

2. Zur Optik der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallspaltflächen. I; von H. Seemann.

(Hierzu Tafel I.)

— — —

Die Reflexion der Röntgenstrahlen an ebenen Kristallstrukturoberflächen ist eine spektral selektive Spiegelung. Zur Erzielung geometrisch korrekter Spektren müssen die einfallenden Strahlen homozentrisch oder astigmatisch gerichtet sein, wie in einer späteren Arbeit näher erörtert werden soll. Das bisher vielfach verwandte Verfahren der Projektion ungeordneter von einer Fläche ausgehender Strahlen durch *einen* Spalt, d. i. die Einschnürung in eine Linie, kann nicht zur Erzeugung erreichbar schärfster Spektrallinien führen. Aus homozentrisch einfallenden Strahlenbündeln reflektierte Strahlen liegen auf Kegeln, deren Schnitte mit der Projektionsfläche die Spektrallinien darstellen (Interferenzkurven gleicher Neigung). Astigmatische Bündel erzeugen gleichfalls Kegelschnittinterferenzkurven. Mit Strahlenfächern, die durch einen Punkt und eine Linie projiziert werden, können nur Punktspektren entworfen werden.

A. Die Anordnung des Kristalls im Strahlengang.

Die Spiegelung des durch ein gegebenes Projektionsverfahren gerichteten Bündels an einer Strukturfläche kann irgendwo zwischen Strahlenquelle und Projektionsebene stattfinden, ohne daß die spektrale Zerlegung oder die Gestalt der Linien und die Umrisse der Spektralbilder irgendwie verändert würden. Verschiebt man eine ebene spiegelnde Kristallfläche parallel sich selbst in der Richtung des einfallenden Bündels von der Strahlenquelle aus über das Projektionszentrum oder das Linienkreuz hinaus bis an die Projektionsfläche heran, während man durch gleichzeitige Parallelverschiebung der Projektionsebene dafür sorgt, daß die optische Länge der Strahlen dieselbe bleibt, so ändert sich an dem entworfenen Spektrum

nichts. Dies gilt nicht nur für die Reflexion an den der Oberfläche parallelen Strukturflächen, sondern auch für die zur Oberfläche geneigt verlaufenden, die mit ihren in die Oberflächenschicht hineinreichenden Kanten reflektieren. Das Gesagte bezieht sich nur auf die wirksame Oberflächenschicht, deren außerordentlich viel stärkere Reflexion Bragg entdeckte gegenüber der inneren Reflexion durchfallender Strahlen nach Friedrich-Laue. Die vorliegende Arbeit behandelt nur diese Oberflächenreflexion und im besonderen nur die an den zur Oberfläche parallel laufenden Strukturflächen.

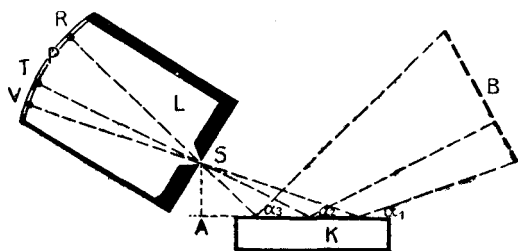


Fig. 1.

Fig. 1 stellt die wohl noch nicht benutzte Anordnung dar, bei der der Kristall zwischen Strahlenquelle B und dem Loch S der Lochkamera L steht. S kann in der Praxis auch ein kurzer Spalt senkrecht zur Zeichenebene sein. Von sämtlichen Strahlen, die, von B ausgehend, K unter den Interferenzwinkeln α_1 ; α_2 ; α_3 treffen, gelangen nur diejenigen durch S hindurch auf die Platte P , die in den durch S gehenden Einfallsebenen verlaufen und K in Punkten treffen, von denen S unter den Elevationswinkeln α_1 ; α_2 ; α_3 gesehen wird. Sie liegen daher für jede Linie auf je einem Kegel, deren Schnitte mit der Oberfläche von K die Reflexionsorte darstellen. Die Zeichenebene ist ein gemeinsamer Hauptschnitt dreier solcher Kegel, deren Spitze in S liegt und deren Achse SA auf K senkrecht steht. Die Spuren R , T , V dieser Strahlendoppelkegel auf P sind die Spektrallinien bzw. die Kurven gleicher Wellenlänge im Spektrum. (Genaueres darüber in der angekündigten Arbeit.)

Verschiebt man K parallel, bis seine Oberfläche in S zu liegen kommt, so hat man die von mir auf p. 470—480 (Bd. 50) beschriebenen Anordnungen, bei denen nur ein Flächenelement

zur Reflexion kommt. Ersetzt man S durch zwei gekreuzte Spalte, so kann der Kristall gleichfalls vor, zwischen, in oder hinter die Spalte gesetzt werden, in der Strahlenrichtung vom Brennfleck aus gerechnet. Der praktische Unterschied der verschiedenen Anordnungen besteht nur darin, daß eine um so größere Kristallfläche gleichzeitig an der Reflexion beteiligt ist, je weiter der Kristall vom Loch oder den Spalten entfernt ist, wobei angenommen wird, daß die Strahlenquelle groß ist im Verhältnis zur Fläche des Loches oder der Spalte. Ferner ist die von Bragg angegebene fokussierende Drehmethode nur möglich, wenn K in der Mitte zwischen S und P liegt.

B. Die Drehmethode von Bragg.

1. Allgemeines.

Das Erfordernis einer großen fehlerfreien Kristallfläche bedeutet eine starke Begrenzung der Anwendungsmöglichkeit aller Anordnungen, bei denen der Kristall weit von den Spalten oder dem Loch entfernt ist, da es nur wenige Kristalle mit großen schönen Flächen gibt. Die Braggsche Methode mildert diesen Nachteil erheblich, indem sie *gewisse* Ungleichmäßigkeiten der reflektierenden Schicht dadurch unschädlich macht, daß sie die von ihnen falsch reflektierten Strahlen auf einen um so größeren Bereich der Umgebung der Linien gleichmäßig verteilt, je größer deren Abweichung ist. Scharfe Linien können demnach nur entstehen, wenn die Fehlerquellen oder Knicke sehr schwach sind oder wenn außer stark fehlerhaften Stellen ein überwiegender Teil der gesamten Fläche gut ist. Endlich wäre es noch denkbar, daß große Fehlerstellen der Linienschärfe nicht schadeten, wenn sie den größten Teil der falsch reflektierten Strahlen so schief ablenkten, daß letztere gar nicht mehr auf das Spektralbild fielen. In der Praxis kommen für gute Messungen nur Kristallflächen in Frage, auf denen die Zahl der wenig fehlerhaften Stellen weit überwiegt, was man durch Aufnahmen mit ruhendem Kristall, der die Fehler mit abbildet, leicht feststellen kann. Bessere Kristalle ergeben hierbei scharfrandige Linien, die aber mehr oder weniger „wellig“ erscheinen und an einzelnen Stellen kleine Auswüchse zeigen. Die Banden werden „wolkgig“. Bei Drehung des Kristalls während der Aufnahme, bei der sich nacheinander

alle Buckel und Knicke der ganzen Oberfläche an der Entstehung der Linien beteiligen, bewegen sich letztere wellenförmig und die Bandenwolken fluten durcheinander, so daß ein gleichförmig unscharfer Mittelwert der Lage entsteht, den man in ähnlicher Weise auch erhalten könnte, wenn man während einer Aufnahme mit ruhendem Kristall die Platte in Richtung der (welligen) Linien auf und nieder bewegt. Durch geeignete knappe Belichtung und kontrastreiche Entwicklung kann man dann die entstehenden Säume der Linien so weit herabdrücken, daß die Schwärzungsmaxima allein übrig bleiben und die Linien scharf erscheinen lassen. Man vergleiche die sehr lehrreichen Photogramme von E. Wagner¹⁾, auf denen die gekennzeichnete Eigenart der Linien bei ruhendem und gedrehtem Kristall, bei langer und kurzer Bestrahlung deutlich zu erkennen ist.²⁾

