

# Elektronenmikroskopische Untersuchungen an sehr dünnen Glimmerfolien

## II. Das Verhalten des Glimmers bei stärkerer Elektronenbestrahlung\*

Von J. DEMNY

Aus dem Physikalischen Laboratorium Mosbach \*\*  
und dem I. Physikalischen Institut der Universität Gießen  
(Z. Naturforsch. 18 a, 1097—1101 [1963]; eingegangen am 29. Juli 1963)

Glimmer enthält eine gewisse Menge Gas, das sich beim Erwärmen im Elektronenstrahl in blasenförmigen Hohlräumen sammelt. An diesen Blasen können Parallelverkantungs-Moirés nachgewiesen werden, die zusammen mit Querverkantungs-Moirés „NEWTONSche Ringe“ bilden. Bei weiterer Erwärmung brennen rhombische Löcher in die Folien. Bei stärkster Bestrahlung verbrennt der Glimmer. Es bilden sich neue Substanzen, die als  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ , Sillimanit, Mikroklin und ein anderes K-Al-Silikat identifiziert werden können.

In Teil I<sup>1</sup> wurde neben der Behandlung der Kontraste auch ein Mechanismus zur Entstehung von Versetzungen in Glimmer angegeben. Dabei konnte mehr indirekt auf Gleitvorgänge geschlossen werden. Es wurde nun — ähnlich wie in dünnen Metallfolien — versucht, durch Erwärmung der Präparate im Elektronenstrahl direkt Gleitungen nachzuweisen sowie allgemein die Eigenschaften von Versetzungen in Glimmer zu untersuchen. Die Versetzungen bleiben jedoch bei solcher Erwärmung derart unbeweglich, daß die thermische Belastung vielmehr die Präparate selbst verändert, was schließlich zu ihrer Zerstörung führt. Die dabei beobachteten Effekte sollen hier behandelt werden. Die Strahleistung betrug bei allen Untersuchungen 80 kV.

### A. Parallelverkantungs-Moirés an Glimmerblasen

#### 1. Entgasung des Glimmers

In vielen elektronenmikroskopischen Aufnahmen dünner Glimmerfolien ist eine mehr oder weniger deutliche grießliche Struktur zu erkennen. Sie hängt mit dem Gasgehalt des Glimmers zusammen.

Dabei muß das Gas in einer sehr großen Zahl kleiner Einschlüsse im Glimmer vorhanden sein, die lokal die Reflexionsverhältnisse derart verändern, daß eine grießliche Struktur auftritt. Erwärmt man die Folien vorsichtig im Elektronenstrahl, so wird die Struktur deutlicher (Abb. 1 a \*\*\*). Das Gas hat sich in größeren Gebieten gesammelt. Diese vereini-

gen sich bei weiterer Bestrahlung zu größeren Blasen (Abb. 1 b), die sich zwischen den leicht aufspaltenden Basisebenen bilden. Die auftretenden konzentrischen Ringe werden weiter unten als Interferenzerscheinung erklärt werden. Allmählich entweicht das Gas aus dem Glimmer, es bleiben nur noch wenige Blasen zurück, bis schließlich „glatte“ Reflexbänder (Abb. 1 c) den völligen Entgasungszustand anzeigen. Dieser Vorgang ist in diesen Einzelheiten nur in sehr dünnen Schichten von weniger als 700 Å zu beobachten.

#### 2. Parallelverkantungs-Moirés

Die bei der Entgasung auftretenden Blasen können durch geeignete Elektronenbestrahlung bis zu einigen  $\mu$  Durchmesser gezüchtet werden. Sie zeigen nach Abb. 2 Streifungen, die von RANG<sup>2</sup> an „natürlichen“ Blasen in dickeren Glimmerschichten bereits beobachtet und als „Ferninterferenzen“ gedeutet wurden. Zum besseren Verständnis der im folgenden behandelten Erscheinungen sollen die wichtigsten Tatsachen hierzu kurz zusammengestellt werden.

Die Blasen werden durch zwei Glimmerfolien begrenzt, die entlang eines Durchmessers den Blasenwinkel  $\varphi$  miteinander bilden (Abb. 3 a). Die obere und die untere Begrenzungsfolie liefern getrennte Reflexe<sup>3, 4</sup>, die sich in der Mitte der Blase entlang eines Durchmessers BB' überlappen (Abb. 3 b). Dort werden also die Elektronen sowohl in der oberen

\* 2. Teil von D 26.

\*\* Angeschlossen der Technischen Hochschule Karlsruhe und der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (V 92/63).

<sup>1</sup> J. DEMNY, Z. Naturforsch. 18 a, 1088 [1963], voranstehend.

