

Protokoll zum  
physikalischen Anfängerpraktikum:  
Emission von RÖNTGENstrahlen

Jan Korger, Studiengang Physik-Diplom, Universität Konstanz  
Sonja Bernhardt, Studiengang Physik-Diplom, Universität Konstanz

durchgeführt am 05.10.2004

## 1 Einleitung

Spektroskopische Untersuchung der von einer Röntgenröhre mit Cu-Anode ausgesandten Röntgenstrahlen mit Hilfe eines Bragg-Spektrometers und eines Geiger-Müller-Zählrohres.

Aufzeichnung der Intensität in Abhängigkeit des Glanzwinkels und Bestimmung der kurzwelligen Grenze des Röntgenspektrums, der Lage des Maximums der Kontinuums und der charakteristischen Peaks.

## 2 Theorie

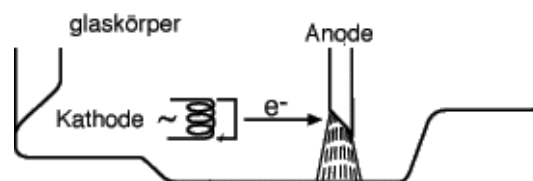
### 2.1 Röntgenstrahlung

Der deutsche Physiker Wilhelm Conrad Röntgen publizierte 1895 als Professor der Universität Würzburg "Über eine neue Art von Strahlen", die er "X-Strahlen" nannte, welche er zufällig bei einem Experiment an einer Kathodenstrahlröhre entdeckt hatte. Im deutschen Sprachraum wurden diese Strahlen später nach ihm benannt, international heißen sie weiterhin "x rays". Man geht davon aus, dass andere Wissenschaftler vor ihm, die auch an Kathodenstrahlröhren forschten, die Wirkung von Röntgenstrahlung beobachtet haben, ohne deren Bedeutung zu erkennen.

Röntgenstrahlung nennt man elektromagnetische Strahlung mit Frequenzen zwischen  $3 \cdot 10^{16}$  Hz und  $3 \cdot 10^{21}$  Hz bzw. Wellenlängen zwischen 0.1 pm und 1 nm. Dies entspricht einer Photonenenergie von 100 eV bis 250 keV.

Röntgenstrahlen entstehen durch starke Beschleunigung von Elektronen oder durch hochenergetische Übergänge in den Elektronenhüllen von Atomen oder Molekülen. Beides findet in der Röntgenröhre statt; die Entstehung von Röntgenstrahlung wird jedoch auch in Teilchenbeschleunigern beobachtet (*Synchrotronstrahlung*).

### 2.2 Erzeugung in der Röntgenröhre



Eine Röntgenröhre besteht aus Anode und Kathode in einem Glaskörper unter stark vermindertem Druck.

Elektronen werden durch eine hohe Spannung beschleunigt. Die Röntgenstrahlung entsteht in der Röntgenröhre jedoch nicht bei der Beschleunigung der Elektronen – die durch die angelegte Spannung verursachte Beschleunigung ist nicht stark genug –, sondern beim Auftreffen auf die Anode.

Einerseits werden hier die Elektronen stark abgebremst, wobei Energie unter anderem als Strahlung frei wird (*Bremsstrahlung, Bremskontinuum*). Andererseits werden Elektronen aus den Schalen<sup>1</sup> der Metall-Atome herausgeschlagen. Die Schalen werden wieder mit anderen Elektronen aufgefüllt, wobei elementspezifische Strahlung entsteht (*charakteristische Röntgenstrahlung*).

Den Wirkungsgrad kann aus der angelegten Spannung  $U_0$  und der Kernladungszahl  $Z$  des Anodenmaterials mit der Formel

$$\eta = 1 \cdot 10^{-6} \text{ V}^{-1} \cdot U_0 \cdot Z \quad (1)$$

berechnet werden. Er liegt bei etwa einem Prozent. Der Rest wird in Wärmeenergie umgesetzt. Daher ist eine Kühlung der Anode unbedingt erforderlich.

Röntgenröhren benötigen ein mit Blei ausgekleidetes Schutzgehäuse nach DIN 6814 Blatt 6.

### 2.3 Wirkung der Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung kann Materie durchdringen, sie wird dabei je nach Material unterschiedlich stark abgeschwächt.

