

Symmetrie eines verlängerten oder abgeplatteten Rotationsellipsoides, dessen Rotationsachse mit der Trigyre zusammenfällt. Fig. 354.

b) Tetragonales System. Gestaltlich höchst symmetrische Gruppe: fünf Symmetrieebenen, davon eine horizontal, vier unter 45° sich schneidende vertikal, eine vertikale Tetragyre und vier horizontale Digyren (Fig. 171, S. 53). Optisch wie im trigonalen System. Fig. 354.

c) Hexagonales System. Gestaltlich höchst symmetrische Gruppe: sieben Symmetrieebenen, davon eine horizontal, sechs unter 30° sich

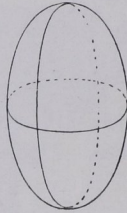


Fig. 354. Wirtelig.

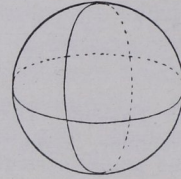


Fig. 355. Isometrisch.

schneidende vertikal, eine vertikale Hexagyre und sechs horizontale Digyren (Fig. 202, S. 58). Optisch wie im trigonalen und tetragonalen System. Fig. 354.

d) Isometrisches System. Gestaltlich höchst symmetrische Gruppe: drei Symmetrieebenen parallel den Flächen des Würfels, dazu sechs Symmetrieebenen parallel den Flächen des Rhombendodekaeders, drei Tetragyren senkrecht zu den Flächen des Würfels, vier Trigyren durch seine Ecken, sechs Digyren senkrecht zu seinen Kanten (Fig. 225, S. 62). Optisch: Symmetrie einer Kugel (Fig. 355).

VIII. Methoden der optischen Untersuchung von Kristallen.

1. Lichtstrahlen und Wellennormalen.

Licht stellt man sich am einfachsten als einen regelmäßigen Schwingungszustand des Äthers vor; die Schwingungen verlaufen transversal, d. h. senkrecht zum Lichtstrahl (Fig. 356). Der kleinste Abstand zweier auf dem Lichtstrahl im selben Schwingungs-

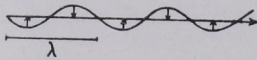


Fig. 356.

zustand befindlicher Teilchen ist die Wellenlänge λ . Die Anzahl der Schwingungen in einer Sekunde heißt ihre Schwingungszahl; sie ist für eine Lichtsorte (Farbe, homogenes Licht) in allen Medien dieselbe. In der Zeit einer Schwingung (Schwingungszeit)

pflanzt sich homogenes Licht um seine Wellenlänge fort, λ , als Maß der Lichtgeschwindigkeit, wechselt mithin auch für dieselbe Farbe, in den verschiedenen Medien, bei anisotropen Stoffen (S. 118) zudem mit der Richtung in letzteren. Zur Kennzeichnung einer Lichtsorte gibt man somit die Schwingungszahl oder üblicher die Wellenlänge in einem bestimmten Medium (Luft) oder im leeren Raume an.

Die Gesamtheit der Orte, zu denen von einem Punkte nach allen Richtungen ausgehende Lichtstrahlen in einer Zeiteinheit gekommen sind, heißt Strahlenfläche. Bei Gleichheit aller Richtungen ist letztere eine Kugel, sonst eine verwickeltere Oberflächenfigur. In Fig. 357 gibt SS' die Fortpflanzung eines Lichtstrahls OSS' in bestimmter Zeit wieder und WWW' die gleichzeitige Verschiebung NN' einer Tangentialebene an die Strahlenfläche in Richtung der zur Tangentialebene lotrechten Wellennormalen ONN' . Wo im folgenden von Lichtfortpflanzung ohne weiteren Vermerk die Rede ist, handelt es sich stets um Wellennormalen.

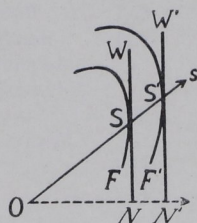


Fig. 357. Lichtstrahlen und Wellennormalen.

2. Brechung.

Es seien zunächst nur die einfach brechenden Körper (amorphe Substanzen und isometrische Kristalle) in Betracht gezogen.

Dringt eine Lichtbewegung aus einem isotropen in ein anderes isotropes Medium, wie z. B. aus Luft in Glas, so besteht zwischen dem Einfallswinkel e und dem Brechungswinkel i der Wellennormale (Fig. 358) das konstante Verhältnis ¹⁾ $\sin e / \sin i = n$.

Die Größe n (der Brechungsindex = Brechungsquotient gegen Luft) ist kennzeichnend für die betreffende Substanz und, da sie leicht zu bestimmen ist, auch praktisch gut verwertbar bei der Beschreibung und Wiedererkennung eines Körpers.

n wechselt mit der Lichtsorte. Für violettes Licht ist der Brechungsindex meist größer als für rotes (Dispersion der Brechung $n_v > n_r$). Hat man n für zwei Wellenlängen bestimmt, so kann man für sonstige Farben oft die Cauchysche Annäherungsformel $n = A + B/\lambda^2 + \dots$ gebrauchen, deren Konstanten A und B man aus zwei bekannten Größen für n herleitet.

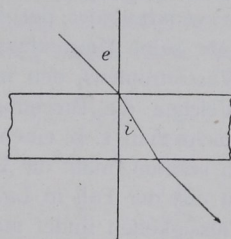


Fig. 358. Brechung.

¹⁾ Für den allgemeinen Fall anisotroper Medien ist die sinus-Beziehung nicht gültig.

Anomale Erscheinungen zeigen Körper mit kräftigen Absorptionsstreifen im Spektrum. In der Nähe eines solchen Streifens a steigt der Brechungsindex (vom Rot aus gerechnet) stark an, um alsbald wieder zu fallen oder ganz auszusetzen und dann wieder zu steigen (Fig. 359).

Beim Erhitzen bewirkt die Volumvergrößerung eine Abnahme von n ; doch kann eine zunehmende Absorption im entgegengesetzten Sinne wirken, so daß dann insgesamt eine Zunahme von n statthat.

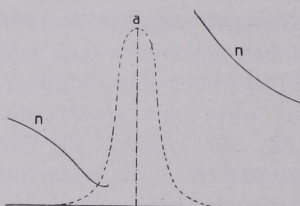


Fig. 359. Brechung und Absorption.

a) Das Mikroskop als Refraktometer.

Bei den zu erörternden Methoden kommt es wesentlich auf die Beobachtung von Gegensätzen zweier gleichzeitig im Mikroskop sichtbarer Körper an. Um diese Unterschiede möglichst stark herauszutreten zu lassen, ist die Beleuchtung durch einen weiten Lichtkegel, also grelles Licht, zu vermeiden. Man schnürt es durch eine Blende oder durch Senken des Kondensors ein.

Umhüllungsmethode. Taucht man einen farblosen Körper mit dem Brechungsindex n in eine farblose Flüssigkeit mit gleichem n , so verschwindet der Umriß des eingetauchten Gegenstandes. Man sieht seine Umrandung nicht, gerade wie man die Konturen eines Wassertropfens, den man in Wasser fallen läßt, nicht mehr erkennt. Weichen die Brechungsindizes der beiden Körper voneinander ab, taucht man z. B. einen Quarzkristall ($n = 1,54$) in Wasser ($n = 1,33$), so erkennt man die Umgrenzung der festen Substanz; noch besser ist das der Fall in Luft ($n = 1$). Durch Probieren einer Anzahl von Flüssigkeiten findet man eine, deren n mit dem des zu untersuchenden Körpers wenigstens nahezu übereinstimmt, so daß seine Umrisse bei der Betrachtung unter dem Mikroskop sehr zart werden. Vom bekannten n der Flüssigkeit schließt man dann auf den Brechungsgrad des zu untersuchenden Körpers. Wegen der verschiedenen Dispersion der Probe und der Flüssigkeit ist strenge Übereinstimmung nur für monochromatisches Licht möglich; man beobachtet also am besten in solchem.

In folgender Tabelle sind die Brechungsindizes einer Anzahl von Flüssigkeiten angegeben (Temperatur 15°).

<i>n</i> für <i>Na</i> -Licht		<i>n</i> für <i>Na</i> -Licht	
Methylalkohol	1,33	Kreosot.	1,54
Wasser.	1,33	Anisöl	1,55
Äthylalkohol	1,36	Anilin	1,58
Hexan	1,39	Bittermandelöl	1,60
Amylalkohol	1,40	Schwefelkohlenstoff	1,63
Chloroform	1,45	Monobromnaphthalin	1,66
Glyzerin	1,47	1 Vol. Monobromnaphtha-	
Olivenöl	1,47	lin und 1 Vol. Methylen-	
Rizinusöl	1,48	jodid	1,70
Benzol	1,50	Kaliumquecksilberjodid,	
Zedernöl	1,51	konz. Lösung	1,73
Monochlorbenzol	1,52	Methylenjodid	1,74
Nelkenöl	1,54		

Man kann bei den in Rede stehenden Versuchen auch so verfahren, daß man einer Flüssigkeit mit bekanntem Brechungsverhältnis *n* (z. B. Wasser) so lange eine andere Flüssigkeit mit Brechungsexponent *n'* (z. B. Kaliumquecksilberjodidlösung) zusetzt, bis der zu untersuchende Körper möglichst wenig sichtbar ist. Es berechnet sich dann der Brechungsindex *n''* der Mischung nach $n v + n' v' = n'' v''$, wo *v*, *v'*, *v''* die betreffenden Volumina bezeichnen.

K. Spangenberg fand besonders praktisch: Methylenjodid mit Bromoform (Bereich 1,742—1,589); Monobromnaphthalin + Chinolin (Bereich 1,658—1,624); Chinolin + Diäthylanilin (Bereich 1,624—1,542); Chinolin + Glyzerin (Bereich 1,624—1,47).

Auch hat man Tabellen aufgestellt, die den Brechungsindex aus dem spezifischen Gewicht einer Flüssigkeitsmischung erschließen lassen. Bezüglich wäßriger Kaliumquecksilberjodidlösung liegen diese Verhältnisse wie folgt:

Spez. Gew.	<i>n</i>	Spez. Gew.	<i>n</i>	Spez. Gew.	<i>n</i>
3,2	1,73	2,5	1,60	1,9	1,49
3,0	1,70	2,4	1,58	1,8	1,47
2,9	1,68	2,3	1,57	1,7	1,46
2,8	1,66	2,2	1,55	1,6	1,44
2,7	1,64	2,1	1,53	1,5	1,42
2,6	1,62	2,0	1,51		

Eine Westphalsche Wage gestattet eine schnelle Bestimmung des spezifischen Gewichts nach der Schwebemethode.

Am meisten zu empfehlen ist die Benutzung eines Flüssigkeitsrefraktometers oder eines Pulfrichschen Kristallrefraktometers; es ist sehr bequem, nach Auffindung der passenden Flüssigkeit. F. Rinne, Krist. Formenlehre u. Anleitung z. kristall.-opt. sowie röntgen. Untersuchung. 8

keit ihren Brechungsindex mit einem derartigen Apparat zu bestimmen, wie denn auch sonst stets eine Kontrolle der zu verwendenden Flüssigkeiten mit dem Refraktometer anzuraten ist.

Bemerkung. Zu beachten ist, daß die Wärme den Brechungsindex von Flüssigkeiten nicht unwesentlich beeinflusst. Nach dem Vorschlag von R. Nacken kann man diesen Wechsel zur genauen Einstellung auf Übereinstimmung der Brechungsquotienten einer Probe und einer sie umgebenden Flüssigkeit ausnutzen, falls deren Brechung für wechselnde Wärmegrade bekannt ist. Man stellt auf Gleichheit beim Abkühlen ein und mißt die Temperatur.

Außer der Beobachtung des Randes zwischen Probe und Flüssigkeit kann man, im Falle blättchenförmige Körper vorliegen (wie im

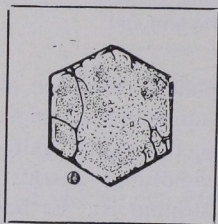


Fig. 360. n der Probe \neq als n' der Umgebung.

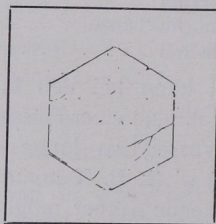


Fig. 361. n der Probe annähernd = n' der Umgebung.



Fig. 362. Gaseinschlüsse.

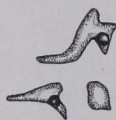


Fig. 363. Flüssigkeitseinschlüsse, zwei mit Libelle.

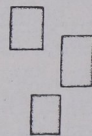


Fig. 364. Glaseinschlüsse.

Dünnschliff), auch das Aussehen der Oberfläche (das Relief) in Betracht ziehen. Bei einer Differenz der Brechung von Präparat und Hüllmasse (im Dünnschliff Kanadabalsam mit $n = 1,54$) sieht man bei starker Vergrößerung die wohl immer etwas raue Oberfläche der Probe. Stimmen die beiden Brechungen überein, so gewahrt man die runzelige Oberfläche nicht; man sieht glatt hindurch. Fig. 360/61.

Bemerkung. Anwendung auf Einschlüsse. Fig. 362/64. Der starke Gegensatz der Brechung tritt bei Einschlüssen von Gasen in festen Körpern oder Flüssigkeiten durch kräftigen Totalreflexionsrand heraus; es ist letzterer im Verhältnis dazu schmaler bei Einschlüssen von Flüssigkeiten in festen Körpern und noch mehr bei solchen von Fest (z. B. Glas) in Fest.

Feinerer Ausbau der Umhüllungsmethoden.

1. Beckesche Linie. Stoßen zwei Medien verschiedener Brechbarkeit mit etwa senkrechter Grenzfläche aneinander, so beobachtet man unter dem Mikroskop nach der scharfen Einstellung dieser Grenze beim Heben des Tubus mittels der Mikrometerschraube einen hellen Lichtstreifen, der von der Grenzlinie nach dem stärker brechenden Medium wandert. Hierdurch ist ein wertvolles Mittel zur Entscheidung gegeben, welches der beiden aneinanderstoßenden Medien das stärker brechende ist, was zu bestimmen bei der oben geschilderten einfachen Umhüllungsmethode nicht möglich ist (Beispiele Olivin [$n = c. 1,67$] und andererseits Flußspat [$n = c. 1,48$] in Kanadabalsam [$n = c. 1,54$]). Fig. 365/66.

