

# Elektronenbeugungsuntersuchungen im konvergenten Bündel mit dem Siemens Elmiskop I

P. GOODMAN

Division of Chemical Physics, CSIRO Chemical Research Laboratories, Melbourne, Australia  
Melbourne, Australien

und G. LEHMPFUHL

Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem \*

(Z. Naturforschg. **20 a**, 110—114 [1965]; eingegangen am 8. Oktober 1964)

Es wird eine Methode beschrieben, die es gestattet, von ca. 300 Å großen ausgewählten Präparatbereichen Elektronenbeugungsdiagramme im konvergenten Bündel zu erhalten, wobei sich die Richtung der Achse des einfallenden Elektronenbündels innerhalb eines Kegels von 6° Öffnungswinkel verändern läßt. Das Präparat kann schattenmikroskopisch mit einer Auflösung von 200 bis 300 Å abgebildet werden. Die Brauchbarkeit dieser Methode wird an Hand von KIKUCHI-Diagrammen und Beugungsbildern von MgO-Rauchpartikeln und MoS<sub>2</sub>-Kristallen demonstriert. Über erste Untersuchungen im konvergenten Bündel zur Bestimmung der anomalen Absorption wird berichtet.

Die Anwendung der Elektronenbeugung zur Untersuchung von Kristallstrukturen wird oft durch Kristallbaufehler und Gitterdeformationen beeinträchtigt, denn es ist mitunter schwierig, genügend große ungestörte Kristallbereiche zu finden. Um den Einfluß der Störungen zu reduzieren, ist es daher wünschenswert, den untersuchten Kristallbereich soweit wie möglich zu verkleinern. Bei der Feinbereichsbeugung im Elektronenmikroskop läßt sich normalerweise kein kleinerer Präparatbereich als 1–2 μ im Durchmesser erfassen. In Elektronenbeugungsapparaturen, in denen die Orientierung des Kristalls in weiten Grenzen variiert werden kann, wird die Größe des bestrahlten Bereichs durch den Fokusedurchmesser bestimmt und liegt im allgemeinen ebenfalls in dieser Größenordnung. Wenn es auch möglich ist, den Fokusedurchmesser durch geeignete Maßnahmen weiter zu verkleinern wie in einem speziellen Fall <sup>1</sup> z. B. mit der Spitzenkathode bis auf 0,5 μ, so wird doch das Experimentieren mit diesen kleinen Präparatbereichen schon äußerst schwierig, da die Schwankungen des Kristalls bei einer Präparatbewegung wesentlich größer sind und außerdem eine schattenmikroskopische Abbildung wegen zu geringer Auflösung und zu kleinem Gesichtsfeld unzureichend ist.

Mit speziellen Beugungsapparaturen <sup>2, 3</sup> ist es möglich, von wesentlich kleineren Präparatbereichen bis

herab zu 240 bis 300 Å Durchmesser Beugungsdiagramme zu erhalten. Auch mit Hilfe einer besonderen Objektivlinse können bei Feinbereichsbeugung so kleine Bereiche untersucht werden <sup>4</sup>.

Wir haben nun versucht, Elektronenbeugungsuntersuchungen von kleinen Kristallbereichen mit dem Siemens Elmiskop I unter Ausnutzung des in der bildseitigen Brennebene des Objektivs entstehenden sehr kleinen Fokus der Strahlquelle durchzuführen.

## A. Experimentelle Durchführung

Im Elektronenmikroskop entsteht in der bildseitigen Brennebene der Objektivlinse ein stark verkleinertes Bild der Strahlquelle. In Abb. 1 ist der Verlauf des Elektronenstrahls im Elmiskop I bei eingeschaltetem Kondensor I und Objektiv schematisch dargestellt. Aus der Geometrie ergibt sich bei einem Cross-over-Durchmesser von 70–100 μ in der Brennebene des Objektivs ein Fokusedurchmesser von etwa 130–190 Å. Durch den Öffnungsfehler wird dieser Durchmesser jedoch vergrößert.

Bringt man das Präparat in die bildseitige Brennebene des Objektivs, so hat man die Möglichkeit, einen sehr kleinen Objektbereich, der durch den Fokusedurchmesser bestimmt wird, zu untersuchen und außerdem bei Verschiebung des Fokus das Präparat schattenmikroskopisch zu beobachten. Der Öffnungswinkel des Strahlkegels im Präparat wird durch eine Blende in der Objektebene des Objektivs bestimmt. Eine Ver-

\* Abteilung Prof. Dr. K. MOLIÈRE.

