

Die Erzeugung von „Kikuchi-Linien und -Bändern“ mit relativ weichen Röntgen-Strahlen und der Einfluß von Kristallstörungen auf diese Röntgen-Interferenzen

Von O. BRÜMMER

Institut für experimentelle Physik der Universität Halle
(Z. Naturforsch. **13** a, 571–572 [1958]; eingegangen am 21. Juni 1958)

Es lassen sich RÖNTGEN-Interferenzen ähnlich denen der KIKUCHI-Linien- und -Bänder weit unter 100 kV mit der kurzwelligen Kante der Bremsstrahlung erzeugen. Auftreten sowie Aussehen der Interferenzen ist vom Störungsgrad der Kristalle abhängig. Die Interferenzen verschwinden in der Nähe der anomalen Absorption.

Wie bereits DETERMANN¹ und WOLF² zeigen konnten, lassen sich RÖNTGEN-Interferenzen ähnlich denen der KIKUCHI-Linien und -Bänder an Einkristallen erzeugen. Sie benutzten Spannungen von 100 bis 400 kV, um mit der kurzwelligen Kante der RÖNTGEN-Bremsstrahlung in dem Wellenlängenbereich der Elektronen zu liegen, mit denen üblicherweise KIKUCHI-Diagramme erhalten werden. M. v. LAUE³ weist auch aus diesen Gründen darauf hin, daß hinreichend kurzwellige RÖNTGEN-Strahlung notwendig ist. Eine praktische Anwendung der Methode in der Kristallphysik hatte unter den bisher gegebenen Bedingungen wenig Erfolgsaussichten. Auch wurden keine weiteren diesbezüglichen Forschungsarbeiten bekannt.

Mit einer speziellen Kleinstbrennfleck-Hohlanodenröhre (Brennflecke von 0,5 bis 0,05 mm ϕ , Anodenfoliendicke $\sim 30 \mu$) wurden diese Untersuchungen in Weitwinkelanordnung wieder aufgenommen. Wie die Abbildungen zeigen, konnten bei wesentlicher Senkung der Röhrenspannung und entsprechender Abstimmung der Kristalldicke sogar bedeutend kontrastreichere Diagramme erhalten werden als es bisher möglich war. Der Spannungsbereich, in dem die Untersuchungen durchgeführt wurden, erstreckte sich von 50 bis 8 kV (siehe dazu auch Aufnahmedaten in den Legenden zu den Abbildungen). Sogar bei 8 kV konnten noch auswertbare Interferenzen erzielt werden.

Weiterhin konnte direkt bewiesen werden, daß die bandbegrenzenden Interferenzlinien jeweils der kurzwelligen Kante der Bremsstrahlung zuzuordnen sind.

Die Anordnung wurde dazu so getroffen (zylinder- oder kugelförmige Präparate im divergenten RÖNTGEN-Strahl bei zylinderförmiger Filmeinlage, ähnlich dem DEBYE-SCHERRER-Verfahren), daß Extinktionsdiagramme, erzeugt durch die charakteristische RÖNTGEN-Strahlung, neben den „KIKUCHI-Bändern“ auf dem Film auftraten. Die Extinktionslinien konnten somit als Eichnormal benutzt werden (s. Abb. 1 *).

Für eine Entscheidung, welche Wellenlängen in die Interferenzbänder gesteuert werden, sind spektroskopische Untersuchungen mit einer Drehanodenröhre mit Punktfokus⁴ angelaufen. Um Aussagen über den Charakter der Diagramme und im speziellen über die Hell-Dunkelstruktur der Interferenzlinien zu gewinnen, wurden Untersuchungen an Einkristallen durchgeführt, die sowohl dem Idealtyp (CaCO_3 , NaCl) als auch dem Realtyp (Al, Fe, Cu) nahestanden.

Es zeigte sich, daß keine Bandinterferenzen mit einem $\Delta\lambda$ der kurzwelligen Kante der RÖNTGEN-Bremsstrahlung an idealen Kristallen erzeugt werden können. Die Bandintensitäten nehmen mit steigendem Grad der Kristallidealität immer mehr ab, um in der Nähe der anomalen Absorption⁵ völlig zu verschwinden. Es war z. B. am Kalkspat nur durch entsprechende künstliche Störung des Kristallbaues möglich, Bandinterferenzen zu erhalten. Die zur Verfügung stehenden Steinsalzkristalle zeigten bereits mehr oder weniger große Wachstumsstörung, so daß immer schwache Bandinterferenzen auftraten. Dagegen lieferten die aus der Rekristallisation und Schmelze gewonnenen Metalleinkristalle scharfe und kontrastreiche Diagramme, die verschiedentlich durch zusätzliche schwache Deformationen nur noch wenig verbessert werden konnten. Hieraus kann geschlossen werden, daß Versetzungen und Störungen im Kristallbau wesentlich für die Erzeugung solcher Diagramme sind. LONSDALE⁶ konnte ganz ähnliche Erfahrungen bei der Erzeugung von Extinktionsdiagrammen mit der charakteristischen RÖNTGEN-Strahlung machen.