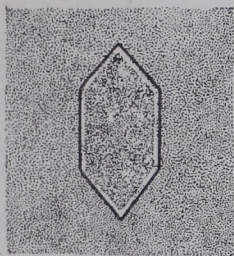


Fig. 365. Beckesche Linie. n der Probe $>$ n' der Umgebung.

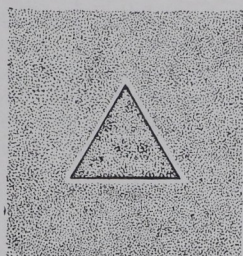


Fig. 366. Beckesche Linie. n der Probe $<$ n' der Umgebung.

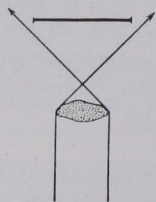
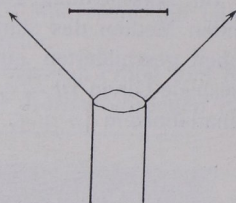
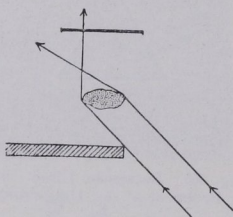
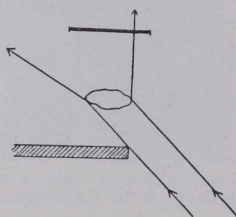
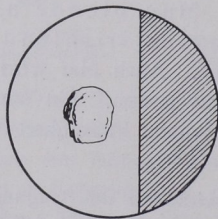
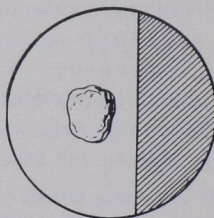
Die Deutlichkeit der Beckeschen Linie nimmt zu, wenn das Licht des Beleuchtungskegels eingengt wird. Man blende also die ganz schrägen Strahlen durch eine Irisblende oder durch Senken des Kondensors ab. Auch hier wird erst die Untersuchung in monochromatischem Licht genau. Ein starkes Objektiv ist von Vorteil. Das n der passenden Flüssigkeit bestimmt man am ehesten mit einem Refraktometer.

Die Erklärung der im Grunde recht verwickelten, mit Beugungseffekten verknüpften Erscheinung¹⁾ beruht im großen ganzen darauf, daß alle Lichtstrahlen aus dem schwächer brechenden Medium in das stärker brechende übergehen, nicht aber umgekehrt. Unter flachem Winkel auf die Grenzfläche treffende Strahlen werden im stärker brechenden Medium total reflektiert. An der Grenze beider Substanzen ist also der Grenzteil an der Seite der mit höherem Brechungsindex in bezug auf Lichtmenge begünstigt, also heller als der Grenzteil im Medium mit kleinerem n .

¹⁾ Ausführliche Erläuterung der Umhüllungsmethoden durch K. Spangenberg, Fortschr. d. Mineralogie, Bd. 7, 1920.

2. Methode von Schroeder van der Kolk.

Der oft keilförmige Rand von pulverigen Teilchen wirkt ähnlich wie eine Linse, und zwar bei Einbettung in eine Flüssigkeit mit einem niedrigeren Brechungsgrad, als ihn die Probe hat, wie in Fig. 367; im umgekehrten Falle gilt Fig. 368. In beiden Fällen fängt ein schwaches (in den Fig. 367/68 durch den Strich angedeutetes) Objektiv die Randstrahlen der Probe nicht mehr auf; sie erscheint dunkel umrahmt. Läßt man das Licht schräg einfallen, so hat man die Erscheinung wie in Fig. 369 und 370, d. h. der rechte oder linke Rand der Probe ist dunkel, der andere hell.

Fig. 367. n der Probe $>$ n' der Umgebung.Fig. 368. n der Probe $<$ n' der Umgebung.Fig. 369. n der Probe $>$ n' der Umgebung.Fig. 370. n der Probe $<$ n' der Umgebung.Fig. 371. n der Probe $>$ n' der Umgebung.Fig. 372. n der Probe $<$ n' der Umgebung.

Methode: Man benutzt paralleles, gerade auffallendes monochromatisches Licht (Kondensor senken oder Irisblende einschnüren und schwache Vergrößerung). Weichen n der Probe und n' der Flüssigkeit ab, so hat erstere dunklen Rand. Durch Einschieben eines dunklen Blättchens als Lichtschirm über den wieder gehobenen Kondensor bis zu dessen Mitte stellt man schräge Beleuchtung her. Regel: heller Rand im mikroskopischen Bilde, in welchem man auch den Schirm sieht, auf der Schirmseite: $n > n'$; dunkler Rand auf der Schirmseite $n < n'$ (Fig. 371/72).

Für den Fall naher Übereinstimmung von n und n' erscheint die Probe im schrägen Tageslicht an einer Seite rot, an der anderen Seite blau umrandet. Es beruht das darauf, daß die Brechungsexponenten von Präparat und Umhüllung streng genommen nur für eine Lichtsorte gleich werden können. Ist dies für mittleres Licht der Fall, so ist es das nicht für Rot und für Blau als extreme Lichtarten. Für sie müssen dann die Erscheinungen entgegengesetzt ausfallen, d. h. der eine Rand ist hell für Blau und dunkel für Rot (also erscheint er blau), der andere umgekehrt. Beispiel: Schwerspatpulver ($n = c. 1,64$) in einer Mischung von Methylenjodid ($n = c. 1,74$) und Benzol ($n = c. 1,50$). Bei reichlich Benzol ist n' der Flüssigkeit $< n$ des Schwerspats; durch Verdunsten des Benzols kommt es zur Gleichheit von n und n' für mittleres Licht. Schließlich kehrt sich gegenüber dem Anfang die Erscheinung um, wenn durch weiteres Verdunsten von Benzol $n' > n$ geworden ist.

3. Methode der farbigen Ränder.

Bei festen Stoffen ist die Dispersion der Brechung im allgemeinen weit geringer als für Flüssigkeiten. Benutzt man also unter Anwendung von Pulver eine einhüllende Flüssigkeit mit starker Dispersion, so ist ein ungefähres Zusammenfallen von n der Probe und n' der Flüssigkeit nur für gewisse Lichtsorten möglich. Die Teilchenränder erscheinen farbig, eventuell schwarz, Verhältnisse, die zur Materialerkennung benutzt werden können (Beispiele: Salze in Kreosot).

b) Bestimmung mittels des Pulfrichschen Refraktometers.

Die mit einer ganz glatten Fläche versehene Probe wird unter Benezung der Auflageseite durch eine Flüssigkeit (z. B. Monobromnaphthalin), deren Brechungsindex größer als der des Kristalls ist, auf eine Glashalbkugel mit starker Brechung gelegt. Man beleuchtet streifend (parallel der ebenen Fläche der Halbkugel) oder von unten durch entsprechende Spiegelstellung und liest den Winkel der Totalreflexion α ab. Bei streifendem Einfall ist die Grenze der Totalreflexion am besten ausgeprägt. Die Möglichkeit, in der Art zu beobachten, hängt von der seitlichen Beschaffenheit des Probekörpers ab. Vorquellende Flüssigkeit ist abzutupfen.

Es gilt die Formel: das gesuchte $n = n' \sin \alpha$, wo n' der Brechungsindex der Halbkugel und α der Totalreflexionswinkel ist. n' bestimmt man durch einen Körper bekannter Brechung, z. B. mittelst auf die Halbkugel gebrachten destillierten Wassers; bei ihm ist $n_{Na}(20^\circ) = 1,33381$.

c) Bestimmung der Brechung mittels Prismas.

Ein Reflexionsgoniometer gestattet die Ablenkung zu messen, die das Licht durch ein Prisma erfährt. Man stellt zunächst Kollimator und Beobachtungsfernrohr genau gegenüber, sucht dann mit leßterem das

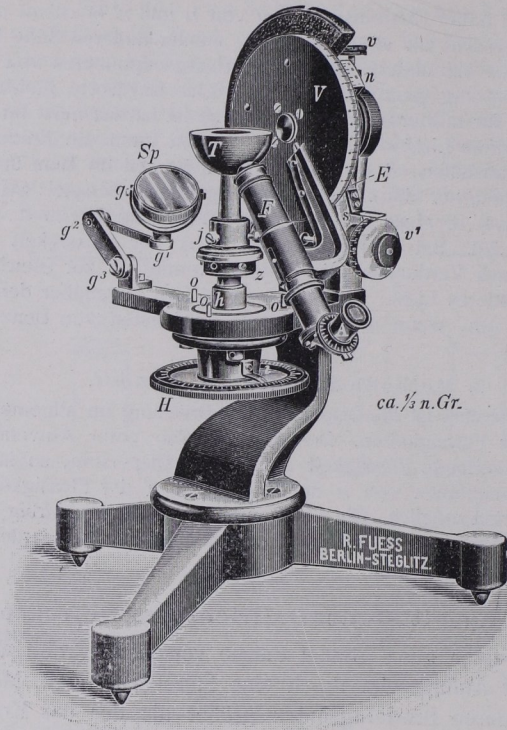


Fig. 373. Refraktometer nach Pulfrich. *T* Glashalbkugel, *F* Fernrohr zum Ablesen der Totalreflexionsgrenze mittels Teilkreises *V*, *Sp* Beleuchtungsspiegel, *H* Teilkreis für die Drehung der Platte in ihrer Ebene.

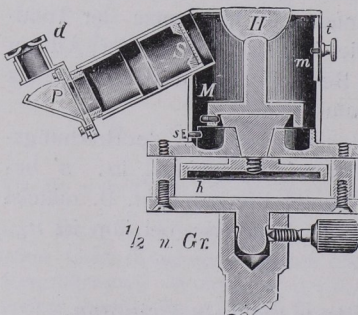


Fig. 374. Kleines Refraktometer. *H* Glashalbkugel, *S* Skala zum Ablesen der Brechungsquotienten, *h* Scheibe zum Drehen der Platte in ihrer Ebene, *M* Mantel mit Schlitze *l* für von unten einfallendes Licht, *m* Drehteil zum Verschließen von *l*.

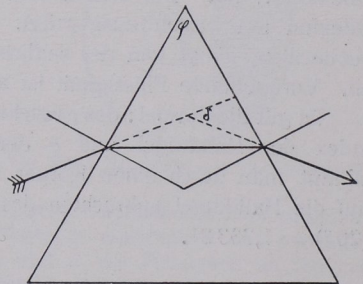


Fig. 375. Minimalablenkung des Lichtes in einem Prisma. γ Prismenwinkel, δ Winkel der Minimalablenkung, Strahlengang symmetrisch.

Signal in der Minimalablenkungsstellung auf (kennlich am Rücklauf des Signalbildes beim Drehen des Prismas über diese Stellung hinaus) und mißt außer δ den Winkel φ (Fig. 375). Man erhält n aus $n = \sin \frac{\varphi + \delta}{2} : \sin \frac{\varphi}{2}$. Genaue Ergebnisse erfordern vollkommen ebene Prismenflächen, wie man sie mit dem Wüllingschen Schleifapparat erzielt. Um die Dispersion der Brechung festzustellen, ver-

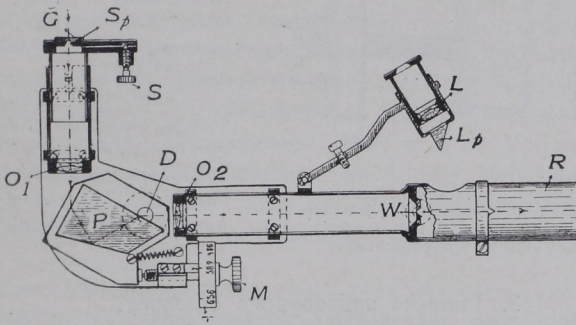


Fig. 376. Kleiner Monochromator für Goniometer. R Einsteckrohr für den Kollimator des Goniometers (besser ist ein Trägerarm), W Austrittspalt, L Einstelllupe, P Prisma mit Einstellvorrichtung M , S_p Eintrittspalt.

wendet man verschiedene Sorten monochromatischen Lichtes. Ein lichtstarker Monochromator für das Goniometer ist in Fig. 376 abgebildet.

Die Brechungsindizes von Flüssigkeiten bestimmt man mittels des erwähnten Pulfrichschen bzw. eines anderen Refraktometers oder mittels eines Hohlprismas aus Glas, in welches man die Flüssigkeit bringt.

Die Veränderung der Brechungsindizes mit der Temperatur beobachtet man vermittels am Goniometer anzubringender Erhitzungs- und Abkühlungsapparate. Am besten ist für Erwärmungen (bis 800°) elektrische Heizung. In Fig. 377 ist ein vom Verfasser erprobter Apparat im schematischen Querschnitt dargestellt.

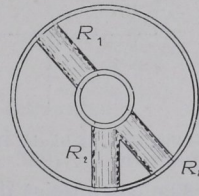


Fig. 377. Querschnitt einer Erhitzungsvorrichtung für Goniometer.

Er besteht aus einem zentralen Rohr mit innerer oder äußerer Heizspirale aus Platin oder Nickel und einem weiten Mantel. In horizontaler Richtung verlaufen drei Rohre, die als Eingang für das Licht (R_1), zur Ein-

stellung der Minimalablenkung (R_2) und zum Gegenüberstellen von Kollimator und Beobachtungsfernrohr dienen (R_3). Die Prismen werden so geschliffen, daß sie eine Minimalablenkung von 40° ergeben, entsprechend dem festen Winkel von R_2 und R_3 . Der Abkühlungs-

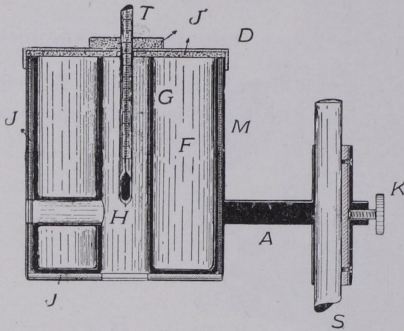


Fig. 378. Abkühlvorrichtung für Goniometer.
S K Ansatzstück, *M* Messinggefäß, *J* Isolierschicht,
G Metallrohr mit horizontalen Rohren *K* wie in Fig. 377,
F Füllraum für Kältemischung.

apparat (Fig. 378) zeigt ein Innenrohr, umgeben von einem Gefäß zur Aufnahme von Kältemitteln (Eis, feste Kohlensäure, flüssige Luft, flüssiger Sauerstoff). Im übrigen ist er dem Erhitzungsapparat ähnlich.

