

# Eindimensional fehlgeordnete Kristallgitter

Autor(en): **Jagodzinski, H. / Laves, F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische mineralogische und petrographische Mitteilungen  
= Bulletin suisse de minéralogie et pétrographie**

Band (Jahr): **28 (1948)**

Heft 1: **Festschrift P. Niggli zu seinem 60. Geburtstag den 26. Juni 1948**

PDF erstellt am: **16.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-23054>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Eindimensional fehlgeordnete Kristallgitter

Von *H. Jagodzinski* und *F. Laves*, Marburg

## I. Übersicht über die Problemstellung

Unter eindimensional fehlgeordneten Kristallen wollen wir solche verstehen, die in zwei beliebigen Translationsrichtungen  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  streng, in der dritten Richtung  $\alpha_3$  aber nur „statistisch“ geordnet sind. Das bekannte Beispiel hexagonal-kubische dichteste Kugelpackung soll das Problem näher erläutern:

Es gibt für alle dichtesten Kugelpackungen drei Lagemöglichkeiten bezüglich der Übereinanderschichtung ebener hexagonaler Kugelschichten. Wir wollen diese Lagemöglichkeiten A, B, C nennen. Im Fall der hexagonalen K.P. haben wir die streng periodische Folge ABAB... bzw. BCBC... oder ACAC..., im kubischen Fall die streng periodische Folge ABCABC... oder ACBACB... Nun ist aber die Packung der Atome genau so dicht, wenn man eine beliebige zufällige Folge z. B. ABACABCABA... usw. nimmt, wobei man nur darauf zu achten hat, dass nicht zwei gleiche Lagen unmittelbar hintereinander auftreten. Eine solche Folge von Netzebenen bezeichnen wir im folgenden als **eindimensional fehlgeordneten Kristall**. Wir sprechen in diesem speziellen Fall von einer reinen Lagenstatistik.

Es gibt die verschiedensten Arten von eindimensionaler Fehlordnung, die wir im einzelnen an dieser Stelle nicht durchdiskutieren wollen. Wir beschränken uns in dieser Arbeit ausschliesslich auf die Diskussion von Fällen, welche in den vorstehend erläuterten Rahmen fallen.

Ehe wir jedoch dazu übergehen, die bisherigen und die neuen experimentellen Ergebnisse zu besprechen, wollen wir uns rein qualitativ am Beispiel einer einfachen Lagenstatistik überlegen, welchen Einfluss diese Störungen des Raumgitters auf die Röntgeninterferenzen haben werden. Solche Überlegungen stellt man am besten mit

Hilfe des reziproken Gitters an, das wir uns durch die drei Vektoren  $b_1, b_2, b_3$  aufgespannt denken. Die  $a_\nu$  sind mit den  $b_\mu$  durch die bekannten Beziehungen

$$(a_\nu, b_\mu) = 0 \text{ (für } \nu \neq \mu) \text{ und } (a_\nu, b_\nu) = 1 \text{ (für } \nu = \mu)$$

umkehrbar eindeutig verknüpft. Entsprechend der strengen Ordnung innerhalb der Netzebenen lassen sich zwei wohldefinierte Translationsvektoren  $a_1, a_2$  finden, auf die man den ganzen Kristall beziehen kann, wenn man die Möglichkeit der Rotation zunächst ausschließt. Dementsprechend sind die Vektoren  $b_1, b_2$  des reziproken Gitters genau definiert. Anders ist es jedoch mit dem Translationsvektor  $a_3$ , für den sich kein Translationsbereich angeben lässt; also ist auch im reziproken Gitter kein definierter Vektor  $b_3$  vorhanden, d. h. wir erhalten im reziproken Raum kein reziprokes Gitter sondern „Gitterstäbe“, die im Beugungsbild das Auftreten kontinuierlicher Kurven, ganz analog zu den von zweidimensionalen Netzen zu erwartenden Beugungseffekten, verursachen. Diese qualitativen Überlegungen sind natürlich nicht streng gültig, aber sie geben einen guten Überblick über die zu erwartenden Effekte. Kommt — wie in praktisch allen Fällen — nur eine begrenzte Anzahl von Lagemöglichkeiten für die einzelnen Netzebenen in Frage, so werden nämlich nicht alle Gitterstäbe diffus werden, sondern vielmehr einige mit scharfen Punkten belegt sein müssen. Wir wollen das am Fall hexagonale/kubische K. P. näher erläutern: Wir haben dort die Lagemöglichkeiten  $[|00|]$ ,  $[|\frac{1}{3}\frac{2}{3}|]$  und  $[|\frac{2}{3}\frac{1}{3}|]$ . Zwischen den Lagemöglichkeiten bestehen für ein bestimmtes Wertepaar  $h, k$  die Phasenunterschiede — in Wellenlängen gemessen —