Die Energie von Röntgenstrahlen reicht aus, um Elektronen aus einem Atom oder Molekül zu entfernen. Solche *ionisierende Strahlung* kann Krebs verursachen.

<sup>1</sup>Schalenmodell des Atoms: siehe 2.10

## 2.4 Nachweis von Röntgenstrahlung

- **Geiger-Müller-Zählrohr:** 1928 erfanden Hans Geiger und Walter Müller einen Detektor für ionisierende Strahlung. Er besteht aus einem Metallrohr als Kathode und einem Anodendraht. Eine Seite ist ein strahlendurchlässiges Fenster, die andere ein Isolator. Im Innern befindet sich ein Edelgas. Zwischen den beiden Elektroden legt man eine Spannung von mehreren hundert Volt an. Tritt Röntgenstrahlung ein, ionisiert diese Edelgas-Atome indem Elektronen aus deren äußeren Schale entfernt werden. Diese werden (wenn sie sich nahe genug an der Anode befinden, hier ist das E-Feld wegen der geringen Oberfläche des Anodendrahtes sehr groß) stark beschleunigt und ionisieren durch Stöße andere Gas-Atome. Diese Kettenreaktion ermöglicht einen messbaren Stromfluss. Üblicherweise wird der Spannungsabfall an einem Widerstand im Stromkreis verstärkt und durch einen Lautsprecher oder Lämpchen hör- bzw. sehbar gemacht. Der Strom fließt nicht konstant sondern in Impulsen. Die Anzahl der Impulse pro Zeiteinheit ist ein Maß für die Intensität der Strahlung.
- **Photographischer Effekt:** Röntgenstrahlen schwärzen wie auch sichtbares Licht photographische Filme. Da Röntgenstrahlung Materie durchdringt, kann der Film leicht vor Licht geschützt werden und trotzdem Röntgenstrahlung nachweisen.
- **Lumineszenzeffekt** (kaltes Leuchten): Röntgenstrahlen regen manche Materialien zu einem optischen Phänomen an, das man Fluoreszenz nennt. Dabei absorbiert ein Atom ein Photon und emittiert später eines niedrigerer Energie (im sichtbaren Spektrum). (Die Wellenlänge des emittierten Photons genügt Bohrs zweitem Postulat, wodurch sich das absorbierende Material indentifizieren lässt.) (Lumineszenz ist ein Überbegriff für eine Klasse ähnlicher Phänomene.)

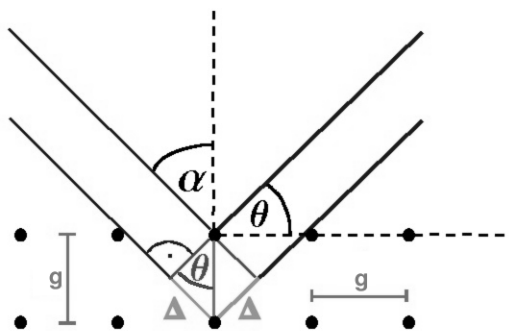
## 2.5 Dosiseinheiten

- Ionendosis  $J$ , Einheit C/kg
- Energiedosis  $D$ , Einheit Gy= J/kg
- Äquivalenzdosis und effektive Äquivalenzdosis berücksichtigen biologische Wirkung durch Bewertungsfaktoren, Einheit Sv= Gy

## 2.6 Beugung am Kristallgitter

Trifft Röntgenstrahlung (Wellenlänge  $\lambda$ ) wird auf einen Kristall (oder kristallines Pulver) mit geeignetem Netzebenenabstand  $g$ , tritt unter dem sogenannten Glanzwinkel  $\theta$  konstruktive Interference auf, wenn die Phasendifferenz  $\Delta$  ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Die *Bragg-Beziehung* folgt direkt aus einer geometrischen Betrachtung, die bereits aus der Schulzeit wohl bekannt ist:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot g \cdot \sin \theta \quad (2)$$



## 2.7 Streuung nach Rayleigh und Compton

Rayleigh-Streuung tritt auf bei der Streuung von Licht an Gasen, zum Beispiel Sonnenlicht in der Atmosphäre, oder bei elektromagnetischen Wellen (wie Röntgenstrahlung) an Objekten, deren Durchmesser kleiner ist als die Wellenlänge. Der Streuquerschnitt bei Rayleigh-Streuung ist proportional zur vierten Potenz der Frequenz. Sie ist "kohärent", die Wellenlänge bleibt also unverändert.

