

Zur Deutung der Erscheinungen der sogenannten konischen Refraktion.

Von

W. Voigt.

Mit 8 Textfiguren.

1. Vor einer Reihe von Jahren habe ich dargetan, daß die bis dahin in allen Handbüchern der Kristallographie gegebene Interpretation der als innere und äußere konische Refraktion bezeichneten Erscheinungen irrig ist und durch eine andere ersetzt werden muß. Da der Nachweis an der einen Stelle¹, wo ich auf die Sache zu sprechen gekommen bin, mehr nur angedeutet als ausgeführt ist und an einer zweiten Stelle² mit viel weiter reichenden Entwicklungen verbunden werden mußte, so ist die Angelegenheit der Aufmerksamkeit der Mineralogen anscheinend entgangen. Von letzterer Seite bin ich nun unlängst aufgefordert worden, die bei jenen merkwürdigen und gleich nach der Entdeckung wirklich angestaunten Erscheinungen vorliegenden Verhältnisse in möglichst einfacher Weise klarzustellen. Ich komme dieser Anregung im folgenden nach.

Den Ausgangspunkt bilden die bekannten allgemeinen Beziehungen, welche in optisch zweiachsigen Kristallen die Richtungen von Wellennormalen und Strahlen verknüpfen³.

¹ W. VOIGT, Phys. Zeitschr. 6. p. 672, 818. 1905.

² W. VOIGT, Ann. d. Phys. 18. p. 645, bes. 673 u. f. 1905.

³ S. dazu z. B. TH. LIEBISCH, Physikalische Kristallographie. Leipzig 1891. p. 316 u. f.

Stellen in der nebenstehenden, auf der Einheitskugel gezeichnet zu denkenden Figur A_1, A_2, A_3 die Spuren der optischen Symmetrieachsen dar, und entspricht der von den Bögen $\overline{A_1 A_2}, \overline{A_2 A_3}, \overline{A_3 A_1}$ umschlossene Bereich dem ersten Oktanten, geben weiter O_1, O_2 die Spuren der optischen Achsen, n diejenige einer Wellennormalen, $\overline{nO_1}$ und $\overline{nO_2}$ die Ebenen durch n und die beiden Achsen, so liegen bekanntlich die ordentliche und die außerordentliche Polarisationsrichtung p_o und p_e in den Halbierungsebenen des Winkels $(O_1 n O_2) = J$ und seines Nebenwinkels, wie dies die Figur andeutet. In denselben beiden Ebenen liegen auch die zu n gehörigen Strahlen s_o und s_e ,

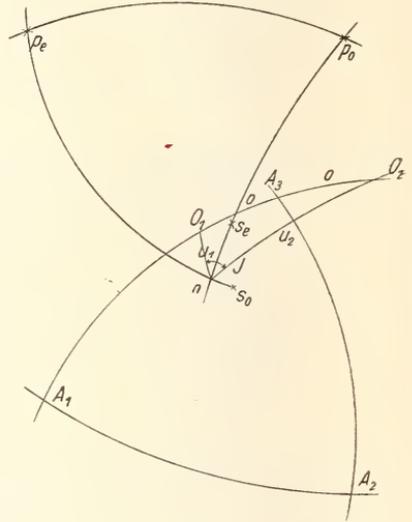


Fig. 1.

und zwar steht p_o normal zu $\overline{ns_o}$, p_e normal zu $\overline{ns_e}$. Folgen einander die drei Hauptgeschwindigkeiten a_1, a_2, a_3 , die den Symmetrieachsen A_1, A_2, A_3 zuzuordnen sind, in der Reihenfolge

$$a_1 > a_2 > a_3,$$

dann liegen die s_o und s_e zu n so, wie die Figur dies andeutet.

