

## Das Röntgen-Faserdiagramm.

Von **M. Polanyi** und **K. Weissenberg** in Berlin-Dahlem.

(Dritte Mitteilung.)

Mit zwei Abbildungen. (Eingegangen am 4. April 1922.)

Es ist in vorangehenden Mitteilungen mehrfach angedeutet worden, daß es wesentliche Vorteile für die Kristallbestimmung hat, wenn statt eines Debye-Scherrer-Diagramms ein Faserdiagramm zur Verfügung steht<sup>1)</sup>.

Nur der Umstand, daß die natürlich gewachsene Cellulose ein solches Diagramm gibt, hat es ermöglicht, die in einer nächsten Arbeit mitzuteilende Bestimmung ihres Gitters mit einiger Sicherheit durchzuführen. Methoden und Anordnungen, die ein Faserdiagramm eines untersuchten Materials liefern, sind also von Interesse. Als solche sind bisher vorgeschlagen worden, das Pressen von Kristallpulvern, sowie das Ordnen im magnetischen Felde<sup>2)</sup> und schließlich das Drehen eines Kristallsplitters<sup>2)</sup> im Röntgenlichte. Besonders diese Drehmethode hat sich bei Untersuchung organischer Kristalle im hiesigen Laboratorium gut bewährt und wir wollen daher die Formeln zur Kristallbestimmung so angeben, daß sie auch für die Auswertung von Drehdiagrammen geeignet seien.

Eine besondere Erläuterung der Drehdiagramme ist nicht nötig, da es ohne weiteres klar ist, daß, wenn man einen Kristallsplitter mit monochromatischem Röntgenlichte durchleuchtet (so daß er von der Strahlung merklich durchdrungen wird), er bei gleichzeitiger Drehung ein Faserdiagramm liefert, wobei die Drehungsachse die Rolle der Faserachse spielt.

Von der Drehmethode von Bragg unterscheidet sich diese Anordnung darin, daß wir die Drehungsachse im allgemeinen nicht senkrecht, sondern unter bestimmten Winkeln zur Strahlachse stellen, und daß wir nicht nur die äquatorial gelegenen Reflexionen, sondern auch die schief zur Drehachse abgelenkten Strahlen aufnehmen. Gerade die dadurch neu hinzukommenden Diagrammpunkte spielen bei der Auswertung der Faserdiagramme die wesentliche Rolle. Hervorzuheben ist noch, daß es hier nicht nötig ist, die Flächen des verwendeten

<sup>1)</sup> Die Naturwissenschaften **9**, 337, 1921; ZS. f. Phys. **7**, 149, 1921.

<sup>2)</sup> K. Becker, R. O. Herzog, W. Jancke, M. Polanyi, ZS. f. Phys. **4**, 61, 1921; vgl. auch Becker u. Jancke, ZS. f. phys. Chem. **99**, 242, 267, 1922.

Kristalles im voraus kristallographisch zu kennzeichnen. Man benötigt also auch keine Kristalle mit gut ausgebildeten Flächen und kann daher insbesondere auch kleine Kristallsplitter gut verwenden.

Soweit uns bekannt ist, sind Drehdiagramme zur Kristallbestimmung seit Bragg nur von E. Schiebold verwendet worden<sup>1)</sup>. Seine Methode zeigt Berührungspunkte mit der nachfolgend besprochenen Arbeitsmethode, doch liegen bisher über dieselbe nur Andeutungen vor (eine ausführliche Mitteilung steht noch aus), so daß es zurzeit nicht möglich ist, eine Parallele zwischen den beiden Drehmethoden zu ziehen. Aus den bisherigen Veröffentlichungen geht aber schon hervor, daß sowohl Ziel wie Art der Schieboldschen Untersuchungen sich genügend von den unseren unterscheiden, um eine Mitteilung der letzteren nicht überflüssig zu machen<sup>2)</sup>.