Als Compton-Effekt bezeichnet man einen Vorgang, bei dem die Wellenlänge nach der Streuung an freien Teilchen um  $\Delta\lambda$  vergrößert wird.  $\Delta\lambda$  ergibt sich aus dem Photonenimpuls mit Impuls- und Energieerhaltungssatz zu:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\vartheta) \quad (3)$$

## 2.8 Auger-Effekt

Beim Auger-Effekt wird ein kernnahes Elektron durch harte Strahlung aus einem Atom herausgeschlagen. Eines der äußeren Elektronen fällt in die Lücke herab, wobei Energie als atomspezifische Strahlung frei wird.

Dieser Effekt ist benannt nach Pierre Auger und wurde 1923 von Lise Meitner entdeckt.

## 2.9 Duan-Hunt-Gesetz

Nach dem Duan-Hunt'schen Gesetz gilt für die Grenzfrequenz  $f_0$  mit der Beschleunigungsspannung  $U_0$  und der Planck-Konstanten  $h$

$$e \cdot U_0 = h \cdot f_0 \quad (4)$$

und gemäß  $c = f \cdot \lambda$  für die Grenzwellenlänge:

$$\lambda_0 = \frac{hc}{eU_0} \quad (5)$$

## 2.10 Bohr'sches Atommodell und Quantenzahlen

Das *Bohr'sche Atommodell* beruht auf zwei Postulaten, die sich erst später – mit Hilfe der Quantenmechanik – begründen ließen und die der klassischen Mechanik und Elektrodynamik widersprechen:

1. Ein atomares System hat stationäre Zustände mit bestimmten diskreten Energiewerten. Elektronen können sich nur auf bestimmten diskreten Kreisbahnen um den Atomkern bewegen.
2. Ein atomares System kann seine Energie nur ändern, indem es von einem stationären Zustand in einen anderen stationären Zustand übergeht. Wenn mit dem Übergang Emission oder Absorption von Strahlung verknüpft ist, so entspricht die Energie derer Photonen exakt der Energieänderung.

Hierzu kommt die *Auswahlbedingung*: Der Drehimpuls des Elektrons ist ein ganzzahliges Vielfaches von

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (6)$$

Das Bohr'sche Atommodell war auch das erste *Schalenmodell*, nach dem Elektronen in konzentrischen Schalen um den Kern angeordnet sind.

Das Bohr'sche Atommodell wurde vom Orbitalmodell abgelöst. Es basiert auf den Erkenntnissen der Quantenmechanik und benutzt an Stelle von Kreisbahnen lediglich Aufenthaltswahrscheinlichkeiten. Orbitale werden hier durch die Quantenzahlen  $m$ ,  $n$ ,  $l$  und  $s$  klassifiziert.

## 2.11 Moseley-Gesetz und Rydberg-Formel für die charakteristischen Linien

Moseley fand folgende Beziehung für die sogenannte  $K_\alpha$ -Übergänge:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - 1)^2 \cdot \frac{3}{4} \quad (7)$$

wobei  $R$  die Rydberg-Konstante und  $Z$  die Ordnungszahl des Anodenmaterials ist.

Diese Formel ist ein Sonderfall der Rydberg-Gleichung:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - a)^2 \cdot \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{mit: } n > m \quad (8)$$

Die Konstante  $-a$  (8) oder  $-1$  (7) tragen der Abschirmung der Kernladung durch weiter innen gelegene Elektronen Rechnung. Äußere Elektronen brauchen nicht berücksichtigt zu werden, da das Innere einer Kugel feldfrei ist.

## 2.12 Fragen

### 2.12.1 Was ist die Aufgabe einer möglichen dritten Elektrode (in älteren Physikbüchern)?

Mir liegt kein ausreichend altes Physikbuch vor. Manchmal dient die Anode nicht dazu die beschleunigten Elektronen abzubremesen. (Sie hat dann ein Loch.) Die Elektronen werden dann von einer dritten Elektrode, der Antikathode, abgebremst.