<sup>1</sup> G. LEHMPFUHL u. K. MOLIÈRE, J. Phys. Soc. Japan **17**, 130 [1962].

<sup>2</sup> J. HILLIER u. R. F. BAKER, J. Appl. Phys. **17**, 12 [1946].

<sup>3</sup> W. D. RIECKE, Optik **19**, 81 [1962].

<sup>4</sup> W. D. RIECKE, Optik **19**, 273 [1962].



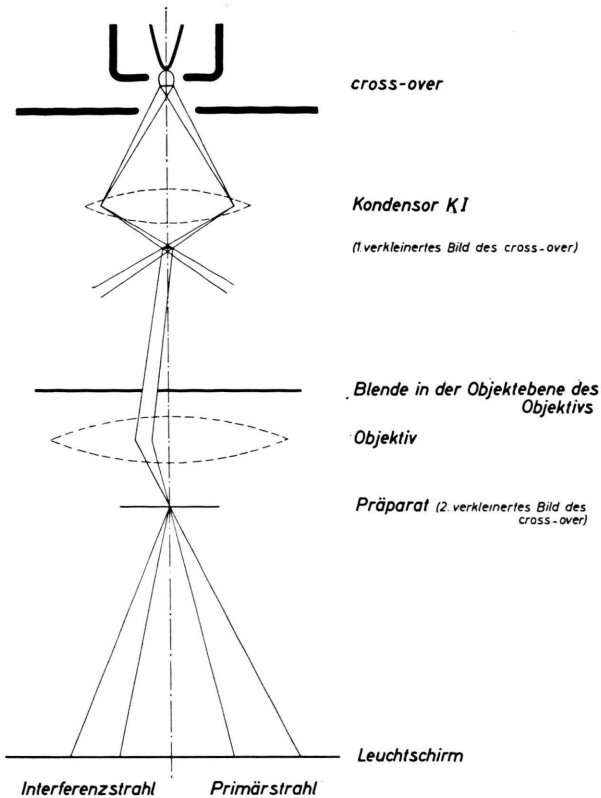


Abb. 1. Schematischer Strahlengang im Elmiskop I bei eingeschaltetem Kondensor I und Objektiv.

schiebung dieser Blende in der Objektebene erlaubt es, die Richtung der Achse des einfallenden Elektronenbündels in gewissen Grenzen zu variieren. Beim Siemens Elmiskop I wird dieser Winkelbereich durch die Bohrung des Zwischenlinsenpolschuhs bzw. des Projektivpolschuhs begrenzt und liegt innerhalb eines Kegels von etwa  $6^\circ$  Öffnungswinkel. SPEIDEL und GRAFF<sup>5</sup> haben bereits Untersuchungen im konvergenten Bündel mit dem Elmiskop beschrieben, wobei die Präparate in den Objektiv-Aperturblendenschieber gesetzt wurden. Da der bildseitige Brennpunkt des Objektivs<sup>6</sup> nicht im Spalt des Polschuhs, sondern in der Bohrung liegt (s. Abb. 2), wurde in dieser Anordnung nicht der kleinstmögliche Fokus ausgenutzt. Wir haben daher das Präparat in ein zylindrisches Röhrchen gesetzt, das von oben durch die Bohrung des Polschuhs in den Blendenschieber eingeschrraubt wurde, so daß sich das Präparat in der gewünschten Position befand. Mit Hilfe des Aperturblenden-Verstelltriebes kann das Präparat bewegt werden. Diese Art des Präparat-Einführens ist

beim Elmiskop relativ einfach, da die Mikroskopsäule nach dem Belüften oberhalb des Objektivs aufgetrennt und Strahlrohr mit Kondensor und Objektschleuse zur Seite geschwenkt werden können.

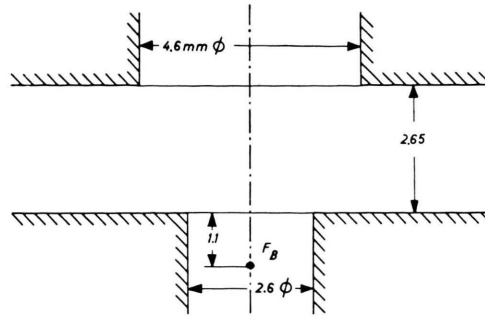


Abb. 2. Abmessungen im Polschuhspalt der Objektivlinse<sup>6</sup>. Der bildseitige Brennpunkt  $F_B$  liegt in der unteren Polschuhbohrung.