Nach dem Vorschlage von V. M. Goldschmidt umgibt man den unteren Teil des Apparates mit einem Blecheimer oder Dewarschen Gefäß, um auch hier zu kühlen.

3. Einfache und doppelte Brechung.

In optischer Hinsicht zerfallen die Substanzen in zwei Gruppen.

1. optisch isotrope = einfachbrechende: amorphe Körper und isometrische Kristalle;
2. optisch anisotrope = doppelbrechende: trigonale, tetragonale, hexagonale, rhombische, monokline, trikline Kristalle.

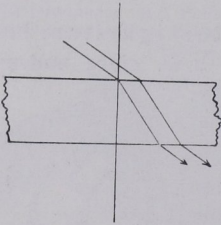


Fig. 379a. Einfache Brechung.

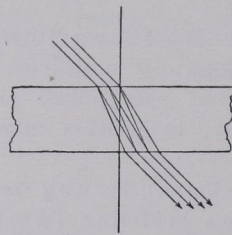


Fig. 379b. Doppelte Brechung.

Fig. 379a zeigt den Fall der einfachen, Fig. 379b den Fall der doppelten Brechung.

Bei dem einfachbrechenden Körper (Fig. 379a) sendet jeder Punkt der Unterseite nur einen Lichtstrahl aus. Fig. 379b läßt erkennen, daß jeder Punkt der Unterfläche des doppelbrechenden Körpers, durch den Licht geschickt ist, zwei Lichtbewegungen in derselben Richtung entläßt.

Demonstration der Doppelbrechung an Kalkspat: Durch eine Kalkspatplatte nach (10 $\bar{1}$ 1) gesehen erscheint ein unter ihr befindlicher, auf Papier gezeichneter schwarzer Punkt doppelt. Der Abstand der Bilder beträgt etwa $\frac{1}{10}$ der Plattendicke.

4. Erkennung der einfachen und doppelten Brechung.

Der charakteristische Umstand, daß aus jedem Punkte eines vom Lichte durchdrungenen einfachbrechenden Körpers, Fig. 379 a, nur ein Lichtstrahl, aus jedem Punkte eines doppelbrechenden Körpers hingegen zwei Lichtbewegungen kommen, Fig. 379 b, kann zur Unterscheidung zwischen einfacher Brechung und Doppelbrechung benutzt werden. Wo zwei von der nämlichen Lichtquelle stammende Lichtimpulse denselben Weg verfolgen, kann man ihr Vorhandensein an ihrer Interferenz (Verstärkung, Schwächung, Vernichtung) zu erkennen suchen, nachdem man sie auf dieselbe Schwingungsebene gebracht hat. Wo nur eine Lichtbewegung vorhanden ist, ist Interferenz ausgeschlossen.

Zwei Lichtbewegungen, die eine ganze Wellenlänge Gangunterschied bei gleicher Schwingungsebene haben, verstärken sich. Zwei Lichtbewegungen, die eine halbe Wellenlänge Gangunterschied haben, vernichten sich, gleiche Schwingungsweiten vorausgesetzt. Vgl. aber Kap. 16 S. 130.

5. Gewöhnliches und linear polarisiertes Licht.

Gewöhnliches Licht besitzt eine verwickelte Schwingungsweise. Wie immer beim Licht, gehen die Schwingungen (der Ätherteilchen) senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahls (transversal) vor sich; die Schwingungsebene wechselt jedoch schnell hintereinander.

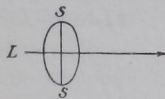


Fig. 380 a.
Linear polarisiertes Licht.



Fig. 380 b.
Gewöhnliches Licht.

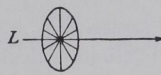


Fig. 381 a.
Gewöhnliches Licht.



Fig. 381 b.
Linear polarisiertes Licht.

Man denke sich auf den Lichtstrahl L (Fig. 380) einen Ring mit einer Speiche SS gezogen, so möge SS der Schwingungsebene (durch L und SS gelegt) entsprechen. Man versetze nun den Ring um L als Achse in schnelle Drehung, so hat man in Fig. 381 ein Bild der beim gewöhnlichen Lichte rasch wechselnden Schwingungsrichtung (die stets durch L und SS geht).

Das linear polarisierte Licht besitzt nur eine Schwingungsebene. Man denke sich den Ring in Fig. 380 festgeklemmt, so entspricht

SS der ständigen Schwingungsebene des linear polarisierten Lichtes. In Fig. 380 b und 381 b steht die Fortpflanzungsrichtung der Lichtbewegung L senkrecht zum Papier.

Das linear polarisierte Licht, das wir im folgenden benutzen, stellt somit eine viel einfachere Wellenbewegung dar als die des gewöhnlichen Lichtes.

6. Unterscheidung des linear polarisierten Lichtes vom gewöhnlichen Lichte.

Diese Unterscheidung geschieht am einfachsten vermittels eines Nicolschen Prismas (Nicol), dessen Bau später (S. 124/25) erörtert werden soll. Einstweilen stelle man es sich als ein Lichtgitter vor (Fig. 382), das Lichtschwingungen parallel zu den Gitterstäben NN hindurchläßt, jedoch nicht solche senkrecht zu den Gitterstäben.

Aus Fig. 383 a ist ersichtlich, daß linear polarisiertes Licht, das sich in L fortpflanzt und parallel SS schwingt, durch das Nicolsche Prisma NN hindurchgelangt, denn SS und NN sind parallel. Dreht man das Nicolsche Prisma um 90° in die Lage der Fig. 383 b, so wird das linear polarisierte Licht nicht durch das

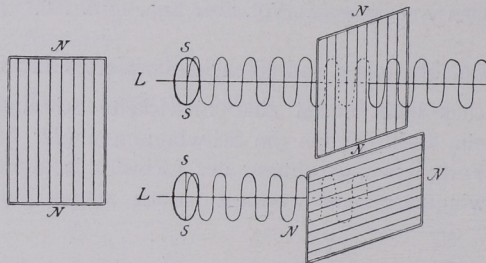


Fig. 382. Schema eines Nicols.

Fig. 383 a und 383 b. Verhalten eines Nicols gegen linear polarisiertes Licht.

Nicol hindurchgehen (es wird ausgelöscht), denn SS und NN stehen senkrecht aufeinander. An diesem Wechsel von Helligkeit und Dunkelheit bei der Betrachtung durch ein Nicol ist linear polarisiertes Licht leicht zu erkennen.

Das gewöhnliche Licht wechselt sehr schnell seine Schwingungsebene. Betrachtet man es durch ein Nicolsches Prisma, wie in Fig. 384, so gehen die vertikalen Schwingungen durch das Nicol, und da diese Schwingungen wegen der Drehung der Schwingungsebene in sehr schneller Folge wiederkehren, so gewinnt das Auge den Eindruck ständigen Lichtes. Dasselbe ist der Fall bei einer beliebigen

anderen Stellung des Nicols, z. B. bei der in Fig. 385. Ein Drehen des Nicols bewirkt mithin keine Veränderung der Helligkeit des Lichtstrahls.

Zwischenlagen.

Wenn SS des linear polarisierten Lichtes parallel NN des Nicols geht (Fig. 383 a), so wird die Lichtschwingung vom Nicol, wie erwähnt, vollständig durchgelassen, hingegen wenn NN senkrecht zu SS verläuft (Fig. 383 b), gänzlich vernichtet. Eine Zwischenlage stellt Fig. 386 dar. SS und NN bilden einen Winkel α . In

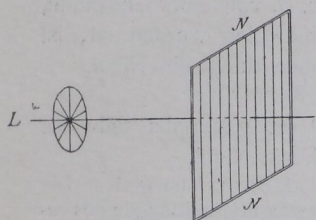


Fig. 384.
Verhalten eines Nicols gegen gewöhnliches Licht.

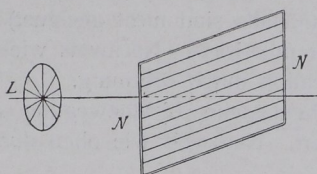


Fig. 385.

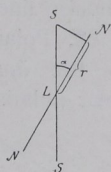


Fig. 386.

diesem Falle gibt die Lichtbewegung SS eine Komponente auf NN ab, nämlich r . Setzt man $LS = 1$, so ist $\cos \alpha = r/1 = r$. Die Intensität r^2 des durchgelassenen Lichtes entspricht somit dem \cos^2 des Winkels, den SS und NN miteinander bilden.

Dieser allgemeine Fall umfaßt die oben erörterten speziellen. Ist SS parallel NN , so ist $\alpha = 0^\circ$, also $\cos \alpha = \cos 0^\circ = 1$, d. h. das Licht kommt vollständig durch das Nicol hindurch. Ist SS senkrecht NN , so ist $\alpha = 90^\circ$, also $\cos \alpha = \cos 90^\circ = 0$, d. h. das Licht wird ausgelöscht.

7. Bestimmung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes.

Kennt man die Schwingungsebene NN eines Nicols, so kann man die Schwingungsebene eines linear polarisierten Lichtstrahles leicht ermitteln, wenn man ihn durch ein Nicolsches Prisma betrachtet, das man vor dem Auge dreht. Erscheint das Gesichtsfeld ganz hell, so verläuft die Schwingungsebene des zu untersuchenden Lichtes parallel zu dem bekannten NN ; ist das Gesichtsfeld dunkel, so steht die gesuchte Schwingungsebene senkrecht zu NN . In Fig. 383 a und b würde man z. B. erkennen, daß die Schwingungsebene des zu untersuchenden Lichtes vertikal verläuft.

Umgekehrt kann man mit Hilfe der bekannten Lage der Schwingungsebene polarisierten Lichtes leicht die Schwingungsebene eines Nicols bestimmen. Würde man in Fig. 383 a und b SS kennen, so würde man NN auf dieselbe Weise wie oben ermitteln.

8. Vollständige und unvollständige lineare Polarisation.

Vollständig linear polarisiertes, also nur in einer Ebene schwingendes Licht läßt sich durch ein Nicol gänzlich auslöschten. Bei unvollständig linear polarisiertem Lichte sind noch andere Schwingungen vorhanden; man erhält bei der Betrachtung des Lichtes mit dem Nicol keine vollständige Auslöschung, sondern nur Helligkeitsunterschiede.

9. Herstellung linear polarisierten Lichtes.

1. Polarisation durch Reflexion.

Eine Lichtbewegung R (Fig. 387), die z. B. von einer Glasplatte, Wasser usw. (Metalle sind nicht geeignet) reflektiert worden ist, ist teilweise linear polarisiert. Nachweis wie oben durch ein Nicol.

2. Polarisation durch Brechung.

Die durchgelassene Lichtbewegung D ist gleichfalls teilweise linear polarisiert. Nachweis wie oben durch ein Nicol.

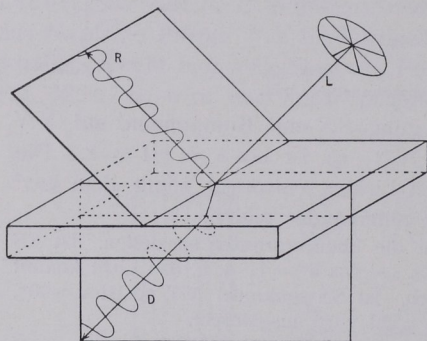


Fig. 387. Herstellung linear polarisierten Lichtes durch Reflexion und Brechung.

Bemerkung 1. Die Schwingungsrichtungen des reflektierten Lichtes R und des austretenden Lichtes D stehen senkrecht aufeinander, wie Fig. 387 zeigt. L ist gewöhnliches, R reflektiertes, D durchgelassenes Licht, R schwingt senkrecht zur Einfallsebene, D ihr parallel.

Da durch Reflexion leicht linear polarisiertes Licht herzustellen ist (z. B. mittels einer Glasplatte), so kann man die Schwingungsebene eines Nicols alsbald bestimmen. Man muß beachten, daß das reflektierte,

linear polarisierte Licht senkrecht zur Einfallsebene, bei Benutzung einer horizontalen Glasplatte also horizontal schwingt. Betrachtet man den Reflex durch ein Nicol und dreht dieses vor dem Auge, so verläuft, wenn der Glanz voll durch das Nicol gelangt, dessen Schwingungsebene horizontal.

Bemerkung 2. Das reflektierte Licht $L_1 L_2$ ist vollständig linear polarisiert, wenn die zugehörige gebrochene Lichtbewegung $L_1 L_3$ senkrecht auf ihm steht (Fig. 388), d. h. wenn $e + i = 90^\circ$ ist. Dann ist $n = \sin e / \sin i = \sin e / \sin (90 - e) = \sin e / \cos e = \tan e$ (Brewstersches Gesetz). e nennt man den Polarisationswinkel).

¹⁾ Der reflektierte Tageslichtstrahl steht natürlich nur auf einem der (dispargierten) gebrochenen Strahlen senkrecht; nur für dessen Lichtsorte findet vollständige Polarisation durch Reflexion statt. Reflektiertes Tageslicht ist, genau genommen, also nicht in seiner Gesamtheit polarisiert.

Das durchgelassene Licht ist niemals vollständig polarisiert. Durch vielfache Brechung (Durchgang durch einen Glasplattensatz) wird die Polarisation verbessert. Es ist ziemlich gut polarisiert bei sehr schrägem Durchfallen durch die Glasplatte, am besten bei sog. streifendem Ausfallen (Fig. 389).

3. Polarisation infolge Durchganges des Lichtes durch einen doppelbrechenden Kristall.

Die durch Doppelbrechung aus einer Lichtbewegung entstandenen zwei Lichtbewegungen (Fig. 379 b, S. 118) sind beide für alle Farben vollständig linear polarisiert. Ihre Schwingungsebenen stehen senkrecht aufeinander.

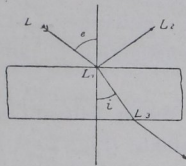


Fig. 388. L_1 vollständig linear polarisiert.

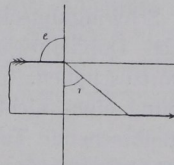


Fig. 389. Lineare Polarisation eines streifend ausfallenden Lichtstrahls.

Bei einer dicken Spaltungsplatte von Kalkspat ist das sehr leicht nachzuweisen. Legt man sie auf eine Öffnung, durch welche Licht fällt, oder auf einen schwarzen Punkt, so erblickt man infolge der sehr starken Doppelbrechung des Kalkspats, wie schon S. 119 erwähnt ist, die beiden Lichtbündel o

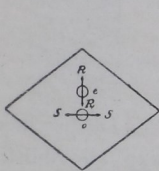


Fig. 390. Doppelbrechung auf $\{10\bar{1}\bar{1}\}$ von Kalkspat.

