit des Detektors. Messen Sie dazu die Intensität der K_α -Linie bei unterschiedlichen Strömen I in der Röntgenröhre.
6. Bestimmen Sie das Plancksche Wirkungsquantum aus der kurzwelligen Grenze des kontinuierlichen Spektrums der Bremsstrahlung. Ermitteln Sie entsprechende Spektren für verschiedene maximale Elektronenenergien (verschiedene Beschleunigungsspannungen) über die Winkelverteilung der am LiF-Einkristall gebeugten Wellen.

4 Versuchsdurchführung

Der Versuch wird an einem Schulröntgengerät (LD-Didactic 554 81) mit Röntgenröhre mit Molybdänanode durchgeführt, an dessen Bedienfeld alle wichtigen Parameter eingestellt werden können. Die genauere Beschreibung des Gerätes und der Einstellmöglichkeiten erhalten Sie am Messplatz.

Die Datenaufnahme erfolgt dann mittels Computer. Starten Sie dazu das Programm „X-Ray“.
Vergessen Sie nicht zwischen Ihren Messungen die Daten zu speichern.

4.1 Messaufgaben

Aufgabe 1: Emissionsspektrum der Röntgenröhre

Befestigen Sie zunächst den NaCl-Einkristall auf den Probenstisch.

Der Kristall darf nur an den Stirnseiten und nur mit trockenen Fingern angefasst werden.

Stellen Sie eine Röhrenhochspannung $U = 35$ kV, einen Emissionsstrom $I = 0,8$ mA, eine Messzeit pro Winkelschritt $\Delta t = 1$ s, und eine Winkelschrittweite $\Delta\beta = 0,1^\circ$ ein.

Schalten Sie die θ - 2θ -Kopplung (COUPLED) ein und stellen Sie die untere und obere Grenze des Probenstischwinkels (β LIMITS) auf 2° und 25° .

Starten Sie die Messung (SCAN). Die Datenaufnahme startet automatisch.

Sollten in der dritten Beugungsordnung nicht beide Linien (K_α - und K_β) klar erkennbar sein, messen Sie noch einmal im Winkelbereich von 18° und 23° mit einer höheren Integrationszeit $\Delta t = 8$ s und einem Emissionsstrom von $I = 1,0$ mA.

Aufgabe 2: Absorption in einer Zirkoniumfolie

Befestigen Sie die Zirkoniumfolie (Zr, Dicke 0,05 mm) auf dem Detektor. Nehmen Sie das Spektrum im Winkelbereich des Probenstisches von 4° und 10° mit $I = 0,8$ mA und $\Delta t = 1$ s auf. Entfernen Sie nach der Messung die Zr-Folie wieder vom Detektor.

Aufgabe 3: Messung der Winkelgenauigkeit

Drehen Sie nun den NaCl-Kristall um 180° (um die Normale des Probenstisches). Nehmen Sie das Spektrum im Winkelbereich des Probenstisches von 2° und 10° bei sonst unveränderten Einstellungen auf.

Aufgabe 4: Röntgenbeugung an Lithiumfluorid

Jetzt wird der NaCl-Kristall gegen einen LiF-Einkristall ausgetauscht, die gelbe Markierung auf dem Kristall muss zur Röntgenquelle zeigen. Nehmen Sie das Spektrum im Winkelbereich des Probenstisches von 2° und 25° auf.

Der LiF-Kristall bleibt auf dem Probenstisch, die weiteren Messungen werden damit durchgeführt.

Aufgabe 5: Intensitätsabhängige Messung

Nehmen Sie Spektren mit unterschiedlichen Emissionsströmen I im Winkelbereich von 8° und 11° auf, wobei die Messzeit pro Winkelschritt auf $\Delta t = 4$ s erhöht wird. Die Hochspannung bleibt auf $U = 35$ kV.

Variieren Sie den Strom von $I = 0,1$ mA bis $I = 1,0$ mA in Schritten von $0,1$ mA.

Aufgabe 6: Messung der Minimalwellenlänge in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung

Tabelle 1: Parametereinstellungen bei der Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums

U (kV)	I (mA)	Δt (s)	Winkelbereich
35,0	0,8	8	$4,0^\circ - 6,5^\circ$
32,5	0,8	8	$4,5^\circ - 7,0^\circ$
30,0	0,8	8	$5,0^\circ - 7,5^\circ$
28,0	1,0	16	$5,5^\circ - 8,0^\circ$
26,0	1,0	16	$6,0^\circ - 8,5^\circ$
24,0	1,0	16	$6,5^\circ - 8,5^\circ$

Tabelle 2: Angaben zu den Unsicherheiten des Röntgenerätes

Parameter		Unsicherheit
Hochspannung	$u(U)$	0,5 kV
Emissionsstrom	$u(I)$	20 μA
Winkel	$u(\beta)$	0,05°
Zeit	$u(t)$	vernachlässigbar

Nehmen Sie Spektren mit unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen auf. Benutzen Sie die Parametereinstellungen aus Tabelle 1. Als Winkelschrittweite wählen Sie $\Delta\beta = 0,1^\circ$.