Es fragt sich nun, ob das durch diese gleichmäßige Verteilung der falsch abgelenkten Strahlen erzeugte Schwärzungsmaximum auch immer am wahren Ort der Linie gegen den Nullpunkt des Spektrums entsteht. Es ist klar, daß dies nur dann der Fall sein kann, wenn die reflektierende Fläche keine allgemeine oder vorwiegende Krümmung nach einer Seite (konkav oder konvex) hat, da dann die Ablenkung der falschen Strahlen einseitig ist oder nach einer Seite überwiegen kann. Wagner übergeht (l. c.) diese Möglichkeit, die bei Glimmer, den er als „faktisch weit besser als Steinsalz“ bezeichnet, Regel ist und bei dem bisher meist benutzten Steinsalz sehr häufig. Er kommt infolgedessen zu dem als allgemeingültig ausgesprochenen Resultat: „Im Gegensatz zum festen Kristall stehen alle Wellenlängen beim drehenden Kristall unter genau den gleichen Reflexionsbedingungen — der ganze bestrahlte Kristall ist ihre Domäne —, und deshalb heben sich die

1) E. Wagner, Physik. Zeitschr. 16. p. 30—32. 1915.

2) In seiner Aufnahme Nr. 2 sind mehrere feine Linien, die in der reichlich belichteten Aufnahme Nr. 1 trotz deren achtmal größerem Spalt deutlich erkennbar sind, durch Unterbelichtung oder Kontrastentwicklung völlig unterdrückt und dadurch gleichzeitig die Steilheit der Schwärzungskurven der übrig gebliebenen Linien (darunter ein feines Dublett links) erhöht. Begünstigt wird diese Möglichkeit noch durch das fast völlige Fehlen von Überstrahlung. Die erreichte Auflösung ist demnach kein direktes Maß für die auflösende Kraft der Apparatur.

Kristallfehler in der Abbildung verschiedener Wellenlängen gegeneinander völlig heraus.“¹⁾

Welchen großen Einfluß allgemeine einseitige Krümmungen des Kristalls um eine der Drehachse parallel laufende Achse auf die Lage der Linien haben, soll in folgendem rechnerisch behandelt werden. Hierfür ist es notwendig, zunächst zu berechnen, wie groß die Abweichung der Strahlen vom wahren Ort der Linien ist, wenn eine ideale Kristallfläche im Abstände e von der Drehachse (der Bragg'schen Methode) um diese herumgedreht wird, also falsch justiert ist.

2. Einfluß der Zentrierungsfehler einer ebenen Kristallfläche.

a) Die Versetzung des Zentralstrahls.

In Fig. 2 ist die Kristallfläche F in drei verschiedenen Lagen DF_0' , DF_1' und DF_2' im Abstände e von der Dreh-

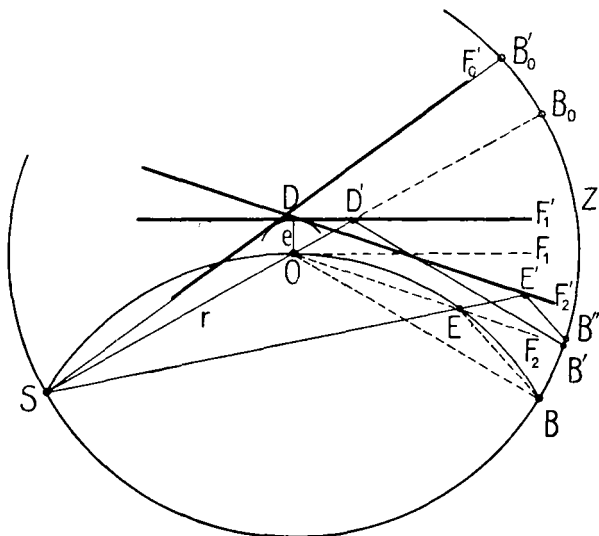


Fig. 2.

achse O gezeichnet. Der Spalt S ist im Abstände r von O aufgestellt. Der geometrische Ort der Schnittpunkte der Strahlen gleicher Wellenlänge liegt für die richtig justierten Kristalllagen OB_0 , OF_1 , OF_2 auf dem Kreise Or . Dieser

1) Vgl. auch H. W. Bragg, Phil. Mag. (6) 27. p. 881—899. 1914.

Kreis ist demnach der Platz des photographischen Films.¹⁾ Es genügt, den Strahlenverlauf *eines* Interferenzwinkels, d. i. *einer* Wellenlänge in *einer* Ordnung zu verfolgen. Für die Kristallagen $O B_0$, $O F_1$, $O F_2$ ist der Schnittpunkt der von S ausgehenden und unter dem Winkel α reflektierten Strahlen der Punkt B , d. i. der Schnittpunkt des Kreises $O r$ mit einem durch S und O gehenden Kreise, dessen Peripheriewinkel in dem Bogen $S O B$ gleich $180^\circ - 2\alpha$ ist. Verschiebt man die Kristallfläche von der Lage $O F_1$ parallel um die Strecke e in die Lage $D F_1'$, so wird dadurch der reflektierte Strahl $O B$ gleichfalls parallel in die Lage $D' B'$ versetzt und zwar um

$$(1) \quad B B' = a = 2e \cos \alpha,$$

falls e klein gegen r , was in den folgenden Rechnungen immer Voraussetzung ist.

Der Nullpunkt B_0 des Spektrums, die Spur des streifend über die Kristallfläche $O B_0$ auf den Filmbogen gelangenden Strahls, wird, wie aus der Gleichung und der Figur hervorgeht, um $2e$ nach B_0' versetzt. Der Bogen $B_0 B'$ ist also um die Strecke

$$(2) \quad B_0 B_0' = B B' = c = 2e (1 - \cos \alpha)$$

größer als der richtig gemessene Bogen $B_0 B$. Diese Korrektur c ist unabhängig von r . Das prozentuelle Fehlermaß ist c/r . Bei der bisher bevorzugten Länge von $r = 100$ mm würde eine Ungenauigkeit der Zentrierung um 1 mm eine Verschiebung einer bei $\alpha = 30^\circ$ liegenden Linie um $c = 0,27$ mm bewirken, d. i. 3 Promille des Bogens $B_0 B$. Da Verfasser bei gleichwertigem Abstand schon kräftig belichtete Linien von 0,04 mm Breite gemessen hat, so entspräche das einer Verschiebung um das 5 fache ihrer Breite. Ein Wert von $e = 0,1$ würde auch schon eine Versetzung um die halbe Breite solch scharfer Linien bewirken. Die $L\alpha$ -Linie würde allerdings erst bei $e = 0,5$ mm um 0,03 mm verschoben, d. i. 0,6 Promille des Bogens $B_0 B$.