Die Winkel ψ_o resp. ψ_e zwischen s_o resp. s_e und n , die durch die Längen $\overline{ns_o}$ und $\overline{ns_e}$ gemessen werden, bestimmen sich dabei durch

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \psi_o &= \frac{a_1^2 - a_3^2}{2\omega_o^2} \sin \frac{1}{2} J \sin(u_2 - u_1), \\ \operatorname{tg} \psi_e &= \frac{a_1^2 - a_3^2}{2\omega_e^2} \cos \frac{1}{2} J \sin(u_2 + u_1); \end{aligned} \quad 1.$$

hierin sind u_1 resp. u_2 die Winkel zwischen n und O_1 resp. O_2 . Ferner gilt für den Winkel 2σ zwischen den optischen Achsen O_1 und O_2

$$\sin 2\sigma = 2 \frac{\sqrt{(a_1^2 - a_2^2)(a_2^2 - a_3^2)}}{a_1^2 - a_3^2}. \quad 2.$$

Diese Beziehungen sind die einzigen, auf die wir uns stützen werden.

Wir vereinfachen die Berechnungen, indem wir annehmen, die ganzen uns interessierenden Vorgänge spielten sich in Richtungen ab, die der optischen Achse O_1 sehr naheliegen, derart, daß das Flächenstück der Kugel, welches die Spuren der bezüglichen Richtungen enthält, als eben betrachtet werden kann. Dies ist eine unbedenkliche Beschränkung, die Wesentliches nicht aufgibt.

Wir können dann die Entwicklungen an die ebene Fig. 2 anknüpfen, in der O_1 (mit O bezeichnet) den Nullpunkt eines Koordinatenkreuzes darstellt, dessen ξ -Achse in die Ebene $\overline{O_1 O_2}$ fällt. u_1 (mit u bezeichnet) ist der Radiusvektor, der mit dem Azimut φ zusammen die Richtung der Wellennormalen festlegt.

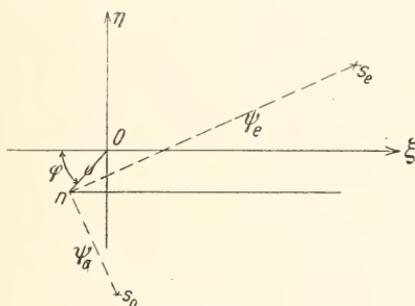


Fig. 2.

Ist der Winkel $2o$ zwischen den beiden optischen Achsen groß gegen u , was wir annehmen wollen, so ist

$$J = \varphi, \quad u_2 = 2o + u \cos \varphi;$$

zugleich darf in den Formeln (1) in dem betrachteten Bereich $\operatorname{tg} \psi_o$ und $\operatorname{tg} \psi_e$ mit ψ_o und ψ_e , ferner ω_o und ω_e mit a_2 vertauscht werden. Wir erhalten damit

$$\begin{aligned} \psi_o &= \frac{a_1^2 - a_3^2}{2a_2^2} \sin \frac{1}{2} \varphi \sin (2o - u (1 - \cos \varphi)), \\ \psi_e &= \frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_2^2} \cos \frac{1}{2} \varphi \sin (2o + u (1 + \cos \varphi)). \end{aligned} \quad 3.$$

Für die Koordinaten der Spuren von s_o und s_e , die wir mit ξ_o, η_o und ξ_e, η_e bezeichnen, ergibt Fig. 2 sofort

$$\begin{aligned} \xi_o &= \psi_o \sin \frac{1}{2} \varphi - u \cos \varphi, & \xi_e &= \psi_e \cos \frac{1}{2} \varphi - u \cos \varphi, \\ \eta_o &= -\psi_o \cos \frac{1}{2} \varphi - u \sin \varphi, & \eta_e &= \psi_e \sin \frac{1}{2} \varphi - u \sin \varphi. \end{aligned} \quad 4.$$