### 2.12.2 Messung von $h$

- Methoden zur Messung der Elementarladung  $e$ 
  - Millikan
  - Elektrolyse
  - Ablenkung von Elektronen in elektrischen Feldern
- Methoden zur Messung der Lichtgeschwindigkeit  $c$ 
  - Aufzeichnung der Verfinsterung der Jupitermonde
  - Zahnradmethode
  - Drehspiegelmethode
  - Resonatormethode

### 2.12.3 Wir erklären Sie sich das “-1” in Gleichung (7)

Auf das nachrückende Elektron aus der L-Schale wirkt nicht die gesamte Kernladung  $Z$ , sondern nur  $Z - 1$ , da in der K-Schale noch ein weiteres Elektron ist, welches eine Elementarladung abschirmt. Siehe auch Abschnitt 2.11.

### 2.12.4 Warum haben die $K_\alpha$ -Übergänge zwei und nicht drei Komponenten?

Nur zwei der drei im Röntgenniveauschema möglichen Übergänge von L nach K sind durch die Auswahlregeln erlaubt, beim Übergang von  $L_I$  ist  $\Delta l = 0$ .

### 2.12.5 Lassen sich Röntgenstrahlen an Stelle von Elektronen auch mit Protonen erzeugen?

Theoretisch ja. Protonen können im Kernfeld abgebremst werden und Protonen können einen Impuls auf Elektronen übertragen. Problematisch ist die vergleichsweise große Masse der Protonen.

### 2.12.6 Spielt die Polung beim GM-Zählrohr eine Rolle?

Ja, nur in der Umgebung eines dünnen Drahtes wird die Feldstärke ausreichend groß. Siehe auch Abschnitt 2.4.

### 2.12.7 Was verstehen Sie unter dem Plateau des GM-Zählrohres?

Das GM-Zählrohr registriert Impulse. Lässt man die Einstrahlungsintensität konstant, ändert aber die Spannung am Zählrohr, so findet man einen Spannungsbereich, in dem die Zahl der gemessenen Impulse pro Zeiteinheit nur wenig mit der Spannung ansteigt. Diesen Bereich bezeichnet man als Plateau des Zählrohres. Oberhalb des Plateaus steigt die Impulsrate wegen Störeffekten steil an, bis letztendlich eine Dauerentladung stattfindet.

### 2.12.8 Kann das Zählrohr auch noch anders als als “Geiger-Müller-Zählrohr” verwendet werden?

Man kann es als Proportionalitätszähler verwenden, das heißt so, dass stark ionisierende Strahlung stärkere Impulse gibt also schwache. Hierzu wird die Betriebsspannung gesenkt.

## 2.13 Aufgabe für Physiker

### 2.13.1 Berechnen Sie die spektrale Breite $\delta\lambda$ des vom Spektrometer bestimmten Wellenlängenintervalls

Betrachtet man einen Strahl, der die beiden Lochblenden parallel zur optischen Achse passiert, und einen weiteren, der auch beide Lochblenden trifft, jedoch unter größtmöglichem Winkel zur optischen Achse, schneiden sich diese unter einem Winkel  $\delta\vartheta$ , für den gilt:

$$\delta\vartheta = \arctan \frac{B}{L} = \frac{0.5 \text{ mm}}{57 \text{ cm}} \approx 0.051^\circ$$

Für den Fehler der Wellenlänge bzw. die spektrale Breite folgt:

$$\delta\lambda = 2 \cdot g \cdot \sin(\vartheta \pm \delta\vartheta) \approx 0.00513 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

## 3 Experiment

### 3.1 Durchführung

Die von der Röntgenröhre ausgestrahlten Röntgenphotonen werden an einem Kalkspatkristall mit der Gitterkonstante  $g = 3029.45 \cdot 10^{-13} \text{ m}$  gebeugt. Man misst mit Hilfe des Geiger-Müller-Zählrohres die Impulse pro Minute (ein Maß für die Anzahl der Röntgenquanten) in Abhängigkeit des Glanzwinkels  $\vartheta$ . Wird der Kristall um  $\vartheta$  gedreht, bewegt sich das Zählrohr um  $2\vartheta$ . Wegen des toten Ganges wird das Messgerät stets nur in einer Richtung bewegt.

Die Messung umschließt den Winkelbereich von  $2\vartheta = 3^\circ$  bis  $2\vartheta = 35^\circ$ . Die Bereiche, in denen die charakteristischen Linien vermutet werden ( $25.5^\circ \leq 2\vartheta \leq 27.5^\circ$  und  $28.5^\circ \leq 2\vartheta \leq 30.5^\circ$ ), sowie auch der Bereich  $2\vartheta < 20^\circ$  werden besonders genau abgetastet.