Die gegebene Fehlerberechnung gilt für den Fall, daß der Nullpunkt B_0' des Spektrums direkt gemessen wird, z. B. als Schattengrenze des Kristalls oder seiner nivellierten Metall-

1) Filme sind für exakte Messungen nur zu gebrauchen, wenn man unmittelbar vor der Aufnahme parallel dem Spektrum eine gute feine Teilung einkopiert, an der man die Kontraktion später messen kann.

fassung oder einer leicht genau zentrierbaren Metallschneide in der Achse, die dem Kristall bei der Aufstellung als Anschlag dient. Bestimmt man ihn indirekt, indem man zwei Spektren nach beiden Seiten von B_0 entwirft, bei denen der Kristall von einer Nullstellung in die andere um 180° gedreht wird und rechnet den Abstand identischer Linien in beiden spiegelbildlichen Spektren als doppelten Linienabstand vom Nullpunkt, so macht sich e in ganz anderer Größenordnung bemerkbar. Die Strecke $B_0 B_0'$ liegt jetzt für die beiden Spektren auf entgegengesetzten Seiten von B_0 . Je nachdem e auf der in der Fig. 2 gewählten Seite von O oder auf der entgegengesetzten liegt, ist der halbe gemessene Bogenabstand der spiegelbildlichen Linien um $a = 2e \cos \alpha$ kleiner oder größer als der Bogenabstand vom wahren Nullpunkt. E. Wagner hat diesen Fall für eine ebene Platte tangential an O in B rechnerisch behandelt und bei seinen Messungen berücksichtigt.¹⁾ Für kleine Winkel ist der Fehler nahezu $2e$. Eine Justierung auf 0,01 mm der Linienlage erfordert daher eine Genauigkeit von etwa 0,005 mm der Zentrierung in die Drehachse, was nur mit Kristallen möglich sein dürfte, die eine Strukturoberfläche mindestens wie bestes Fensterglas haben und nur klein sind. Außerdem spielt die Dicke der wirklichen Kristallschicht hier schon eine Rolle.

Die indirekte Nullpunktsbestimmung aus dem Bogenabstand zweier Ordnungen einer Linie, bei der e sich aus der Rechnung nachträglich ergibt, ist jedenfalls weitaus der beste Weg, wie Wagner in der letztgenannten Arbeit zeigt. Der Fehler im Abstand zweier Ordnungen ist nur noch

$$(3) \quad g = a_I - a_{II} = 2e (\cos \alpha_I - \cos \alpha_{II}).$$

Für kleinere Winkel, um die es sich meistens handelt, ist der Klammerausdruck sehr klein.

b) Abweichung der Randstrahlen.

Die Überlegungen des vorigen Abschnittes a) gelten streng nur für den Zentralstrahl SO , der den Kristall in der Lage DF' trifft. Für den Strahl SE (Fig. 2) ist die parallele Versetzung des reflektierten Strahls $E'B''$ zwar auch $2e \cos \alpha$, aber EB und $E'B'$ schneiden aus dem Filmbogen ein größeres Stück BB''

1) E. Wagner, Ann. d. Phys. 49. p. 629. 1916.

aus, weil sie nicht radial auffallen. Wenn der Kristall so geneigt ist, daß die Reflexionsstelle E' auf der andern Seite von D liegt, so bleibt B'' auf derselben Seite von B' . Die Linie wandert also bei der Drehaufnahme von B' nach B'' , je weiter sich der Reflexionspunkt E' von der Drehachse entfernt, d. h. je länger der (tatsächlich bestrahlte) Kristall ist. Es kommt zu einer einseitigen Verbreiterung der Linien in Richtung e von O aus gerechnet.

Ist d der Abstand des Reflexionspunktes E' von der Achse, so ist die Verbreiterung $b = B' B''$, wie eine einfache angenäherte Rechnung ergibt,

$$b = a \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{d^2}{r^2} \sin^2 \alpha}} - 1 \right) \quad \text{oder} \\ (4) \quad b = 2e \cos \alpha \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{d^2}{r^2} \sin^2 \alpha}} - 1 \right).$$

Hierin ist der Wurzelausdruck der Kosinus des Winkels, den der reflektierte Strahl mit dem Radius OB bildet. Wenn $d = r$, so ist dieser Winkel gleich dem Interferenzwinkel α , wie man sich auch an der Figur überzeugen kann. Es wird $b = 2e (1 - \cos \alpha)$. Das ist der Wert von c in Gleichung (2). Die Abweichungen c und b heben sich demnach auf, wenn der Reflexionspunkt unmittelbar am Film liegt. Dieser Fall kommt praktisch nicht in Frage, da das einfallende Strahlenbündel dem Kristall nachgedreht werden müßte, um eine direkte Bestrahlung des Films zu verhindern.

$b/2e$ ist nur bei relativer Kristalllänge $d/r > 0,5$ und bei größeren Winkeln merklich. Bei diesem Wert ist für $\alpha = 30^\circ$ $b = 0,03 \cdot 2e$, für 10° gleich $0,004 \cdot 2e$. Für den Wert $d/r = 0,9$ sind die entsprechenden Zahlen $0,1 \cdot 2e$ und $0,01 \cdot 2e$. Die Berechnung ist nur durchgeführt worden, um zu zeigen, daß es unvorteilhaft ist z. B. einen 5 cm langen Kristall mit seiner einen Kante in die Drehachse zu justieren und r etwa 6 cm lang zu wählen. Ein Zentrierungsfehler von $e = 0,2$ mm würde sich bei 30° schon bemerkbar machen und auch bei Bestimmung des Winkels α aus zwei Ordnungen nicht völlig herausfallen. Ein Zentrierungsfehler dieser Größe kommt nun freilich für genaue Messungen nicht in Frage, sofern ein wirklich ebener Kristall benutzt wird. Tatsächlich hat

man es aber immer mit schwach gekrümmten oder geknickten Flächen zu tun. Wenn also die Mitte des Kristalls noch so genau in die Drehachse gebracht wird, so gilt dies für gekrümmte Teile der übrigen Fläche um so weniger, je weiter sie von der Achse entfernt sind. Für die Randgebiete eines größeren Kristalls nimmt e leicht Werte an, die ein Vielfaches von der eben genannten Zahl sind.

C. Die Wirkung geknickter Kristallflächen.

a) Knicke in der Drehachse. Kristalltreppen. Pseudolinien.

Unebene Kristallflächen lassen sich auffassen als zusammengesetzt aus ebenen, aber schlecht zentrierten Flächenstücken. Es soll hier nur die Wirkung solcher Knicke und

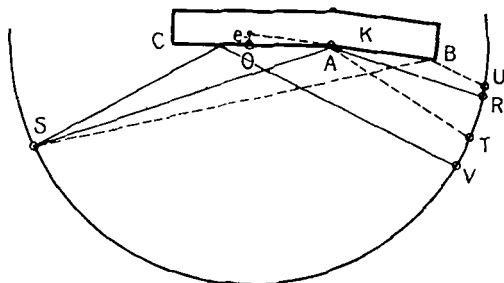


Fig. 3.

Krümmungen auf die Genauigkeit der Fokussierung der Bragg'schen Drehmethode behandelt werden, deren Knickkanten bzw. Krümmungsachsen parallel der Drehachse laufen. Für diese bedingen nur die zugehörigen Werte von e den Grad der extrafokalen Unschärfe.