Da wir uns in der Entwicklung auf die nächste Umgebung der Achse O beschränken wollen, so können wir in den Ausdrücken für die kleinen Winkel ψ_0 und ψ_e das Glied mit u vernachlässigen und erhalten so bei Einführung der Abkürzung

$$\frac{a_1^2 - a_3^2}{2 a_2^2} \sin 2\alpha = \frac{\sqrt{(a_1^2 - a_2^2)(a_2^2 - a_3^2)}}{a_2^2} = 2r \quad 5.$$

nach einfacher Reduktion schließlich

$$\begin{aligned} (\xi_0 - r) &= -(r + u) \cos \varphi, & (\xi_e - r) &= (r - u) \cos \varphi, \\ \eta_0 &= -(r + u) \sin \varphi, & \eta_e &= (r - u) \sin \varphi. \end{aligned} \quad 6.$$

Diese Formeln sprechen einen fundamentalen, durch Fig. 3 erläuterten Satz über die gegenseitige Lage von Wellennormalen und Strahlen in dem betrachteten Bereich aus, dessen Einfachheit natürlich auf der eingeführten Annäherung beruht.

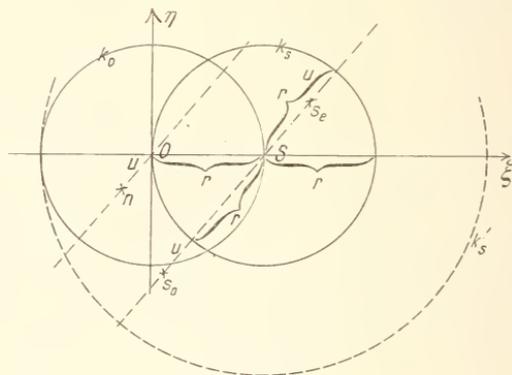


Fig. 3.

Wir tragen von O aus auf der $+\xi$ -Achse die Strecke r ab, wir ziehen durch ihren Endpunkt S eine zu u parallele Gerade und tragen auf derselben nach oben hin die Länge $r - u$, nach unten hin die Länge $r + u$ ab; dann sind die Endpunkte dieser beiden Strecken die Spuren der zu n gehörigen Strahlen s_e und s_o .

Lassen wir die Normale n die Achse O in einem engen Kegel, den Punkt n der Fig. 3 also den Punkt O in einem Kreis vom Radius u umlaufen, so umläuft gleichzeitig s_o den Punkt S in einem Kreis vom Radius $r + u$, s_e in einem Kreis vom Radius $r - u$. Dasselbe gilt, wenn u mit $u + \delta$ ver-

tauscht wird. Ist also ein Kegelmantel um O zwischen u und $u + \delta$ gleichförmig mit Wellennormalen erfüllt, so werden auch zwei Kegelmäntel um S zwischen $r + u$ und $r + u + \delta$ einer-, zwischen $r - u$ und $r - u - \delta$ andererseits gleichförmig mit o - resp. e -Strahlen erfüllt sein.

2. Diese Resultate wenden wir zunächst auf die Erklärung der sogenannten inneren konischen Refraktion an. Die ältere (HAMILTON'sche) Deutung der bez. Erscheinung geht bekanntlich davon aus, daß (in Übereinstimmung mit der vorstehenden Regel) einer Lage der Wellennormalen in der optischen Achse der Kegelmantel voll Strahlen entspricht, der sich in der Fig. 3 durch den Kreis k_s vom Radius r und mit S als Zentrum markiert. Sie sagt weiter, daß eine einfallende ebene Welle von entsprechender Fortpflanzungsrichtung innerhalb des Kristalles jenen Strahlenkegel liefern müsse, und daß letzteres das Wesen der inneren konischen Refraktion bedinge. Diese Auffassung ist unrichtig; sie setzt ganz wesentlich voraus, daß es praktisch möglich wäre, in eine einzige Wellenebene eine Energie zu konzentrieren; denn nur eine einzige Wellennormale (nämlich die parallel O) liefert jenen Strahlenkegel, und jede andere ihr beliebig nahe verhält sich völlig anders, liefert nämlich die gewöhnlichen zwei (o - und e -) Strahlen. Nun hat aber die moderne Entwicklung der Strahlungstheorie sehr darauf hingewiesen, daß auf keine Weise einem einzelnen Strahl oder einer einzelnen Wellenebene eine von Null verschiedene Energie mitgeteilt werden kann. Energie kann immer nur in Strahlenkegeln oder Normalenkegeln konzentriert werden und ist bei den gebräuchlichen Anordnungen (wie sogleich an einem Beispiel zu zeigen) der Öffnung dieser Kegel proportional, derart, daß auch gleiche Teile dieser Kegel gleiche Energie führen.