\*\*\* Abb. 1 a—c, 2, 5, 7, 9, 11 a—b, 12 a—b, 13 a—b und 14 a—b auf Tafel S. 1100 a, b.

<sup>2</sup> O. RANG, Z. Phys. 136, 465 [1953].

<sup>3</sup> G. MÖLLENSTEDT, Optik 10, 72 [1953].

<sup>4</sup> O. RANG, Optik 10, 90 [1953].



als auch in der unteren Folie reflektiert. Die Überlagerung beider Elektronenwellen führt zu der beobachteten Interferenzerscheinung. Dabei liegen die reflektierenden Netzebenen parallel zu dem Durchmesser BB', so daß — auf Grund der Geometrie der Blase — die Netzebene der oberen Begrenzungsfolie

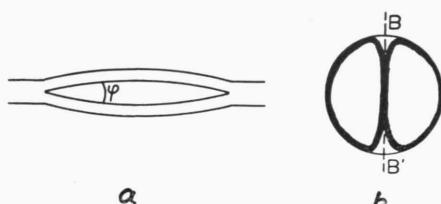


Abb. 3. a) Schnitt durch Glimmerblase, b) Reflexe an oberer und unterer Begrenzungsfolie der Blase.

mit denen der unteren entlang BB' einen Keil mit dem Blasenwinkel  $\varphi$  als Keilwinkel bilden (Abb. 4 a).

Die Interferenzstreifen liegen senkrecht zum Durchmesser BB' und damit senkrecht zu den Netzebenen. Entsprechend der Interferenz am Keil in der Lichtoptik bedeutet hier der Wechsel von einem hellen zu einem dunklen Streifen (Abb. 2) ein bestimmter Dickenzuwachs  $H_0$  der Blase, wobei nach RANG<sup>2</sup>

$$H_0 = d/2 \alpha \quad (1)$$

ist ( $d$ : Netzebenenabstand,  $\alpha$ : Winkel, den die Netzebenen mit der Foliennormale bilden. Für die 110-Reflexe ist  $H_0 = 27,2 \text{ \AA}$ ). Durch Abzählen der Intensitätswechsel vom Blasenrand bis zur Mitte kann demnach die Höhe der Blase bestimmt werden.

In Abb. 2 treten die Interferenzstreifen entlang mehrerer Durchmesser auf. Durch die Blasenkrümmung sind verschiedene indizierte Netzebenen in Reflexionsstellung, so daß entlang eines jeden Durchmessers, der durch einen Reflex markiert ist, eine bestimmte Netzebenenschar reflektiert. Die Interferenzstreifen in den einzelnen Reflexen haben z. Tl. verschiedene Abstände. Hier sind Reflexe höherer Ordnung mit entsprechend kleinerem Netzebenen-

abstand  $d$  angeregt, was nach (1) zu kleinerem  $H_0$  und damit zu größerer Streifenzahl führt.

RANG hat in einer späteren Arbeit<sup>5</sup> gezeigt, daß man diese Interferenzerscheinung auch als eine spezielle Art von Verdrehungs-Moiré, und zwar als ein Verkantungs-Moiré auffassen kann. Da die Achse A (Abb. 4 a), um die die beiden die Blase begrenzenden Folien gedreht (verkantet) sind, senkrecht auf den Netzebenen steht, wird es Querverkantungs-Moiré genannt. Eine zweite Art von Verkantungs-Moiré ist nach<sup>5</sup> das Parallelverkantungs-Moiré. Es unterscheidet sich vom ersten dadurch, daß die Achse, um die zwei Folien gegeneinander verkantet sind, parallel zu den Netzebenen liegt (Abb. 4 b). RANG gibt dafür ein einfaches lichtoptisches Modell an, weist aber darauf hin, daß Elektronenbilder von derartigen Moirés noch nicht gezeigt worden sind. Der Grund dafür liegt offenbar darin, daß die Netzebenen in den beiden nach Abb. 4 b verkanteten Folien nicht gleichzeitig in Reflexionsstellung sein können.

In den Blasen jedoch, die beim Erwärmen dünnster Glimmerschichten im Elektronenmikroskop entstehen, konnten erstmalig Parallelverkantungs-Moirés nachgewiesen werden. In einer solchen Blase tritt nämlich neben einer Querverkantung in dazu senkrechter Richtung eine Parallelverkantung auf (Abb. 4 c). Wenn daher bei der elektronenmikroskopischen Durchstrahlung Interferenzstreifen in Form konzentrischer Ringe über die ganze Blase beobachtet werden, wie in Abb. 5, so muß entlang eines Durchmessers ein Parallelverkantungs-Moiré vorliegen. Bei der Parallelverkantung haben die Netzebenen in der oberen Folie im Vergleich zu denen in der unteren Folie dem einfallenden Elektronenstrahl gegenüber eine um den Blasenwinkel  $\varphi$  abweichende Neigung. Die Folien sind jedoch so dünn, daß auch noch bei derartigen Abweichungen vom BRAGG-Winkel Reflexion — oft über die ganze Blasenfläche — stattfindet. Es sind vor allem die Nebenmaxima der Reflexe, die die Parallelverkantungs-Moirés liefern.