$$0 \text{ oder } \frac{1}{3}(h + 2k) \text{ oder } \frac{1}{3}(2h + k).$$

Für  $h + 2k \equiv 0 \pmod{3}$ , also auch  $2h + k \equiv 0 \pmod{3}$ , ergibt sich, dass, ganz unabhängig von der eingenommenen Lage irgendeiner Schicht, der Phasenunterschied gegenüber irgendeiner anderen Schicht 0 oder ein Vielfaches einer Wellenlänge ist. Die Gitterstäbe müssen in diesem Falle also normale scharfe Punkte haben. Mit dieser qualitativen Übersicht wollen wir uns an dieser Stelle begnügen. Die quantitative Behandlung des Problemes wird in Kürze einer von uns (J.) in ausführlicher Form an anderer Stelle veröffentlichen und die Ergebnisse mit den beobachteten Effekten vergleichen.

## II. Übersicht über bisherige Arbeiten

Die ersten Aufnahmen mit eindimensionaler Fehlordnung wurden fast zu gleicher Zeit von NIEUWENKAMP, LAVES sowie LAVES und WITTE (1) in den Fällen Cristobalit, Maucherit sowie  $\text{Mg}(\text{Cu}, \text{Al})_2$  veröffentlicht. Jedoch gelang den Autoren damals die richtige Deutung nicht. Es musste erst in einfach gelagerten Fällen das Prinzip klar erkannt werden, um zu einer richtigen Erklärung der beobachteten Effekte zu gelangen (vgl. den unten behandelten Fall des  $\text{ZnS}$ ).

WARREN (2) untersuchte mittels Pulveraufnahmen wärmebehandelten Graphit und fand, dass an gewissen Proben nur die Reflexe (001) „normale“, alle anderen „zweidimensionale“ Interferenzen seien. Er folgerte daraus, dass die Graphitnetzebenen völlig regellos bezüglich ihrer Lage zueinander (Parallelverschiebung und Drehung) angeordnet seien. Bei seiner quantitativen Berechnung tat er so, als ob jede Graphitnetzebene für sich allein streut (mit Ausnahme in bezug auf die Berechnung der (001)-Interferenzen). Wir werden auf diese Arbeit an anderer Stelle zurückkommen.

HENDRICKS und JEFFERSEN (3) untersuchten verschiedene Glimmerstrukturen und erhielten auf Weissenberg- und Laueaufnahmen kontinuierliche Kurven, die sie einer Lagenstatistik in dem von uns oben definierten Sinne zuordneten. Weitere Angaben bezüglich der Art der vorliegenden Fehlordnung machten sie nicht.

EDWARDS und LIPSON (4) untersuchten hauptsächlich mittels Pulveraufnahmen wärmebehandeltes Co (hexagonale/kubische K. P.). Sie fanden, dass bei ihren Aufnahmen die hexagonalen Interferenzen mit  $h + 2k \equiv 0 \pmod{3}$  verbreitert waren und zwar die mit  $l =$  gerade stärker verbreitert als die mit  $l =$  ungerade.

WILSON (5) behandelte im Anschluss an diese Arbeit die Lagenstatistik hexagonal/kubisch theoretisch und erklärte damit die experimentellen Ergebnisse von EDWARDS und LIPSON.

HENDRICKS und TELLER (6) behandelten in einer theoretischen Arbeit mehrere mögliche Fälle von eindimensionaler Fehlordnung, ohne jedoch irgendeine quantitative Anwendung ihrer Ergebnisse auf spezielle Probleme mitzuteilen. Von Interesse ist, dass der von ihnen eingeschlagene Weg von WILSON's Methode abweicht; sie benutzen anstelle der Differenzgleichungen zur Ermittlung der Lage- und auch Art-Wahrscheinlichkeit einer im Abstand von  $na_3$  befindlichen Schicht Matrizen ( $n =$  ganze Zahl). Wir entnehmen dieser Arbeit, dass auch LANDAU und LIFSCHITZ (7) sich mit diesen Problemen befasst haben; jedoch scheinen nach Angabe von HENDRICKS und TELLER

keine wesentlichen neuen Ergebnisse erzielt worden zu sein. Diese Arbeiten waren uns leider bis zur Fertigstellung des Manuskripts nicht zugänglich.