I. Erzeugung aller möglichen Reflexionen durch Veränderung des Winkels ( $\beta$ ), den Faser-(Dreh-)Achse und Strahl einschließen. Es ist bereits in der ersten Mitteilung darauf hingewiesen worden, daß bei Änderung von  $\beta$  neue Reflexionen auftreten und vorhandene verschwinden können. Wir müssen hier auf diesen Umstand zurückkommen, da man bei der Kristallbestimmung aus Faserdiagrammen naturgemäß trachten wird, den Versuch so anzuordnen, daß womöglich keine Reflexionen, die überhaupt auftreten können, unbeobachtet bleiben. Man wird also das Gebiet von  $\beta = 90^\circ$  bis  $\beta = 0$  absuchen wollen, um keine Reflexion auszulassen, und es

---

<sup>1)</sup> Die Entwicklung auf diesem Gebiet ist durch die nachfolgend zitierten Arbeiten gekennzeichnet. De Broglie hat in seinen Arbeiten C. R. 157, 924 u. 1413; C. R. 158, 177, Fig. 1 schon im Jahre 1913 Drehdiagramme aufgenommen, die er zur Analyse der Röntgenstrahlen verwendete. H. Seemann hat dann im Jahre 1919 Phys. ZS. 20, 55 u. 169 eine vom Drehverfahren wesentlich abweichende experimentelle Methode veröffentlicht, um „vollständige Spektraldiagramme“ zu erhalten; diese sind mit Drehdiagrammen wesentlich identisch und es finden sich Andeutungen, wie aus solchen Diagrammen eine Bestimmung der Kristallstruktur durchgeführt werden könnte. Das Schieboldsche Drehverfahren kennzeichnet F. Rinne in einem kurzen Abschnitt seines Buches „Einführung in die kristallographische Formenlehre u. elem. Anl. zu kristallopt. sowie röntgenogr. Untersuchungen“, Leipzig 1919, als eine Kombination des Laueschen und Braggschen Verfahrens. Gleichzeitig mit dem Aufsatz von M. Polanyi, Die Naturwissenschaften 9, 337, 1921 sind in den Röntgenogr. Feinbaustudien, Abh. d. math.-phys. Klasse d. sächs. Ak. d. Wiss. 38, 3, 1921 Arbeiten veröffentlicht, welche unter Leitung von F. Rinne und E. Schiebold das Schieboldsche Drehverfahren in Kombination mit Laue-Diagrammen zur Kristallbestimmung benutzen. Nähere Angaben über die Methode fehlen dort.

<sup>2)</sup> Anmerkung bei der Korrektur: Vgl. auch die inzwischen erschienene Notiz E. Schiebold, ZS. f. Phys. 9, 180, 1922. Nach dieser Mitteilung scheint das nachfolgend in Punkt I beschriebene Aufsuchen der Reflexionen dichtest-belegter Netzebenen durch Schiefstellung der Drehachse der wesentliche Unterschied unserer Methode der Schieboldschen gegenüber zu sein.

wird sich dabei fragen, nach welchem System man diese Suche durchführen soll.

Ein zweckmäßiges System ergibt sich aus der Überlegung, daß für die Strukturbestimmung jene Reflexionen am wichtigsten sind, die von dichtbelegten Netzebenen herrühren. Betrachten wir nun die Diagrammpunkte auf einer bestimmten z. B. der  $l$ -Schichtlinie, so können wir zunächst zeigen, daß die dichtestbelegten Netzebenen, welche auf diese Schichtlinie reflektieren, die kleinsten  $\varrho$ -Werte haben ( $\varrho$  ist der Winkel zwischen Netzebenennormale und Faserachse), somit nahezu senkrecht zur Faserachse stehen. Im rechtwinkligen Diagramm können daher gerade diese wichtigsten Ebenen im allgemeinen keine Punkte erzeugen<sup>1)</sup>, und wir müssen ihre Reflexionen auf solchen schiefen Aufnahmen aufsuchen, welche die annähernd senkrecht zur Faserachse liegenden Ebenen zur Darstellung bringen. Die Rechnung gestaltet sich wie folgt: Nach Gleichung (3) der zweiten Mitteilung<sup>2)</sup> ist

