Protokoll zur Versuchsreihe 'Röntgenstrahlen'

Tim Paehler Daniel Bühne Wolfram Catenhusen
Thiemo Sieger

7.Juli 1997

1 Bragg-Reflexion

In diesem Versuch werden parallele Röntgenstrahlenbündel unter einem Winkel θ auf einen Kristall mit dem Netzebenenabstand d geworfen. Es tritt dabei positive Interferenz auf, wenn θ der Bedingung

$$2d\sin\theta \quad = \quad n\lambda \tag{1}$$

genügt ("Braggsche Reflexionsbedingung"). Im konkreten Experiment wird nun einer Röntgenquelle ein Drehkristall gegenübergestellt, hinter dem ein Zählrohr auf einem drehbaren Schlitten angebracht ist, so daß die reflektierte Strahlung quantitativ untersucht werden kann. Es werden nun zunächst verschiedene Winkel ermittelt, bei denen die reflektierte Strahlung ihr Maximum erreicht, bei denen also positive Interferenz gemäß Gleichung (1) auftritt.
Maxima werden dabei für $\theta = 3°, 11°, 21°, 33°$ mit einem Fehler von $\pm 1°$ gemessen. damit ergibt sich bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0,071nm$ ein Netzebenenabstand von

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

$$\quad = \quad 0.186nm \tag{3}$$

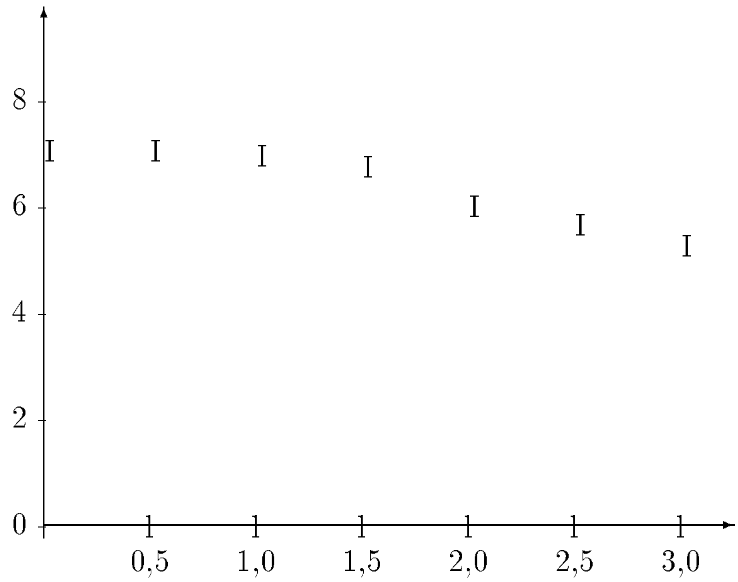
2 Absorption in Al

Bei diesem Versuch betrachtet man das Verhalten von Röntgenstrahlung beim Durchgang durch Materie. Es werden dazu anstelle des Drehkristalls Al-Bleche verschiedener Dicke zwischen die Quelle und den Detektor gebracht. Daraufhin wird die Zählrate des Detektors in Abhängigkeit beobachtet. Es werden nun folgende Werte gemessen:

x (mm)	N	$ln(N)$
0	1188	7,08
0,5	1177	7,07
1	1123	7,02
1,5	875	6,77
2	434	6,07
2,5	299	5,70
3	210	5,34

Tabelle1: Zählrate und logarithmische Darstellung der Zählrate in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Da man aufgrund der Quanteneigenschaft von elektromagnetischen Wellen einen exponentiellen Abfall der Zählrate N erwartet, tragen wir diese logarithmisch gegen die Dicke x auf.



Aus der negativen Steigung dieser Gerade $\alpha = 1,44$ ergibt sich die Halbwertsdicke von

$$x_{1/2} = \frac{1,45}{ln(2)} mm \tag{4}$$

$$= 2,08mm \tag{5}$$

3 Absorption in verschiedenen Materialien

Anstelle der Al-Plättchen unterschiedlicher Dicke werden nun Schichten unterschiedlicher Materialien bei konstanter Dicke ($0,5mm$) zwischen Quelle und Detektor gebracht. Es ergeben sich folgende Meßwerte:

Ordnungszahl	Material	N
-	Luft	7097
6	C (Pertinax)	7384
13	Al	10201
26	Fe	2330
29	Cu	437
40	Zr	1098
47	Ag	105

Tabelle2: Zählrate in Abhängigkeit vom absorbierenden Material.