Wir denken nun in den Kristall einen engen vollen Kreiskegel von Wellennormalen mit O als Achse eintretend. Dies läßt sich so realisieren, daß man eine kleine kreisförmige Öffnung in den Fokus einer Linse stellt und beleuchtet; es tritt dann aus der Linse ein Kreiskegel voll Wellennormalen aus, der in der gewünschten Weise in den Kristall hineingeleitet wird, wenn man in seinen Weg eine normal zu O geschliffene Kristallplatte bringt. Die faktische Anordnung, die zur De-

monstration der inneren konischen Refraktion benutzt wird, ist der vorstehenden äquivalent.

Der genannte Kreiskegel von Wellennormalen stellt sich in unserer Projektion als eine kleine Kreisfläche mit O als Zentrum dar; sie ist in Fig. 4 durch die punktierte Kreis-

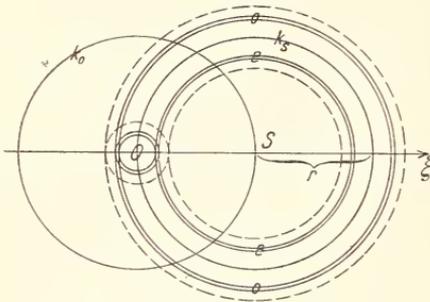


Fig. 4.

linie um O begrenzt. Wir denken uns nun diese Fläche in eine Schar konzentrischer Kreisringe gleicher Breite zerlegt und wenden auf jeden Ring die oben aufgestellte Regel an.

Der in der Figur durch zwei ausgezogene Kreislinien begrenzte Normalenring um O gibt danach Ver-

anlassung zu zwei Strahlenringen um S , die sich gleichfalls in der Figur wiedergegeben finden. Je kleiner die Ringe um O sind, um so näher schließen sich die Strahlenringe an den Kreis k_s um S , und um so schwächer wird die Lichtintensität in ihnen werden, denn die letztere ist bedingt durch die Lichtmenge, welche der Normalenring liefert. Dem innersten, unendlich kleinen Ring um O entsprechen zwei Strahlenringe um S , die unendlich schwach sind.

Hieraus ergibt sich, daß die Erscheinung, die man bei Benützung eines hinreichend feinen Normalenkegels beobachten wird, ein doppelter Lichtring sein muß, der eben da verschwindende Intensität besitzt, wo nach der alten Erklärung die wahrnehmbare Erscheinung liegen sollte. Daß der bei der sogen. inneren konischen Refraktion beobachtbare Lichtring sich bei hinreichend feinen Strahlenbündeln als ein doppelter darstellt, ist bereits von POGGENDORFF¹ bemerkt worden. Da aber weder er noch spätere Kristalloptiker mit dieser Singularität etwas anzufangen vermochten, ist sie seit der Mitte des vorigen Jahrhunderts, soweit ich sehe, vollständig aus der Literatur verschwunden. Die Erklärung des POGGENDORFF'schen dunklen Kreises ergibt sich im vorstehen-

¹ J. C. POGGENDORFF, POGG. ANN. 48. p. 461. 1839.

den ganz von selbst; seine Beobachtung hat im voraus die Richtigkeit der oben gegebenen Erklärung des ganzen Phänomens bewiesen.