$$lD\varphi = \cos \varrho, \quad (1)$$

wobei  $1/\varphi$  die Identitätsperiode bedeutet, welche parallel zur Faser-(Dreh-)Achse liegt und  $D$  den Netzebenenabstand bezeichnet. Da für jede einzelne Schichtlinie  $l\varphi$  eine Konstante ist, so wächst  $D$  mit  $\cos \varrho$ , d. h. aber: die dichtestbelegten Netzebenen gehören zu den kleinsten  $\varrho$ -Werten. Insbesondere ergibt sich für  $\varrho = 0$ ,  $D = \frac{1}{l\varphi}$ , als die dichteste Ebene, welche auf diese Schichtlinie reflektieren kann. Man wird also sicher keine wichtige Reflexion unbeobachtet lassen, wenn man der Reihe nach die  $\beta$ -Werte einstellt, unter denen eine Netzebene  $\varrho = 0$ ,  $D = \frac{1}{l\varphi}$  reflektiert.

Ob es eine solche diatrope Netzebene in besonderem Falle gibt, oder nicht, ist dabei gleichgültig. Ist dies der Fall, so erscheint der charakteristische Streifen der diatropen Ebene auf der Mittellinie (vgl. erste Mitteilung), andernfalls bleibt eben die Mittellinie frei.

Die  $\beta$ -Werte, bei denen eine diatrope Netzebene  $D = \frac{1}{l\varphi}$  in den Ordnungen 1, 2,  $l$  usw. reflektiert, sind (nach erster Mitteilung)

$$\beta_l = 90 - \arcsin \lambda \frac{l\varphi}{2}. \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Polanyi, ZS. f. Phys. 7, 170, 1921.

<sup>2)</sup> Polanyi und Weissenberg, ZS. f. Phys. 8, 123, 1922.

Das Suchen nach den Reflexionen der dichtestbelegten Netzebenen wird also zweckmäßigerweise so erfolgen, daß man der Reihe nach die durch (2) gegebenen Werte  $\beta_1, \beta_2, \beta_l$  usw. einstellt.

Die Anzahl  $L_{\max}$  der möglichen Stellungen dieser Art hängt von der Wellenlänge ab und ergibt sich aus (2) zu

$$L_{\max} = \left[ \frac{2}{\varphi \lambda} \right]^1$$

(vgl. zweite Mitteilung).

II. Bestimmung der Identitätsperiode in Richtung der Faserachse (Paratrophe Periode). Besonders leicht und eindeutig läßt sich aus Faser-(Dreh-)Diagrammen die Identitätsperiode bestimmen, die längs der Faser-(Dreh-)Achse steht.

Ist  $\beta$  der Winkel zwischen Faserachse und Strahl ( $\lambda$  die Wellenlänge), so ergibt jeder einzelne Punkt des Diagramms ein ganzzahliges Vielfaches des reziproken Wertes der paratropen Periode, nach der Gleichung (8) der zweiten Mitteilung

$$l\varphi = \frac{1}{\lambda} (\cos \mu_l + \cos \beta), \quad (3)$$

in der sich die ganze Zahl  $l$  bestimmen läßt durch die Feststellung, daß der Punkt auf der  $l$ ten Schichtlinie liegt und sich  $\mu_l$  aus der Abmessung der Punktlage nach Gleichung (7) bzw. (9) der zweiten Mitteilung für den zylindrischen Film mit dem Radius  $a$  zu

$$\cotg \mu = \frac{\sigma}{a}$$

und für die Platte im Abstand  $a$  vom beugenden Objekt zu

$$\tg (180 - \mu - \beta) = \frac{e}{a}$$

berechnet ( $\sigma$  und  $e$  bezeichnen die Entfernung des Punktes vom Äquator).

Gelingt es also, eine Kristallrichtung in paratrophe Lage zu bringen, so erreicht man auf diese Weise die denkbar höchste Sicherheit für die Bestimmung der entsprechenden Grundperiode. Denn nach Gleichung (2) erlaubt ja jeder einzelne Diagrammpunkt eine unabhängige Feststellung derselben.

Mit Hilfe von Drehdiagrammen kann man also eine vollständige Kristallbestimmung durchführen, indem man der Reihe nach verschiedene Kristallrichtungen in die Drehungsachse stellt.