Der einfachste Fall ist der, daß die reflektierende Fläche CAB in Fig. 3 einen geraden Knick A hat, also aus zwei ebenen Flächen CA und AB besteht, die in einer geraden Schnittkante A zusammenstoßen. Fällt die Drehachse O mit dieser Kante zusammen, so reflektiert der Kristall bei der Drehung genau so wie ein Kristall, der nacheinander in beide Lagen gebracht worden ist. Da die Drehachse in beiden Flächen liegt, so entwerfen beide die Linien korrekt am selben Ort.

Es dient dem leichteren Verständnis des Folgenden, wenn bei dieser Gelegenheit zwei Anordnungen beschrieben werden,

bei denen die Aufstellung zweier oder mehrerer Kristalle in der Drehachse gleichzeitig dasselbe leisten, wie ein einzelner schrittweise gedrehter Kristall.¹⁾ Schichtet man nach Art der Fig. 4 eine Reihe flacher Kristallplatten $K L M N$, $K_1 L_1 M_1 N_1$ usw. senkrecht zur Zeichenebene wendeltreppenartig übereinander derart, daß die Drehachse O alle reflektierenden Flächen $K N$, $K_1 N_1$ usw. streift, jede aber um einen Winkel, der etwas kleiner ist als der Öffnungswinkel φ des einfallenden Strahlenbündels, gegen die darunterliegende gedreht ist, so entwerfen beide zwei gleichfalls senkrecht zur Zeichenebene

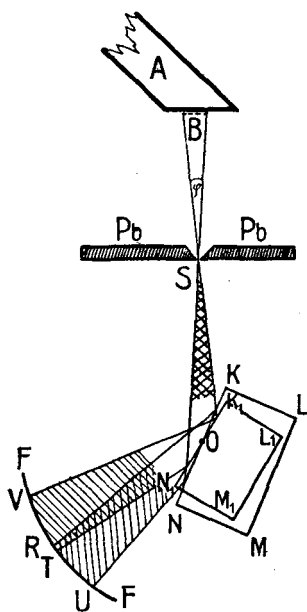


Fig. 4.

übereinanderliegende Spektralbereiche $U R$, $T V$ usw., die beide das Gebiet $T R$ enthalten. Das Strahlenbündel muß bei K eine solche Höhe senkrecht zur Zeichenebene besitzen, daß sämtliche Flächen $K N$, $K_1 N_1$ usw. voll getroffen werden. Ein Spektrum von sechs solchen Platten zeigt Fig. 5 schematisch. Die Rechtecke sind die Kernschatten der rechteckigen Kristallflächen $K N$,

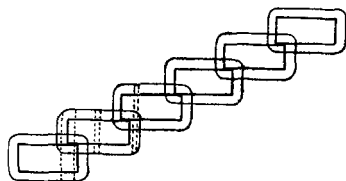


Fig. 5.

$K_1 N_1$ usw. in der Beleuchtung des flächenförmigen Brennflecks B (Fig. 4). Die abgerundeten Randlinien sollen die Halb-

1) Die von De Broglie u. F. A. Lindemann, *Compt. rend.* 158. p. 180—181. 1914, angedeutete sternförmige (en étoile) Anordnung ist hiermit nicht zu identifizieren. Die dünnen Kristallplatten müssen dort nach Art der Flügel einer Kreiselpumpe oder eines primitiven Wasserrädchen in gleicher Höhe um die Achse rotieren und um die Achse herum Raum freilassen für die reflektierten Strahlen. Sie bilden also die nicht bis zur Mitte reichenden Radien eines ebenen Sternes.

schattensäume darstellen. Diese entstehen an den Längsseiten durch die volle Höhe des Brennflecks, projiziert durch den Spalt, an den Schmalseiten nur durch den Saum des Brennflecks. Die Zeichnung gilt für den Fall, daß der Brennfleck in der Spaltrichtung schmal ist (Antikathode streifend gesehen). Die gestrichelten Linien bedeuten Spektrallinien, die bei genauer Zentrierung der Platten am Rande der Kernschatten zusammenstoßen und sich in den Halbschattensäumen decken.

Man kann auf diese Weise ein vollständiges Spektrum mittels eines schmalen Strahlenbündels entwerfen, ohne die Kristalltreppe zu drehen. Mit einer 6 stufigen Treppe braucht man entsprechend nur $\frac{1}{6}$ der Expositionszeit wie für eine Drehaufnahme mit einem Kristall für denselben Spektralbereich. Will man die Kristallfehler und die vielleicht zu geringe Größe des Brennfleckes korrigieren, so kann man die Treppe während der Aufnahme um einen kleinen Winkel um O hin und her drehen.

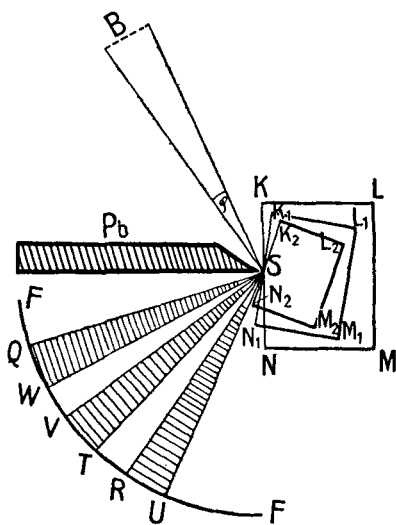


Fig. 6.

Die Verwendung der Treppe bei der spaltlosen Methode¹⁾ zeigt Fig. 6. Die von der Treppe $KLMN$, $K_1L_1M_1N_1$, $K_2L_2M_2N_2$ usw. reflektierten Spektralbereiche RU , TV , WQ usw. stoßen nicht mehr mit ihren identischen gemeinsamen Linien zusammen, wie das Photogramm Nr. 1 auf Tafel I zeigt, die mit einer solchen Anordnung gemacht worden ist. Gleiche Linien zweier Teilspektren haben denselben Winkelabstand voneinander wie die Kristallflächen, von denen sie stammen. Es ist dies ein Nachteil, der aber durch den Vor-

1) H. Seemann, Ann. d. Phys. 49. p. 470—478. 1916.

teil, nur kleine Kristalle zu benötigen und sie leicht zusammensetzen zu können, wieder aufgehoben wird. Näheres soll an anderer Stelle hierüber berichtet werden.

Es bedeute jetzt in Fig. 4 die Fläche KON_1 eine in O geknickte Fläche eines Kristalls. Dann liegen die entworfenen Spektralbereiche UR und TV in einer Richtung nebeneinander und überdecken sich in dem Gebiet TR auch mit ihren Kernschatten. Dieses Gebiet wird daher entsprechend stärker bestrahlt. Macht man eine Aufnahme mit ruhendem Kristall und exponiert so kurz, daß nur noch RT deutlich erscheint, so bekommt man eine scheinbare Linie bei RT , die sich am deutlichsten von ihrer Umgebung abhebt, wenn letztere eine Bande ohne starke Linien ist. Zu einer Verdoppelung vorhandener Linien kann es nicht kommen, solange der Knick in oder nahe O liegt. Besitzt der Kristall mehrere Knicke parallel O , so können durch komplizierte Überlagerungen eine große Anzahl solcher Pseudolinien entstehen, deren Kontraste größer werden können durch mehrfache Überlagerung an einzelnen Stellen.