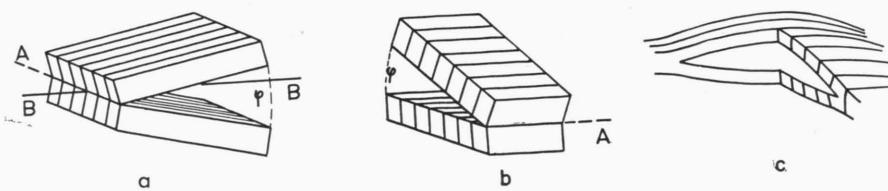


Abb. 4. a) Querverkantung zweier Kristallfolien, b) Parallelverkantung zweier Kristallfolien, c) Quer- und Parallelverkantung in einer Glimmerblase.

<sup>5</sup> O. RANG, Z. Krist. 114, 98 [1960].

Das erkennt man u. a. an dem geringeren Kontrast. Dadurch wird es auch möglich, schnell zwischen Querverkantungs- und Parallelverkantungs-Moirés zu unterscheiden. So zeigen in Abb. 5 die Interferenzringe in einer allen Blasen gemeinsamen Richtung den stärksten Kontrast. Parallel dieser Richtung liegen die reflektierenden Netzebenen, hier tritt das Querverkantungs-Moiré auf. In der dazu senkrechten Richtung ist der Kontrast schwächer, dort tritt das Parallelverkantungs-Moiré auf mit den Moiré-Linien parallel zu den Netzebenen. Daß es sich hier – im Gegensatz zu Abb. 2 – in beiden Richtungen um die Reflexion ein und derselben Netzebenenschar handelt, ist durch die Dunkelfeldaufnahme gesichert. Ein weiterer Hinweis dafür, daß vor allem die Nebenmaxima die Parallelverkantungs-Moirés liefern, ist dadurch gegeben, daß in allen Blasen der Abb. 5 beide Moiré-Arten um einen halben Streifenabstand nach Abb. 6 versetzt sind. HASHIMOTO, MANNAMI und NAIKI<sup>6</sup> wiesen nämlich an

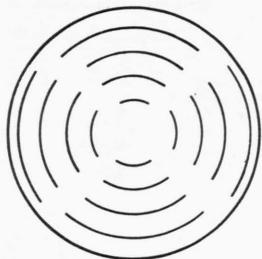


Abb. 6. Quer- und Parallelverkantungs-Moiré sind gegeneinander um einen halben Streifenabstand versetzt.

Verdrehungs-Moirés nach, daß die Moirés des Hauptreflexes gegenüber denen des ersten Nebenmaximums um einen halben Streifenabstand versetzt sind. Dieser Effekt wiederholt sich beim Übergang zum nächsten Nebenmaximum usw.

Die möglichen Reflexionsverhältnisse sollen am Beispiel der Blase der Abb. 7 näher untersucht werden. Ihre Form ist etwas unsymmetrisch. Durch Abzählen der Intensitätswechsel ergibt sich ihre Höhe  $H$

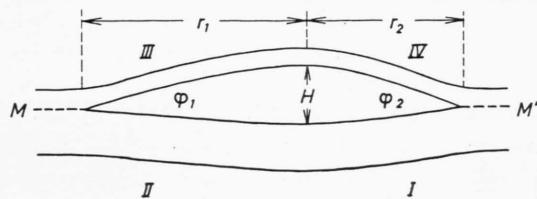


Abb. 8. Mögliche Form der Blase in Abb. 7.

