

fast fehlerfreien Halbleiterkristalle ist die  $d$ -Verteilung so scharf, daß eine Verfälschung der gemessenen  $\lambda$ -Verteilung nur noch durch die Geometrie bedingt ist. Dies gilt auch schon bei ausgesuchten LiF-Kristallen mit Versetzungsdichten  $\leq$  ca.  $10^4$  Versetzungen/cm<sup>2</sup>. Der Einfluß der Geometrie läßt sich durch Wahl eines großen Glanzwinkels  $\Theta_0$  zusätzlich herabsetzen. So gelingt es z. B., bei Verwendung des LiF-(333)- bzw. LiF-(511)-Reflexes die natürliche Breite der Cu-K $\alpha_1$ -Linie mit einer geometrischen Korrektur von nur 3,8% zu messen. ( $\Theta = 83,83^\circ$ ;  $S_1 = 33 \mu\text{m} \times 2 \text{ mm}$ ,  $S_3 = 100 \mu\text{m} \times 2 \text{ mm}$ ;  $a = 28 \text{ cm}$ ;  $b = 22 \text{ cm}$ ,  $c = 25 \text{ cm}$ ; Abb. 1.)

Die natürlichen Breiten der Linien Cu-K $\alpha_1$ , -K $\alpha_2$  und -K $\beta_1$ , wie sie mit dem Zählrohrverfahren gemessen wurden, sind in Tab. 1 aufgeführt. Außer diesen Daten sind auch die Ergebnisse früherer Arbeiten sowie die Größe der Korrektur, falls korrigiert wurde, angegeben worden. Die neuerdings gemessenen Werte dürfen sowohl wegen der Güte der benutzten Kristalle als auch wegen der Kleinheit der Korrekturen als sehr zuverlässig angesehen werden.

Auf die physikalische Bedeutung der Orientierungs- und Gitterkonstantenverteilungsfunktion kann an dieser

Stelle nicht näher eingegangen werden. Es sei jedoch nochmals betont, daß es sich um ein einfaches Modell handelt, das, wenn auch nicht immer, so doch in vielen Fällen die wirklichen Verhältnisse befriedigend beschreibt.

Die Darlegungen fußen ausschließlich auf der geometrischen Theorie der RÖNTGEN-Interferenzen (BRAGG'sche Gleichung). Auf Grund der dynamischen Theorie der RÖNTGEN-Strahlbeugung ergibt sich auch bei einem idealen Gitter und streng monochromatischer Strahlung eine endliche Breite der  $\lambda/d$ -Verteilungskurven. Diese Vernachlässigung ist bei dem beschriebenen Verfahren insofern unbedenklich zulässig, als die Auflösung ohnehin durch die spektrale Breite  $\Delta\lambda$  der benutzten Strahlung begrenzt ist. Über die Herabsetzung der Grenze der Auflösung durch eine dem Doppelkristallverfahren entlehnte Dreikristallmethode wird in Kürze berichtet werden.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Untersuchungen bestens gedankt.

<sup>3</sup> W. EHRENBURG u. G. v. SUSICH, Z. Phys. **42**, 823 [1927].

<sup>4</sup> H. PURKS, Phys. Rev. **31**, 931 [1928].

<sup>5</sup> J. VALASEK, Phys. Rev. **36**, 36 [1930].

<sup>6</sup> R. C. SPENCER, Phys. Rev. **38**, 631 [1931].

<sup>7</sup> S. K. ALLISON, Phys. Rev. **44**, 63 [1933].

<sup>8</sup> L. G. PARRAT, Rev. Sci. Instrum. **6**, 387 [1935].

<sup>9</sup> J. A. BEARDEN u. C. H. SHAW, Phys. Rev. **48**, 18 [1935].

<sup>10</sup> L. OBERT u. J. A. BEARDEN, Phys. Rev. **54**, 1000 [1938].

<sup>11</sup> J. A. BEARDEN u. G. L. ROGOSA, Phys. Rev. **75**, 1304 [1949].

<sup>12</sup> H. BARTH, Z. Naturforsch. **13 a**, 680 [1958].