Mit dieser Anordnung gelang es, von kleinen Präparatbereichen die bekannten KOSSEL-MÖLLENSTEDT-Diagramme im konvergenten Bündel zu erhalten. Bei den Experimenten trat allerdings eine große Schwierigkeit beim genauen Fokussieren auf. Wenn nämlich die Stromdichte im Präparat einen kritischen Wert erreichte, trat innerhalb weniger Sekunden eine so starke Verschmutzung des Präparates auf, daß der Elektronenstrahl das Präparat nicht mehr durchdringen konnte. Wegen der kleinen Abmessungen der Polschuhbohrungen konnten wir die Objektraumkühlung zur Verhinderung der Verschmutzung nicht anwenden. Nun ist bekannt, daß bei einer Erwärmung des Präparates auf etwa  $200 - 250^\circ\text{C}$  praktisch keine Verschmutzung im Elektronenstrahl mehr beobachtet wird<sup>7</sup>. Wir haben daher unsere Präparate auf einem Mo-Heizband<sup>8</sup> in dem Zylinder befestigt, das durch direkten Stromdurchgang soweit erhitzt wurde, bis keine Verschmutzung zu erkennen war.

Die endgültige Präparathalterung ist in Abb. 3 a dargestellt. Der Zylinder, in dem sich das Mo-Heizband (Abb. 3 b) befindet, ist zu einem Schraubchen ausgebildet. Das eine Ende des Heizbandes ist direkt an das Schraubchen angeschweißt, während das andere Ende an einem isolierten Kontaktring unter dem Schraubenkopf befestigt ist. Dieses Schraubchen wird in den etwas abgeänderten Blendenschieber des rechten Aperturblenden-Verstelltriebes geschraubt. Die Achse des linken Verstelltriebes ist gegen das Gehäuse isoliert und dient zur Stromzuführung für das Heizband. Der Berührungskontakt ist für den schwachen Heizstrom von  $200 - 300\text{ mA}$  ausreichend.

<sup>5</sup> R. SPEIDEL u. K. GRAFF, Optik **19**, 434 [1962].

<sup>6</sup> W. KUNATH, Messung und Berechnung der Öffnungsfehlerkonstanten magnetischer Objektivlinsen, Diplomarbeit 1964, Freie Universität Berlin.

<sup>7</sup> H. G. HEIDE, Z. Angew. Phys. **15**, 116 [1963].

<sup>8</sup> Für die Anfertigung dieser Heizbänder möchten wir Herrn Dr. G. GOLDBACH, Telefunken, Heilbronn, unseren besonderen Dank aussprechen.

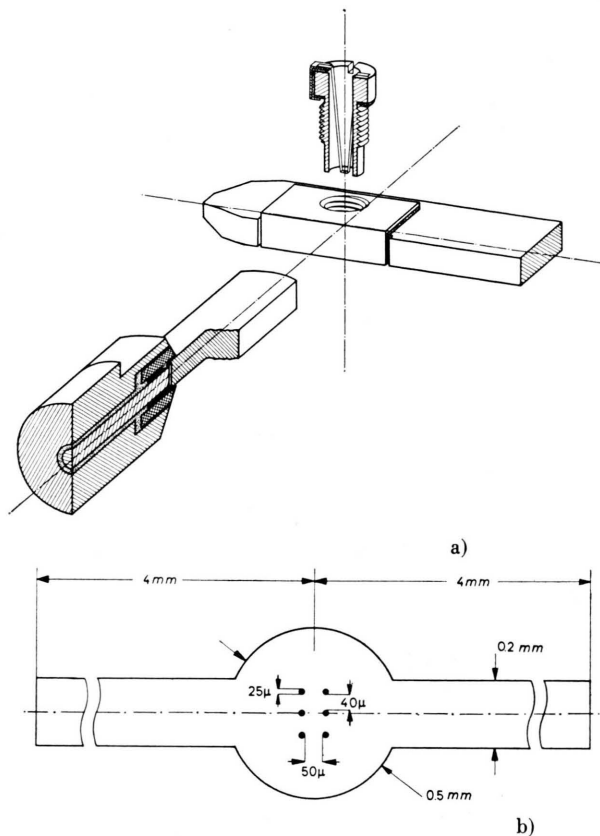


Abb. 3. a) Heizbare Präparathalterung, b) Heizband aus Molybdänfolie.