nach (1) zu  $650 \text{ \AA}$  (110-Reflex), der Durchmesser beträgt  $0,85 \mu$ , so daß auf Grund des elektronenmikroskopischen Bildes entlang des dort markierten Durchmessers ein Querschnitt nach Abb. 8 angenommen werden kann. Die (110)-Ebenen, die hier in Reflexstellung sind, stehen senkrecht auf diesem Durchmesser. Mit den Werten  $r_1 = 0,5 \mu$  und  $r_2 = 0,35 \mu$  ergeben sich die beiden Blasenwinkel  $\varphi_1 = 0,13$  und  $\varphi_2 = 0,18$ . Die Blase soll außerhalb der Mitte der Folie liegen, so daß die obere begrenzende Kristallschicht  $100 \text{ \AA}$  und die untere  $300 \text{ \AA}$  dick sein mögen. Die verschiedenen Dicken führen zu verschiedenen Wölbungen. Die Winkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  sollen daher durch die Mittellinie MM' geviertelt werden. Die Blase soll im Gebiet I genau in Reflexionsstellung sein (vgl. Abb. 7). Auf Grund der angegebenen Winkel ist das Gebiet II dagegen um den Winkel  $(\varphi_1 + \varphi_2)/4 = 8 \cdot 10^{-2}$  geneigt. Bei einer Dicke von  $300 \text{ \AA}$  und einem Netzebenenabstand von  $4,5 \text{ \AA}$  ergibt sich nach Gl. (1), Teil I<sup>1</sup>, daß dort in das 5. Nebenmaximum reflektiert wird. Das Gebiet III ist um den Winkel  $(3\varphi_1 - \varphi_2)/4 = 5,2 \cdot 10^{-2}$  gegenüber I geneigt. Das führt bei einer Dicke von  $100 \text{ \AA}$  zur Reflexion in das 1. Nebenmaximum. Das Parallelverkantungs-Moiré, das in Abb. 7 entlang der z. Tl. markierten Linie auftritt, entsteht also zwischen dem 1. und 5. Nebenmaximum. Ihre verschiedenen Intensitäten sind mit der Grund für den teilweise schwachen Kontrast des Moirés. Abb. 5 rechtfertigt die Annahme, daß die Blase außerhalb der Folienmitte liegen könnte. Die dort zum Teil auftretenden sich überlappenden Blasen müssen in verschiedenen Tiefen liegen, so daß auch die Blase der Abb. 7 außerhalb der Mitte der Folie liegen kann.

### 3. Newtonsche Ringe

Nach Gl. (1) sind die Streifen bei einem Querverkantungs-Moiré als Streifen gleicher Dicke aufzufassen, entsprechend der Interferenz an einem Keil in der Lichtoptik. Die konzentrischen Kreise in den Blasen der Abb. 5, die entlang eines Durchmessers ein Querverkantungs-Moiré darstellen, sind daher ebenfalls „Streifen gleicher Dicke“ an einem linsenförmigen Hohlraum. Es liegt deshalb nahe, die Interferenzerscheinung in Abb. 5 als das elektronenoptische Analogon der aus der Lichtoptik her bekannten „NEWTONSchen Ringe“ zu bezeichnen. Es darf dabei aber nicht übersehen werden, daß der Mechanismus der Entstehung in beiden Fällen ein anderer ist.

<sup>6</sup> H. HASHIMOTO, T. NAIKI u. M. MANNAMI, IV. Int. Kongr. für Elektronen-Mikroskopie, Berlin 1958, 331 [1960] u. Phil. Trans. Roy. Soc., Lond. A 253, 490 [1961].

## B. Zerstörung des Glimmers

### 1. Aufspaltung und Lochbildung

Wird der Glimmer kurzzeitig relativ stark erhitzt, so bewirken die sich ausdehnenden Gase nicht nur ein begrenztes Aufspalten des Gitters in Form von Blasen, sondern das Präparat wird fast über das gesamte bestrahlte Gebiet hinweg entlang der Basisebenen aufgespaltet, erkennbar an zahlreichen Moirés. Auch Versetzungslien sind nach der Bestrahlung in großer Zahl auf den Präparaten beobachtet worden. Sie entstehen wahrscheinlich durch die bei der Erhitzung auftretenden starken mechanischen Verbiegungen, die man im Elektronenmikroskop an den sprunghaften Bewegungen der Reflexe erkennt. Das Beugungsdiagramm zeigt vor und nach der Erwärmung noch keine meßbaren Unterschiede, so daß noch nicht auf chemische Veränderung im Glimmer geschlossen werden kann. Die Temperatur muß noch unter 550 °C liegen, da nach Roy<sup>7</sup> erst bei höheren Temperaturen das chemisch gebundene Wasser ausgetrieben wird.