### III. Eigene experimentelle Ergebnisse

Alle Aufnahmen der Fig. 1—4 sind Drehaufnahmen um die Achse  $a_3$  (Definition siehe oben unter I.). Sie wurden alle mit streng monochromatischer Strahlung erhalten. Wir benutzten dazu einen gebogenen Quarzkristall bzw. einen gebogenen NaCl-Kristall, welche beide nach dem von JOHANSSON (8) entwickelten Verfahren hergestellt worden sind.

Die untersuchten fehlgeordneten Präparate hatten sämtlich eine Grösse von wenigen Zehntelmillimetern. Dass die Reflexe trotzdem ziemlich ausgedehnt sind, liegt einerseits daran, dass keine fokussierende Kamera verwendet wurde, andererseits daran, dass die Kristalle zum Teil eine erhebliche Mosaikstruktur besaßen. Alle Aufnahmen wurden bezüglich der „scharfen“ Reflexe erheblich überbelichtet. Die Belichtungszeiten betragen durchwegs 1—2 Tage; deswegen macht sich die Luftstreuung in Nullstrahlhöhe auf den Reproduktionen bereits unangenehm bemerkbar.

Da alle hier gezeigten Fälle Kristalle mit Lagenstatistik sind, finden wir auf den Aufnahmen Gitterstäbe (hier identisch mit „Schichtlinien 2. Art“), welche diffus, und andere, welche nicht diffus sind. Auf den diffusen Stäben „pulsiert“ die Intensität je nach Art und Grad der Fehlordnung; zum Teil sitzen auch völlig scharfe Interferenzen auf dem diffusen Stabuntergrund auf.

#### 1. ZnS (Wurtzit; Zinkblende) (Fig. 1)

Die röntgenographische Untersuchung von Wurtzit-Einkristallen stösst auf die Schwierigkeit, dass fast alle Vorkommen keine gut ausgebildeten Kristalle führen. Eine Ausnahme bilden hier die Wurtzite aus der Bleizinkerzgrube Kirka bei Dedeagatsch in Thrazien, welches Vorkommen von RAMDOHR und WEBSKY (9) beschrieben wurde. Wir möchten an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. RAMDOHR für die Überlassung einer Stufe herzlich danken. Etwa 70 Einzelpräparate dieses Vorkommens wurden untersucht; alle zeigten ein der Fig. 1 ähnliches Ergebnis, d. h. wir fanden unter dieser Menge nicht einen einzigen ordentlichen Wurtzitkristall, trotzdem die äussere kristallographische Flächen-Ausbildung nur hexagonale, für Wurtzit cha-

rakteristische, Symmetrie zeigte. Wir glauben, dass sich durch diese Feststellung manche Unstimmigkeiten in der Deutung von Pulveraufnahmen erklären lassen, welche von früheren Autoren mit Wurtzitmaterial anderer Vorkommen erhalten wurden.