## B. Vorläufige Untersuchungsergebnisse

### 1. Kleine Kristalle

Die Brauchbarkeit dieser Methode soll durch einige experimentelle Untersuchungen gezeigt werden. Als erstes wollen wir über Untersuchungen an MgO berichten. Zur Präparation wurden die Löcher im Mo-Heizband mit einer etwa  $70 \text{ \AA}$  dicken Kohlefolie überspannt, auf die anschließend MgO aufgeraucht wurde. Abb. 4 a\* zeigt die schattenmikroskopische Aufnahme eines Loches von  $36 \mu$  Durchmesser. Zur Ausleuchtung des ganzen Loches mußte die den Strahlkegel begrenzende Blende in der Objektebene während der Aufnahme verschoben werden. Dadurch ist die merkwürdige Streifen- und Kreisstruktur entstanden. Wie man sieht, liefert der sehr feine Fokus eine hohe schattenmikroskopische Auflösung. Zum Vergleich ist in Abb. 4 b die elektronenmikroskopische Aufnahme wiedergegeben, zu der das Prä-

parat in die Objektebene des Objektivs gebracht wurde.

Abb. 5 a und 5 b zeigen die schatten- und elektronenmikroskopische Abbildung von MgO-Kristallen in einer höheren Vergrößerung. In Abb. 5 b sieht man bereits die bei normalem Mikroskopieren ohne Präparatheizung entstandene Verschmutzung der Kristalle. Von dem markierten Kristall wurde eine Aufnahme im konvergenten Bündel gemacht und aus dem Abstand der Nebenmaxima im 200-Reflex die Dicke des Kristalls zu  $815 \text{ \AA}$  bestimmt. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem, den man aus der elektronenmikroskopischen Aufnahme erhält, unter der Annahme, daß der Kristall die Form eines Würfels hat. Abb. 6 zeigt ein KIKUCHI-Diagramm von einem MgO-Kristall mit etwa  $1500 \text{ \AA}$  Kantenlänge, bei dem Eintritts- und Austrittsfläche für den Elektronenstrahl nicht parallel waren. In Abb. 7 sehen wir einen 200-Reflex bei Durchstrahlung einer planparallelen Platte.

### 2. Verschmutzung

Wenn man den Elektronenstrahl auf die ungeheizte Kohlefolie fokussiert, so entsteht ein Verschmutzungsfleck. Eine solche Reihe von Verschmutzungsflecken ist in Abb. 4 a und ebenfalls in Abb. 4 b zu erkennen. (Da Abb. 4 b am Ende der Untersuchungen aufgenommen wurde, sind dort noch weitere Reihen von Verschmutzungsflecken zu erkennen.) Wir haben diese Flecken dazu benutzt, die Größe der Kristalle abzuschätzen. Der kleinste Fokusedurchmesser bei genauer Fokussierung ist kleiner als der Durchmesser eines Fleckes. Mit der Spitzenkathode<sup>9</sup> war es möglich, einen Schmutzfleck von nur  $350 \text{ \AA}$  Durchmesser zu erzeugen.

Die Verschmutzungsflecke sind die Projektionen von Nadeln, die senkrecht auf der Folie stehen und nach beiden Seiten herausragen. Durch beidseitige Schrägbeschattung konnten wir zeigen (Abb. 8), daß die Nadeln auf der der Strahlquelle zugewandten Seite (Oberseite) höher sind als die auf der abgewandten Seite (Unterseite). Die Wachstumsgeschwindigkeit war auf der Oberseite innerhalb des Beobachtungszeitraumes von 20 sec konstant und betrug etwa  $500 \text{ \AA/sec}$ , während sie auf der Unterseite mit zunehmender Dicke abnahm, so daß dort die Nadeln im gleichen Zeitraum nur eine Höhe von  $3000 - 4000 \text{ \AA}$  erreichten.

\* Abb. 4—12 auf Tafel S. 112 a, b.

<sup>9</sup> S. MARUSE, Proc. Europ. Reg. Conf. on Electron Microscopy (Delft 1960), Vol. I, 73.