Die Hell-Dunkelstrukturen der bandbegrenzenden Interferenzlinien, die mit einem $\Delta\lambda$ der kurzwelligen Kante der Bremsstrahlung erzeugt werden, sind sicherlich deshalb ausschließlich — entgegen der Auffassung von WOLF² — auf die Sekundärextinktion zurückzuführen. Vorerst ist eine Erklärung auf Grund der Untersuchungsbefunde mit der dynamischen Theorie zumindest erschwert, da ein gestörter oder Mosaikkristall eine direkte Voraussetzung ist.

¹ H. DETERMANN, Schriften d. naturf. Ges. Danzig N.F. **20** (H. 2), 4 [1937].

² H. C. WOLF, Ann. Phys., Lpz. (6) **13**, 381 [1953].

³ M. v. LAUE, Materiewellen und ihre Interferenzen, Akadem. Verlagsges., Leipzig 1944, S. 349.

* Abb. 1 bis 3 auf Tafel S. 570 b.

⁴ G. BECHERER, O. BRÜMMER u. D. RIENÄCKER, Z. angew. Phys. **133**, 3, 9 [1957].

⁵ G. BORRMANN, Z. Phys. **127**, 297 [1950]. — Z. Kristallogr. **106**, 109 [1954].

⁶ K. LONSDALE, Phil. Trans. Roy. Soc., Lond. A **240**, 219 [1947].



Experimentell wird es also möglich, den Störungs- oder Versetzungsgrad bei kleiner werdender Versetzungsdichte (z. B. am Germanium) * bis zur anomalen Absorption hin zu verfolgen. Dazu ist es aber notwendig, daß bei der jeweils gewählten Spannung bzw. Kristalldicke die charakteristische Strahlung der Anodenfolien mit angeregt wird. Außerdem bietet sich bei

kristallphysikalischen Untersuchungen mit der hier beschriebenen Methode der Vorteil — gegenüber den bekannten Extinktionsmethoden^{6, 7, 8} —, Kristalle in einem verhältnismäßig großen, variablen Dickenbereich zu untersuchen.

Eine ausführliche Veröffentlichung ist für einen späteren Zeitpunkt vorgesehen.

* Nach Fertigstellung dieser Arbeit wurde eine Veröffentlichung von G. BORRMANN, W. HARTWIG u. H. IRMLER, Z. Naturforschg. **13a**, 423 [1958], bekannt. Sie konnten den Einfluß einzelner Versetzungslinien auf die Interferenzlinien der anomalen Absorption zeigen.

⁷ H. SEEMANN, Ann. Phys., Lpz. **7**, 633 [1930].

⁸ E. RUTHERFORD u. C. ANDRADE, Phil. Mag. **28**, 263 [1914].

BERICHT

Maßeinheiten für Atomgewichte und Nuklidmassen

Von J. MATTAUCH

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz
(Z. Naturforschg. **13a**, 572—596 [1958]; eingegangen am 18. April 1958)

I. TEIL

1. Einleitung

Die unmittelbare Veranlassung für die vorliegende Arbeit bildet ein Dokument (Bulletin No. 2), das im Herbst 1956 von der Internationalen Union für Chemie an die Union für Physik gesandt wurde. Es hat den folgenden Wortlaut:

“The Commission on Atomic Weights of the International Union of Pure and Applied Chemistry has been concerned for some time with the undesirable situation arising from the existence of two scales for expressing the relative masses of atomic particles. The scale commonly used by chemists is based on the exact number 16 as the atomic weight of natural oxygen, which is a mixture of three isotopes. The scale used by mass spectroscopists and nuclear physicists uses the same number for the relative mass of the predominant isotope of oxygen, ¹⁶O. In consequence all values on the physicist’s scale are larger by the approximate factor

1,000275 than the corresponding ones on the chemical scale. This situation tends to cause confusion, especially in dealing with such constants as Avogadro’s number and the Faraday.

The members of the Commission on Atomic Weights consider that the problem concerns physicists as well as chemists and the President of the Commission has asked that the Union of Physics be invited to bring the matter to the attention either of an existing Commission of IUPAP or to a Commission especially appointed for this purpose.”

Die Basis Sauerstoff gleich 16 ($O=16$) für die Angabe der Atomgewichte wurde von den Chemikern um die Jahrhundertwende allgemein angenommen¹, als man die erste internationale Atomgewichtskommission einsetzte². Für die Angabe der genauen Massen einzelner Atomarten (Nuklide) folgten die Physiker seit 1927

¹ Ber. Deutsch. Chem. Ges. **31**, 2761 [1898]; **33**, 1847 [1900]; **34**, 4353 [1901].

² Ber. Deutsch. Chem. Ges. **35**, 4028 [1902].