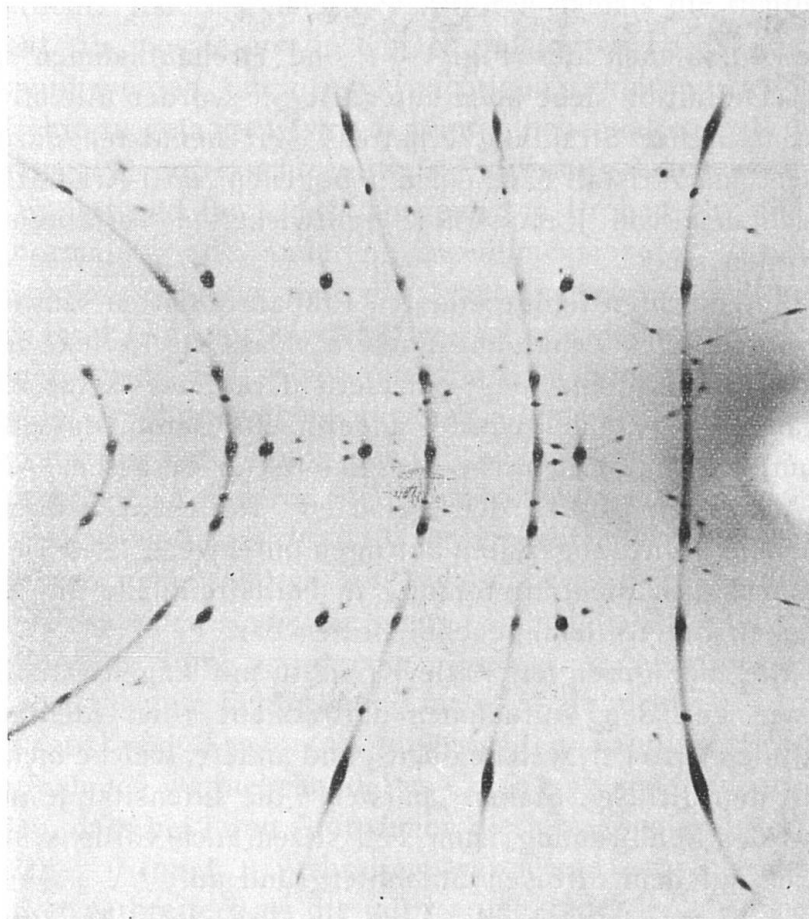


Fig. 1. Drehkristallaufnahme eines „Wurtzit“-Kristalls. Drehachse  $[0001]$ ,  $\text{CuK}\alpha$  (streng monochromatisch). Indizierung der Reflexe siehe Fig. 1 a, b.

Die Aufnahme zeigt diffuse Gitterstäbe mit  $h + 2k \equiv 0 \pmod{3}$ , dagegen scharfe Reflexe für  $h + 2k \equiv 0 \pmod{3}$ . Der Hauptkristall ist mit einem oder mehreren Individuen verzwillingt, die im Gegensatz zum Hauptindividuum nur „Wurtzit“-Reflexe zeigen.

Es liegt hier ein der hexagonalen/kubischen KP analoger Fall vor. Blende hat die Folge ABCABC, Wurtzit ABAB. Alle Aufnahmen zeigen auf den diffusen Gitterstäben mit  $h + 2k \equiv 0 \pmod{3}$ , hexagonal indiziert, Blende- und Wurtzitinterferenzen (siehe Fig. 1 und Fig. 1a und 1b). Die hexagonalen Wurtzit-Interferenzen sind,

wie es die WILSONSche Theorie fordert, für  $l = \text{gerade}$  mehr verbreitert als für  $l = \text{ungerade}$ . Diese Erscheinung ist auf den Originalaufnahmen besser zu erkennen als auf den Reproduktionen. Der Wurtzitkristall ist, wie die Aufnahme zeigt, mit einem, wahrscheinlich aber mehreren Individuen verzwillingt. Der Zwilling bzw. die Zwillinge <sup>1)</sup> zeigen nur hexagonale Interferenzen (siehe Fig. 1b) und sind zum Hauptkristall in folgender Weise orientiert: Angenommen die hexagonale Achse des grossen Wurtzit-Kristalls würde zu einer

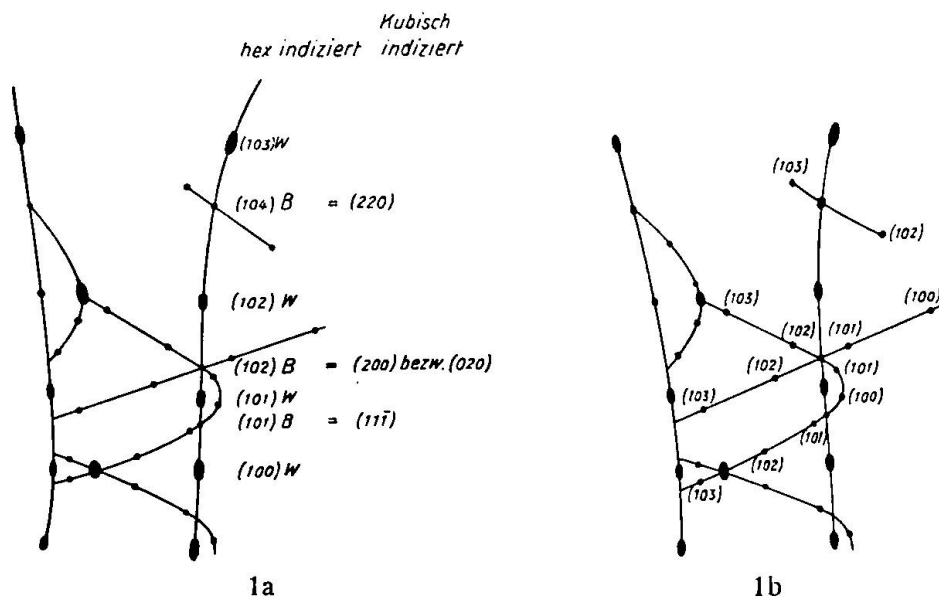


Fig. 1a. Indizierung des Gitterstabes (101) des Hauptkristalls (schief-hexagonale Aufstellung). Wurtzitreflexe wurden mit  $(101)_W$ , Zinkblendereflexe mit  $(101)_B$  bezeichnet. Für die Blendereflexe wurde rechts davon die Indizierung in kubischer Aufstellung angegeben.