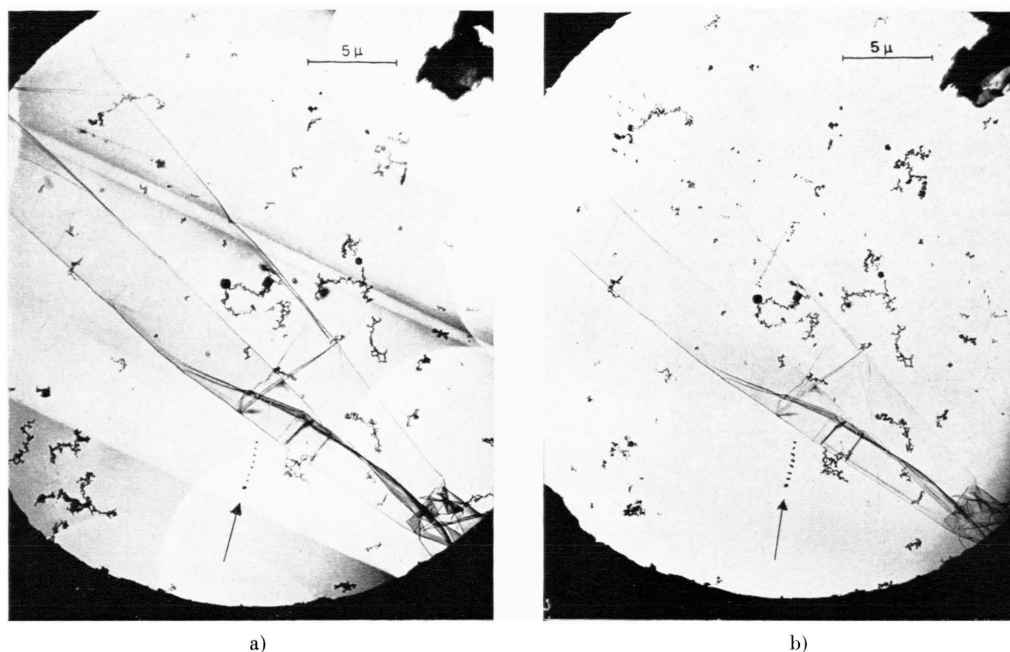


Abb. 4. MgO-Kristalle auf einer Kohlefolie, die über ein Loch des Heizbandes gespannt ist. Der Pfeil markiert eine Reihe von Verschmutzungsflecken. a) Schattenabbildung, b) Elektronenmikroskopisches Bild.

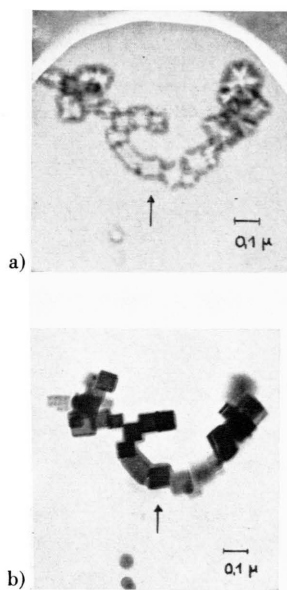


Abb. 5. a) Schattenabbildung von MgO-Kristallen, b) Elektronenmikroskopische Abbildung.

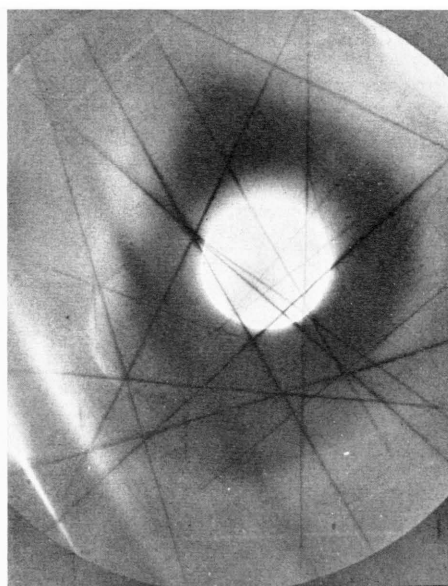


Abb. 6. KIKUCHI-Diagramm von einem ca. 1500 Å großen MgO-Kristall, Strahlspannung 80 kV.

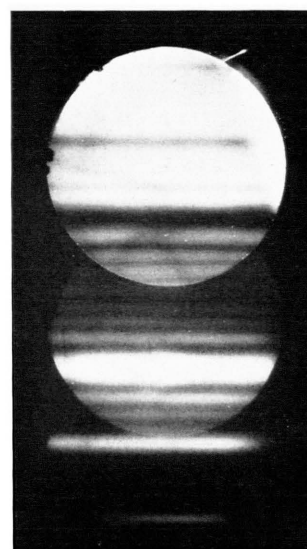


Abb. 7. 200-Reflex von MgO bei Durchstrahlung einer planparallelen Platte. Im Nullstrahl ist deutlich die Unsymmetrie der Nebenmaxima zu erkennen.



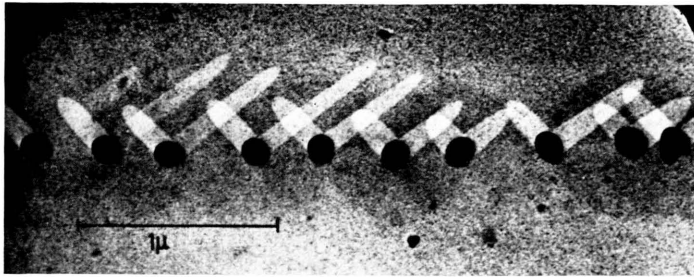


Abb. 8. Auf die Kohlefolie aufgewachsene Verschmutzungsnadeln, unter  $45^\circ$  von beiden Seiten beschattet.