Daß die beiden Lichtringe verschiedenen Strahlen entsprechen (bei unserer Annahme der innere den e-, der äußere den o-Strahlen) ist nach unserer Ableitung zweifellos. Trotzdem sind die Polarisationsverhältnisse an benachbarten Stellen der beiden Ringe die gleichen, wie sich durch Anwendung der in § 1 in Erinnerung gebrachten Regel leicht zeigen läßt. Hieraus folgt, daß bei den früheren Beobachtungen, wo durch die Wahl von Durchmesser und Öffnung des benutzten Normalenkegels der o- und der e-Lichtring so verbreitert waren, daß sie übereinander griffen und den POGGENDORFF'schen Kreis zum Verschwinden brachten, auch die Anwendung eines Polarisators die verschiedene Herkunft der beiden Ringe nicht enthüllen konnte.

3. Die ältere (HAMILTON'sche) Erklärung der sogen. äußeren konischen Refraktion besteht bekanntlich in folgendem.

Nach der Regel von p. 38 entspricht der speziellen Kegelfläche von Wellennormalen um O als Achse, die sich in Fig. 3 als Kreis k_0 vom Radius r darstellt, einerseits ein o-Strahlenkegel, der in der Figur als Kreis k_s' vom Radius $2r$ um S erscheint, außerdem ein einziger e-Strahl, der mit S zusammenfällt. (Die Richtung S bewährt sich hierdurch als eine sogen. Strahlenachse oder sekundäre optische Achse.) Gelingt es also, in einem Kristall nur diesen letzteren Strahl hervorzubringen, so muß beim Austritt der entsprechende Normalenkegel wirksam werden und im Außenraum eine von Strahlen erfüllte Kegelfläche veranlassen.

Auch diese Deutung ist unzulässig; denn so wenig man in eine einzige Wellenebene Energie konzentrieren kann, so wenig gelingt dies mit einem einzelnen Strahl. Auch daß der singuläre, parallel S verlaufende Strahl durch eine ganze Kegelfläche von Normalen gespeist wird, ändert an den Verhältnissen nichts; denn auch eine solche Kegelfläche vermag keine Energie zu führen — sie stellt ja doch einen Kegerraum von der Öffnung Null dar. Wie bei der inneren beruht daher auch bei der äußeren konischen Refraktion die

wahrnehmbare Erscheinung durchaus auf dem Vorgang der gewöhnlichen Doppelbrechung.

Um dies zu zeigen und damit die ganzen Verhältnisse allseitig aufzuklären, knüpfen wir wieder an die experimentelle Anordnung an, durch die man die Erscheinung hervorruft.

Wir denken im Kristall einen vollen Normalenkegel von beträchtlicher Öffnung um O als Achse hervorgerufen, etwa indem wir mit einer Linse das Bild einer feinen beleuchteten Öffnung auf seine Oberfläche werfen¹. Um die Vorstellung zu fixieren, nehmen wir die Kegelöffnung so groß an, daß sie sich in Fig. 5 als ein Kreis K_0 vom Radius $2r$ um O dar-

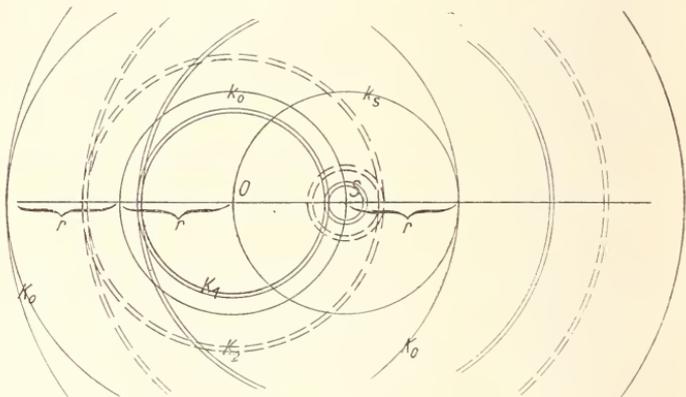


Fig. 5.