<sup>1)</sup> [ ] bedeutet größte ganze Zahl des Klammerausdrucks.

III. Bestimmung der quadratischen Form des Gitters aus dem Faser-(Dreh-)Diagramm. Wir beschränken uns hier auf den

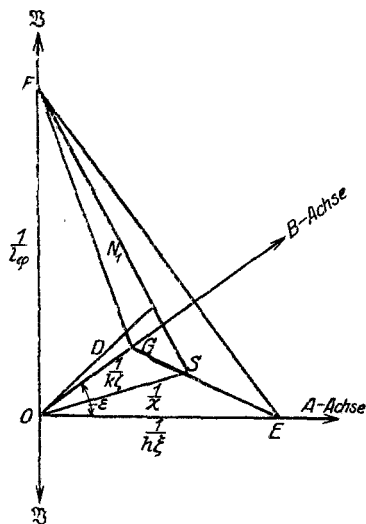


Fig. 1.

Fall, daß sowohl die paratrophe Richtung, wie die diatrophe Ebene niedrig indiziert, also kristallographisch wichtig sind. Natürlich ist diese Forderung im triklinen Falle unerfüllbar, so daß wir also diesen hier beiseite lassen.

Für die vorzunehmende Einschränkung spricht der Umstand, daß die Formeln andernfalls sehr weitläufig werden und man wohl in allen praktischen Fällen mit den speziellen Ausdrücken auskommt. Auch lassen sich ja diese im Bedarfsfalle durch prinzipiell einfache Rechnungen entsprechend ergänzen. Wir betrachten also zunächst ein monoklines Gitter. Paratrop sei die Haupt-

achse, welche die beiden rechten Winkel mit den anderen beiden Hauptachsen einschließt.

Für diesen Fall lautet die quadratische Form:

$$\frac{1}{D^2} = \frac{4 \sin^2 \gamma}{\lambda^2} = l^2 \varphi^2 + \frac{1}{\sin^2 \varepsilon} (h^2 \xi^2 + k^2 \eta^2 - 2 h k \xi \eta \cos \varepsilon).$$

Die Werte von  $\gamma$  werden nach dem Reflexionsgesetz und  $\varphi$  nach (3) aus dem Diagramm berechnet. Zur Bestimmung von  $\xi$  und  $\eta$ , den reziproken Grundperioden der  $a$ - und  $b$ -Achse, sowie von  $\varepsilon$ , dem Winkel zwischen beiden, führen wir die diatrophe Komponente durch die folgende Definitionsgleichung ein:

$$\lambda^2 = \frac{4 \sin^2 \gamma}{\lambda^2} - l^2 \varphi^2 = \frac{1}{\sin^2 \varepsilon} (h^2 \xi^2 + k^2 \eta^2 - 2 h k \xi \eta \cos \varepsilon) \quad (4)$$

Die geometrisch kristallographische Bedeutung von  $\lambda$  ergibt sich aus Fig. 1.

In Fig. 1 zeigt  $N_1$  eine Netzebene mit den Indizes  $(hkl)$  und der Kennziffer<sup>1)</sup> 1 in einem monoklinen Gitter mit den Achsen  $A$ ,  $B$  und  $Z$ , die geometrische Bedeutung von  $\lambda$  ergibt sich aus den Dreiecken  $OEG$  und  $OSF$ . Wird ein beliebiger Gitterpunkt auf  $Z$  zum Koordinatenanfangspunkt gewählt, so sind die reziproken Achsenabschnitte

<sup>1)</sup> Niggli, Geom. Kristallographie des Diskontinuums, Leipzig 1919, S. 13.

von  $N_1$  als  $h\xi$ ,  $k\xi$  und  $l\varphi$  gegeben, wobei  $\xi$ ,  $\zeta$  und  $\varphi$  die reziproken Grundperioden bezeichnen.