Läßt man die durch die Totzeit verfälschten Werte für Luft und Pertinax außer Acht, so ergibt sich folgendes Bild: Die Absorptionseigenschaft verstärkt sich mit steigender Ordnungszahl des Materials. Die Ausnahme Zirkonium läßt sich dadurch erklären, daß dieses Material eine Resonanz im Wellenlängenbereich um $\lambda = 0,071 nm$ aufweist, was aufgrund einer Zr-Folie als Filter vor dem Präparat genau der emittierten Wellenlänge entspricht.

4 Compton-Effekt

Bei der Wechselwirkung zwischen einem Röntgenquant und einem ungebundenen Elektron bleiben Energie und Impuls nach relativistischer Darstellung erhalten. Dabei ergibt sich die Beziehung:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \frac{2h}{m_0 c} \sin^2(\theta/2) & (6) \\ &= 2\lambda_c \sin^2(\theta/2) & (7) \end{aligned}$$

Daraus geht hervor, daß die Wellenlängenänderung der Röntgenstrahlung unabhängig ist von der Wellenlänge der Primärstrahlung. Diesen Effekt führen wir in diesem Versuch qualitativ vor. Dazu bestrahlen wir eine Al-Platte mit Röntgenlicht und richtet unter einem Winkel von $\approx 120°$ ein Zählrohr auf diese. Hält man nun ein Kupferplättchen jeweils einmal vor und hinter der Al-Platte in den Strahlengang, so bemerkt man, daß die Absorptionseigenschaft vor der Platte stärker ist. Aus der Wellenlängen- Abhängigkeit der Absorptionseigenschaft von Cu geht damit hervor, daß die Wellenlänge durch die Streuung zugenommen hat.

5 Zählstatistik

Die Emission von Röntgenquanten kann - analog zum Zerfall radioaktiver Atomkerne - als eine Folge voneinander unabhängiger Ereignisse betrachtet werden.

Für die Häufigkeit der Zerfälle gilt bei einem radioaktiven Präparat konstanter Aktivität die Poissonsche Verteilungsfunktion:

$$P(z) \quad = \quad \frac{\bar{z}^z}{z!}e^{-\bar{z}} \tag{8}$$

Dabei ist $P(z)$ die Wahrscheinlichkeit, zu einer beliebigen vorgegebenen Meßdauer t genau z Ereignisse zu registrieren. $\bar{z}$ ist dabei die mittlere Anzahl der während der Zeit t auftretenden Ereignisse. Es wurde nun ein Intervall gewählt, in dem $\bar{z} \approx 2$ gilt, und eine Zählstatistik von 100 Werten erstellt. Es ergab sich dabei folgende Verteilung:

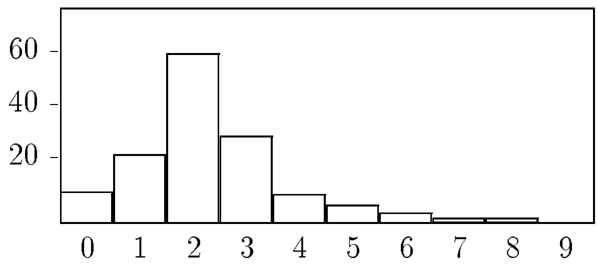


Abbildung 1: Poissonsche Häufigkeitsverteilung

Vergleicht man diese experimentell ermittelten Werte mit den aus (8) errechneten, so ergibt sich folgendes Bild:

z	$N(z)$	$P(z)_{experimentell}$	$P(z)_{recherisch}$
0	11	7,2 %	13,5 %
1	25	16,4 %	27 %
2	63	41,4 %	54 %
3	32	21,0 %	18 %
4	10	6,5 %	9 %
5	6	3,9 %	3,6 %
6	3	2,0 %	1,2 %
7	1	0,6 %	0,3 %
8	1	0,6 %	0,0 %
9	1	0 %	0.0 %

Tabelle3: Vergleich zwischen Rechnung und Experiment.

Es zeigt sich also, daß der Wert $\bar{z} = 2$ offenbar nahezu erreicht wurde, wenngleich die Steilheit der Kurve in der Praxis nicht ganz erreicht wird.