Abb. 9. Schattenabbildung eines  $\text{MoS}_2$ -Kristalls mit Verschmutzungsflecken.

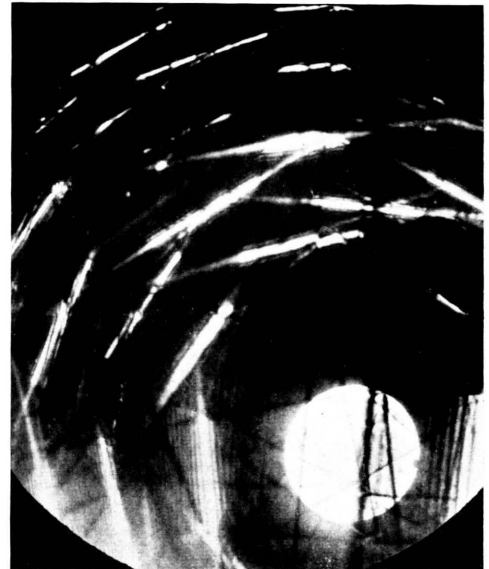


Abb. 10.  $\text{MoS}_2$ : Aufnahme im konvergenten Bündel von einem ungestörten Kristallbereich bei genauer Fokussierung.

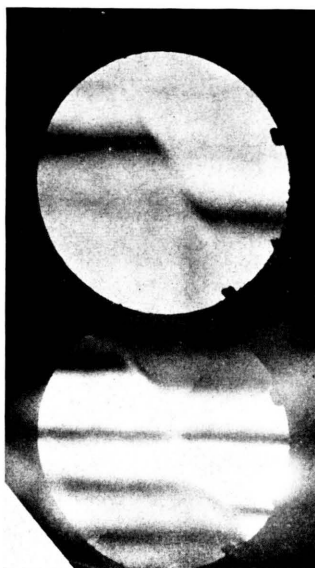


Abb. 11.  $\text{MoS}_2$ : Schattenabbildung von der Umgebung einer Versetzung in Reflex und Nullstrahl bei geringer Defokussierung.

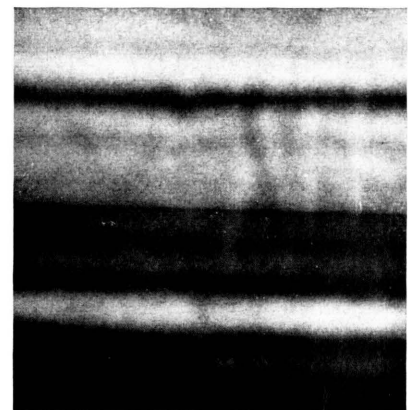


Abb. 12.  $\text{MoS}_2$ : Anregung der  $(11\bar{2}0)$ -Interferenz. Die Aperturblende wurde während der Aufnahme in Richtung der KIKUCHI-Linie verschoben. Strahlspannung 80 kV.

### 3. Gitterstörungen

Als Beispiel für einen größeren stark gestörten Kristall haben wir einen  $\text{MoS}_2$ -Schichtkristall untersucht. In einer schattenmikroskopischen Abbildung (Abb. 9) erkennt man eine Reihe von Verschmutzungsflecken, die jeder für sich die Größe des Bereiches angeben, von dem Elektronenbeugungs-Untersuchungen gemacht werden können. Dieser Kristall ist zwar mit vielen Versetzungslinien überzogen, doch ist es möglich, bei exakter Fokussierung Aufnahmen im konvergenten Bündel von nahezu ungestörten Kristallbereichen zu erhalten (Abb. 10) oder bei geringer Defokussierung von Bereichen in der Nähe einer Versetzung (Abb. 11).