Fig. 1b. Indizierung der Reflexe, die von dem bzw. den Zwillingen herkommen (über die Art der Verzwilligung vgl. den Text).

trigonalen Achse eines Zinkblendekristalls werden, so hat ja dieser noch drei weitere trigonale Achsen. Die verzwilligten Wurtzite sind nun in der Weise angeordnet, dass ihre hexagonalen Achsen mit je einer der drei zuletzt genannten trigonalen Achsen der Blende zusammenfallen. Bemerkenswert ist, dass den 6-zähligen Achsen dieser sekundären Wurtzitindividuen keine Zinkblende-Kristalle mit ihren dreizähligen Achsen parallel liegen (wie es das Hauptindividuum erkennen lässt!). Die meisten der untersuchten

<sup>1)</sup> Ob einer oder mehrere Zwillinge in den Präparaten auftreten, soll mittels Schwenkaufnahmen eingehend untersucht und an anderer Stelle veröffentlicht werden.

Wurtzite waren in gleicher Weise verzwillingt, obwohl die zur Untersuchung ausgewählten Kristalle äusserlich alle nur hexagonalen Habitus aufwiesen.

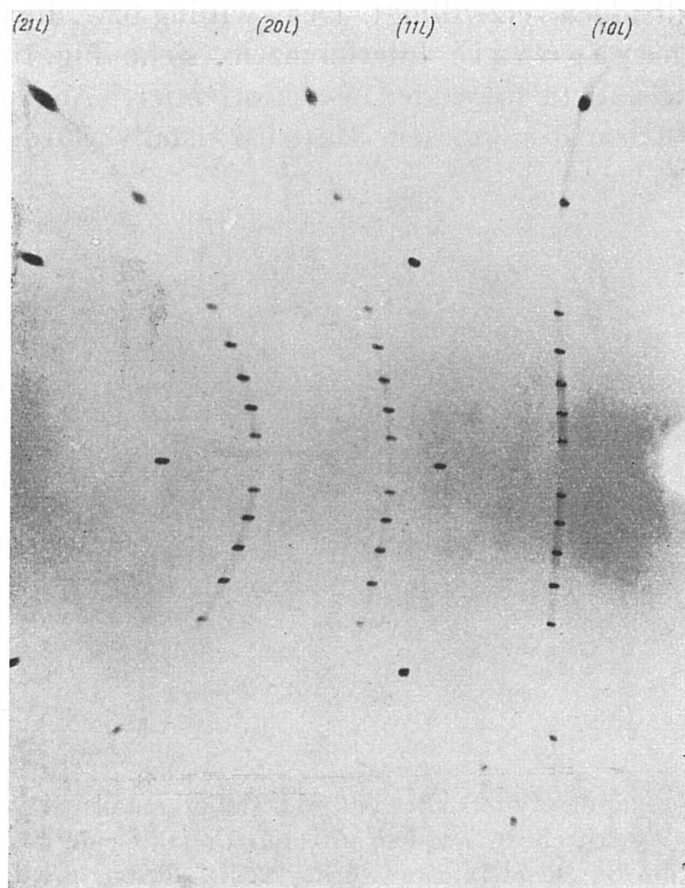


Fig. 2. Drehaufnahme eines Karborundkristalls. Drehachse  $[0001]$ , Aufnahme-  
daten wie Fig. 1.

Scharfe und diffuse Gitterstäbe wie in Fig. 1; zu beachten ist jedoch das verschiedene „Pulsieren“ der Intensität auf den Gitterstäben  $h + 2k \equiv 0 \pmod{3}$ .

## 2. Karborund (Fig. 2)

Karborund existiert in vielen Modifikationen, welche von mehreren Autoren untersucht worden sind (10). Es liegt wieder die gleiche Lagenstatistik vor wie beim Wurtzit, jedoch ist der Grad der Fehlordnung bei den von uns bislang untersuchten Proben, wie bereits ein flüchtiger Vergleich der Fig. 1 und 2 zeigt, anders. Man kann aus unserem, hier nicht mit aller Ausführlichkeit mitgeteilten Aufnahmematerial schliessen, dass relativ starke Fernordnungskräfte



vorliegen müssen, die wahrscheinlich auch für das Auftreten der zahlreichen Modifikationen verantwortlich sind. Auch darüber soll in Kürze ausführlich berichtet werden.