Durch systematische Untersuchung einer großen Anzahl von Steinsalzindividuen konnte sowohl das Zustandekommen einer einzelnen Pseudolinie an einer einfachen Knickstelle als auch ganze Pseudolinienspektren an mehrfach scharf geknickten Flächen nachgewiesen werden und damit die vermeintliche Auflösung der Banden in dem von mir früher veröffentlichten Pt-Spektrum richtig gedeutet werden ¹⁾ Die Aufnahme stammte von zwei nicht zusammengehörigen Kristallen, deren Knickflächen so schmal und so schwach geneigt, dabei aber so regelmäßig und für sich eben waren, daß sie optisch weitaus am besten aussahen, etwa wie Fensterglas, und auch die reellen Linien am schärfsten abbildeten. Angesichts des ausbrechenden Krieges schien es mir daher vorteilhaft, die Resultate der Öffentlichkeit zu übergeben. Wagner ²⁾ sprach als erster die Vermutung aus, daß es sich um Pseudolinien handelte, überzeugte mich aber nicht, da die Knicke nicht nur nicht „in die Augen fielen“, sondern überhaupt

1) H. Seemann, Physik. Zeitschr. **15**. p. 494—497. 1914; vgl. auch Ann. d. Phys. **49**. p. 479. 1916.

2) E. Wagner, Physik. Zeitschr. **16**. p. 30. 1915; H. Seemann, ebenda p. 32.

optisch nicht nachweisbar waren. Ihre außerordentliche *Regelmäßigkeit* genau parallel einer Würfelkante (die zufällig parallel der Drehachse gestellt worden war) mußte als unwahrscheinlich gelten und ist auch tatsächlich ungewöhnlich selten. Die von Wagner durch die oben p. 394 gekennzeichneten photographischen Mittel erreichte Auflösung eines reellen homogenen Liniendubletts auf dunklem Hintergrunde war kein zwingender Beweis dafür, daß auch im Bandengebiet diese optimalen Bedingungen bei seinen Aufnahmen geherrscht hatten, zumal die (Pseudo-) Linien dort sehr dicht und gleichartig und noch nicht völlig aufgelöst oder inhomogen erschienen und bei meinen Aufnahmen nur durch äußerste Kontraststeigerung so klar herausentwickelt und kopiert worden waren.

Das Photogramm Nr. 2 auf Tafel I zeigt die Pt-Linien $L\beta_1$ und $L\beta_2$, aufgenommen mit einem ähnlich vielfach geknickten Kristall wie bei dem früher veröffentlichten Spektrum. Er stand dabei nach Art der Fig. 4 einmal in der Lage $KLMN$ und einmal in der Lage $K_1L_1M_1N_1$ in derselben Höhe. Das mittlere Spektralgebiet, in dem die beiden reellen Linien hell hervortreten, ist beiden (auf dieselbe Platte entworfenen) Aufnahmen gemeinsam, entspricht also dem Gebiet RT der Fig. 4. Um die bei beiden Aufnahmen entstehenden Pseudolinien von den echten unterscheiden zu können, ist bei der einen Aufnahme der obere Teil, bei der anderen der untere mit Bleiblech abgedeckt gewesen, jedoch so, daß ein kleinerer Streifen in der Mitte senkrecht zu den Linien bei *beiden* Aufnahmen bestrahlt wurde. Der Brennfleck der Röhre war streifend gesehen so schmal, daß das Strahlenbündel die beiden reellen Linien soeben noch mit umfaßte. Als Pseudolinien erkennbar sind die 4 oder 5 Linien in nächster Nähe der beiden Hauptlinien, die nicht wie letztere durch beide Aufnahmen durchlaufen. Die helle Linie unten rechts ist wahrscheinlich reell, liegt aber bei der oberen Aufnahme zu weit außerhalb, um noch mit zu erscheinen.

Ich mache besonders darauf aufmerksam, daß es sich nicht um mehrfache Spiegelung der reellen Linien an verschiedenen geknickten Flächen handeln kann, da von dem sehr schmalen Bündel nur wenige Millimeter der Kristallfläche in der Nähe der Achse bestrahlt wurden. Für diesen schmalen Flächenbereich ist die exzentrische Abweichung e der Knick-

flächen noch so klein, daß die reellen Linien nicht um ein Vielfaches ihrer eigenen Breite versetzt werden können, wie unten bewiesen werden wird.¹⁾ Wohl aber kommt es zu den obigen *Helligkeitshäufungen* des Bandenhintergrundes, die die Pseudolinien darstellen. Der beste Beweis für diese Erklärung ist die Tatsache, daß die Pseudolinien im linienfreien Bandengebiete ebenso aussehen, ja noch besser hervortreten wie neben den meist helleren reellen Linien. Die Knickwinkel waren bei dem verwendeten Kristall viel zu klein, um reelle Linien um mehrere Grade schief abzulenken. Wäre dem so, so müßten sie auch ebenso hell sein wie die an den richtigen Ort gelangenden.

Die Photogramme Nr. 3 und 4 sind weitere Belege. Sie sind mit weniger regelmäßig geknickten Steinsalzkristallflächen aufgenommen, deren Knicke parallel Würfelkanten ohne optische Hilfsmittel auch noch nicht sichtbar waren. Nr. 3 ist im Bandengebiet um 7° herum aufgenommen in derselben Weise wie Nr. 2. Man erkennt deutlich, daß sich die Pseudolinien bzw. Wolken mitbewegt haben. Die Aufnahmen stellen also eine Art Abbildung der Oberfläche dar. Der Kristall von Nr. 4 hat offenbar Krümmungen oder Knicke gehabt, die nicht genau parallel der Drehachse liefen. Die Versetzung der Pseudolinien ist hier durch Parallelverschiebung des Kristalls in Richtung seiner Oberfläche hervorgerufen. Hier wie auch bei den anderen Aufnahmen hatte der Kristall so gestanden, daß die Drehachse parallel denjenigen Würfelkanten lief, die den Knicken genau bzw. annähernd parallel waren. Die schräg-randige Begrenzung der Spektralbilder Nr. 3 und 4 rührt daher, daß der Antikathodenspiegel vom Spalt aus streifend gesehen war und den Spalt unter etwa 45° kreuzte.

b) Knicke außerhalb der Drehachse.