Aus  $\triangle OEG$  folgt:

$$\frac{1}{OS^2} = \frac{1}{\sin^2 \varepsilon} (h^2 \xi^2 + k^2 \zeta^2 - 2hk \cos \varepsilon) = \chi^2$$

und analog aus  $\triangle FOS$

$$\frac{1}{OS^2} = \frac{1}{D^2} - l^2 \varphi^2 = \chi^2.$$

Somit ergibt sich, daß  $1/\chi$  gleich  $OS$ , dem Nullpunktsabstand von  $EG$  (der Schnittlinie von  $N_1$  mit der Achsenebene  $AB$ ) ist.

Man kann also nach Gleichung (4) jedem reziproken Netzebenenabstand  $1/D$  als Resultante einer paratropen Komponente  $\varphi$  und einer diatropen Komponente  $\chi$  auffassen; dabei ist  $\chi$  selbst Resultante der reziproken Grundperioden  $\xi$  und  $\zeta$  der  $A$ - und  $B$ -Achse.

Auf Grund von (3) erhalten wir für jeden Wert von  $l$ , also auf jeder Schichtlinie, eine Serie von  $\chi$ -Werten, die nach (4) durch eine gemeinsame quadratische Form darstellbar sein müssen.

Nachfolgend seien noch einige praktisch wichtige Spezialfälle der quadratischen Form aufgezählt.

Spezialfälle. Aus dem monoklinen Gitter leiten wir durch spezielle Wahl von  $\varepsilon$ ,  $\xi$  und  $\zeta$  noch eine Reihe von Spezialfällen ab:

1.  $\varepsilon = 90^\circ$  ergibt

rhombisches Gitter bei Paratropie einer Hauptachse.

Die entsprechende quadratische Form ergibt sich zu

$$\begin{aligned} 4 \sin^2 \gamma &= l^2 \varphi^2 + k^2 \xi^2 + h^2 \zeta^2 \\ \chi^2 &= 4 \sin^2 \gamma - l^2 \varphi^2 = k^2 \xi^2 + h^2 \zeta^2, \end{aligned} \quad (5)$$

wird außerdem noch  $\xi = \zeta$ , so erhält man für ein

1a. Tetragonales Gitter bei Paratropie der vierzahligen Achse

$$\begin{aligned} 4 \sin^2 \gamma &= l^2 \varphi^2 + (k^2 + h^2) \xi^2 \\ \chi^2 &= (k^2 + h^2) \xi^2, \end{aligned}$$

schließlich kann noch  $\varphi = \xi = \zeta$  werden und wir erhalten dann für ein

1b. Kubisches Gitter bei Paratropie der Würfelkante.

$$\begin{aligned} 4 \sin^2 \gamma &= (l^2 + k^2 + h^2) \varphi^2 \\ \chi^2 &= (k^2 + h^2) \varphi^2. \end{aligned} \quad (6)$$

2. Für  $\varepsilon = 60^\circ$  und  $\xi = \zeta$  ergibt sich

hexagonales Gitter bei Paratropie der sechs- bzw. dreizahligen Achse:

$$\begin{aligned} 4 \sin^2 \gamma &= l^2 \varphi^2 + (h^2 + k^2 - hk) \xi^2 \\ \chi^2 &= (h^2 + k^2 - hk) \xi^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Alle für das monokline Gitter bei Paratropie einer Hauptachse abgeleiteten Beziehungen bleiben für die oben aufgezählten Spezialfälle gültig. Es treten dabei an Stelle der Gleichung (4), die unter 1., 1a., 1b. und 2 vereinfachten Gleichungen (5), (6), (7).

Für die Aufstellung der quadratischen Form (4) bzw. (5), (6), (7) können wir uns der Runge-Johnson-Toeplitzschen Methode bedienen, ohne dabei die Unsicherheiten fürchten zu müssen, welche bei ihrer Anwendung auf Debye-Scherrer-Diagramme auftreten.

Wesentlich eingeschränkt wird diese Unsicherheit schon dadurch, daß die quadratische Form für  $\chi^2$  definitionsgemäß ein Glied weniger enthält als die quadratische Form für  $4 \sin^2 \gamma$ . Wichtiger aber ist der Umstand, daß sich hier eine Serie von  $\chi$ -Werten auf jeder Schichtlinie findet, so daß sich also insbesondere bei den schiefen Aufnahmen die  $\chi$ -Werte gerade der dichtestbelegten Ebenen auf den Schichtlinien gegenseitig kontrollieren und ergänzen. Die dadurch erzielte große Sicherheit in der Indizierung der reflektierenden Netzebenen erleichtert auch wesentlich die Bestimmung des Strukturfaktors.