## Eine Möglichkeit zur Fokussierung von Röntgen-Strahlen

Von HORST EBEL und ROBERT KAISER

Institut für Angewandte Physik der Technischen Hochschule in Wien (Vorstand: o. Prof. Dr. FRANZ LIHL)

(Z. Naturforsch. **18 a**, 1371–1372 [1963]; eingeg. am 8. November 1963)

Für Linienbreiten- und Gitterkonstantenuntersuchungen unter Verwendung fokussierender Filmverfahren sind ebene konfokale RÖNTGEN-Strahlenbündel erforderlich. Zur Erzeugung derartiger Strahlenbündel kann neben fokussierenden Monochromatoren die von FREVEL<sup>1</sup> verifizierte Sollerblende herangezogen werden. Eine oder mehrere Schlitzblenden engen die Fokallinienlänge ein, wodurch das Sollerblendensystem durch ein Kollimatorsystem ersetzt werden könnte. Der Vorteil dieser Fokussierungsart gegenüber den Monochromatoren besteht in einer von der Wellenlänge unabhängigen Fokaldistanz, verhältnismäßig hoher Intensität und nicht zuletzt in der einfachen Herstellung einer Fokussierungseinheit mit gewöhnlicher Fokaldistanz. Die Kollimatoren, deren Achsen sich im Brennpunkt schneiden, liegen dabei in einer Ebene, die gleichzeitig den Strichfokus der RÖNTGEN-Röhre enthält. Die geometrischen Verhältnisse zeigt die Abb. 1. Aus der benötigten Brennweite und

der zulässigen Dimension des Brennpunktes ergeben einfache Überlegungen die Länge und den Durchmesser der Kollimatoren.

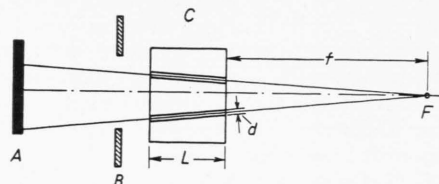


Abb. 1. Schematischer Strahlengang bei Kollimatorfokussierung (A Strichfokus der RÖNTGEN-Röhre, B Röhrenfenster, C Fokussierungseinheit, F Brennpunkt, L Kollimatorlänge, d Kollimatordurchmesser).

Im folgenden sei kurz eine Möglichkeit zur Herstellung einer Fokussierungseinheit beschrieben. Die Kapillaren werden nach der von PRESTON<sup>2</sup> angegebenen Methode gewonnen. Dazu werden passende Drähte in einer Ebene so abgespannt, daß sie in einem fiktiven Punkt zusammentreffen. Aus der Fokaldistanz, dem Drahtdurchmesser und der Länge des Strichfokus folgt die Zahl der Kollimatoren und damit der Drähte. Sodann wird im gewünschten Abstand vom Schnittpunkt eine zweiteilige Gußform angebracht, deren Trennebene zwi-

<sup>1</sup> L. K. FREVEL, Rev. Sci. Instrum. **8**, 475 [1937].

<sup>2</sup> R. D. PRESTON, Phil. Trans. Roy. Soc. B **224**, 131 [1934].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

schen dem Ober- und dem Unterkasten mit der Drahtebene zusammenfällt. Diese Gußform wird mit Wood-schem Metall ausgegossen. Aus dem Gußkörper können

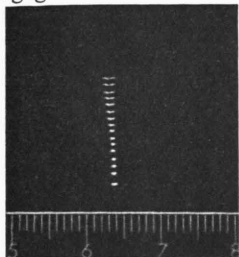


Abb. 2. Fokalbilder in der Umgebung des Brennpunktes einer praktisch ausgeführten Fokussierungseinheit.

die Drähte entfernt werden, wodurch eine Vielzahl von Kanälen mit den gewünschten Eigenschaften verbleibt. Als Drahtmaterial hat sich Cekas bis zu einem Durchmesser von  $50\ \mu$  gut bewährt.

Aus der Abb. 2 kann die natürliche Größe des Brennfleckes einer praktisch ausgeführten Fokussierungseinheit mit 20 Kapillaren ( $L=50\ \text{mm}$ ,  $d=0,1\ \text{mm}$ ) und einer Fokaldistanz  $f$  von  $73\ \text{mm}$  entnommen werden. Der Brennfleckdurchmesser von  $0,4\ \text{mm}$  stimmt mit dem errechneten Wert völlig überein. Für die Aufnahme wurde der Abstand zwischen dem Film und der Fokussierungseinheit zwischen  $50$  und  $80\ \text{mm}$  in Intervallen von jeweils  $2\ \text{mm}$  variiert. Diese Fokussierungseinheit wurde für Untersuchungen mit einer  $57,3\ \text{mm}$ -SEEMANN-BOHLIN-Kammer angefertigt.