stellt. Wir zerlegen diesen Vollkegel oder die entsprechende Kreisfläche in konzentrische Ringelemente und wenden auf sie die Regel von p. 38 an. Dann liefert der mit ausgezogenen Linien begrenzte Normalenring K_1 um O die beiden analog begrenzten Strahlenringe um S , der mit punktierten Linien begrenzte Ring K_2 analog die punktierten. Alle Ringe, die innerhalb des Kreises k_s vom Radius r um S liegen und zusammen die Fläche doppelt überdecken, enthalten e -, alle außerhalb o -Strahlen. (Um die Figur nicht zu sehr auszu dehnen, sind von den größeren Kreisen nur Sektoren gezeichnet.)

¹ Streng genommen fällt in diesem Falle der Kegel der o -Normalen nicht genau mit demjenigen der e -Normalen zusammen; der Unterschied ist aber, da es sich um Richtungen nahe einer optischen Achse handelt, völlig zu vernachlässigen.

Denkt man den Normalenkegel K_0 von der Öffnung $2r$ gleichmäßig mit Energie erfüllt, und bedenkt, daß die Energie jedes Ringes um O die Quelle für die Energien der entsprechenden beiden Ringe um S bildet, so erkennt man, daß relativ sehr viel Energie in die unmittelbare Umgebung von S konzentriert wird, daß dagegen das Bereich in der Nähe des Kreises k_s vom Radius r um S sehr wenig Energie enthält, daß die weiteren Ringe aber mit wachsendem Abstand an Intensität wieder zunehmen müssen. Auf den ersten Blick möchte man vermuten, daß parallel S eine unendliche Energiedichte fortschreiten müßte; denn ein Ring zwischen den Radien $(r - \delta)$ und $(r + \delta)$ um O gibt seine ganze Energie in einen Kreis vom Radius δ um S . Aber bei der Abbildung der beleuchteten Öffnung auf die Kristallplatte, von der wir oben ausgingen, kommt auf jedes unendlich kleine Flächenelement df doch nur eine mit df proportionale Energie und hiervon auf den Ring zwischen $r - \delta$ und $r + \delta$ wiederum nur ein unendlich kleiner Bruchteil. Eine endliche Energiemenge wird in der Umgebung von S nur deshalb transportiert, weil alle Elemente des Bildes der beleuchteten Öffnung ihre Anteile parallel aussenden.

Um den ganzen Verlauf der Lichtfortpflanzung anschaulich darzustellen, sei vorausgesetzt, daß die Kristallplatte sich zwischen zwei isotropen Platten befinde, denen Fortpflanzungs-Geschwindigkeiten a_2 entsprechen. Hier kann dann von der Brechung beim Eintritt und Austritt nach und vom Kristall abgesehen werden, ohne daß sich das Schema in einem wesentlichen Punkte ändert. In Fig. 6 pflanze sich das Licht von oben nach unten fort. Im obersten Teil ist der einfallende Normalenkegel von der Öffnung $2r$ angedeutet, in ihm (punktiert) eingezeichnet der singuläre Kegelmantel von der Öffnung r . Der mittlere Teil stellt die Kristallplatte dar; die

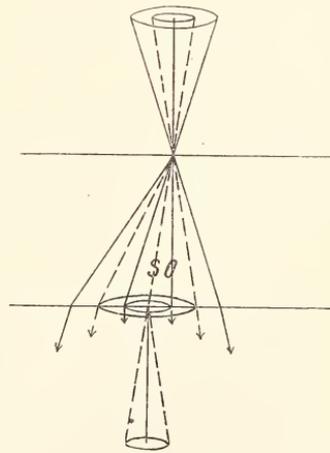


Fig. 6.

optische Achse O steht normal zu den Grenzflächen. Der Strahlenkegel in der Platte hat nach Fig. 5 die Strahlenachse S zur Kegelachse und besitzt insgesamt die Öffnung $3r$. Außer ihm ist (ausgezogen) noch der singuläre Kegel von der Öffnung r um S angedeutet, parallel dem keine Energie fließt, daneben (punktiert) auch noch der Kegel von der Öffnung $2r$, der (außer dem parallel S verlaufenden Strahle) auf dem singulären Kegel im ersten Medium beruht.