Um nämlich die Rungesche Methode bei Debye-Scherrer-Diagrammen unbrauchbar zu machen, genügt das Fehlen der Reflexion erster Ordnung einer Achsenebene, z. B. der (100.) Fläche. Für die Bestimmung der quadratischen Form der  $\chi^2$ -Werte in Faserdiagrammen schadet der Ausfall der Reflexionen (100) aber nichts, denn es bedeutet bloß, daß der betreffende Wert auf dem Äquator (Schichtlinie  $l = 0$ ) fehlt, dafür kann aber derselbe  $\chi$ -Wert noch auf jeder weiteren Schichtlinie auftreten. Nur wenn alle diese Werte auch auf den schiefen Aufnahmen gemäß Gleichung (2) fehlen, also neben (100) auch noch (101), (102) ... (10*l*) usw. nicht reflektiert, wird die Aufstellung einer quadratischen Form für die  $\chi$ -Werte vereitelt werden. Ein solcher Fall kann aber praktisch außer acht gelassen werden.

Rechenbeispiel. Ein Kristallsplitter von Phthalsäureanhydrid mit annähernd bandförmiger Gestalt wurde nach der Drehkristallmethode untersucht. Die Aufnahmen wurden von Herrn Dr. Mark<sup>1)</sup> gemacht und uns überlassen.

Ein schmal ausgeblendetes Bündel paralleler Röntgenstrahlen durchleuchtet den Kristallsplitter senkrecht zur Drehachse, und zeichnet in eine photographische Platte das in Fig. 2 abgebildete Drehdiagramm ein. Die Drehachse stand // zur Längsrichtung der Baufläche.

<sup>1)</sup> Die Firma Agfa hat uns für diese Aufnahmen in dankenswerter Weise doppelt belegte Filme gratis zur Verfügung gestellt.

Das Bild zeigt deutlich fünf Schichtlinien, und zwar den Äquator  $S_{(0)}$ , oberhalb und unterhalb desselben  $S_{(1)}$  und  $S_{(-1)}$  als Äste einer Hyperbel und  $S_{(2)}$  und  $S_{(-2)}$  als Äste einer zweiten Hyperbel. Alle auf den Äquator reflektierenden Netzebenen stehen parallel zur Drehachse, haben also in bezug auf sie den Millerschen Index 0; die auf die erste bzw. minus erste, zweite bzw. minus zweite Schichtlinie reflektierenden Netzebenen den Index 1 bzw. — 1, 2 bzw. — 2.

Die Vermessung der Diagrammpunkte liefert ihren Radialabstand  $r$  und ihren Richtungswinkel  $\delta$  (Winkelabstand von der vertikalen Mittel-

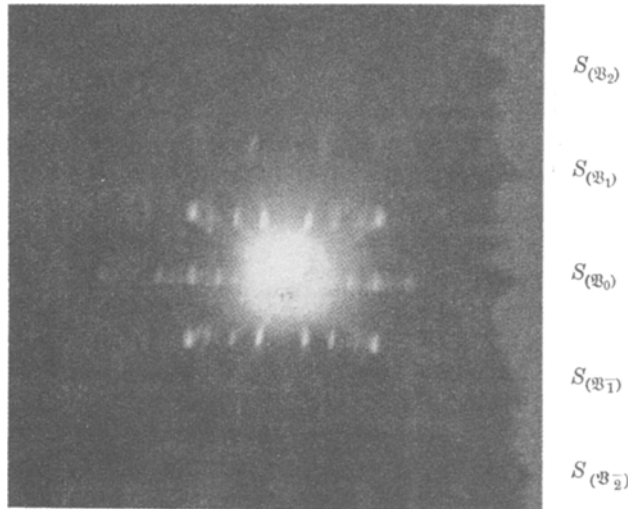


Fig. 2.

linie); aus  $r$  und dem Plattenabstand ( $a = 2,88$  cm) wird nun zunächst der Reflexionswinkel  $\gamma_{(D\lambda)}$  der in den Punkt reflektierenden Netzebene nach der Gleichung

$$\operatorname{tg} 2 \gamma_{(D\lambda)} = \frac{r}{a}$$

berechnet.