Wird der Glimmer erst langsam entgast, so tritt die Aufspaltung entlang der Basisebene nicht ein, sondern es brennen bei weiterer Erwärmung zahlreiche rhombische Löcher in die Präparate (Abb. 9). Ihre Kanten bilden Winkel von 60° bzw. 120° miteinander und liegen parallel den (110)- und ( $\bar{1}10$ )-Ebenen bzw. parallel den [110]- und [ $\bar{1}10$ ]-Richtungen. In diesen Richtungen ist die Auftrennung der  $\text{Si}_4\text{O}_{10}$ -Netze am leichtesten, da dort die  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder über ein Sauerstoffatom an nur einen benachbarten Tetraeder gebunden sind (Abb. 10). Die gleichen Bindungsverhältnisse treten nach Abb. 10 auch in der [100]-Richtung auf, so daß man eigentlich hexagonale Löcher erwarten sollte mit der dritten Kante parallel den (020)-Ebenen. Dort kann aber so leicht keine Auftrennung eintreten, da im Muskowit das nächste ungefähr im Abstand  $c/4$  darüberliegende  $\text{Si}_4\text{O}_{10}$ -Netz gegenüber dem der Abb. 10 um die kleinen eingezeichneten Vektoren parallel der [ $\bar{1}10$ ]-Richtung verschoben ist. Die Silicium-Atome liegen jetzt in den Endpunkten der Vektoren. In den (020)-Ebenen senkrecht zur Bildebene kann daher keine Trennung des Netzwerkes stattfinden. Nach Abb. 10 liegen die Silicium-Atome der folgenden Schicht teilweise auch in der [110]-Richtung. Das hat jedoch keinen wesentlichen Ein-

fluß auf die Trennung entlang der ( $\bar{1}10$ )-Ebenen, da diese auf Grund der monoklinen Struktur nicht senkrecht zur Zeichenbene stehen, und daher diese Silicium-Atome nicht enthalten.

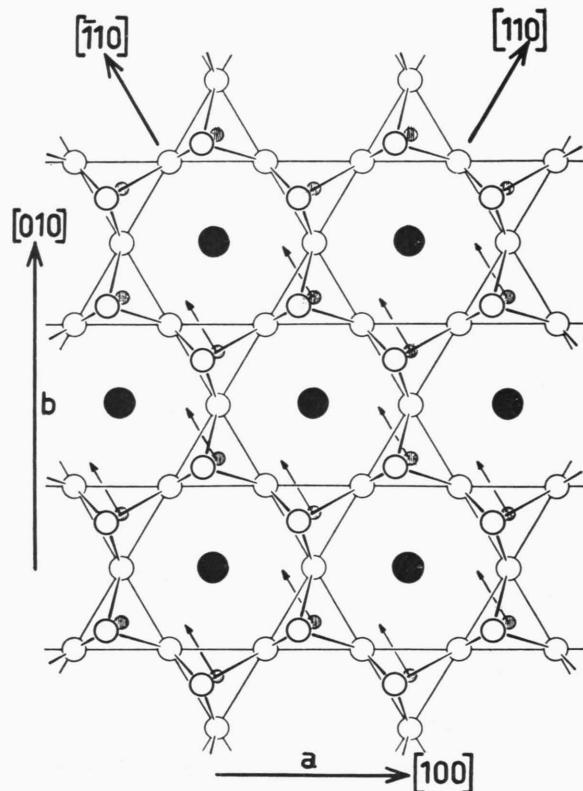


Abb. 10. Lagen der  $\text{Si}_4\text{O}_{10}$ -Netze im Muskowit. Die vollen Kreise sind die K-Atome, sie liegen mit den  $\text{Si}_4\text{O}_{10}$ -Netzen nicht in einer Ebene.

### 2. Entstehung neuer Substanzen

Bei stärkster Erhitzung im Elektronenstrahl verdampft der Glimmer schließlich. Unterbricht man die Aufheizung schnell genug, so scheiden sich auf den bei der Elektronenbestrahlung immer auftretenden Kohle-Verschmutzungsschichten dünne durchstrahlbare Kristalle ab (Abb. 11–14), die sich wegen der schnellen Abkühlung oft als schöne Dendriten ausbilden. Zu ihrer Identifizierung wurden aus den Beugungsdiagrammen die Netzebenenabstände berechnet und mit denen aller in Frage kommenden bekannten Substanzen verglichen. Dazu stand Band 6, Teil 4 des Landolt-Börnstein: „Zahlenwerte und Funktionen“, sowie die ASTM-Kartei zur Verfü-

<sup>7</sup> R. Roy, J. Amer. Ceram. Soc. 32, 202 [1949].