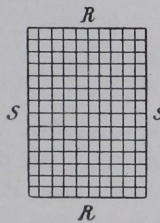


Fig. 391. Schema einer doppelbrechenden Platte.

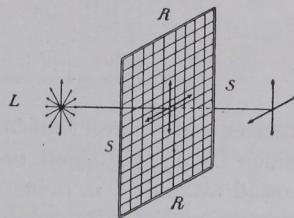


Fig. 392. Verhalten einer doppelbrechenden Platte gegen gewöhnliches Licht.

und e getrennt (Fig. 390). Ihre Polarisation und Lage der Schwingungsebene kann man mit einem Nicol untersuchen. Man erkennt vollständige Polarisation von o und e , und daß o von links nach rechts (parallel SS , also senkrecht zum vertikalen Hauptschnitt des Kalkspats), e von vorn nach hinten (parallel RR , d. h. im Hauptschnitt) schwingt.

Wie die Kalkspatplatte, kann man sich jede doppelbrechende Kristallplatte (zwecks Versinnbildlichung dieser Erscheinungen) als ein Doppelgitter mit rechtwinklig aufeinanderstehenden Gitterrichtungen vorstellen (Fig. 391). Aus der doppelbrechenden Platte werden nur

Schwingungen parallel RR und SS hinausgelassen. Fällt auf sie gewöhnliches Licht (mit unendlich vielen Schwingungsrichtungen, Fig. 392), so sondert sie gewissermaßen Schwingungen RR und SS aus. Aus der Kristallplatte treten mithin zwei in derselben Richtung sich fortpflanzende Lichtbewegungen mit senkrecht aufeinanderstehenden Schwingungsebenen aus.

10. Wegschaffen eines der beiden durch Doppelbrechung entstandenen linear polarisierten Lichtstrahlen.

Um die gewünschte einfachste Lichtsorte, linear polarisiertes Licht mit nur einer Schwingungsebene, zu gewinnen, ist es nötig, einen der zwei durch Doppelbrechung entstandenen linear polarisierten Lichtstrahlen fortzuschaffen.

a) Entfernung eines Lichtstrahls durch Absorption.

Eine doppelbrechende Turmalinplatte (Fig. 393) liefert, wie oben erwähnt, zwei Lichtstrahlen, die sich in Richtung von $L_1 L_2$ fort-

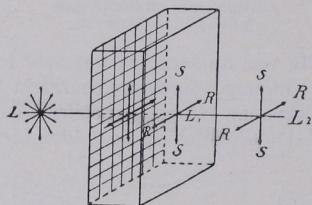


Fig. 393. Verhalten einer doppelbrechenden Platte gegen gewöhnliches Licht.

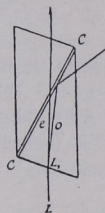


Fig. 394. Lichtdurchgang in einem Nicol.

pflanzen und senkrecht aufeinander schwingen. Von den entsprechenden beiden Lichtbewegungen in Turmalin wird die eine allmählich im Kristall absorbiert, d. h. bei ziemlich großer Plattendicke tritt fast nur noch die zweite Schwingung (SS) aus.

Da die Absorption der einen Lichtschwingung im Turmalin jedoch nicht vollständig, das austretende Licht überdies (meist gelblich) gefärbt ist, so verwendet man Turmalin zur Herstellung von linear polarisiertem Licht nur in besonderen Fällen.

b) Entfernung einer Lichtbewegung durch Totalreflexion.

Tritt gewöhnliches Licht $L L_1$ in eine Kalkspatplatte (Fig. 394), so entstehen, wie erwähnt, zwei vollständig linear polarisierte Lichtbewegungen $L_1 o$ und $L_1 e$. $L_1 o$ schafft man durch Totalreflexion an einer durchsichtigen, schwachbrechenden Kanadabalsamschicht CC fort. Zu dem Zwecke hat man das Kalkspatrhomboeder (außer einer kleinen Veränderung seiner Form) schräg durchgeschnitten und die

beiden Hälften mit Kanadabalsam ($n = 1,54$) wieder zusammengekittet. Während $L_1 o$ ($n = 1,66$) an der passend gelegenen schwächer brechenden Balsamschicht total reflektiert und von der Hülse des kleinen Apparates verschluckt wird, gelangt $L_1 e$ durch sie und den Kalkspat hindurch (Nicolsches Prisma).

Ein Nicol kann man sich, wie schon früher erwähnt, wie ein Lichtgitter vorstellen (Fig. 382, S. 120), das linear polarisiertes Licht einer Schwingungsebene liefert.

Anmerkung. Die Konstruktion des Nicols ist in mannigfacher Art verändert worden, teils, um an dem kostbarer werdenden Kalkspat zu sparen, teils um die Lichtöffnung des Apparates möglichst groß zu machen. Das Nicol der Fig. 394 hat schräge Endflächen. Vorteilhafter sind Polarisationsprismen mit geraden Endflächen. Großen Öffnungswinkel (bis 60°) und geringe Länge haben die Prismen von Ahrens.

11. Verhalten zweier Nicols zueinander.

1. Legt man zwei Nicols so übereinander, daß, wie in Fig. 395, ihre Schwingungsrichtungen NN und N_1N_1 parallel sind, und sieht man durch diese Kombination nach einer Quelle gewöhnlichen Lichtes, so wird der optische Vorgang wie folgt verlaufen.

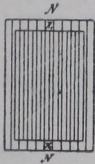


Fig. 395.
Nicols \parallel .

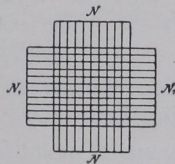


Fig. 396.
Nicols gekreuzt.

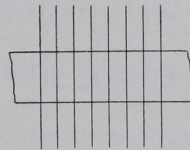


Fig. 397. Orthoskopische
Beobachtung.

Das Nicol NN läßt von den vielen Schwingungen des gewöhnlichen Lichtes nur solche parallel NN durch (bzw. wandelt sie in solche um). Es schafft linear polarisiertes Licht. Dies gelangt durch die Luft an das zweite Nicol N_1N_1 , findet einen offenen Weg, da seine Schwingungsebene und die des Nicols N_1N_1 parallel sind, und geht somit durch das zweite Nicol hindurch. Das Gesichtsfeld erscheint also bei »parallelen Nicols« ($\parallel N$) hell.

Bei gekreuzten Nicols ($+N$) ist der optische Vorgang folgender (Fig. 396). Das Nicol NN schafft linear polarisiertes Licht, das parallel NN schwingt. Durch N_1N_1 wird es vollständig vernichtet (ausgelöscht), da seine Schwingungsebene senkrecht zu der des zweiten Nicols steht. Das Gesichtsfeld ist bei $+N$ dunkel.

Untersuchungen im parallelen polarisierten Lichte.

Hierbei ist das Präparat dem Beobachter im Mikroskop sichtbar. Es soll in seinen Eigenschaften senkrecht zur Platte gekennzeichnet werden (Fig. 397); die Abbildung muß also mit Strahlenbündeln geringer Öffnung erfolgen (orthoskopische Untersuchung).

12. Verhalten optisch isotroper Körper zwischen gekreuzten Nicols.

Amorphe Körper und isometrische Kristalle¹⁾ sind beide einfach brechend (optisch isotrop). Sie ändern die Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes nicht, in welcher Richtung auch das Licht die Substanzen durchsetzt. Fig. 398 möge das versinnbildlichen. Die Schwingung NN setzt durch die Platte P hindurch, ohne die Schwingungsebene zu ändern, und wird durch N_1N_1 vernichtet. Das dunkle Gesichtsfeld bleibt also nach dem Einschieben der Platte P zwischen die $+N$ dunkel. Auch beim Drehen des Präparats in seiner Ebene oder nach anderen Richtungen in Drehapparat ändert sich nichts.

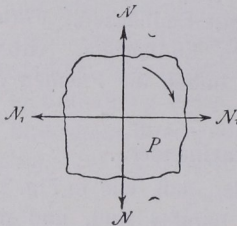


Fig. 398. Kristallplatte zwischen gekreuzten $+N$ Nicols.

Regel: Optisch isotrope Körper lassen in jeder Lage das dunkle Gesichtsfeld der $+N$ dunkel.

13. Verhalten optisch anisotroper Körper zwischen gekreuzten Nicols.

Trigonale, tetragonale, hexagonale, rhombische, monokline und triklin Kristalle sind doppelbrechend (optisch anisotrop).

Wie erwähnt, kann man sich eine doppelbrechende Platte zur Erleichterung des Verständnisses ihres optischen Verhaltens wie ein Doppelgitter (Fig. 391, S. 123) vorstellen, dessen senkrecht aufeinanderstehende Gitterrichtungen wie die Systeme RR und SS verlaufen. Das Verhalten einer solchen Platte gegen linear polarisiertes Licht ist leicht verständlich. In den beiden Lagen der Fig. 399 und Fig. 400 läßt sie das ankommende linear polarisierte Licht hindurch, denn die Schwingungen NN finden sozusagen in Fig. 399 den Weg RR , in Fig. 400 den Weg SS offen und kommen ohne Änderung ihrer Schwingungsebene aus der Platte heraus. Die Zwischenlage der Platte zwischen der in Fig. 399 und der in Fig. 400 gezeichneten sei durch Fig. 401 wiedergegeben. Das zur Platte kommende, linear

¹⁾ Abgesehen von zirkularpolarisierenden Körpern.

polarisierte, parallel NN schwingende Licht findet keinen Durchlaß ohne Änderung seiner Schwingungsebene. Es zerlegt sich in die zwei Komponenten r und s , so daß aus jedem Punkte der Platte zwei Lichtstrahlen hinausgelangen, die denselben Weg verfolgen und in Ebenen senkrecht aufeinander schwingen.

Benutzen wir nun (Fig. 402) außer dem Nicol NN (dem Polarisator) ein zweites Nicol N_1N_1 (den Analysator), um das aus der Platte herauskommende Licht zu untersuchen. Die Schwingungsrichtung des Analysators ist parallel N_1N_1 ; die Schwingungen des ankommenden Lichtes r und s gehen, wie gesagt, in Ebenen parallel RR und SS ; somit wird jede dieser Lichtbewegungen eine Komponente auf N_1N_1 abgeben. Diese Komponenten werden durch m und n dargestellt.

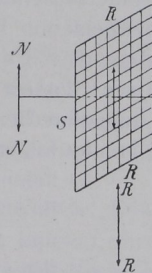


Fig. 399.

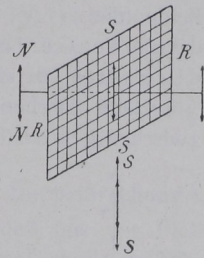


Fig. 400.

Es pflanzen sich also jetzt im zweiten Nicol zwei Lichtbewegungen fort, die auf dieselbe Schwingungsebene N_1N_1 gebracht sind. Ihre Interferenzerscheinungen werden beobachtet.

Es ist zu bedenken, daß die beiden Lichtbewegungen r und s , welche die Platte durchsetzen, in der letzteren verschieden schnell erfolgen,

so daß sie eine Wegdifferenz¹⁾ (Gangunterschied) bekommen, die in der Luft unverändert beibehalten wird. Ein solcher in der Platte entstandener Gangunterschied kommt natürlich zur Geltung, wenn die Schwingungen, wie es im Analysator geschieht, auf dieselbe Ebene gebracht sind: die Lichtbewegungen m und n interferieren, d. h. verstärken oder schwächen bzw. vernichten sich je nach dem

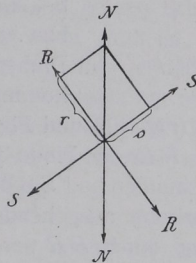


Fig. 401.

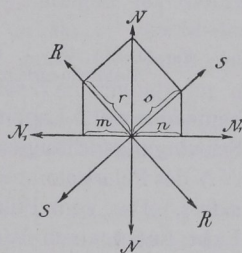


Fig. 402.

Verhalten einer doppelbrechenden Platte gegen linear polarisiertes Licht.

¹⁾ Diese Wegdifferenz läßt sich in Millimetern ausdrücken oder auch (indem man anstatt Millimeter eine optische Längeneinheit zum Ausmessen benutzt) in Wellenlängen einer bestimmten Lichtsorte (Phasendifferenz).

Grade des in der Platte gewonnenen Gangunterschiedes. Für gewöhnlich beobachtet man im Tages- oder Lampenlichte, das sich bekanntermaßen aus sehr verschiedenen Lichtsorten zusammensetzt, die verschiedene Wellenlängen besitzen und somit verschiedene Phasen des Gangunterschiedes erhalten. Falls nun auch für eine Farbe Vernichtung der interferierenden Wellen eintritt, so ist das doch nicht bei den anderen der Fall. Letztere werden sich vielmehr nach Ausfall der durch Interferenz vernichteten Lichtsorte zu einer Mischfarbe zusammensetzen, und die zu untersuchende Platte wird in dem dunklen Felde der $+N$ farbig erscheinen. Diese Aufhellung des dunklen Gesichtsfeldes der gekreuzten Nicols durch die Platte ist ein sicheres Zeichen für Doppelbrechung.

Beim Drehen einer doppelbrechenden Platte in ihrer Ebene zwischen gekreuzten Nicols kommt folgendes in Betracht. Wir wiederholen, daß eine solche Platte, wenn ihre Schwingungsrichtungen RR und SS schief zu den gekreuzten Schwingungsrichtungen der Nicols liegen, aus dem erwogenen Grunde bei Anwendung von Tageslicht hell bzw. farbig erscheint (Fig. 402). Beim Drehen der Platte in ihrer Ebene kommt sie unter anderem in zwei

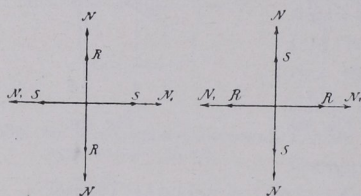


Fig. 403.

Fig. 404.