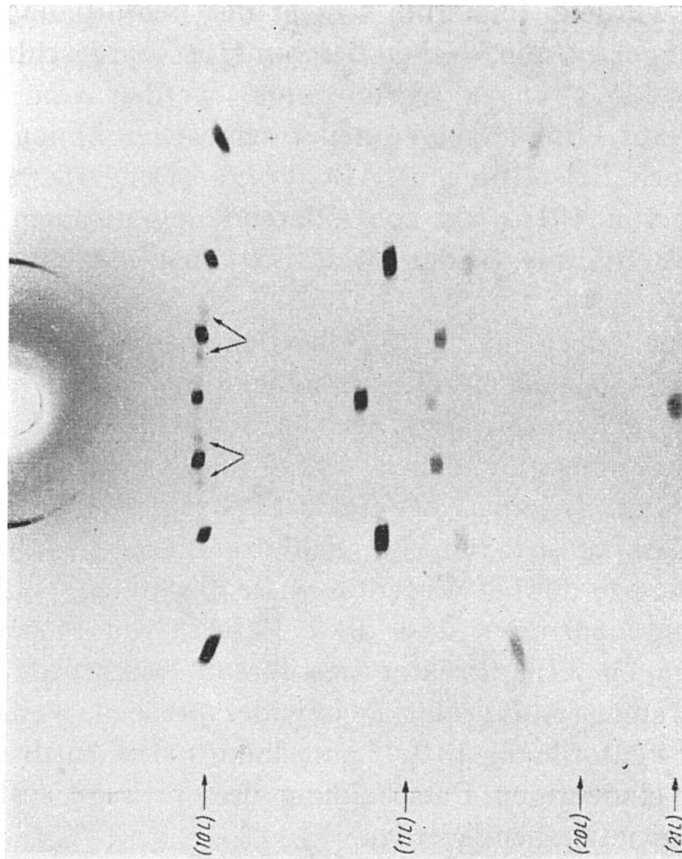


Fig. 3. Drehaufnahme eines Graphitkristalls. Drehachse [0001], Aufnahmebedingungen wie Fig. 1.

Diffuse und scharfe Stäbe wie in Fig. 1 und 2. Die Pfeile verdeutlichen die den „kubischen“ Zinkblendereflexen auf Fig. 1 entsprechenden „rhomboedrischen“ Reflexe einer ABC-Folge.

### 3. Graphit (Fig. 3)

Es wurden Graphit-Einkristalle aus dem Kalk von Pargas (Finnland) und aus den Pyrenäen untersucht. Wir haben auch in diesem Fall die Statistik der drei Lagemöglichkeiten

$$A = [ |00| ]; B = [ | \frac{1}{3} \frac{2}{3} | ] \text{ und } C = [ | \frac{2}{3} \frac{1}{3} | ]$$

gefunden. Man erkennt das sofort an dem diffusen (101)- und dem scharfen (111)-Stab der Graphitaufnahme (Fig. 3). Ein Vergleich mit

Fig. 1 zeigt eine verblüffende Ähnlichkeit beider Aufnahmen bezüglich der „kubischen Blende-Reflexe“ in Fig. 1 und der entsprechenden „rhomboedrischen“ Reflexe der Fig. 3, welche der ursprünglich von DEBYE und SCHERRER dem Graphit zugeschriebenen Struktur entsprechen würden. Immerhin scheint der Fehl Ordnungsgrad beim Graphit geringer zu sein. Neben der von HULL vorgeschlagenen Graphitstruktur mit strenger ABAB-Folge, werden von LIPSON und STOKES (11) auf Grund einiger neuer schwacher Linien im Pulverdiagramm auch Kristallite mit ABC-Folge (DEBYE-SCHERRER-Strukturvorschlag von 1916) als koexistierend angenommen; und zwar wurde das Verhältnis beider Modifikationen mit etwa 1:10 angegeben.

Wir sehen jedoch auf Fig. 3 neben den normalen Graphitreflexen auf dem (101)-Stab die bereits vorstehend erwähnten Interferenzen (durch Pfeile gekennzeichnet), welche den von LIPSON und STOKES im Pulverdiagramm gefundenen „extra lines“ entsprechen würden. Da sie hier (Fig. 3) jedoch bei einem Einkristall auftreten, ist wahrscheinlich, dass es sich um eine Fehlordnungerscheinung handelt, die ganz analog zu der bei Würtzit usw. beobachteten ist. Man könnte uns zwar entgegenhalten, dass diese Reflexe von Mosaikblöckchen mit der strengen ABC-Struktur herrühren. Das würde jedoch der von uns vertretenen Auffassung nicht widersprechen, weil damit ja die Neigung zur Fehlordnung (bzw. Umordnung) zum Ausdruck gebracht würde. Zur eindeutigen Entscheidung dieser Frage soll noch weiteres Material untersucht werden.