Wie oben an Hand der Fig. 4 gezeigt, ergeben zwei Knickflächen ein korrektes Drehspektrum, wenn die Drehachse durch die Knickkante läuft. In Fig. 3 liege sie jetzt bei O außerhalb aber parallel dem Knick A . Dann ist die Fläche AB nicht zentriert. Sie hat den Abstand e von O und entwirft daher die unter verschiedenen Winkeln α reflektierten Linien um $2e \cos \alpha$

1) Nur feine annähernd gleich helle und scharfe Dubletts lassen sich als Verdoppelung einer reellen Linie erklären.

einseitig neben den wahren Ort, an den die von der Fläche $A C$ reflektierten Strahlen gelangen. Da sie außerdem noch um $O A$ bis $O B$ von O entfernt ist, so tritt auch die Abweichung (4) zusätzlich in Kraft, die nach derselben Seite erfolgt, allerdings klein ist gegen die obige. Ferner wächst e bei gleichem Knickwinkel proportional $O A$. Geht man zu mehreren gleichgerichteten (konkaven oder konvexen) Knicken und schließlich zur stetigen einseitigen Krümmung über, so ergibt sich für eine kreisförmige, d. i. zylindrische, Krümmung mit dem Radius ϱ für jeden Punkt der Kristallfläche vom Abstand d von der Drehachse die Linienversetzung

$$a' = 2 e \cos \alpha = 2 \cos \alpha (\sqrt{d^2 + \varrho^2} - \varrho)$$

ohne Berücksichtigung von (4), oder nach einfacher Umformung

$$a' \left(\frac{a'}{4 \cos^2 \alpha} + \frac{\varrho}{\cos \alpha} \right) = d^2.$$

Da ϱ immer groß gegen d angenommen werden kann, ist $a'/4 \cos^2 \alpha$ klein gegen $\varrho/\cos \alpha$, so daß in guter Annäherung

$$(5) \quad a' = \frac{d^2}{\varrho} \cos \alpha,$$

a' wächst also quadratisch mit d . In der Tabelle ist a' für praktische Verhältnisse ausgerechnet für $\cos \alpha \sim 1$.

ϱ in cm	d				
	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0 cm
1000	0,002	0,01	0,022	0,04	0,09 mm
500	0,005	0,02	0,045	0,08	0,18 „
300	0,008	0,03	0,075	0,13	0,30 „
100	0,025	0,10	0,225	0,40	0,90 „

Die Tabelle lehrt, daß die beiden Enden eines symmetrisch zur Achse aufgestellten Kristalls von 3 cm Länge bei einer 3 m-Krümmung, wie sie bei den besten Steinsalzkrystallen vorkommt, die Linien bei 10^0 um etwa 0,07 mm versetzen, d. i. 3 Promille des 10^0 -Bogens bei 10 cm Abstand des Films von der Drehachse. 0,07 mm ist schon mehr als die eigene Breite einer mit spaltlosen Methoden erhaltenen scharfen Linie bei dem äquivalenten Abstand 20 cm Schneide-Film. Glimmer, der

meistens Krümmungen von 5—1 m aufweist, kommt frei aufgestellt für die Braggsche Methode bei exakten Messungen nur in kurzen Stücken in Frage. Vielleicht ist es möglich, ihn auf eine plane Glasplatte derart aufzukitten, daß er gleichfalls plan wird. Man sieht ferner, daß lange Kristallstücke auch bei der Braggschen Methode nicht vorteilhaft für die Elimination der Fehler sind und daß die Aufstellung symmetrisch zur Drehachse unbedingt vorzuziehen ist.

Bei einer Drehaufnahme macht sich die Versetzung der von den Kristallenden stammenden Strahlen in einer Verbreiterung der Linien vom richtigen Ort aus nach *der* Seite, auf der e von O aus liegt, also nach der konvexen Seite der gekrümmten Fläche, bemerkbar. Dies gilt für die auf beiden Seiten der Achse liegenden Kristallenden im selben Sinne. Die während einer Drehaufnahme von einem Ende der Kristallfläche zum andern wandernde Reflexionszone einer Wellenlänge läßt demnach den reflektierten Strahl von der äußersten einseitigen Versetzung bis zur richtigen Lage auf der Platte einmal hin und einmal her wandern. Die Geschwindigkeit dieser Versetzungsbewegung nimmt mit wachsender Entfernung der Reflexionszone von der Drehachse quadratisch zu, da a' proportional d^2 . Der reflektierte Strahl weilt bei konstantem Fortschreiten der Reflexionszone über den Kristall länger in der Nähe des wahren Linienortes als in der Nähe der äußersten Abweichung. Es entsteht eine einseitig verbreiterte Linie, deren Schwärzungsmaximum unsymmetrisch nach dem wahren Ort der Linie zu liegt. Der durch Photometrierung gewonnene Ort der Linie ist daher nur um etwa $\frac{2}{5}$ des Betrages von (5) versetzt.

Man sieht, daß die Abstandsmessung einer Linie vom wahren Ort des Nullpunktes auch dann noch unzuverlässig ist, wenn die Kristallmitte genau in die Achse zentriert ist. Besonders gilt dies für kleine Winkel, um die es sich ja meistens handelt, da (5) für sie den höchsten absoluten und prozentuellen Wert erreicht. Da $\cos \alpha$ für kleine Winkel fast konstant ist, wird die indirekte Bestimmung von α aus zwei Ordnungen einer Linie um so genauer. Der Fehler f beträgt nur noch

$$(6) \quad f = a_1' - a_2' = (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \frac{d^2}{q}.$$

Die Indizes 1 und 2 bedeuten die Zugehörigkeit zur ersten

und zweiten Ordnung. Der Klammerausdruck ist für kleine Winkel sehr klein. f wäre hier auch bei recht kräftigen Krümmungen fast immer zu vernachlässigen, wenn nicht eine weitere Komplikation gerade bei kleinen Winkeln hinzuträte.

Die technische Voraussetzung für (6) ist nämlich die, daß der Kristall in der Lage α_2 bis an beide Enden ebenso stark und gleichmäßig bestrahlt wird wie in der Lage α_1 . Diese Bedingung ist bei gewöhnlichen Röntgenröhren und Kristallen von 2–4 cm Länge, wie sie meist benutzt worden sind, immer unvollkommen, meist schlecht erfüllt, da deren Brennfleck bei dem erforderlichen Abstand von etwa 15 cm vom Spalt zu klein ist, außer wenn etwa eine Therapieröhre mit extra großem Brennfleck benutzt und so aufgestellt wird, daß die Kathodenstrahlen den Spalt senkrecht kreuzen.

Ein Beispiel möge das erläutern. Ein normaler Brennfleck von etwa $4\frac{1}{2}$ mm Breite senkrecht zu den Kathodenstrahlen bestrahlt durch einen 15 cm entfernten zu den Kathodenstrahlen parallelen Spalt einen in 10 cm Entfernung von letzterem aufgestellten Kristall von 3 cm Länge soeben bis an beide Enden, wenn dessen Neigung gegen den Zentralstrahl des Bündels 6° beträgt. Die Verbreiterung einer Linie bei 6° für den Fall einer zylindrischen Krümmung des Kristalls ist demnach aus (5) zu berechnen, indem $d = 1,5$ cm gesetzt wird. Wird jetzt die Linie zweiter Ordnung bei etwa 12° aufgenommen, so trifft, von dem Saum des Brennflecks abgesehen, das Hauptbündel nur noch etwa 1,5 cm aus der Mitte der Kristallfläche, d. i. die Hälfte der Kristallfläche. In (5) ist jetzt $d = 0,75$ zu setzen. a' ist für beide Lagen erheblich verschieden. Es ist

$$(7) \quad f' = a'_1 - a'_2 = \frac{d_1^2 \cos \alpha_1 - d_2^2 \cos \alpha_2}{\varrho}.$$

Für obige Werte und $\varrho = 300$ cm ist $f' = 0,056$ mm. Die Abstände der Schwärzungsmaxima weichen noch um etwa $\frac{2}{5} \cdot 0,056 = 0,022$ mm, d. i. rund 1 Promille des Bogen $2\alpha_1$ voneinander ab.