4.2 Auswertung

Hinweise:

- Es ist nicht in allen Aufgaben explizit angegeben, welche Abbildungen an welcher Stelle stehen sollen. Hier sind Sie selber gefragt, zu entscheiden, welche Abbildungen Sie benötigen. Es ist auch sinnvoll, selber aus den Messdaten die geforderten Diagramme anzufertigen. Screenshots der Bilder des Programms X-Ray entsprechen nicht den Anforderungen an eine Ausarbeitung.
- Für die Unsicherheiten sind Angaben in 2 gegeben.
- Vergessen Sie nicht, Ihre Ergebnisse zu diskutieren.

Aufgabe 7: Bestimmung der Winkelunsicherheit

Schätzen Sie aus der Verschiebung der beiden in Aufgabe 1 und 3 gemessenen Kurven gegeneinander eine Winkelunsicherheit ab. Diese kommt zur oben genannten Unsicherheit noch hinzu.

Aufgabe 8: Emissionsspektrum der Molybdän-Röntgenröhre

Bestimmen Sie nun die Winkel-Positionen der K_α - und K_β -Linie für die ersten drei Beugungsordnungen und jeweils die dazugehörige Wellenlänge und die Energie mit Unsicherheiten. Bilden Sie dann die gewichteten Mittelwerte für Wellenlänge und Energie und vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit Literaturwerten (Quellenangabe

nicht vergessen!).

Die Gitterkonstante des NaCl-Kristalls beträgt $a = 564,02$ pm.

Aufgabe 9: Transmission der Zirkonium-Folie

Bestimmen Sie aus den Messungen der Aufgaben 1 und 2 die Wellenlänge und die Energie der Absorptionskante mit Unsicherheit.

Aufgabe 10: Gitterkonstante des LiF-Kristalls

Bestimmen Sie aus den Winkel-Positionen der K_α - und K_β -Linie des in Aufgabe 4 gemessenen Spektrums den Netzebenenabstand und die Gitterkonstante des LiF-Kristalls mit Unsicherheit. Benutzen Sie die in Aufgabe 8 bestimmten Wellenlängen.

Aufgabe 11: Bestimmung der Detektortotzeit

In diesem Versuchsteil nutzt man die in Aufgabe 5 gemessenen Daten. Aus den Messraten des Maximums der K_α -Linie bei den unterschiedlichen Strömen lässt sich dann unter bestimmten Annahmen die Detektortotzeit ermitteln.

Wir nehmen dazu an, dass die echte Ereignisrate R linear mit dem Strom I steigt, also $R = r \cdot I$. Mit der Gleichung (6) ergibt sich dann für die gemessene Zählrate

$$R_Z = r \cdot I \cdot e^{-r \cdot \tau \cdot I}. \quad (8)$$

Bestimmen Sie mit einem geeigneten Fit (mit den Parametern r und τ) Detektor-Totzeit aus den Daten.

Aufgabe 12: Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums

Durch Extrapolation eines gemessenen Spektrums zu kleinen Winkeln hin erhält man den Grenzwinkel θ_0 , an dem das Bremspektrum aufhört. Mit der Bragg-Bedingung (7) wird die zu diesem Winkel gehörende Grenzwellenlänge λ_0 bestimmt, und daraus mit Gleichung (2) und der jeweiligen Hochspannung U das Plancksche Wirkungsquantum h . Das Endergebnis erhält man dann als gewichteten Mittelwert der Einzelwerte.

Bei der Ermittlung der Messunsicherheit von h ist die bei der Extrapolation auftretende Unsicherheit zu berücksichtigen.

5 Fragen

1. Bis zu welcher Ordnung könnte man (hinreichend große Intensität vorausgesetzt) den Glanzwinkel der K_α -Linie des Molybdän beim LiF-Kristall maximal noch nachweisen, bis zu welcher beim NaCl-Kristall? Bei welchem Winkel treten diese Ordnungen jeweils auf?
2. Wie kann man aus den vorliegenden Messungen die Energie der L_α -Linie ermitteln?

Literatur

[Kri21] Hanno Krieger, *Strahlungsmessung und Dosimetrie*, 3te Auflage, Springer-Spektrum, Berlin, 2021.