#### 4. Maucherit, etwa $\text{Ni}_3\text{As}_2$ (Fig. 4)

Maucherit wurde schon vor 12 Jahren von dem einen von uns (1) eingehend röntgenographisch untersucht. Er besitzt scharfe Reflexe, die für sich allein betrachtet mit der kleinen Zelle  $a = 3,4 \text{ \AA}$ ,  $c = 21,8 \text{ \AA}$  indiziert werden können. Nimmt man jedoch die diffusen Stäbe noch mit hinzu, so muss die  $a$ -Achse verdoppelt werden. Die damals erhaltenen Ergebnisse wurden nicht in voller Ausführlichkeit veröffentlicht, weil sich, wie schon erwähnt, einer befriedigenden Deutung Schwierigkeiten entgegenstellten. Inzwischen ist von PEACOCK (12) eine röntgenographische Untersuchung veröffentlicht worden, in der neben genauen Angaben der Dichte und der Anzahl Atome pro Zelle die Raumgruppe  $D_{4h}^{19}$  ( $I4/amd$  bzw.  $F4/ddm$ ) für die scharfen Reflexe angegeben wird. Abgesehen von der Frage, ob man bei dieser Art von Struktur überhaupt von einer Raumgruppe

sprechen kann, sei bemerkt, dass die von PEACOCK für die scharfen Reflexe angegebene Raumgruppe  $D_{4h}^{19}$  nicht in Frage kommen kann wegen der Reflexe (110), (114) usw. sowie (310) (auf die kleine Zelle

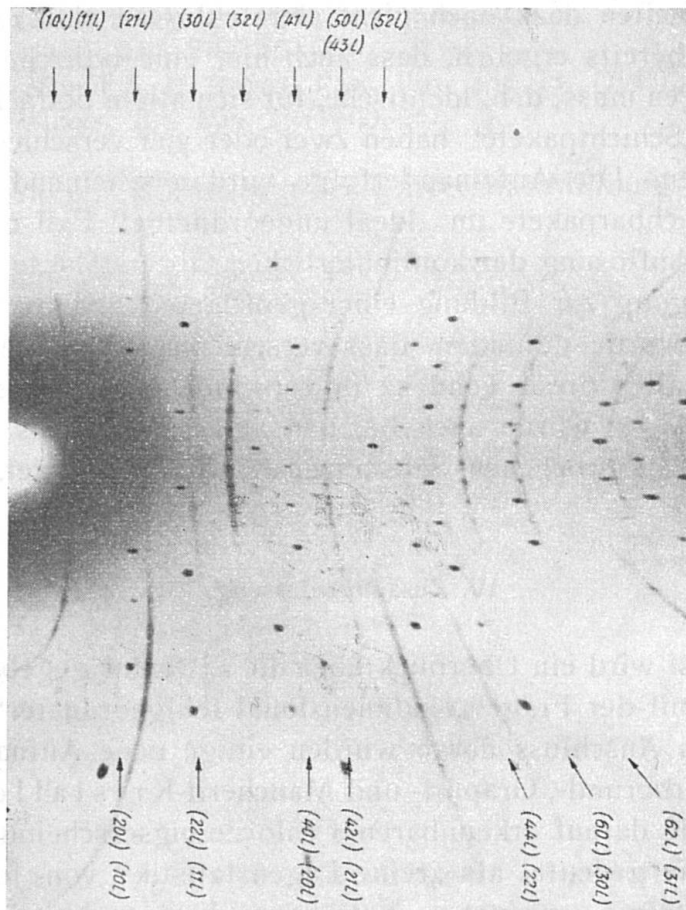


Fig. 4. Drehaufnahme eines Maucherit-Kristalls. Drehachse [001]. Daten wie vorher.

Indizierung unten gilt nur für scharfe Reflexe, obere Reihe Indizierung bezogen auf  $a = 6,8 \text{ \AA}$ , untere Reihe Indizierung bezogen auf  $a = 3,4 \text{ \AA}$ .

Indizierung oben gilt nur für die diffusen Stäbe.