### 4. Anomale Absorption

Bei verschiedenen Aufnahmen im konvergenten Bündel fanden wir im Nullstrahl eine Intensitätsasymmetrie der Nebenmaxima (s. Abb. 7), die auf die anomale Absorption zurückzuführen ist. Wie man sieht, sind die im KIKUCHI-Band liegenden Nebenmaxima, d. h. die dem Reflex zugewandten Nebenmaxima, schwächer als die außerhalb liegenden. HASHIMOTO, HOWIE und WHELAN<sup>10</sup> haben für einen gebogenen Kristall die Intensitätsverteilung im Hellfeldbild bei Berücksichtigung der anomalen Absorption berechnet und durch Vergleich mit dem Experiment den Absorptionskoeffizienten bzw. das Verhältnis  $b$  von Imaginärteil zu Realteil der FOURIER-Koeffizienten des Kristallpotentials ermittelt. In Anlehnung an diese Arbeit haben wir in einer ersten Untersuchung das Verhältnis  $b$  bzw. den Imaginärteil des FOURIER-Koeffizienten von  $\text{MoS}_2$  bei Anregung der  $(11\bar{2}0)$ -Interferenz bestimmt. Bei der Aufnahme im konvergenten Bündel wurde der Primärstrahl in Richtung der  $11\bar{2}0$ -KIKUCHI-Linie bewegt, so daß für die Auswertung ein Bereich von Nebenmaxima gefunden werden konnte (Abb. 12), der von keinen anderen kreuzenden KIKUCHI-Linien — d. h. durch keine Nebenanregungen — gestört war. Diese Aufnahmen wurden bei den vier verschiedenen Beschleunigungsspannungen 40, 60, 80 und 100 kV gemacht. Unter der Annahme eines Strukturpotentials von 6,2 V für die Interferenz  $11\bar{2}0$  konnte die Kristalldicke aus den 4 Aufnahmen sehr genau ermittelt werden. Mit diesem Wert wurden die Intensitätsverteilungen im Primärstrahl nach Gl. A 12

von HASHIMOTO, HOWIE und WHELAN<sup>10</sup> für verschiedene Verhältnisse  $b$ <sup>11</sup> berechnet und mit den experimentell ermittelten Photometerkurven verglichen (s. Abb. 13). Es zeigte sich, daß die Größe  $b$ , die die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Ex-

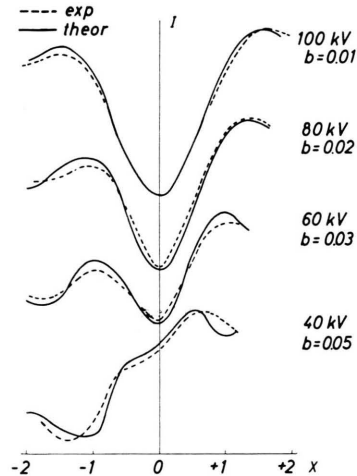


Abb. 13. Vergleich von berechneten Intensitätsverteilungen im Nullstrahl für einen 350 Å dicken Kristall mit experimentell ermittelten Photometerkurven. (Intensitätsmaßstab in willkürlichen Einheiten,  $x$  proportional zur Winkelabweichung vom BRAGG-Winkel.)

periment lieferte, von der Beschleunigungsspannung abhängig war. Der Zusammenhang ist in der Tabelle dargestellt; dort ist auch der Imaginärteil des Strukturpotentials  $\Phi^{(i)}$  in Volt angegeben. Diese Werte liegen etwa in der gleichen Größenordnung wie sie beim MgO aus der Reflexverbreiterung bei Durchstrahlung eines keilförmigen Kristallbereiches ermittelt wurden<sup>1</sup>. Es ist beabsichtigt, die anomale Absorption nach beiden Methoden zu untersuchen.

| $U_e$<br>[kV] | $b$   | $\Phi_{11\bar{2}0}^{(i)}$<br>[V] |
|---------------|-------|----------------------------------|
| 40            | 0,05  | 0,31                             |
| 60            | 0,03  | 0,18                             |
| 80            | 0,02  | 0,12                             |
| 100           | 0,015 | 0,09                             |

Diese ersten Versuche zeigen, daß sich die Untersuchungsmethode für viele Präparationen, bei denen nur sehr kleine einkristalline Bereiche auftreten, anwenden läßt. Die Anwendung wird allerdings auf solche Kristalle beschränkt, die der thermischen Belastung widerstehen. Ein Nachteil liegt in der nur be-

<sup>10</sup> H. HASHIMOTO, A. HOWIE u. W. J. WHELAN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **269**, 80 [1962].

<sup>11</sup> Bei HASHIMOTO, HOWIE und WHELAN ist  $b = \xi_g / \xi'_g$ .

grenzten Rotation des einfallenden Strahls von  $6^\circ$  um das Präparat. Sind größere Rotationen erforderlich, so muß das Präparat in definierter Weise jeweils vorjustiert werden. Wir haben bei einer Untersuchung von CdS<sup>12</sup>, bei der eine ganz bestimmte Orientierung eingestellt werden sollte, den Kristall in einer normalen Beugungsapparatur vorjustiert

und so in das Elmiskop eingesetzt. Die Interferenzen konnten wir dann in der gewünschten Orientierung untersuchen.