## Direkte Aufzeichnung von Spektren

Von W. LUGSCHEIDER

Institut für Angewandte Physik der Technischen Hochschule Wien (Vorstand: Prof. Dr. F. LIHL)

(Z. Naturforschg. **18 a**, 1372 [1963]; eingegangen am 22. November 1963)

Die direkte Aufzeichnung von Spektren erfordert eine hohe Empfindlichkeit des Abtastelementes zur Erzielung eines befriedigenden Auflösungsvermögens. Dies führt zu der bekannten Anwendung des Photomultipliers. Es kann jedoch durch die Verwendung eines hochempfindlichen Photoleiters eine einfachere Meßmethode angegeben werden.

Ein photoleitender CdS-Kristall befindet sich knapp hinter einem verstellbaren Spalt, auf den die Linien scharf abgebildet werden. Der Widerstand des Halbleiters ist abhängig von der Intensität und der Wellenlänge der Linien. Ist die Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der Wellenlänge bekannt, was bei dem verwendeten Photoleiter der Fall war, so können die Intensitäten der Linien quantitativ verglichen werden.

Aus der Änderung des Photowiderstandes wird eine Spannung abgeleitet, die entweder oszillographiert und photographisch festgehalten oder von einem entsprechend empfindlichen Schreibgerät aufgezeichnet werden kann.

Als Anwendungsbeispiel wird in Abb. 1 oben die Auflösung der e-, f-, g-Linien des Hg-Spektrums gezeigt. Zum Vergleich zeigt Abb. 1 unten eine photographische Aufnahme des gesamten Spektrums.

Die maximale Genauigkeit wird durch die Aufzeichnungstoleranz des Oszillographen vorgegeben. Im gezeigten Beispiel beträgt sie  $\pm 2,5\%$ .

Die in Abb. 1 a oszillographierte Meßspannung wurde auch einem Kompensationsschreibgerät zugeführt. In dieser Anordnung kann durch das Wegfallen jeglicher Filmmanipulation sehr rasch ein quantitativer Überblick erzielt werden. Wegen der Trägheit des Halbleiters soll die Abtastgeschwindigkeit nicht mehr als  $0,2\ \text{cm/sec}$  betragen.

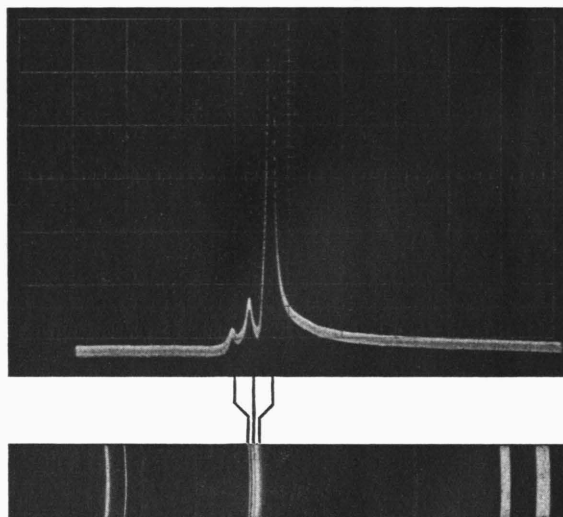


Abb. 1. Oben: Auflösung der e-, f-, g-Linien des Hg-Spektrums. Unten: Photographische Aufnahme des gesamten Spektrums. Empfindlichkeit:  $2\ \text{mV/cm}$ ; Horizontalablenkung:  $2\ \text{cm/sec}$ ;  $1\ \text{cm}$  der Abszisse entspricht  $25\ \text{\AA}^1$ . Die Breite des Abtastspaltes betrug  $0,05\ \text{mm}$ .

<sup>1</sup> H. KAYSER u. R. RITSCHL, Tabelle d. Hauptlinien d. Linienspektren aller Elemente, Springer-Verlag, Berlin 1939.