Die Aufnahme zeigt diffuse Gitterstäbe für  $h$  oder  $k$  ungerade, und Stäbe mit scharfen Reflexen für  $h$  und  $k$  gerade. Zu beachten ist das von den Fällen 1–3 vollkommen verschiedene „Pulsieren“ auf den diffusen Gitterstäben.

bezogen!). Diese sind zwar schwach, aber bei lang belichteten Aufnahmen deutlich sichtbar. Die von PEACOCK für die grosse Zelle vorgeschlagene Raumgruppe  $D_4^4$  und  $D_4^8$  wird auch durch unsere Aufnahmen bestätigt. Jedoch ist die von PEACOCK erwähnte Angabe, dass (hhl)

nur mit  $h = 2n$  auftritt und daher als zusätzliche spezielle Auswahlregel gedeutet werden müsse, unzutreffend, weil auf lang belichteten Aufnahmen z. B. auch der Stab (111) — auf die grosse Zelle bezogen — auftritt.

Wir können leider die Struktur auch jetzt noch nicht angeben, weil die Arbeiten dazu noch nicht abgeschlossen sind. Bisher hat sich jedoch bereits ergeben, dass auch hier eine typische Lagenstatistik vorliegen muss, d. h. identische, für sich allein betrachtet streng geordnete, „Schichtpakete“ haben zwei oder vier verschiedene Lage-möglichkeiten. Die Aufeinanderfolge wird anscheinend durch die Lage der Nachbarpakete im „ideal ungeordneten“ Fall nicht beeinflusst. Die Auflösung der kontinuierlichen Gitterstäbe in Punkte ist auf die Neigung zur Bildung einer geordneten Struktur zurückzuführen. Es wurde gefunden, dass verschiedene Teile jeweils desselben Kristalles diese Tendenz in verschiedenem Grade erkennen lassen. Analoges wurde auch bei den anderen von uns untersuchten und hier besprochenen Substanzen häufig beobachtet.

#### IV. Zusammenfassung

Zunächst wird ein Überblick über die Literatur gegeben, welche sich bisher mit der Frage „eindimensional fehlgeordneter“ Kristalle befasste. Im Anschluss daran wurden einige neue Aufnahmen von Würtzit-, Karborund-, Graphit- und Maucherit-Kristallen wiedergegeben. Die darauf erkennbaren Fehlordnungserscheinungen wurden qualitativ gedeutet als „reine Lagenstatistik“ von, in zwei Dimensionen streng geordneten, Netzebenen bzw. mehr oder weniger komplizierten Schichtpaketen.

#### Literatur

1. W. NIEUWENKAMP, Z. Krist. 90 (1935), 377. — F. LAVES, Z. Krist. 90 (1935), 279; Fortschr. Min. 19 (1935), 33 (vgl. dazu die damalige für die behandelten Fälle wohl überholte Erklärung von F. LAVES und W. NIEUWENKAMP, Z. Krist. 90 (1935), 273). — F. LAVES und H. WITTE, Metallwirtschaft 15 (1936), 15.
2. B. E. WARREN, Phys. Rev. 59 (1941), 693.
3. S. B. HENDRICKS und M. E. JEFFERSON, Am. Min. 24 (1939), 729. Vergleiche dort auch Literaturangaben über frühere Arbeiten.
4. O. S. EDWARDS und H. LIPSON, Proc. Roy. Soc. 180 (1942), 268.
5. A. J. C. WILSON, Proc. Roy. Soc. 180 (1942), 277.

6. S. B. HENDRICKS und E. TELLER, J. Chem. Phys. 10 (1942), 147.
7. L. LANDAU, Phys. Zeitschr. Sowj.-Union 12 (1937), 579. — J. M. LIFSCHITZ, ebenda 12 (1937), 623; J. Exp. Theor. Phys. UdSSR 9 (1939), 500.
8. T. JOHANSSON, Z. Phys. 82 (1933), 507.
9. P. RAMDOHR und C. v. WEBSKY, N. Jahrb. f. Min. etc. „Monatshefte“ (1943), Abt. A, S. 65; bis 1943 Zentralblatt genannt.
10. Autoren siehe Strukturbericht der Z. Krist. and N. W. THIBAUT, Am. Min. 29 (1944), 249—278, 327—396.
11. H. LIPSON und A. R. STOKES, Proc. Roy. Soc. 181 (1942), 101.
12. M. A. PEACOCK, Am. Min. 27 (1942), 557.

Mineralogisches Institut der Universität Marburg, 23. Dez. 1947.

Eingegangen: 6. Januar 1948.