Herrn Dr. K. KAMBE sprechen wir für viele Anregungen und Diskussionen unseren Dank aus. P. GOODMAN möchte außerdem Herrn Prof. Dr. K. MOLIÈRE für die Möglichkeit danken, diese Untersuchungen durchzuführen, sowie der Max-Planck-Gesellschaft und der C.S.I. R.O., Melbourne, Australien, für die Finanzierung dieser Arbeit.

<sup>12</sup> P. GOODMAN u. G. LEHMPFUHL, Z. Naturforschg. **19 a**, 818 [1964].

## Spektroskopische Messungen am Membranstoßwellenrohr (Teil I) Absolutbestimmung des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten negativer Wasserstoffionen

A. BÖHM und L. REHDER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforschg. **20 a**, 114—120 [1965]; eingegangen am 25. August 1964)

Durch photoelektrische Intensitätsmessungen an einem durch eine Membranstoßwelle erzeugten Krypton-Wasserstoff-Plasma wird der kontinuierliche Absorptionskoeffizient negativer Wasserstoffionen im sichtbaren Spektralgebiet absolut bestimmt. Die Zustandsgrößen des Plasmas werden aus den gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten und den Zustandsgrößen vor der Front berechnet.

### 1. Bisherige Arbeiten über den Absorptionskoeffizienten des negativen Wasserstoffs H<sup>-</sup>

Im Anschluß an die grundlegenden Betrachtungen von WILDT<sup>1</sup> wurde der Verlauf des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten negativer Wasserstoffionen in verschiedenen theoretischen Abhandlungen im einzelnen berechnet<sup>2-5</sup>.

1951 gelang der erste experimentelle Nachweis dieses Kontinuums im Kieler Institut für Experimentalphysik<sup>6</sup>, der in weiteren Arbeiten<sup>7, 8</sup> sichergestellt wurde. Allerdings blieb bei diesen in Emission an Gasentladungen durchgeführten Experimenten das gesuchte H<sup>-</sup>-Kontinuum immer schwächer als das

stets gleichzeitig auftretende Wasserstoff-Rekombinationskontinuum. Dies liegt an der relativ hohen Temperatur der in Wasserstoff brennenden Gasentladungen. Daher unternahm es 1958 WEBER<sup>9</sup>, mit einer Membranstoßwellenanordnung ein Krypton-Wasserstoff-Plasma zu erzeugen, das bevorzugt H<sup>-</sup>-Strahlung emittieren sollte<sup>10</sup>.

Diese Versuche wurden von REHDER<sup>11</sup> 1960 wiederholt. Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten, bei denen das Spektrum der reflektierten Stoßwelle photographisch registriert worden war, verwendete REHDER zeitauflösende photoelektrische Verfahren. Dabei zeigte sich zunächst, daß die von WEBER gemachte Annahme einer über einen gewissen

<sup>1</sup> R. WILDT, Astrophys. J. **89**, 295 [1939].

<sup>2</sup> S. CHANDRASEKHAR, Astrophys. J. **102**, 223 u. 395 [1945]; **104**, 430 [1946].

<sup>3</sup> S. CHANDRASEKHAR, Astrophys. J. **128**, 114 u. 633 [1958].

<sup>4</sup> T. JOHN, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **121**, 41 [1960].

<sup>5</sup> H. OHMURA u. T. OHMURA, Phys. Rev. **121**, 513 [1960].

<sup>6</sup> R. FUCHS, Z. Phys. **130**, 69 [1951].

<sup>7</sup> T. PETERS, Z. Phys. **135**, 573 [1953].

<sup>8</sup> W. NISSEN, Z. Phys. **139**, 638 [1954].

<sup>9</sup> O. WEBER, Z. Phys. **152**, 281 [1958].

<sup>10</sup> E. VITENSE (Himmelswelt **56**, 33 [1949]) hatte die Bedingungen herausgestellt, unter denen ein Laboratoriums-plasma bevorzugt H<sup>-</sup>-Strahlung emittieren sollte. Diese Bedingungen (hohe Elektronendichte bei niedriger Temperatur, niedriges Kontinuum eventueller Fremdgase) sollten sich am besten in einem Stoßwellenplasma realisieren lassen. Bei dem verwendeten Krypton-Wasserstoff-Gemisch spielt das Krypton vorzugsweise die Rolle des Elektronenlieferanten.

<sup>11</sup> L. REHDER, Diplomarbeit, Kiel, unveröffentlicht (1960).