Auslöschungslagen.

bemerkenswerte Lagen (Fig. 403 und Fig. 404). In Fig. 403 fallen die Schwingungsrichtungen RR der Platte mit der Schwingungsrichtung NN des Polarisators zusammen und SS der Platte mit $N_1 N_1$ des Analysators. Das vom Polarisator ausgehende, parallel NN schwingende Licht findet einen Weg durch RR der Platte, geht also ohne Zerlegung hindurch, erreicht den Analysator, dessen Schwingungsrichtung senkrecht zu den ankommenden Schwingungen steht, und kann somit dieses Nicolsche Prisma nicht passieren. Folglich erscheint die Platte in der Lage der Fig. 403 dunkel (ausgelöscht). Drehen wir sie um 90° nach links oder rechts, so fällt nunmehr ihre Schwingungsrichtung SS mit NN des Polarisators und ihr RR mit $N_1 N_1$ zusammen (Fig. 404). Das vom Polarisator ausgehende und parallel NN schwingende Licht findet einen Weg durch SS der Platte ohne Zerlegung, kommt zum Analysator, dessen $N_1 N_1$ senkrecht zu SS steht, und wird von letzterem deshalb nicht durchgelassen. Die Platte wird auch in dieser Lage dunkel (ausgelöscht) erscheinen.

Somit ergibt sich als Regel: Eine doppelbrechende Platte erscheint zwischen gekreuzten Nicols dunkel, wenn

ihre Schwingungsrichtungen mit den Schwingungsrichtungen der Nicols zusammenfallen, in den Zwischenlagen hell.

14. Abhängigkeit der Wegdifferenz von der Plattendicke und der Stärke der Doppelbrechung.

Die beiden Lichtbewegungen, welche eine doppelbrechende Platte durchsetzen, sind, wie erwähnt, verschieden geschwind, lassen also, wie zwei verschiedene Boten, einen Zwischenraum (eine Wegdifferenz Δ) zwischen sich entstehen, der um so größer ist, 1. je verschiedener die Geschwindigkeit der beiden Bewegungen ist, und 2. je länger der Weg d ist, den sie durchmessen. Ein Maß für die Differenz der Geschwindigkeiten ist der Unterschied $n_2 - n_1$ der Brechungsquotienten. Man hat also $\Delta = (n_2 - n_1) d$.

15. Höhe der Polarisationsfarbe. (Stärke der Doppelbrechung.)

Wir müssen uns nach obigem vorstellen, daß aus der Platte (Fig. 402, S. 127) die verschiedenen Lichtsorten jeweils in zwei Schwingungen parallel RR und SS herausgelangen, daß aber die Phasendifferenz zwischen diesen beiden Schwingungen für die verschiedenen Lichtsorten verschieden groß ist, da sie ja verschiedene Wellenlängen haben. Daraus folgt, daß auch die Interferenzerscheinungen (Verstärkung, Schwächung oder Vernichtung) für die verschiedenen Farben nicht dieselben sind. Bei einer Lichtsorte (z. B. Grün) kann gerade Vernichtung stattfinden, während bei einer anderen (z. B. Gelb) Verstärkung eintritt.

Nehmen wir nun eine bestimmte Plattendicke an, so ist vorauszusehen, daß für eine (oder mehrere) der vielen verschiedenen Lichtsorten Vernichtung eintritt. Diese Farbe würde also aus der Interferenzerscheinung vollständig ausfallen, und hätte man gerade mit ihr (und zwar nur mit ihr) die Platte beleuchtet, so würde letztere immer, auch in der Zwischenstellung (Fig. 402, S. 127), dunkel erscheinen.

Die übrigen Lichtsorten, für die eine Vernichtung nicht stattfindet, setzen sich zu einer Mischfarbe zusammen. Daher das farbige Aussehen der Platte. Welche Farben fehlen, erkennt man durch spektroskopische Zerlegung.

Es wechselt die Polarisationsfarbe natürlich mit der Dicke des Präparats, denn bei verschiedener Dicke fallen immer andere Farben durch Interferenzvernichtung aus, und die Restfarben geben deshalb immer andere Polarisationsstöne.

Am bequemsten ist diese Erscheinung an einem doppelbrechenden Quarz- oder Gipskeil (Fig. 405) zu beobachten. Man erkennt auf einem solchen, der zwischen gekreuzten Nicols in Zwischenstellung gehalten wird, Farbenbänder parallel zur Schneide. Nach der Wiederkehr bestimmter Farbentöne gliedert man die Farbenfolge in solche 1., 2., 3. usw. Ordnung. Schließlich gehen sie in das Weiß höherer Ordnung über. Im wechselnden monochromatischen Lichte beachte man die Verschiebung der dunklen Streifen.

Anmerkung. Die Polarisationsfarben sind im allgemeinen von der Art Newtonscher Farben. Andere Farben stellen sich natürlich bei an sich gefärbten Kristallen ein und bei farblosen dann, wenn die Doppelbrechung $n_2 - n_1$ für verschiedene Lichtsorten wesentlich verschieden ist. Diese Dispersion der Doppelbrechung läßt sich kennzeichnen durch $\nu = \frac{(n_2 - n_1)_v}{(n_2 - n_1)_r}$, also als das Verhältnis der Doppelbrechung für Violett und Rot. Je mehr ν von 1 abweicht, um so stärker ist der Unterschied der Farbenfolge von der Newtonschen Skala.

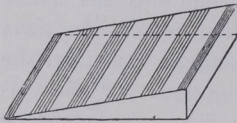


Fig. 405. Doppelbrechender Keil im polarisierten Lichte.

Wenn $(n_2 - n_1)$ für Rot kleiner als für Blau ist, so erscheinen die Polarisationstöne 1. Ordnung besonders lebhaft (übernormale Farben, Beispiel: Epidot), umgekehrt [wenn $(n_2 - n_1)_r > (n_2 - n_1)_v$] matter (unternormale Farben, Beispiel: Klinochlor). Es kommt auch vor, daß die Doppelbrechung für mittlere Farben = 0 ist. Dann kehrt sich das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit für Rot und für Blau um: dieselbe Schwingungsrichtung (z. B. RR) ist für Rot die der schnelleren, für Blau die der langsameren Bewegung. In dem Falle erscheinen sog. anomale Farben (Beispiel: Melilith). Ähnlich ist es, wenn die Auslöschungsrichtungen nicht für alle Farben zusammenfallen. Die Platte kann dann nicht für sämtliche Lichtsorten gleichzeitig dunkel werden.

Die gebräuchlichen Keile werden aus Quarz oder Gips gefertigt. Bei ihnen ist die Dispersion der Doppelbrechung gering (bei Quarz z. B. $(n_2 - n_1)_r = 0,0090$, $(n_2 - n_1)_v = 0,0096$). Die Farben entsprechen also ziemlich genau der Newtonschen Skala.

16. Unterschied des optischen Effektes bei gekreuzten und bei parallelen Nicols.

Die in einer doppelbrechenden Platte entstandenen Gangunterschiede der beiden Lichtbewegungen RR und SS kommen bei gekreuzten und bei parallelen Nicols in verschiedener Weise zur Geltung.

Sei die Phasendifferenz für eine bestimmte Farbe z. B. gleich einer Wellenlänge λ , so läßt sich das nach P. Groth durch Fig. 406 versinnbild-

lichen, in der die Schwingungen r und s im nämlichen Moment von O in positiver Richtung gehen sollen. Man erkennt, daß nach der Zurückführung auf die Schwingungsebene von $N_1 N_1$ (senkrecht zu NN) die Lichtbewegungen m und n in einander entgegengesetzten Richtungen erfolgen, m nach $+$, n

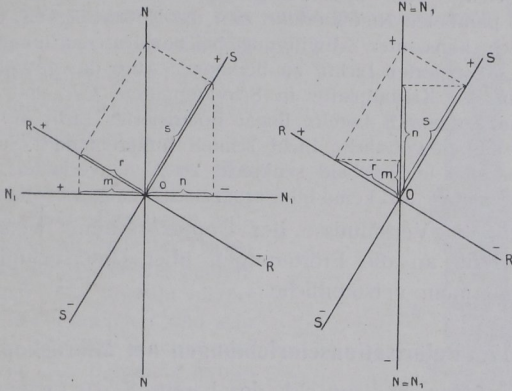


Fig. 406.

Fig. 407.

Doppelbrechende Platte zwischen gekreuzten und parallelen Nicols.

nach $-$. Der in der Platte erlangte Gangunterschied λ ist also um eine halbe Wellenlänge verschoben, d. h. zu $\frac{1}{2}\lambda$ geworden. Es tritt daher Vernichtung ein. Ebenso würde ein Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$ zu einer solchen von λ im Analysator verwandelt.

Sind die Nicols parallel, so wird, wie Fig. 407 zeigt, der Gangunterschied, der in der doppelbrechenden Platte entstanden ist, beibehalten; wie r und s , so schwingen m und n nach der positiven Seite.

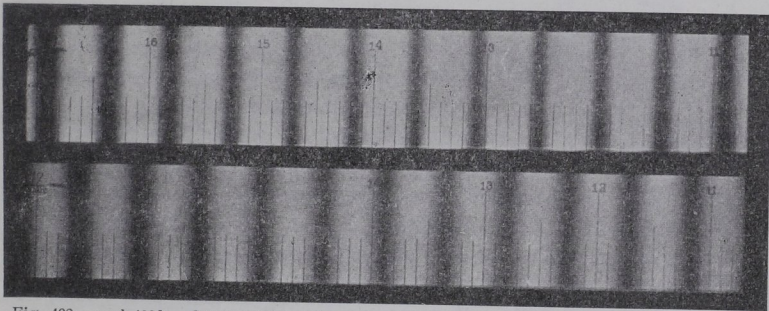


Fig. 408a und 408b. Quarzkeil zwischen \perp - und \parallel -Nicols im monochromatischen Lichte. Nach Hauswaldt.

Der optische Effekt zwischen gekreuzten und parallelen Nicols ist also ein entgegengesetzter. Tritt zwischen gekreuzten Nicols für eine Lichtsorte Dunkelheit (bzw. Helligkeit) ein, so wandelt sie sich durch Parallelstellen der Nicols in Helligkeit (bzw. Dunkelheit). Die Interferenzfarben zwischen gekreuzten Nicols und zwischen parallelen Nicols

sind zueinander komplementär (Tabelle S. 158). (Vgl. Quarzkeil zwischen +- und ||-Nicols Fig. 408 a u. b, S. 131.) Benutzt man an Stelle des Analysators eine Kalkspatplatte nach $\{10\bar{1}1\}$, so erkennt man nebeneinander zwei Bilder in komplementären Farben; an den Überdeckungsstellen herrscht Weiß.

Bemerkung. Aus diesem Gegensatz des optischen Effektes bei gekreuzten und parallelen Nicols erklärt sich die Notwendigkeit, einen Polarisator, also Licht konstanter Schwingung, bei den Untersuchungen von Interferenzen im polarisierten Lichte zu benutzen. Auch das gewöhnliche Licht wird zwar in der Kristallplatte in Schwingungen RR und SS zerlegt, man muß indes dennoch bereits linear polarisiertes Licht in sie einfallen lassen, weil das gewöhnliche Licht schnell hintereinander Schwingungen liefert, die parallel und alsbald senkrecht zu N_1N_1 verlaufen, so daß die Effekte sich aufheben und keine Interferenzerscheinungen beobachtet werden.

Ehe wir die Verhältnisse der Doppelbrechung weiterverfolgen, sei im Anschluß an die Erörterungen über Untersuchungsapparate, S. 79, auf nunmehr verständliche

17. Polarisationseinrichtungen am Mikroskop

hingewiesen. Man bedient sich des bereits S. 79 genannten Mikroskops, das für die Polarisationsuntersuchungen unter dem drehbaren Objektstisch mit einem am besten vom Kondensator unabhängig bewegbaren (also nicht fest mit ihm verbundenen) Polarisator versehen wird

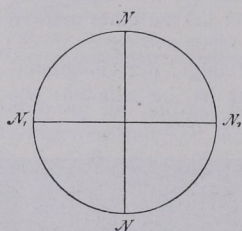


Fig. 409.
Fadenkreuz im Okular entsprechend den Nicol-schwingungsrichtungen.

und im Tubus oder auf dem Okular einen Analysator trägt. Es ist praktisch, zwei Analysatoren zu besitzen, einen zum Einschieben, einen zum Aufsetzen auf das Okular. Letzterer wird nur in gewissen Fällen gebraucht, für gewöhnlich ersterer. Der aufgesetzte Analysator verhindert das Auge, den aus dem Mikroskop austretenden Strahlenkegel ganz aufzunehmen.

Bei eingeschaltetem Analysator soll das Gesichtsfeld möglichst dunkel sein. Eine scharfe Kontrolle in der Hinsicht ist bei sehr starkem Licht zu machen, nachdem alle Linsen aus dem Instrument entfernt sind. (Mikroskop gegen die Sonne richten. Bei gekreuzten Nicols erscheint sie als matte Scheibe auf dunklem Grunde.) Man stellt die Nicolhauptschnitte NN und N_1N_1 von links nach rechts und von vorn nach hinten. Das Fadenkreuz im Okular geht mit seinen Kreuzesarmen den Nicolhauptschnitten parallel¹⁾ und projiziert gewissermaßen diese Hauptschnitte in das Gesichtsfeld des Mikroskops (Fig. 409).

¹⁾ Bezüglich der Kontrolle hierüber wird später (s. Anm. S. 139) berichtet.

Es ist sehr bequem, die erwähnten Erscheinungen der einfachen und doppelten Brechung mit einem solchen Mikroskop zu studieren. Die Drehungen des Präparats in seiner Ebene werden mit Hilfe des Objektisches ausgeführt, auf welchem die zu untersuchende Substanz auf einem Objektträger liegt bzw. auf den man einen Drehapparat (S. 89) stellt, wenn man die optischen Eigenschaften desselben Präparats nacheinander in verschiedenen Richtungen beobachten will.

Bemerkung. In neuerer Zeit hat man nach dem alten Vorschlage von Allan B. Dick Mikroskope konstruiert, bei denen an Stelle des Tisches die beiden Nicols gleichzeitig gedreht werden können. Die Vorteile hierbei sind: 1. Die Beobachtungen sind sehr einfach, weil nur ein Wechsel der Interferenzfarbe des Präparats erfolgt und es nicht zugleich seine Lage verändert. 2. Sperrige Apparate (wie über den Objektisch hinausragende Erhitzungsvorrichtungen) können im gewöhnlichen Mikroskop oft nicht ausgiebig genug gedreht werden; bei dem in Rede stehenden Mikroskop ist ihre Drehung nicht nötig.