Nun ergibt jeder Punkt auf den Hyperbeln nach Gleichung (12) der zweiten Mitteilung

$$l\varphi = \frac{1}{\lambda} \cos \delta \sin 2\gamma$$

eine unabhängige Bestimmung von  $\varphi$ , und zwar erhält man aus der ersten bzw. minus ersten Schichtlinie

$$1. \varphi \text{ im Mittel} \approx \frac{1}{5,86}$$



und aus der zweiten bzw. minus zweiten Schichtlinie

$$2\varphi \text{ im Mittel} \approx \frac{1}{2,93} = 2 \frac{1}{5,86},$$

also übereinstimmend

$$\varphi = \frac{1}{5,86};$$

daraus folgt, daß die in Längsrichtung der Bandfläche liegende Grundperiode

$$c = 5,86 A^0$$

beträgt.

Zur Bestimmung der beiden anderen Grundperioden  $a$  und  $b$  wurde noch eine zweite Drehaufnahme gemacht, so zwar, daß die Drehachse nunmehr senkrecht zur Längsrichtung und parallel zur Bandfläche gewählt wurde. Die Rechnung vollzieht sich genau wie oben und ergibt die Grundperiode

$$b \approx 13,9.$$

Durch eine dritte Aufnahme mit einer Drehachse senkrecht zu den beiden erstgewählten könnte man auf dieselbe Weise auch die Grundperiode  $a$  bestimmen, doch kann man hier einfacher  $a$  aus der quadratischen Form bestimmen und findet

$$a \approx 7,8.$$

Für  $\frac{1}{D^2}$  gilt also die quadratische Form

$$\frac{1}{D^2} = 4 \sin^2 \gamma = \frac{h^2}{7,8^2} + \frac{k^2}{13,9^2} + \frac{l^2}{5,86^2}.$$

Die hier abgeleiteten Resultate stimmen gut überein mit den auf anderem Wege von Becker und Jancke<sup>1)</sup> gefundenen.

Man erkennt aus dem Obigen, daß unser Vorgehen nicht nur zur Kenntnis des Raumgitters führt, sondern auch erlaubt, seine Orientierung relativ zu den äußeren Parametern (Kanten, Grenzflächen) des Kristalls festzulegen. Hiervon ist im hiesigen Laboratorium Gebrauch gemacht worden zur Bestimmung der Gitterorientierung in Einkristalldrähten von Metallen<sup>2)</sup>, worüber demnächst zu berichten sein wird.

#### Zusammenfassung.

Faser-(Dreh-)Diagramme eignen sich besonders gut zur Kristallbestimmung, da sie gestatten:

<sup>1)</sup> ZS. f. phys. Chem. 99, 260, 1921.

<sup>2)</sup> E. v. Gompertz, ZS. f. Phys. 8, 184, 1922 u. M. Polanyi, Die Naturwissenschaften 10, 411, 1922.

1. mit denkbar größter Sicherheit die Identitätsperiode aus dem Diagramm abzulesen, welche parallel zur Faser-(Dreh-)Achse liegt, indem jeder einzelne Diagrammpunkt eine unabhängige Bestimmung derselben ermöglicht;

2. für die meisten praktisch wichtigen Fälle (Paratropie einer niedrig indizierten kristallographischen Richtung und Diatropie einer niedrig indizierten Netzebene) die quadratische Form für  $1/D^2$  auch bei Fehlen der Reflexionen erster Ordnung wichtigster Netzebenen durch eine bestimmte Serie schiefer Aufnahmen mit Sicherheit zu ermitteln;

3. den Strukturfaktor zu berechnen, da die Identifizierung der reflektierenden Netzebenen mit großer Sicherheit durchgeführt werden kann.

Kaiser Wilhelm-Institut f. Faserstoffchemie, Phys.-chem. Abteilung.

---