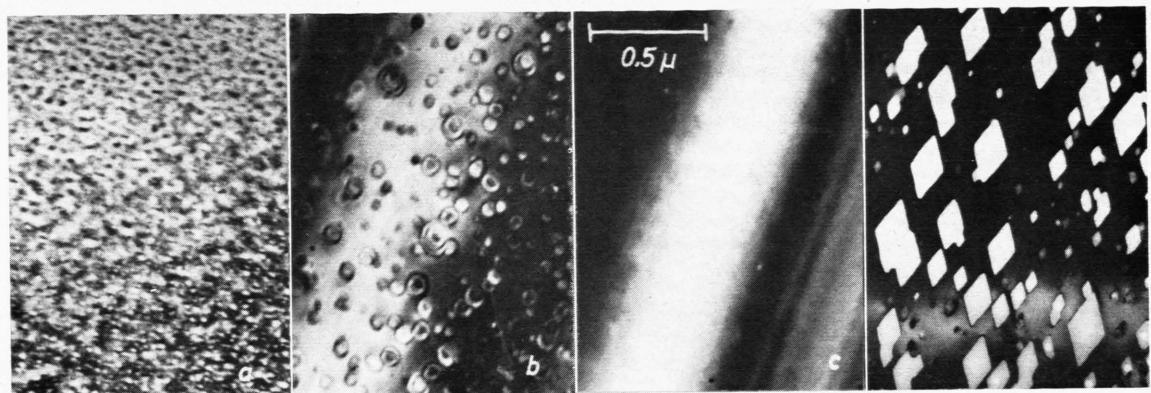


Abb. 1 a) - c). Entgasung des Glimmers durch Aufheizen im Elektronenstrahl, Dunkelfeld.

Abb. 9. Lochbildung in Glimmer durch Erhitzen im Elektronenstrahl, Hellfeld.

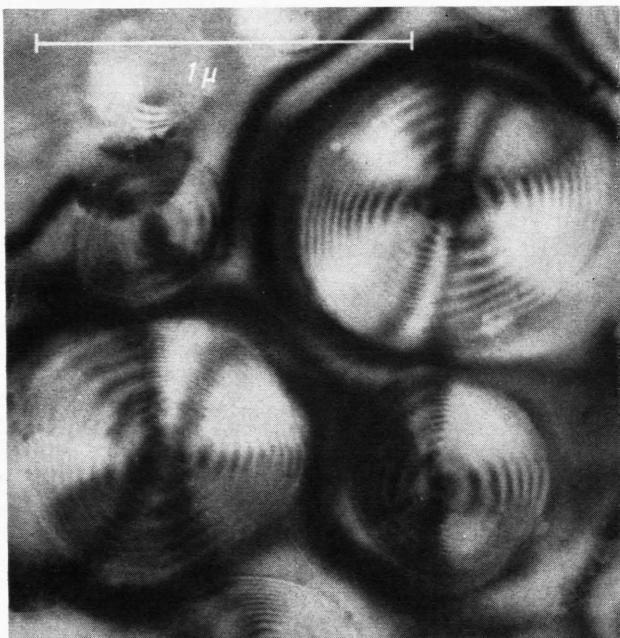


Abb. 2. Glimmerblasen mit Querverkantungs-Moirés in verschiedenen Reflexen, Hellfeld.

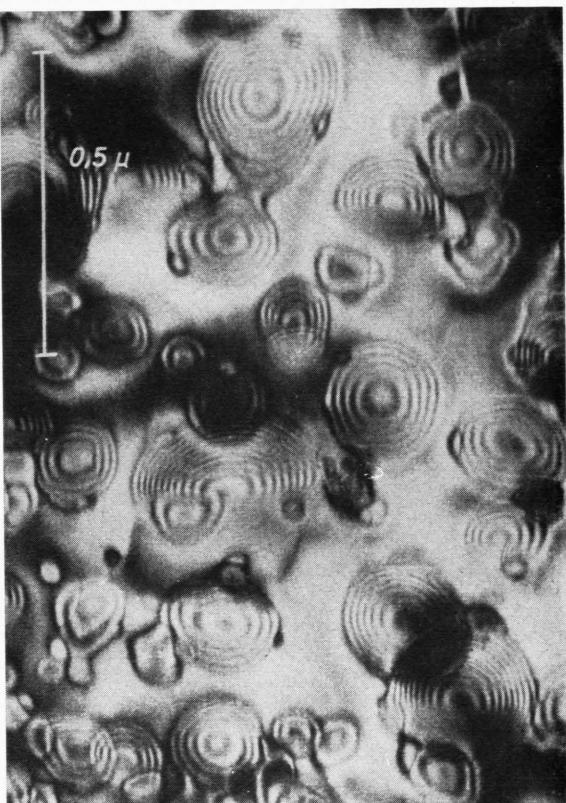


Abb. 5. Quer- und Parallelverkantungs-Moirés in Glimmerblasen bilden „NEWTONSCHE Ringe“, Dunkelfeld, (110)-Reflex.

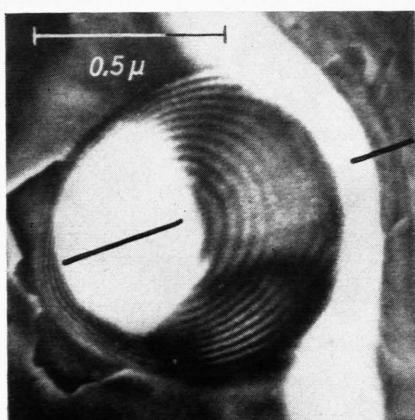


Abb. 7. Glimmerblase mit Parallelverkantungs-Moiré, Dunkelfeld, (110)-Reflex.