Eine starre Verbindung ist der durch Zahnräder vorzuziehen, wenn auch dann die Drehung der Nicols nicht um volle 360° geschehen kann; Zahnräder bekommen leicht toten Gang, so daß die Genauigkeit der Bestimmung leidet.

Da das Einschieben des Analysators ein erneutes scharfes Einstellen des Bildes verlangt, hat man vorgeschlagen, ihn statt des Polarisators ständig im Mikroskop zu lassen und letzteren aus- und einzuschalten. Auch kann man durch eine besondere Linse über dem Analysator einen Ausgleich vornehmen und das Nachfokussieren vermeiden.

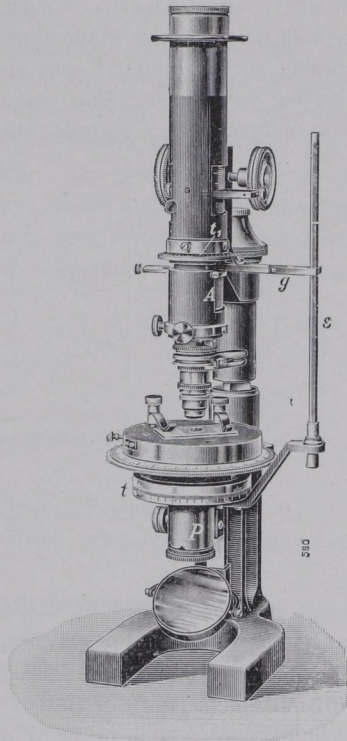


Fig. 410. Wrightsches Mikroskop mit gleichzeitig drehbaren Nicols P und A . Drehung durch Stange s ; t und t' Teilkreise für Nicol-drehung.

18. Lage der Schwingungsrichtungen (Auslöschungsrichtungen).

Eine doppelbrechende Platte erscheint dunkel (ausgelöscht), wenn ihre Schwingungsrichtungen RR und SS (Fig. 403 u. 404, S. 128) mit den Nicol-Hauptschnitten im Mikroskop, also mit den Armen des

Fadenkreuzes zusammenfallen. Dreht man somit eine solche Platte auf dem Objektische bis zur Dunkelstellung, so zeichnen die Arme des Fadenkreuzes unmittelbar die Lage der Schwingungsrichtungen in die Platte hinein. In Fig. 411 liegen die Schwingungsrichtungen der Platte schief zur Kante x . Man sagt, es herrscht in bezug auf x Schiefe der Auslöschung. Bei einer auch in Dunkelstellung befindlichen anderen Platte (Fig. 412) geht eine Schwingungsrichtung parallel zu der langen Kante y ; die zweite Schwingungsrichtung steht also auf y senkrecht. Man sagt dann, die Auslöschung erfolgt parallel und senkrecht zu y (gerade Auslöschung zu y).

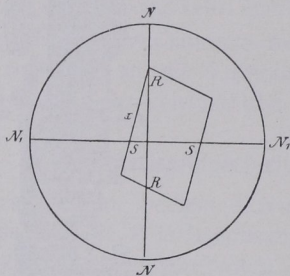


Fig. 411. Auslöschung schief gegen Kante x .

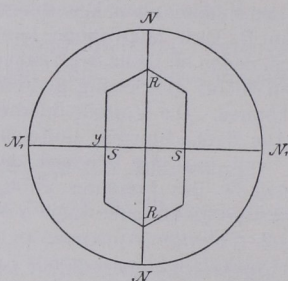


Fig. 412. Auslöschung parallel und senkrecht Kante y .

Die Schwingungsrichtungen (Auslöschungsrichtungen) bilden ein rechtwinkliges Kreuz, das Auslöschungskreuz.

19. Bestimmung der Auslöschungsrichtungen.

Man ermittelt die Auslöschungsschiefe durch Messung des Winkels, den eine charakteristische Richtung (Kante x , Fig. 411, oder ein Spalt-riß) mit einem Arm des Fadenkreuzes macht, wenn die Schwingungsrichtungen RR und SS der Platte mit den Nicol-Hauptschnitten NN und N_1N_1 zusammenfallen. Zu dem Zwecke stellt man Kante x parallel einem Faden und dreht bis zur völligen Dunkelheit der Platte. Beide Tischstellungen werden abgelesen; ihr Unterschied in Winkelgraden ist die Schiefe der Auslöschung. Natürlich gibt es zwei (sich zu 90° ergänzende) Schiefen: 1. Winkel von x mit RR und 2. Winkel von x mit SS .

Um gute Werte zu erhalten, empfiehlt es sich, durch allmählich immer kleinere Drehungen über die Auslöschungslage nach links und rechts hinaus die Stellung größter Dunkelheit genau aufzufinden; auch müssen die Messungen natürlich mehrmals wiederholt werden. Um Fehler zu vermeiden, die beim Nichtzusammenfallen des Fadenkreuzes

mit den Nicol-Hauptschnitten entstehen, mißt man auch nach Umkehrung des Präparats (obere Seite nach unten). Auf die Platte muß paralleles Licht fallen (Kondensor senken oder Strahlenkegel durch Blende einschnüren).

Verfeinerte Meßmethoden. 1. Grelle Beleuchtung, z. B. durch Bogenlicht.

2. Ist die Platte genau in Auslöschung, so wird sie mit dem übrigen Gesichtsfeld beim ganz geringen Drehen eines Nicols gleichmäßig hell; ist sie es nicht, so wird sie beim Drehen des Nicols heller oder dunkler als das sonstige Gesichtsfeld erscheinen.

3. Bertrandsche Doppelquarzplatte. Sie besteht aus vier in ein Okular gesezten zirkulärpolarisierenden, abwechselnd rechts und links drehenden Quarzplatten. Ihre Grenzen zueinander bilden ein Kreuz parallel den Nicol-Hauptschnitten. Der Analysator wird auf das Okular

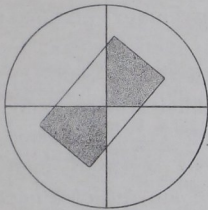


Fig. 413. Anwendung einer Bertrandschen Doppelquarzplatte.

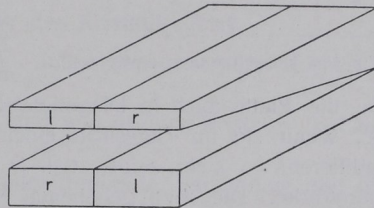


Fig. 414. Drehungsquarzplatte.

gesezt. Bei Tageslicht sind die vier Felder zwischen gekreuzten Nicols ohne Präparat gleichmäßig gefärbt, ebenso in der Auslöschungslage einer Platte. Ein Abweichen des Auslöschungskreuzes vom Quarzplattenkreuz verursacht kräftige Farbenunterschiede in den Quadranten, Fig. 413. Um die Auslöschungslage der Platte zu finden, stellt man sie auf Farbgleichheit der vier Felder ein.

4. Wrightsche Drehungsquarzplatte. Die links- und rechtsdrehenden Quarzplatten von Fig. 414 sind von rechts- und linksdrehenden Quarzkeilen überlagert. Wo Platte und Keil sich kompensieren, durchzieht zwischen gekreuzten Nicols ein schwarzes Band das Gesichtsfeld. An den Seiten des Bandes sind allmählich ansteigende Werte der Kombination zur Verfügung. Beim Durchziehen der Apparatur durch das Mikroskop kann man die am besten zur Platte passende Interferenzfarbe aussuchen. Man stellt auf Gleichheit der Hälften oder Wiederhellstellung des einheitlichen Kompensationsbandes ein.

5. Calderonsche Platte. Sie ist zwillingsmäßig aus zwei Kalkspatplatten zusammengesetzt, deren Auslöschungsrichtungen symmetrisch zu ihrer Grenzlinie liegen. Letztere fällt mit der Schwingungsrichtung eines der gekreuzten Nicols zusammen. Die beiden Gesichtshälften des mit Calderonscher Platte versehenen Okulars erscheinen ohne Präparat gleichmäßig grau, bei eingefügter doppelbrechender Platte erst dann wieder so, wenn die Auslöschungslage genau erreicht ist.

6. Auf ähnlichem Prinzip beruhen Apparate aus zwei entgegengesetzt drehenden Quarzkeilen (Maçé de Lépinay) sowie aus zwei nebeneinander verwendeten liegenden Quarzplatten, die mit darüber befindlichen, unter sich und zu den Quarzplatten verwendet liegenden Quarzkeilen verbunden sind (Wrightscher doppelter Quarzplattenkeil, Fig. 415). Er gestattet die Benutzung einer Reihe von Polarisationsfarben, von denen man die empfindlichste aussucht.

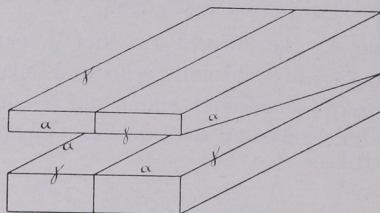


Fig. 415. Doppelter Quarzplattenkeil.

Verwendung monochromatischen Lichtes ist nötig, wenn die Auslöschungsrichtungen einer Platte für verschiedene Farben auseinanderfallen. Sollte für eine Farbe die Platte auch in Diagonalstellung dunkel sein (z. B. für Na-Licht, wenn sie im Tageslicht einen violetten Polarisationston mit Wegdifferenz $= \lambda$ Na zeigt, vgl. S. 129), so wechselt man die Präparatdicke. Die oben gegebenen Kontrollen auf Auslöschungslage sind z. T. auch im einfarbigen Lichte anwendbar.

20. Bestimmung der optischen Gruppe nach der Lage der Auslöschungskreuze.

Die Lage der Auslöschungskreuze auf den Flächen eines doppelbrechenden Kristalls ist ganz entsprechend der optischen Symmetrie,

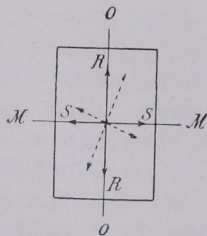


Fig. 416. Auslöschung auf $\{100\}$ eines rhombischen Kristalls.

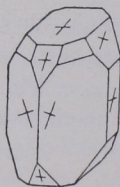


Fig. 417. Auslöschungslagen auf Flächen eines monoklinen Kristalls.

die der Fläche des betreffenden Systems zukommt. Handelt es sich (Fig. 416) z. B. um das erste Pinakoid eines rhombischen Kristalls,

auf welcher Fläche zwei optische Symmetrieebenen MM und OO senkrecht stehen, so kann das Auslöschungskreuz RR , SS nur in MM , OO fallen; läge es schräg, etwa wie die punktierten Linien angeben, so würde das nicht mit orthoimmetrischer Symmetrie übereinstimmen. Durch Vergleich der Lage der Auslöschungskreuze auf den verschiedenen Flächen eines Kristalls kann man mithin auf seine Symmetrieverhältnisse, also auf die optische Gruppe schließen, der er angehört. Fig. 417 würde z. B. das Vorhandensein nur einer Symmetrieebene nachweisen. Der Kristall erweist sich links wie rechts gebildet, ist also optisch monosymmetrisch, d. h. monoklin.

Die optische Symmetrie der Kristallsysteme, die hier in Betracht kommt, ist schon S. 106/108 erwähnt.

Ehe wir auf die Lage der Auslöschungskreuze bei den Kristallen der verschiedenen Systeme eingehen, sei noch eine andere Einteilung in optische Gruppen gegeben.

21. Gruppierung der Kristallsysteme.

I. Optisch isotrop sind außer den amorphen Körpern die isometrischen Kristalle.

II. Optisch anisotrop sind alle übrigen Kristalle. Bei ihnen gliedert man weiter:

1. optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale und hexagonale Kristalle;
2. optisch zweiachsige Kristalle: rhombische, monokline und trikline Kristalle.

Optisch einachsige Kristalle haben eine Richtung einfacher Brechung (optischer Isotropie), das ist die Richtung der Hauptachse, Achse c . Sie heißt optische Achse. In allen anderen Richtungen sind die optisch einachsigen Kristalle doppelbrechend.

Optisch zweiachsige Kristalle haben zwei optische Achsen. In allen anderen Richtungen sind sie doppelbrechend.

Bemerkung. Wie noch besonders hervorgehoben sein soll, handelt es sich bei optischen Achsen um Richtungen (die man also durch jeden Körperpunkt des Kristalls legen kann), nicht aber um eine Linie.

22. Verhalten der Kristalle der verschiedenen optischen Gruppen bezüglich Isotropie und Lage der Auslöschungsrichtungen zwischen gekreuzten Nicols.

I. Optisch isotrope Körper hellen das dunkle Gesichtsfeld nicht auf; sie sind dunkel bei voller Tischdrehung und in jeder Richtung des Kristalls.

II. Optisch anisotrope Kristalle.

1. Optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale, hexagonale Kristalle.

Denkt man sich aus einem solchen Kristall ein Rotationsellipsoid gedreht, dessen Drehachse parallel Achse c geht (Fig. 418), so kann man sich jede Fläche des Kristalls als Tangentialebene oder als kleinsten ebenen Flächenteil am Rotationsellipsoid vorstellen. Die Durchschnittslinie einer Ebene durch die Achse c und durch die Normale auf der Fläche gibt einen Arm des Auslöschungskreuzes an; der andere steht zu ihm senkrecht.

a) Platten senkrecht zur Achse c sind senkrecht zur optischen Achse. In Richtung der letzteren gibt es keine Doppelbrechung. Solche Schnitte hellen das dunkle Gesichtsfeld nicht auf; sie sind dunkel bei voller Tischdrehung. Isometrische Kristalle in beliebigen Schnitten und Schnitte tri-

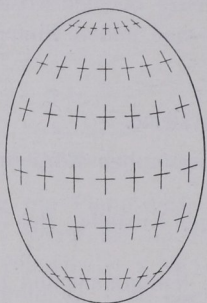


Fig. 418. Auslöschungslagen auf einem Rotationsellipsoid wirteliger Kristalle.

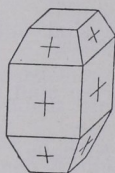


Fig. 419.

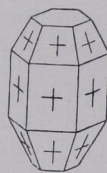


Fig. 420.