Auf die untere Austrittsfläche trifft in der Umgebung des Endpunktes von S eine beträchtliche Strahlung, der in der unteren isotropen Platte der (punktierte) Normalenkegel von der Öffnung r entspricht. Isoliert man durch einen durchbohrten dunkeln Schirm diesen Teil der unteren Grenzfläche, so wird im isotropen Medium jener Strahlenkegel wahrnehmbar, den man auf äußere konische Refraktion zurückführt. Im vorstehenden ist gezeigt, daß er auf gewöhnlicher Doppelbrechung beruht. In der ferneren Umgebung des Endpunktes von S treten Wellennormalen mit zunächst abnehmender Dichte in zunehmender Steilheit aus bis zur Spur des singulären Kegels von der Öffnung r . Weiter draußen nimmt die Dichte der Strahlung und ihr Winkel gegen die Normale auf der Platte wieder zu. Es entsteht demgemäß im isotropen Medium noch ein zweiter diffuser Lichtkegel, der denjenigen der sogen. äußeren konischen Refraktion coaxial umschließt. Bei der oben geschilderten Anordnung des Experimentes kann man auch diesen Lichtkegel leicht wahrnehmen.

4. Von den beiden Erscheinungen der inneren und der äußeren konischen Refraktion ist die erste für die theoretischen Erwägungen die interessantere, weil bei ihr gerade da, wo die ältere Erklärung den Lichtkegel oder -ring verlangte, in Wahrheit Dunkelheit (nämlich der POGGENDORFF'sche dunkle Kreis) stattfindet; bei der äußeren konischen Refraktion liegt ein derartiger frappanter Gegensatz nicht vor. Ich habe es demgemäß für angezeigt gehalten, die bei der inneren Refraktion vorliegenden Verhältnisse auch durch zwei photographische Aufnahmen zu illustrieren, welche Dr. FREDERICKSZ nach meiner Anweisung hergestellt hat.

Das benutzte Kristallpräparat war eine Platte von Rechtsweinsäure von etwa 8 mm Dicke, senkrecht zu der einen op-

tischen Achse geschliffen. Die Beleuchtung geschah so, daß im Fokus eines Objektivs von ca. 20 cm Brennweite eine kreisrunde Öffnung von etwa $\frac{3}{4}$ mm Durchmesser aufgestellt und mit einer Nernst-Lampe beleuchtet wurde. Das aus dem Objektiv austretende Licht, welches eine Schar von Wellenebenen darstellte, deren Normalen einen sehr feinen Kreiskegel erfüllten, fiel auf die Kristallplatte, die auf der ersten Seite bedeckt war durch ein mit zahlreichen feinen Nadelstichen versehenes Stanniolblatt. Die Feinheit dieser Öffnungen und die Regelmäßigkeit ihrer Kreisform ist wesentlich für die Herstellung einer sauberen Erscheinung. Man erhält geeignete Öffnungen, wenn man das Stanniolblatt auf eine ebene Bleiplatte legt und so mit der Nadel behandelt. Das Kristallpräparat war mit Stellschrauben orientierbar, so daß die Achse des auffallenden Normalenkegels in die optische Achse gebracht oder beliebig dagegen geneigt werden konnte. Die photographische Aufnahme geschah mit einem gewöhnlichen ZEISS'schen A-Mikroskop-Objektive in 19 cm Abstand von der photographischen Platte. Wegen der Dispersion der Erscheinung wurde das Nernstlicht durch ein grünes Lichtfilter von FUßS geschickt; ohne diese Vorsicht wurden die photographischen Bilder beträchtlich unscharf, obwohl die okulare Beobachtung ziemliche Schärfe lieferte. Die Originalaufnahmen sind für die Reproduktion etwa fünfmal vergrößert worden und stellen sich somit als Negative dar.