Wagner hat in der oben erwähnten Annalenarbeit an drei ausgewählten Steinsalzkristallen eine Übereinstimmung obiger Bogenwinkel von $\frac{1}{2}$ Promille erreicht, ohne die von ihm selbst gefundene Kristallkrümmung zu berücksichtigen, die wahrscheinlich stärker war als die oben eingesetzte, näm-

lich $\varrho = 2r \operatorname{ctg} \alpha_1 = 20 \cdot 9,5 \sim 200 \text{ cm}$,¹⁾ da sie nach seiner Schätzung die Krümmung seiner Linien verdoppelte. Sie muß daher wohl zylindrisch mit ihrer Achse senkrecht zur Drehachse gewesen sein, falls obige Voraussetzungen über die Größe des Brennflecks zutrafen.

Nach obigen Ausführungen kann es als erwiesen gelten, daß die behandelten Fehler durch die Braggsche Drehmethode nicht ohne weiteres korrigiert werden, sondern nur unter ganz bestimmten Bedingungen und Meßmethoden herausfallen. Wenn z. B. eine zweite Ordnung nicht zu finden ist, muß die Kristallfläche sorgfältig auf einseitige Krümmungen oder Knicke abgesucht und so justiert werden, daß die verursachten Fehler bis zu einem erreichbar höchsten Grade unschädlich werden. Auf die Schärfe der Linien und die Auflösungskraft der Apparatur wird durch alle Kristallfehler ein ungünstiger Einfluß ausgeübt.

c) Prüfung und Justierung der Kristalle.

Die optische Prüfung natürlicher Spaltflächen außer bei Glimmer ist unsicher, die von Schlißflächen wertlos. Eine einfache Untersuchung mittels Röntgenstrahlen bei der Drehmethode ist folgende.

Man macht mehrere Aufnahmen der Linie, um die es sich handelt, bei ruhendem oder wenig bewegtem Kristall auf dieselbe Platte derart, daß bei jeder Aufnahme nur eine schmale Zone der Kristallfläche parallel der Achse zur Reflexion kommt und von der in ihrer ganzen Länge entworfenen Linie jedesmal nur ein Teil auf die Platte gelangt, der an den benachbarten anstößt. Es genügen vielleicht je eine Aufnahme von den Kristallenden und eine von der Mitte. Ausgehend von einem Ende wird durch Ausblendung mit Bleiblech nur das obere Drittel der Linie auf der Platte entworfen, bei der Aufnahme von der Mittelzone des Kristalls (parallel der Drehachse) nur das mittlere Liniendrittel und bei der Aufnahme vom andern Ende nur das untere Drittel. Durch Wiederholung bei Vertauschung dieser Reihenfolge kann die Genauigkeit noch erhöht werden. Stoßen die Linienstücke genau aufeinander, so liegen die drei Teilflächen in einer Ebene, die in

1) Die Berechnung der Linienkrümmung wird in der angekündigten Arbeit behandelt werden.

oder parallel der Drehachse liegt. Sind die von den Kristallenden stammenden Linienstücke nach derselben Seite gegen das Mittelstück versetzt, so hat der Kristall einseitig konkave oder konvexe Krümmung. Ist die Versetzung entgegengesetzt gerichtet, so ist der Kristall S-förmig gekrümmt. Hat sie dabei den gleichen Betrag, so würde bei einer Drehaufnahme mit allen drei Flächenteilen eine symmetrisch um den wahren Ort verbreiterte Linie entstehen, die für Spektralmessungen brauchbar ist, für feinste Auflösung von Linien weniger.

Es besteht die Möglichkeit, einen Kristall, der einseitige Linienverbreiterung ergibt, wenn seine Mitte in die Drehachse zentriert ist, so zu justieren, daß die Verbreiterung symmetrisch wird, indem man die vorher genau zentrierte Flächenmitte um die Hälfte des Betrages der mittleren Abweichung der von den Enden reflektierten Linienteile in entgegengesetzter Richtung verschiebt, so daß nunmehr beide Strahlengruppen auf beiden Seiten des wahren Ortes der Linien gleichmäßig verteilt sind.

Die genaue Zentrierung der Kristallmitte in die Drehachse geschieht am einfachsten in der Weise, daß eine Metallschneide leicht abnehmbar mittels Mikroskops in die Achse justiert, der Kristall mit ihr zur Berührung gebracht und in dieser Lage fixiert wird, worauf die Schneide abgenommen wird. Wenn die Dicke der wirksamen reflektierenden Kristallschicht merklich ist, muß sie hierbei berücksichtigt werden, was freilich auf Schwierigkeiten stößt.

Es mag als Schlußresultat für die Praxis vorweggenommen werden, daß man alle diesen durch einseitige Krümmung oder Knickung hervorgerufenen Schwierigkeiten mit ausreichender Sicherheit entgeht, wenn man Kristallflächen nicht über etwa 1 cm Länge benutzt, symmetrisch zur Achse aufgestellt. Bei Benutzung gewöhnlicher Röntgenröhren mit scharfem Brennfleck wird das Strahlenbündel bei Neigungen des Kristalls unter etwa 10° – 15° zwar nicht voll ausgenutzt, bei Präzisionsmessungen kommt es darauf aber nicht an.

Bei längeren Kristallen fallen, wie wir sahen, die Abweichungen auch dann heraus, wenn man α aus zwei Ordnungen bestimmt und eine Spezialröhre benutzt, die den Kristall in beiden Lagen von einem Ende bis zum andern voll bestrahlt.

d) Periodische Knicke und Krümmungen.

Wenn man sich die oben erwähnte S-förmige Krümmung periodisch fortgesetzt denkt, so ist es klar, daß die Versetzung der Linie gleichfalls periodisch nach beiden Seiten des wahren Linienortes erfolgt. Fig. 7 ist ein schematisches Beispiel dafür. Eine regelmäßig 5 mal geknickte Kristallfläche ist dort in vier verschiedenen Drehlagen I, II, III, IV um die Achse O gegen das aus dem Spalt S austretende Bündel dargestellt. Die Knickfläche f_0 ist in die Drehachse zentriert. Der von ihr in der Lage I reflektierte Strahl einer Wellenlänge gelangt daher an den richtigen Ort B_0 der Linie. Der in der Lage II an der Knickfläche f_2 reflektierte Strahl (derselben Wellenlänge)

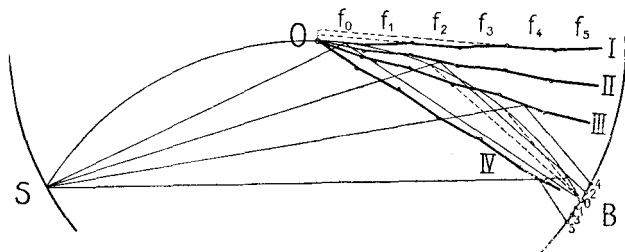


Fig. 7.

gelangt, da die durch f_2 gelegte Ebene wie in Fig. 3 an O vorbeiläuft, nach B_2 . In der Lage III reflektiert f_4 nach B_4 und ungefähr gleichzeitig die anders geneigte Fläche f_1 nach B_1 auf der andern Seite von B_0 . Der letztere Strahl ist der Übersichtlichkeit halber nicht gezeichnet. In einer gleichfalls nicht gezeichneten Lage zwischen III und IV reflektiert f_3 nach B_3 und in der Lage IV f_5 nach B_5 .