Auslöschungslagen auf den Flächen wirteliger Kristalle.

gonaler, tetragonaler und hexagonaler Kristalle senkrecht zur optischen Achse verhalten sich also gleich.

b) Platten parallel zur Achse c sind vertikale Tangentialebenen am Rotationsellipsoid (Fig. 418). Ein Auslöschungsarm fällt also auf ihnen in die Richtung parallel Achse c . Vgl. auch die senkrechten Flächen in Fig. 419/20.

c) Platten aus der Zone der Prismen zur Endfläche. Die Arme des Auslöschungskreuzes liegen parallel und senkrecht zur Projektion der Achse c auf die betreffende Fläche.

In Fig. 419/20 sind ein tetragonaler und ein hexagonaler Kristall wiedergegeben und die Lagen der Auslöschungsrichtungen eingetragen.

d) Bei beliebig schief gelegenen Platten findet man die Lage des Auslöschungskreuzes entsprechend der oben angegebenen allgemeinen Regel.

2. Optisch zweiachsige Kristalle.

a) Rhombische Kristalle.

Sie besitzen drei senkrecht aufeinanderstehende optische Symmetrieebenen, die mit den geometrischen Symmetrieebenen der höchst symmetrischen Klasse zusammenfallen. Diesen Symmetrieverhältnissen entsprechend liegen die Auslöschungskreuze. In Fig. 421 erkennt man Flächen, auf denen das zweite Pinakoid (eine der drei Symmetrieebenen) senkrecht steht. Die Auslöschungskreuze liegen auf diesen Flächen mit ihren Armen parallel und senkrecht zu dem Einschnitt des zweiten Pinakoids. Entsprechend sind die Auslöschungsrichtungen in Fig. 422 auf den Flächen senkrecht zum ersten Pinakoid und in Fig. 423 auf Flächen senkrecht zum dritten Pinakoid dargestellt.

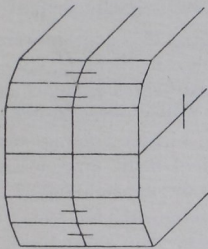


Fig. 421.

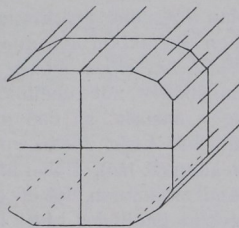


Fig. 422.

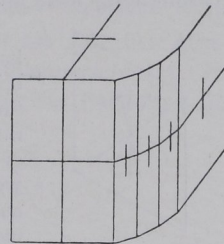


Fig. 423.

Auslöschungslagen auf Flächen rhombischer Kristalle.

Schema: Pinakoide bzw. pediale Flächen (Flächen zwei kristallographischen Achsen parallel): Auslöschung parallel und senkrecht zu den beiden kristallographischen Achsen im Pinakoid bzw. Pedion¹⁾.

Prismatische bzw. domatische Formen (Flächen einer kristallographischen Achse parallel): Auslöschung parallel und senkrecht zur Achse in der prismatischen (bzw. domatischen) Fläche.

Pyramiden: Schiefe Auslöschung.

b) Monokline Kristalle.

Sie besitzen nur eine optische Symmetrieebene parallel dem zweiten Pinakoid.

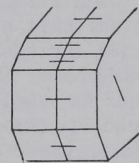


Fig. 424. Auslöschungslagen auf Flächen eines monoklinen Kristalls.

Alle Flächen senkrecht zu dieser Symmetrieebene müssen parallel und senkrecht zu dem Einschnitt der letzteren auslöschen. Fig. 424. Auf den anderen Flächen herrscht Schiefe der Auslöschung. Besonders sei auf die Schiefe der Auslöschung auf dem zweiten Pinakoid aufmerksam gemacht. Infolge der Optik »links wie rechts« müssen sich

¹⁾ Mit Hilfe einer rhombischen Pinakoidplatte (z. B. eines Spaltblättchens von Anhydrit, Coelestin oder Anthophyllit), die parallel und senkrecht zu

natürlich zusammengehörige Flächen, wie z. B. linke und rechte Flächen eines Prismas, entgegengesetzt symmetrisch verhalten (vgl. Fig. 417, S. 136).

c) Triklines System.

Der unsymmetrische Charakter des triklinen Systems zeigt sich auch in der schiefen Lage der Auslöschungskreuze auf den verschiedenen Flächen der triklinen Kristalle.

Anmerkung 1. Schnitte senkrecht zu einer optischen Achse bei optisch zweiachsigen Kristallen verhalten sich insofern eigenartig, als sie zwischen gekreuzten Nicols auch bei voller Tischdrehung nicht dunkel werden, sondern stets hell erscheinen.

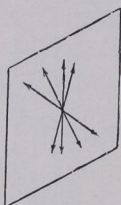


Fig. 425. Dispersion der Auslöschungsrichtungen.

Man faßt das als Erscheinung der sog. inneren konischen Refraktion auf, derzufolge in Richtung einer optischen Achse eines optisch zweiachsigen Kristalls ein Strahlenzylinder mit unendlich vielen Schwingungsrichtungen austritt, so daß diese Lichtbewegung wie gewöhnliches Licht durch ein Nicol nicht ausgelöscht werden kann (S. 156). Dabei hängt die Erscheinung aber auch damit zusammen, daß die gewöhnlichen Mikroskope nicht genau paralleles Licht liefern. Die stete Helligkeit solcher Schnitte ist ein wertvolles Kennzeichen optischer Zweiachsigkeit.

Anmerkung 2. Dispersion der Auslöschungsrichtungen.

Die Lage des Auslöschungskreuzes auf einer Fläche richtet sich, wie erwähnt, nach der optischen Symmetrie, die dieser Fläche in dem betreffenden System zukommt. Wo es nun diese Symmetrie erlaubt, kann eine Dispersion (ein Auseinanderfallen) der Auslöschungsrichtungen für die verschiedenen Farben statthaben.

Auf Pinakoiden und prismatischen Flächen des rhombischen Systems ist das nicht möglich, wohl auf Pyramidenflächen. Stellt z. B. Fig. 416, S. 136, ein rhombisches vorderes Pinakoid dar, auf dem mithin zwei Symmetrieebenen MM und OO senkrecht stehen, so muß das Auslöschungskreuz für alle Farben in RR , SS liegen; denn würde es z. B. für eine Farbe aus dieser Lage abweichen, vielleicht wie das gestrichelte Kreuz angibt, so würde das die rhombische Symmetrie stören.

Im monoklinen System kann auf den Flächen parallel Achse b keine Dispersion der Auslöschungsrichtungen vorkommen, wohl aber sonst, z. B. auf dem seitlichen Pinakoid, denn hier verträgt es sich mit der monoklinen optischen Symmetrie, daß z. B. eine Auslöschungsrichtung für Rot, Gelb, Blau so liegt, wie in obenstehender Fig. 425 angegeben ist.

den in ihr liegenden kristallographischen Achsen auslöschend, kann man sich vergewissern, ob die Fäden des Okulars parallel den Nicolhaupt-schnitten gehen. Eine scharfe Kontrolle ist gegeben, wenn man das Mikroskop (ohne Kondensator) direkt gegen Sonnenlicht hält und die Auslöschung bestimmt.

und mißt den Winkel zwischen ihm und der erwähnten Halbierungsebene. Er entspricht der Ergänzung der gesuchten Auslöschungsschiefe zu 90° , also der zweiten Auslöschungsschiefe. Beispielsweise ist in Fig. 427 die Schiefe der Auslöschung für einige Flächen der Zone $\{010\}$: $\{100\}$ bei Augit graphisch bestimmt.

Noch anschaulicher läßt sich die Lage des Auslöschungskreuzes auf einer Fläche eintragen, wenn man ihren Pol in der stereographischen Projektion durch entsprechende Drehung in den Projektionsmittelpunkt bringt; die Fläche liegt dann dem Grundkreis parallel (vgl. S. 22). Die optischen Achsen haben entsprechend ihre Lage geändert. Man konstruiert ganz wie oben die Auslöschungs-

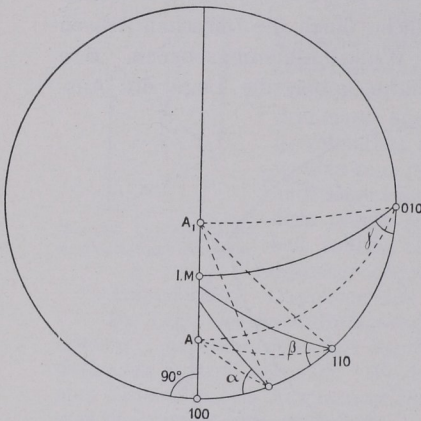


Fig. 427. Konstruktion der Auslöschungsrichtungen auf Flächen der c-Achsenzone von Augit.

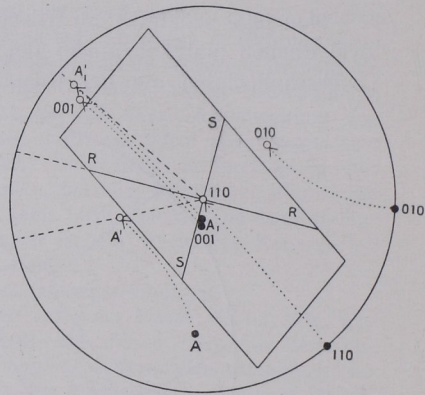


Fig. 428. Konstruktion der Auslöschungsrichtungen auf $\{110\}$ von Augit.

richtungen, indem man Ebenen durch den Mittelpunkt und die optischen Achsen A' und A'_1 legt und den Winkel halbiert. Die Einschnitte der Kreisebenen erscheinen jetzt als gerade Linien. Die Umgrenzung der Fläche wird wie üblich (S. 21) gezeichnet. In Fig. 428 ist in der Weise die Auslöschung auf $\{110\}$ eines Augits konstruiert. RR und SS bilden das Auslöschungskreuz.

24. Auslöschungskurven.

Die Dreh- bzw. Umhüllungsapparate (S. 89) bieten die Möglichkeit, die Lage des Auslöschungskreuzes z. B. in einer Zone fortlaufend zu verfolgen, indem man die Kristallplatte bzw. den ganzen Kristall entsprechend wendet und jeweils nach kleinen Veränderungen beobachtend die Auslöschungsrichtungen feststellt. Es lassen sich dann

Diagramme wie z. B. das der Fig. 429 aufstellen, in welchen die Abszisse den Drehwinkel und die Ordinate die Auslöschungsschiefe zur Zonenachse angibt¹⁾. Auch kann man mittels der Drehapparate Kurven gleicher Auslöschung in stereographischer Projektion entwickeln, d. h. die Richtungen im Kristall eintragen, welche bestimmte Auslöschungsschiefen (z. B. 5° , 10° usw.) etwa zu einer Kante aufweisen. Alle diese Kurven gehen durch die Projektion der optischen Achsen, die man auf die Weise auffinden kann. Besonderes Interesse hat natürlich die Feststellung von Zonen, in welchen keine Auslöschungsschiefe zur Drehachse statthat, und die kristallographische Orientierung dieser Zonen.

In der Hinsicht sind folgende Umstände wichtig.

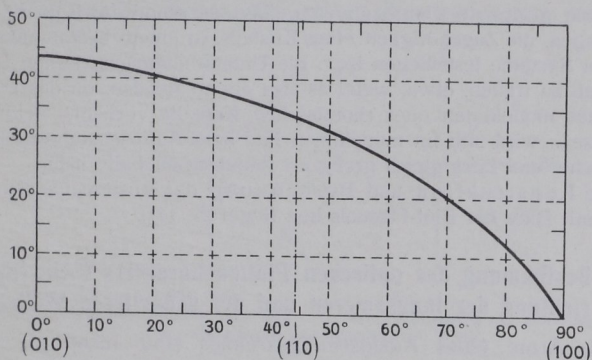


Fig. 429. Auslöschungskurve.

1. Isotrope Körper.

Stete Dunkelheit in beliebigen Zonen; beim Drehen in der Ebene des Objektisches niemals Aufhellung.

2. Optisch einachsige Körper.

Auslöschungsschiefe zur Drehachse stets $= 0^\circ$, wenn diese parallel oder senkrecht zur Hauptachse verläuft. Im letzteren Fall stete Dunkelheit beim Tischdrehen, wenn das Licht den Kristall in Richtung der optischen Achse durchläuft.

¹⁾ Die Lichtbewegung ist im Kristall infolge der Brechung anders gerichtet als außen. Man findet sie angenähert durch Anwendung des Brechungsgesetzes $\sin e / \sin i = n$, wo n den mittleren Brechungsindex bedeutet. Benutzt man als Umhüllungsmedium eine Flüssigkeit, deren Brechung mit der des Präparats übereinstimmt, so fällt die Reduktion fort. Man verwendet am besten monochromatisches Licht.

3. Optisch zweiachsige Kristalle.

a) Rhombische Kristalle. Auslöschungsschiefe zur Drehachse stets $= 0^\circ$, wenn letztere mit einer der drei kristallographischen Achsen (Durchschnittslinien der drei optischen Symmetrieebenen) zusammenfällt. In einem dieser drei Fälle machen sich die beiden optischen Achsen durch Aufhellung und (beim Tischdrehen) stete Helligkeit des Gesichtsfeldes geltend.

b) Monokline Kristalle. Auslöschungsschiefe zur Drehachse stets $= 0^\circ$, wenn letztere mit der Achse b (der Senkrechten auf der optischen Symmetrieebene) zusammenfällt.

c) Triklone Kristalle. Im allgemeinen stets Schiefe der Auslöschung in kristallographischen Zonen.

Durch geeignete Überlegungen gelingt es schon durch qualitative Beobachtungen, die Zugehörigkeit eines Kristalls zu einem bestimmten der fünf optischen Systeme festzulegen bzw. die Unterscheidung zwischen z. B. zwei möglichen zu treffen, etwa, wenn es sich darum handelt, ob das erste Pinakoid eines monoklinen oder rhombischen Kristalls vorliegt. Beim Drehen um Achse c wird sich im monoklinen Fall bald Auslöschungsschiefe zeigen (nach rechts und links gleich groß), im rhombischen Falle nicht.

Die Konstruktion und Berechnung der Auslöschungskurven geschieht mit Hilfe der Biot-Fresnelschen Regel (S. 141).

25. Bestimmung des optischen Plattencharakters (Schwingungsrichtung der langsameren und der schnelleren Welle).

Die Arme eines Auslöschungskreuzes sind nicht gleichwertig. Der eine entspricht der Schwingungsrichtung der geschwinderen, der andere der Schwingungsrichtung der langsameren der Lichtbewegungen, welche die Platte durchsetzen. Oft ist es zweckmäßig, diese Richtungen zu unterscheiden, da eine weitere Einteilung der Kristalle hiermit verknüpft ist.