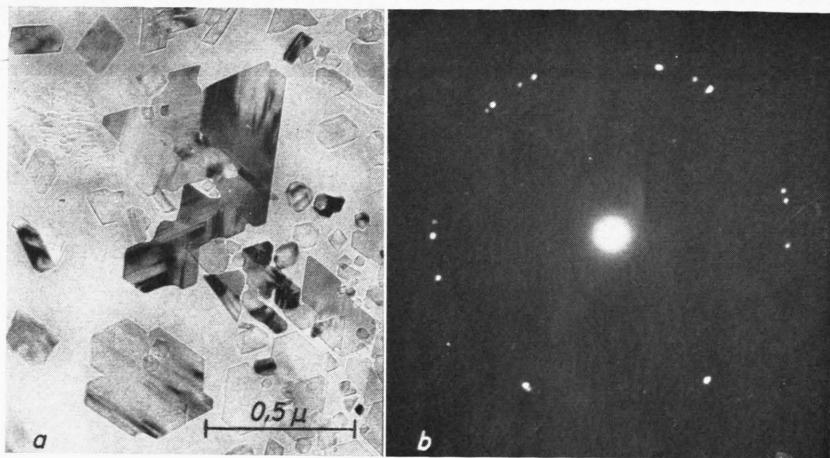


Abb. 11. a)  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Hellfeld, b) Beugungsdiagramm einiger  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Kristalle.

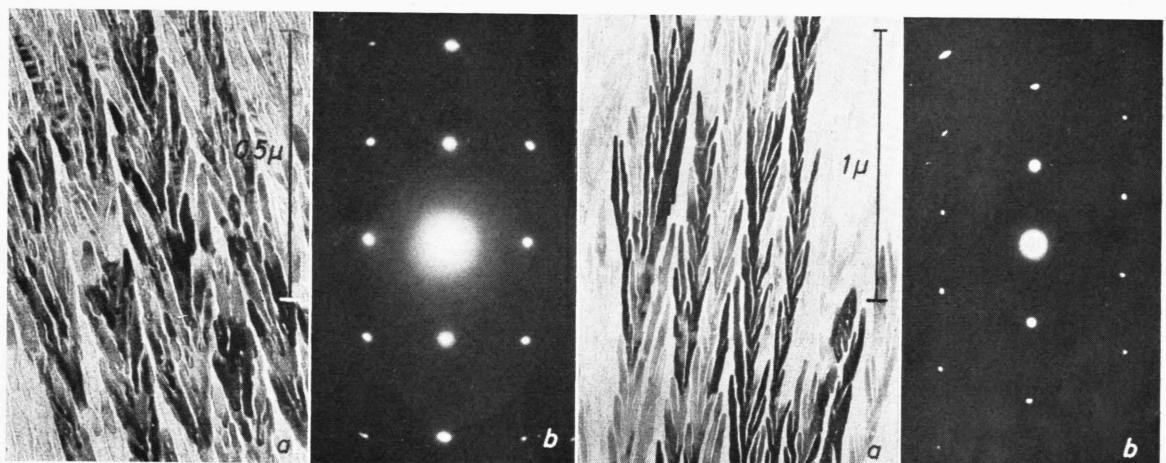


Abb. 12. a) Sillimanit, Al<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>, Hellfeld, b) Beugungsdiagramm von Sillimanit.

Abb. 13. a) Mikroklin, KAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>, Hellfeld, b) Beugungsdiagramm von Mikroklin.

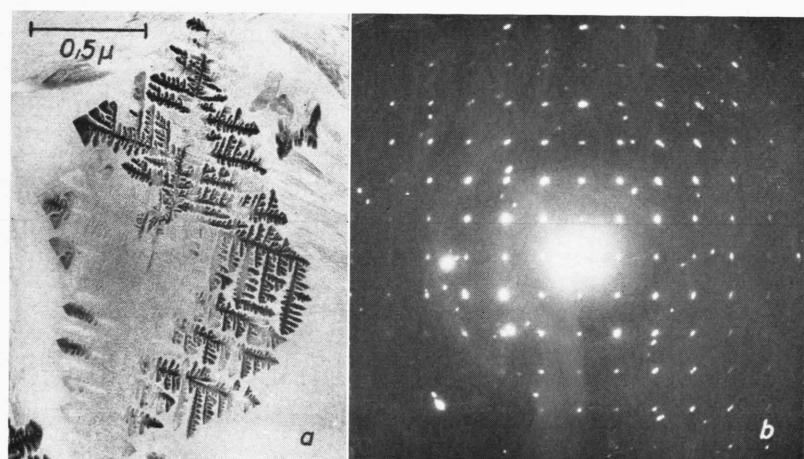


Abb. 14. a) Kalium-Aluminium-Silikat, K<sub>2</sub>Al<sub>2</sub>SiO<sub>6</sub>, Hellfeld; b) Beugungsdiagramm von K<sub>2</sub>Al<sub>2</sub>SiO<sub>6</sub>.