Die erste Aufnahme (Fig. 7), welche die von zwei benachbarten Nadelstichen gelieferten Bilder wiedergibt, ist bei möglichst normalen Verhältnissen gemacht, d. h., es war die Achse des einfallenden Lichtkegels möglichst genau in die optische Achse des Kristalles gebracht. Sie zeigt in größter Schärfe das p. 40 aus der Theorie abgeleitete Resultat des doppelten Ringes. Der Zwischenraum zwischen beiden Ringen entspricht dem POGGENDORFF'schen Kreis. Es fällt bei genauer Betrachtung auf, daß die beiden Lichtringe nicht genau äquidistant sind, während doch die vorstehenden theoretischen Betrachtungen konzentrische Kreise verlangen. Die Photographie sind also so scharf, daß sich in ihnen Details geltend machen, welche die (wie p. 37 bemerkt) absichtlich vereinfachte Theorie nicht gibt. Es kann auf die Deutung dieser

Abweichung, wie auch auf diejenige der etwas geringeren Intensität des inneren Ringes hier nicht eingegangen werden.

Bei der zweiten Aufnahme (Fig. 8) war absichtlich die Kristallplatte so gegen den Kegel der einfallenden Wellennormalen geneigt, daß nicht dessen Achse, sondern eine dem Mantel nahe Richtung in die optische Achse des Kristalles fiel. Wendet man die p. 38 auseinandergesetzte und in Fig. 3 veranschaulichte Konstruktion auf diesen Fall an, so erkennt man, daß jetzt die beiden Lichtringe der vorigen Figur inhomogen werden und die Maxima und Minima ihrer Intensität je an diametral gegenüberliegenden Stellen haben müssen.

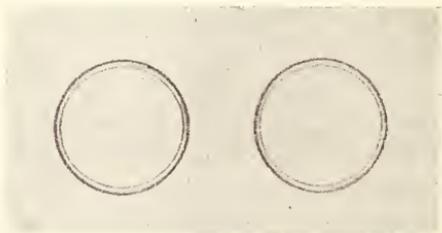


Fig. 7.

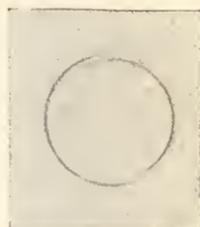


Fig. 8.

Die photographische Aufnahme bestätigt diese theoretische Folgerung. Sie erscheint deshalb besonders lehrreich, weil sie überzeugend klarstellt, wie die wirkliche Erscheinung ganz wesentlich dadurch bedingt ist, daß jederzeit ein Normalenkegel zur Wirkung gelangt, nicht eine einzelne Wellennormale oder ein Bündel paralleler Normalen. Eine einzelne Wellennormale oder ein paralleles Bündel müßte nämlich bei gegen die optische Achse geneigter Richtung nur zwei diskrete Strahlen liefern; Ringsegmente der in dem Photogramm wiedergegebenen Art könnten von ihr nicht bewirkt werden. Zugleich zeigt die zweite Aufnahme deutlich, wie von den beiden Ringen der ersten Aufnahme der eine aus dem ordentlichen, der andere aus dem außerordentlichen Strahl entstanden ist und bestätigt hierdurch auch die Deutung des ersten Photogrammes, welche die Theorie gibt.

Göttingen, Juli 1914.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paläontologie](#)

Jahr/Year: 1915

Band/Volume: [1915](#)

Autor(en)/Author(s): Voigt Woldemar

Artikel/Article: [Zur Deutung der Erscheinungen der sogenannten konischen Refraktion. 35-46](#)