Da angenommen wurde, daß die Knickflächen gleich lang und gegeneinander gleich geneigt sind, d. h. aus zwei Gruppen unter sich paralleler Flächen in gleichem gegenseitigen Abstände bestehen, so wächst die Abweichung e (vgl. Fig. 3) proportional ihren Indizes. Die Versetzungen $B_0 B_1, B_0 B_3, B_0 B_5$ auf der einen Seite und $B_0 B_2, B_0 B_4$ auf der anderen Seite wachsen daher gleichfalls für kleine Winkel $\cos \alpha \sim 1$ proportional den Indizes. Bestände der Kristall nur aus der Fläche f_0 und einer geraden Anzahl weiterer Knickflächen f_1 ,

f_2 usw., so wäre die Linie symmetrisch verbreitert, andernfalls um so stärker unsymmetrisch (prozentuell), je kleiner die ungerade Zahl der Flächen wäre. Je nach Regelmäßigkeit der Knicke und Knickwinkel und deren Größe wird eine mehr oder weniger große Zahl von Knickflächen pro Längeneinheit des Kristalls genügen, um auch bei ungerader Zahl der unzentrierten Flächen ausreichende Symmetrie zu erzielen. Dasselbe gilt, wenn die nicht zentrierten Flächen f_1, f_2 usw. symmetrisch auf beiden Seiten von O liegen (nicht gezeichnet).

Ein treppenförmig gespaltener oder nicht parallel den Gitterebenen geschliffener Kristall stellt den Fall dar, daß nur die Flächen f_0, f_2, f_4 usw. vorhanden sind. Rechts von O bewirken sie eine völlig einseitige Verbreiterung, links von O gleichfalls, aber nach der entgegengesetzten Seite von B_0 . Ist der Kristall symmetrisch zu O aufgestellt, so ist die Verbreiterung also gleichfalls symmetrisch.

Für periodisch stetig gekrümmte Flächen gilt das Obige in analoger Weise.

Die in Fig. 7 gekennzeichneten Knicke parallel einer Würfelkante sind vom Verf. bei einer Anzahl Steinsalzkrystalle verschiedenen Ursprungs gefunden worden. Es wurden Knickflächen von $f = 10$ mm und vielfach größerer Länge bis unter die Grenze der optischen Erkennbarkeit festgestellt. Letztere schienen auch kleinere Knickwinkel zu haben als erstere. Feinere Knicke waren stellenweise sehr regelmäßig und geradlinig, die Knickflächen als solche sehr schön eben. Die geknickten Kristalle bestanden aus Konglomeraten paralleler Prismen mit unregelmäßig rhombischem Querschnitt.¹⁾ Die Stirnflächen solcher Stücke hatten meist gute ebene Spaltflächen.

Zusammenfassung.

Nach einer kurzen Übersicht über die Röntgenspektromethoden durch Reflexion an der Oberfläche eines Kristalles, wobei noch eine neue Anordnungsmöglichkeit angegeben wird, werden die Fehler berechnet, die bei der Bragg'schen

1) Vgl. Wulf u. Uspenski, Physik. Zeitschr. 14. p. 785. 1913; De Broglie, Physik. Zeitschr. 14. p. 994. 1913; E. Hupka, Physik. Zeitschr. 14. p. 996. 1913; De Broglie u. F. A. Lindemann, Compt. rend. 156. p. 1461. 1913.

Drehmethode durch mangelhafte Justierung und Kristallfehler entstehen können.

Handelt es sich um genaue Messung des Reflexionswinkels einer Wellenlänge, die nur in erster Ordnung zu finden ist, so daß der Bogen, Sehnen oder Tangentenabstand vom Nullpunkt aus gemessen werden muß, so bedingen die schwer zu vermeidende fehlerhafte Justierung der Kristallfläche gegen die Drehachse und allgemeine einseitige Krümmung des Kristalls starke Abweichungen bzw. einseitige Verbreiterungen der Linien, die mit der Länge des Kristalls wachsen, die durch Krümmungsfehler verursachten sogar quadratisch. Es dürfen daher entweder nur Kristalle verwendet werden, die mittels Röntgenstrahlen auf Ebenheit geprüft worden sind oder sie müssen so justiert werden, daß die Verbreiterungen symmetrisch um den wahren Linienort verteilt sind, oder der Kristall ist so kurz zu wählen, daß schwächere Krümmungen unschädlich sind.

Ist eine zweite Ordnung der zu messenden Linie zu finden, so verdient die indirekte Bestimmung des Reflexionswinkels aus den Abständen beider Ordnungen unter allen Umständen den Vorzug vor den direkten Messungen, da bei einem ebenen Kristall die Zentrierungsfehler sehr klein werden und die durch Krümmung verursachten Abweichungen praktisch vollkommen verschwinden. Letzteres gilt jedoch nur dann, wenn die Kristallfläche in beiden Winkelstellungen bis an beide Enden voll bestrahlt ist. Spezial-Röntgenröhren mit großem Brennfleck und kleiner Kugel sind daher wünschenswert.

Kleine Unregelmäßigkeiten einer im ganzen ebenen Fläche, die bei Aufnahmen mit ruhendem Kristall stören können, verschwinden praktisch vollkommen. Periodische Knicke oder Krümmungen eines größeren Teiles der Kristalloberfläche machen die Linien nur dann symmetrisch zum wahren Ort unscharf, wenn die allgemeine Oberfläche eben ist, bzw. die Knickkanten und Buckel sich einer Ebene anschmiegen, und wenn die Kristallfläche symmetrisch zur Achse aufgestellt ist.

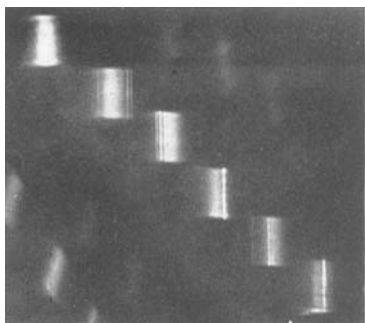
Zur feinsten Auflösung von Linien bedarf auch die Bragg'sche Methode bester Kristalle, ergibt dabei aber zuverlässigere Resultate als die Spaltmethoden bei ruhendem Kristall.

Das Zustandekommen von Pseudolinien durch geknickte Steinsalzflächen wird näher beschrieben und mit Photogrammen erläutert.

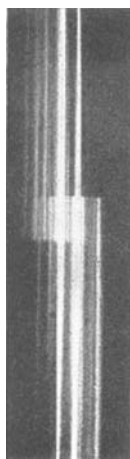
Zwei neue Methoden zur Erzeugung eines ganzen Spektrums mittels wendeltreppenartig angeordneter Kristallplatten bei schmalem Strahlenbündel und ohne Drehung werden angegeben (Photogramm).

Würzburg, Physikalisches Institut.

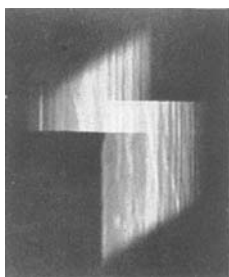
(Eingegangen 23. August 1916.)



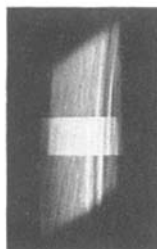
Nr. 1.



Nr. 2.



Nr. 3.



Nr. 4.