gung<sup>8</sup>. Fast alle Beugungsdiagramme konnten einer der folgenden vier Verbindungen zugeordnet werden.

a)  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Es entstehen häufig viele kleine dreier oder sechseckige Kristalle, deren Beugungsdiagramme sechszählige Symmetrie zeigen (Abb. 11 a, 11 b). Es handelt sich hier um das kubisch kristallisierende  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Die Kristalle liegen meist auf der (111)-Ebene. Die stärksten dabei auftretenden Reflexe sind die 440-Reflexe. Die entsprechenden Netzebenenabstände wurden zu 1,41 Å berechnet, während der Tabellenwert 1,395 Å beträgt.

b) **Sillimanit,  $\text{Al}_2\text{SiO}_5$ .** Die Dendriten in Abb. 12 a liefern meist orthogonale Beugungsdiagramme (Abb. 12 b), die alle dem orthorhombischen Sillimanit  $\text{Al}_2\text{SiO}_5$  zugeordnet werden können. Die gefundenen Netzebenenabstände stimmen mit denen aus der RÖNTGEN-Analyse<sup>9</sup> für diesen Stoff am besten überein. Die Abweichungen betragen maximal 2%.

c) **Mikroklin,  $\text{KAlSi}_3\text{O}_8$ .** Einige wenige Dendriten liefern Beugungsdiagramme geringerer Symmetrie (Abb. 13 a, b). Sie konnten als Mikroklin identifiziert werden, der trikline Struktur besitzt<sup>10</sup>. Zur genauen Bestimmung der Substanz wurden auch die Winkel zwischen den Reflexen der Beugungsdiagramme, d. h. zwischen den entsprechenden Net-

ebenen, mit denen aus dem Mikroklin-Gitter errechneten verglichen. Die Abweichungen betragen auch hier nur wenige Prozent.

d) **Kalium-Aluminium-Silikat,  $\text{K}_2\text{Al}_2\text{SiO}_6$ .** Ein kubisches Beugungsdiagramm zeigt der Dendrit in Abb. 14 a. Die innersten Reflexe liefern den relativ großen Netzebenenabstand von 7,5 – 7,7 Å. Die einzige Substanz mit ähnlichen Abständen ist ein von JAEGER<sup>11</sup> beschriebenes Kalium-Aluminium-Silikat der Formel  $\text{K}_2\text{Al}_2\text{SiO}_6$ , das auf Grund der RÖNTGEN-Analyse ein kubisch primitives Gitter mit der Gitterkonstanten  $a = 7,66$  Å haben soll, so daß die hier vorliegende Verbindung möglicherweise mit dieser identisch ist.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Laboratorium Mosbach angefertigt. Für die Förderung und das Interesse an der Arbeit bin ich dem Leiter des Instituts, Herrn Professor Dr.-Ing. E. BRÜCHE, zu großem Dank verpflichtet. — Dem Direktor des I. Physikalischen Instituts der Universität Gießen, Herrn Professor Dr. W. HANLE, sowie Herrn Privatdozenten Dr. A. SCHARMANN gebührt mein besonderer Dank für das entgegengebrachte Interesse und ihre wohlwollende Unterstützung. Herrn Professor Dr. E. SAUR bin ich für sein Entgegenkommen sehr dankbar. — Herrn Privatdozenten Dr.-Ing. O. RANG danke ich für wertvolle Diskussionen. — Der Arbeitsgemeinschaft für Elektronenoptik e. V. und den Wirtschaftsministerien des Bundes und des Landes Baden-Württemberg sage ich Dank für ihre Unterstützung.

<sup>8</sup> Ich danke Herrn Dr. S. STEEB vom Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, für die Erlaubnis, die ASTM-Kartei des Instituts zu benutzen.

<sup>9</sup> W. H. TAYLOR, Z. Krist. **68**, 503 [1928].

<sup>10</sup> GOLDSMITH u. LAVES, Geochim. Cosmochim. Acta **5**, 1 [1954].

<sup>11</sup> F. M. JAEGER, Trans. Faraday Soc. **25**, 320 [1929].