Vor und nach der Messung wird je 15 Minuten lang der Nulleffekt gemessen. Die Betriebsspannung der Röntgenröhre wird notiert.

### 3.2 Differentielle Intensität

Als "differentielle Intensität" bezüglich der Frequenz  $I_f(f)$  bezeichnet man die Anzahl der Quanten  $\Delta n_f$  im Frequenzintervall von  $f$  bis  $f + \Delta f$ , multipliziert mit deren Energie  $hf$  pro Zeit  $\Delta t$ ; geteilt durch die Breite des Frequenzintervalls  $\Delta f$ , so dass aufsummieren die gesamte (bei alle Frequenzen) emittierte Intensität, "integrale Intensität", ergibt:

$$I_f(f) = \frac{\Delta n_f \cdot hf}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\Delta f} = \frac{\Delta n_f}{\Delta f} \cdot \frac{hf}{\Delta t} \quad (9)$$

Analog definiert man bezüglich der Wellenlänge:

$$I_\lambda(\lambda) = \frac{\Delta n_\lambda \cdot \frac{hc}{\lambda}}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\Delta \lambda} = \frac{\Delta n_\lambda}{\Delta \lambda} \cdot \frac{hc}{\lambda \cdot \Delta t} \quad (10)$$

Aus der bekannten Beziehung zwischen Wellenlänge und Frequenz ergibt sich:

$$f(\lambda) = \frac{c}{\lambda} \quad (11)$$

$$\Rightarrow f'(\lambda) = \frac{df}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2} \quad (12)$$

Geht man zu endlichen Intervallen über so erhält man:

$$\Delta f = -\frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda \quad (13)$$

### 3.3 Erwartungen

Wir erwarten zwischen Intensität  $I_f$  und Frequenz  $f$  näherungsweise einen linearen Zusammenhang mit geeigneten Konstanten  $f_0$  und  $C$ :

$$I_f(f) = C \cdot (f_0 - f) \quad (14)$$

Man betrachtet den Quotienten aus (10) und (9) für sich entsprechende Wellenlänge und Frequenz, so ist  $\Delta n_\lambda = \Delta n_f$  und damit

$$\frac{I_\lambda}{I_f} = \frac{\Delta n_\lambda}{\Delta n_f} \cdot \frac{\Delta f}{\Delta \lambda} = \frac{\Delta f}{\Delta \lambda} \quad (15)$$

$$\text{mit (14):} \quad I_\lambda = C \cdot (f_0 - f) \cdot \frac{\Delta f}{\Delta \lambda} \quad (16)$$

$$\text{mit (13):} \quad = -C \cdot (f_0 - f) \cdot \frac{c}{\lambda^2}$$

$$\text{mit (11):} \quad = -C \cdot \left( \frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda} \right) \cdot \frac{c}{\lambda^2}$$

$$= -C \cdot \frac{c^2}{\lambda^2} \cdot \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0 \lambda}$$

$$I_\lambda(\lambda) = -C \cdot \frac{c^2(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0 \lambda^3} \quad (17)$$

Wir erwarten zusätzlich zwei charakteristische Peaks und gehen davon aus, dass bei kleinen Winkeln die Messkurve nicht – wie gemäß dieser Formel zu erwarten – die x-Achse berührt, sondern ansteigt, da hier ein Teil der Röntgenstrahlen direkt (ungebeugt) in das Zählrohr gelangen kann.

### 3.3.1 Maximum der Gleichung (17)

Notwendige Bedingungen für eine Extremstelle:

$$I'(\lambda) = \frac{Cc^2}{\lambda_0 \lambda^3} - 3 \frac{Cc^2(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0 \lambda^4} = 0 \quad (18)$$

$$\Rightarrow \lambda_{\max} = \frac{3}{2} \lambda_0 \quad \text{mit } C \neq 0, c \neq 0 \quad (19)$$

Hinreichende Bedingung für ein Maximum:

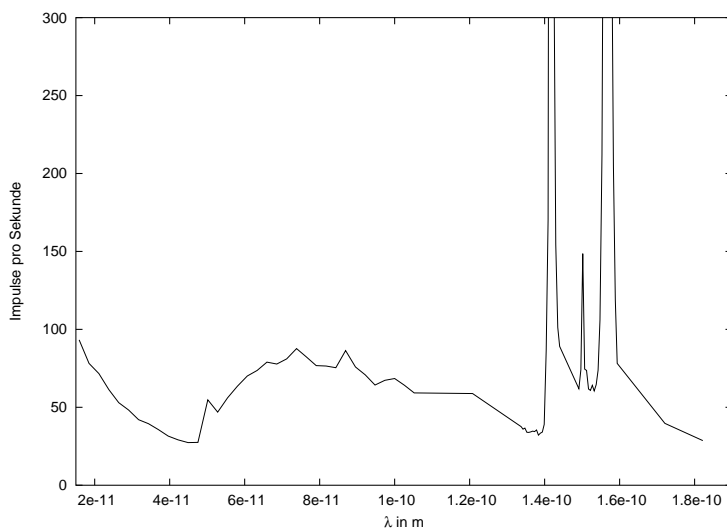
$$I''(\lambda_{\max}) = -\frac{32}{81} \frac{Cc^2}{\lambda_0^5} < 0 \quad (20)$$

## 3.4 Auswertung

### 3.4.1 Nulleffekt

Der Nulleffekt beläuft sich im zeitlichen Mittel auf 1.35 Impulse pro Sekunde, jedoch mit erheblichen Schwankungen. Dieser Mittelwert wird bei der folgenden Auswertung stets abgezogen.

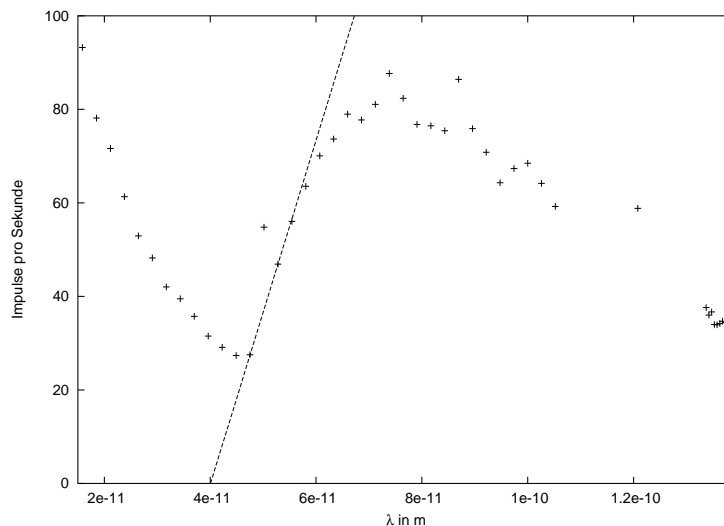
### 3.4.2 Messdaten



Auf Grund des ersten Eindrucks teilen wir die Daten in drei Abschnitte:

- bis  $4.49 \cdot 10^{-11}$  m bzw.  $8.5^\circ$   
hauptsächlich bestimmt durch Röntgenstrahlen, die ungebeugt ins Zählrohr gelangt sind
- von  $4.49 \cdot 10^{-11}$  m bzw.  $8.5^\circ$  bis  $1.39 \cdot 10^{-10}$  m bzw.  $26.6^\circ$   
hauptsächlich bestimmt durch das Bremskontinuum
- ab  $1.39 \cdot 10^{-10}$  m bzw.  $26.6^\circ$   
hauptsächlich bestimmt durch zwei bis drei Peaks

### 3.4.3 Bremskontinuum

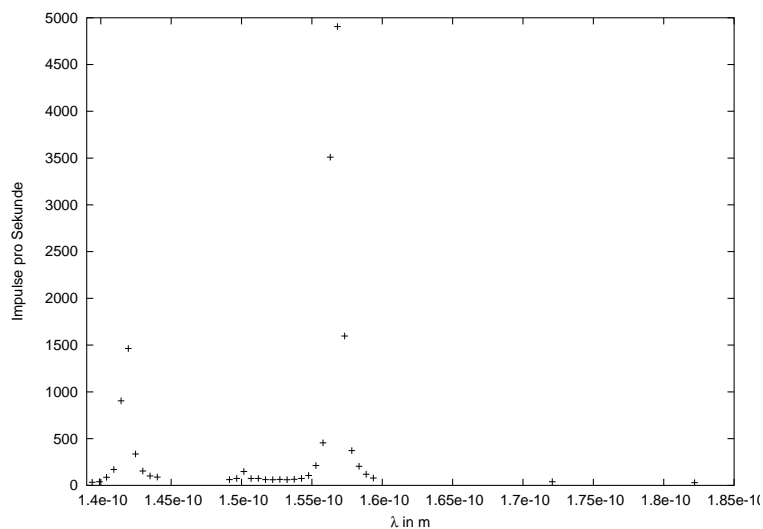


Man liest ab:

- Maximum:  $\lambda_{\max} = 7.38 \cdot 10^{-11}$  m
- kurzwellige Grenze:  $\lambda_0 = 4.01 \cdot 10^{-11}$  m

Gemäß (19) berechnet man:  $\lambda_0 = \frac{2}{3} \cdot \lambda_{\max} = 4.92 \cdot 10^{-11}$  m

### 3.4.4 Linienmaxima



| Intensität   | Wellenlänge $\lambda$ in m | Photonenergie $E = \frac{hc}{\lambda}$ in keV |
|--------------|----------------------------|---|
| deutlich     | $1.42 \cdot 10^{-10}$      | 8.73  |
| sehr schwach | $1.50 \cdot 10^{-10}$      | 8.25  |
| deutlich     | $1.57 \cdot 10^{-10}$      | 7.91  |



### 3.4.5 Planck-Konstante

Aus (5) berechnet man:

$$h = \frac{U_0 e \lambda_0}{c} = 6.3 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \quad (21)$$

### 3.4.6 Fehlerdiskussion

Die Ergebnisse entsprechen qualitativ den Erwartungen. Der Winkel- und Zeitmessung kann als ausreichend genau angenommen werden ( $\pm 0.1^\circ$  bzw.  $\pm 2$  s). Intensitäten unterliegen mit Sicherheit statistischen Schwankungen, wie bereits die Messung des Nulleffekts zeigt. Der schwache Peak könnte von Schwankungen in der Grundstrahlung verursacht worden sein, wie Beobachtungen während der Nulleffektmessung zeigen.

Der ermittelte Wert für  $h$  ist erstaunlich Nahe am Literaturwert.

## 4 Anhang

### 4.1 Quellen

- Wikipedia, die freie Enzyklopädie  
<http://de.wikipedia.org>
- Silke Schindler: Roentgen  
[http://home.t-online.de/home/silke-schindler/Medizinische\\_Datenbank/R%F6ntgen/R%F6ntgen.htm](http://home.t-online.de/home/silke-schindler/Medizinische_Datenbank/R%F6ntgen/R%F6ntgen.htm)
- Prof. Dr. K. J. Klose: Material zur Vorlesung "Einführung in die Radiologie – Anatomie in der Bildgebung"  
<http://online-media.uni-marburg.de/radiologie/glossar/r2.htm>
- Grundlagen der Medizinischen Physik: Röntgenstrahlung  
<http://i1115srv.vu-wien.ac.at/physik/ws95/w9590dir/w9593g10.txt>
- Prof. Dr. E. Tiemann: Physik für Mediziner: Ionisierende Strahlung, Röntgenstrahlung  
<http://www.ubicampus.mh-hannover.de/~physik/vorlesung/kap72/kap72.html>
- Immo Wedekind: Röntgenstrahlen  
<http://www.physik3.gwdg.de/~wedekind/cgi-bin/cog.pl?thisis=Anfaengerpraktikum&versuch=29>
- unbekannt: Geiger-Müller-Zählrohr  
[http://www.reaktor.fh-furtwangen.de/portal/natural\\_sciences/nuclear\\_sciences/lecture%201%20radiation%20physics/gasionisations\\_dosimeter/geiger-mueller-zaehlrrohr.html](http://www.reaktor.fh-furtwangen.de/portal/natural_sciences/nuclear_sciences/lecture%201%20radiation%20physics/gasionisations_dosimeter/geiger-mueller-zaehlrrohr.html)
- Bernhard Harrer: Lebensenergie und Radioaktivität...  
[http://www.datadiwan.de/netzwerk/index.htm?harrer/ha\\_002d1.htm](http://www.datadiwan.de/netzwerk/index.htm?harrer/ha_002d1.htm)
- unbekannt: Röntgenstrahlung  
<http://www.m-ww.de/enzyklopaedie/strahlenmedizin/roentgenstrahlung.html>
- Beste: Versuchsanleitungen zum physikalischen Anfängerpraktikum  
1994