Um festzustellen, ob RR (Fig. 430/31, S. 145) Schwingungsrichtung größerer oder kleinerer (mithin SS Richtung kleinerer bzw. größerer) Lichtgeschwindigkeit ist, verwendet man Präparate bekannter optischer Orientierung, die man mit der zu untersuchenden Platte optisch kombiniert.

a) Benützung des Gipsblättchens vom Rot 1. Ordnung, d. h. eines Gipsspaltblattes, welches gerade das Rot 1. Ordnung als Polarisationsfarbe zwischen gekreuzten Nicols aufweist. Es wird zwischen Glasplättchen eingelegt. Die Gipsplatte habe ihre Schwingungsrichtungen (Auslöschungskreuz) in kk , gg (Fig. 430/31), und es sei bereits bekannt, daß kk Schwingungsrichtung der Lichtbewegung mit kleinster, gg Schwingungsrichtung der Lichtbewegung

mit größter Geschwindigkeit in der Gipsplatte ist¹⁾. Wir legen den Gips in Diagonalstellung, in der er seine rote Polarisationsfarbe zeigt, und zwar so, daß kk wie in Fig. 430 und 431 von unten links nach oben rechts schräg im Gesichtsfelde verläuft (Regelstellung des Gipsblättchens). Am besten schiebt man das Gipsblättchen unmittelbar über dem Polarisator ein; bei den meisten Mikroskopen ist aber dafür ein Schlitze über dem Objektiv vorgesehen; seltener legt man es unter den aufgesetzten Analysator auf das Okular.

Die zu untersuchende Platte bringt man nunmehr durch Tischdrehen in die beiden Lagen Fig. 430 und 431, so daß einmal SS , das andere Mal RR mit kk zusammenfällt, und beobachtet in den beiden Lagen die Polarisationsfarbe, die das eine Mal hoch, das andere Mal niedriger ist. Wenn der höhere Polarisationsston erscheint, so

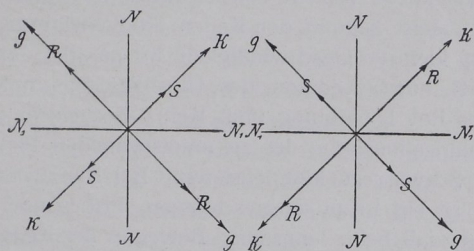


Fig. 430.

Fig. 431.

Anwendung des Gipsblättchens vom Rot 1. O. zur Bestimmung der Schwingungsrichtung der schnelleren und langsameren Welle.

liegt die Schwingungsrichtung der langsamen Lichtbewegung in der zu untersuchenden Platte parallel kk des Gipses, so daß man hieraus erschließen kann, ob RR oder SS der Platte Schwingungsrichtung der Lichtbewegung mit kleinster Geschwindigkeit ist.

Anmerkung. Die Benützung des Gipsblättchens vom Rot 1. Ordnung erscheint besonders in folgenden Fällen durchaus zuverlässig. a) Der Polarisationsston der zu untersuchenden Platte für sich ist ein Grau 1. Ordnung. Mit dem Gipsblättchen zusammengesaltet erscheinen in den beiden Lagen Blau bzw. Gelb. Blau ist der höhere Polarisationsston. b) Polarisationsston der Platte Rot 1. Ordnung. Kombinationsfarben: Rot und Schwarz. Schwarz

¹⁾ Gewöhnlich ist die Richtung kk vom Mechaniker mit einem Pfeil bezeichnet. Man tut natürlich gut, mit Hilfe eines bekannten Präparats [z. B. Quarz nach $(10\bar{1}0)$, $c=k$] nachzuprüfen. Auch kann man folgenden Umstand benützen. Dreht man ein Gipsblättchen vom Rot 1. Ordnung um die eine und die andere Auslöschungsrichtung derart, daß die Drehachse 45° mit den Nicolhauptschnitten bildet, so geht die rote Polarisationsfarbe einmal in Blau, das andere Mal in Gelb über. Im Falle sie sich in Blau verändert, dreht man um kk .

(niedriger Polarisationsston) läßt keinen Zweifel bezüglich der Ordnung zu und ist deshalb besonders kennzeichnend. Eine von diesen einfach zu benutzenden Polarisationsfarben (Grau bzw. Rot 1. Ordnung) kann man oft bei starker Vergrößerung an einzelnen Stellen, z. B. am auseinanderfallenden Rande oder an Löchern des Präparats, erkennen, auch wenn der übrige Plattenteil höhere Töne aufweist, deren Benutzung gelegentlich täuscht.

b) Benutzung eines doppelbrechenden Keils.

Bei jeder ebenen einheitlichen Platte, so also auch beim Gips vom Rot 1. Ordnung, hat man zur Kombination mit dem des zu untersuchenden Körpers nur eine Polarisationsfarbe zur Verfügung. Ausgiebiger sind natürlich doppelbrechende Keile (Quarzkeil, Gipskeil). Sie stellen ganze Reihen von Polarisationsfarben bis zu höheren Ordnungen hinauf dar. Insbesondere bei der Untersuchung stark doppelbrechender Substanzen ist ein solcher Hilfsteil des Mikroskops nicht zu entbehren. Meist liegt in den Keilen die Schwingungsrichtung der Lichtbewegung kleinster Geschwindigkeit kk parallel der Keilschneide (Kontrolle z. B. durch Addition des Gipsblättchens unter Benutzung des Grau oder Rot 1. Ordnung vom Keil). Recht sehr zu empfehlen ist es, die Polarisationsfarbe der zu untersuchenden Platte durch den Keil bis zum Schwarz zu kompensieren. Bei Benutzung dieser Subtraktionsfarbe ist ein Irrtum ausgeschlossen, insbesondere wenn man sich überzeugt, daß beim langsamen Bewegen des Keils nach beiden Seiten von der Kompensationslage (Doppelbrechung = 0) die Interferenzfarben symmetrisch steigen.

Anmerkung. Der Fedorowsche Glimmerkeil bietet zufolge treppentartig übereinandergelegter Glimmerblättchen eine um je $\frac{1}{4}\lambda$ wechselnde Folge von Polarisationsfarben dar.

c) Benutzung der Wrightschen Quarz-Gipskombination.

Es handelt sich um einen Quarzkeil 1.—3. Ordnung, über den ein Gipsblättchen oder eine Quarzplatte vom Grün 2. Ordnung (oder einer anderen Farbe niederer Ordnung) derart gekittet ist, daß der Gips den Quarz an der Stelle gleicher Wegdifferenz kompensiert. Hier lagert also ein dunkler Streifen. Nach rechts und links steigen die Polarisationsfarben allmählich vom Dunkel an. (Beim gewöhnlichen Quarzkeil fehlt das Schwarz, weil man ihn nicht dünn genug zu schleifen vermag.) Am Ende des Apparats hat man noch ein Gipsblättchen vom Rot 1. Ordnung für sich angebracht. Zudem gestattet eine Lücke freie Durchsicht.

Bemerkung. Außer dem Tisch mit der zu untersuchenden Platte läßt sich bei neueren Mikroskopen die Kompensationsvorrichtung drehen.

Zur Erklärung obiger Verhältnisse sei darauf hingewiesen, daß bei gleichartiger Überlagerung zweier doppelbrechender Platten (Schwingungsrichtung schneller und langsamer Lichtbewegung in den Platten parallel)

sich die Vergrößerung des in der ersten Platte entstehenden Gangunterschiedes durch die zweite Platte in einem hohen Polarisationsston kennzeichnet gegenüber dem entgegengesetzten Fall (Schwingungsrichtung schneller Lichtbewegung der einen Platte parallel der Schwingungsrichtung langsamer Lichtbewegung der anderen), bei dem der verringerte Gangunterschied sich in einem niedrigeren Polarisationsston geltend macht.

Anmerkung. Dispersion der Doppelbrechung kann die Kompensation mehr oder weniger verwischen.

26. Nachweis sehr schwacher Doppelbrechung.

Für gewöhnlich erkennt man die Doppelbrechung an der Aufhellung bzw. an den Farben, welche ein Kristall im dunklen Gesichtsfelde der gekreuzten Nicols hervorruft. Bei sehr schwacher Doppelbrechung ist diese Aufhellung gering, und sie entgeht dann wohl dem Auge. Grelle Beleuchtung des Präparats, event. durch Bogenlicht, hilft in solchem Falle. Noch besser ist die Benutzung von doppelbrechenden Platten, deren Polarisationsfarbe durch die schwache Doppelbrechung einer mit ihnen kombinierten Substanz stark verändert wird. Geeignet in der Hinsicht ist das Gipsblättchen vom Rot 1. Ordnung. Seine rote Polarisationsfarbe wird in Blau oder Gelb umgeändert, wenn die auch nur sehr schwache Doppelbrechung eines anderen Körpers sich mit der des Gipses vereinigt. Hat man es also mit Fällen zweifelhafter Doppelbrechung zu tun, so schiebt man das Gipsblättchen über dem Objektiv oder bei aufgesetztem Analysator unter letzteren in den Gang der Strahlen so ein, daß es dem Gesichtsfelde die rote Polarisationsfarbe gibt, und untersucht das Präparat auf dem Objektisch unter Drehen auf etwaige Änderung dieser Polarisationsfarbe. Auch kann man zum nämlichen Zwecke das Calderonsche oder Bertrandsche Okular benutzen (S. 135/36).

Objektträger sind zuweilen schwach doppelbrechend durch Spannungen infolge zu schneller Abkühlung des Glases; sie sind zu verwerfen. Hingegen ist das schwarze Kreuz starker Objektive zwischen + Nicols keine Spannungserscheinung, sondern Folge der Polarisation durch Brechung und nicht zu vermeiden.

27. Optischer Charakter der Kristalle (optisch positive und optisch negative Kristalle).

1. Optisch einachsige Kristalle (trigonale, tetragonale und hexagonale Kristalle).

Bei allen optisch einachsigen Kristallen verlaufen die Schwingungs-

richtungen der außerordentlichen Lichtbewegung im Hauptschnitt, die der ordentlichen jeweils senkrecht dazu (Fig. 432).

Man nennt optisch einachsige Kristalle optisch positiv, wenn die Richtung der Achse c Schwingungsrichtung der Lichtbewegung kleinster Geschwindigkeit ist; $c = k = \gamma$; optisch negativ, wenn die Richtung der Achse c Schwingungsrichtung der Lichtbewegung größter Geschwindigkeit ist; $c = g = \alpha$ ¹⁾.

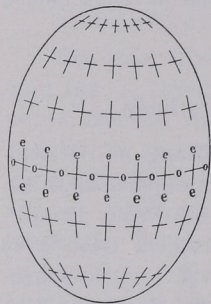


Fig. 432. Schwingungsrichtungen von o und e auf dem Rotationsellipsoid eines optisch einachsigen Kristalls.

Durch Beobachtungen auf Flächen parallel oder auch schräg zur Achse c kann man mit Hilfe einer Kompensationsplatte oder eines Keils diese Unterscheidung leicht treffen. Fig. 433 möge z. B. eine Platte parallel zur Achse c und die Lage des Auslöschungskreuzes darstellen. Würde sich RR als Richtung kk ergeben, so wäre der Kristall positiv, würde RR als Richtung gg erkannt, so wäre der Kristall negativ doppelbrechend.

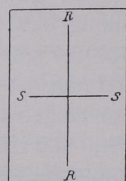


Fig. 433. Auslöschungskreuz.

2. Optisch zweiachsige Kristalle.

Es seien AA (Fig. 434) die Richtungen der beiden optischen Achsen. Man nennt die durch sie gelegte Fläche die »Ebene der optischen Achsen«, die Senkrechte auf dieser Ebene die »optische

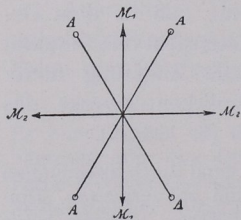


Fig. 434. Schema der Lage von optischen Achsen und Mittellinien.

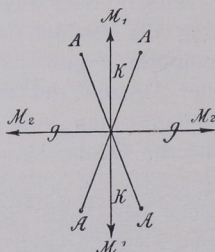


Fig. 435. Positive Doppelbrechung.

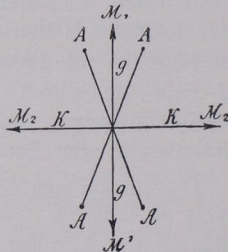


Fig. 436. Negative Doppelbrechung.

Normale«, die Halbierungslinie $M_1 M_1$ des spitzen Winkels der optischen Achsen die »erste Mittellinie« (oder 1. Bisektrix), die Halbierungslinie

¹⁾ Die Schwingungsrichtung der Lichtbewegung kleinster Geschwindigkeit k liefert den größten Brechungsindex γ , die der Lichtbewegung größter Geschwindigkeit g den kleinsten Brechungsindex α . Für k ist auch der Buchstabe c , für g die Bezeichnung a gebräuchlich.

$M_1 M_2$ des stumpfen Winkels der optischen Achsen die »zweite Mittellinie« (oder 2. Bisektrix). Erste und zweite Mittellinie stehen natürlich aufeinander senkrecht.

Stets sind die Mittellinien die Schwingungsrichtungen von Lichtbewegungen mit absolut kleinster und absolut größter Geschwindigkeit im Kristall. Die Senkrechte auf der Ebene der optischen Achsen, die sog. optische Normale, ist die Schwingungsrichtung einer Lichtbewegung mit mittlerer Geschwindigkeit.

Man nennt einen optisch zweiachsigen Kristall

optisch positiv, wenn die Schwingungsrichtung der langsamsten Lichtbewegung, also $kk = \gamma$, mit der ersten Mittellinie zusammenfällt (Fig. 435), und

optisch negativ, wenn die Schwingungsrichtung der schnellsten Lichtbewegung, also $gg = \alpha$, mit der ersten Mittellinie dieselbe Richtung hat (Fig. 436).

Auf einer Platte parallel zur Ebene der optischen Achsen (Fig. 434/36) stimmen die Schwingungsrichtungen (Auslöschungsrichtungen) stets mit der Richtung der Mittellinien überein, und man kann also mit Hilfe einer kompensierenden Vorrichtung (S. 144) erkennen, wie die Mittellinien verlaufen. Auf beliebigen Flächen hat man es natürlich nicht mit γ und α , sondern mit anderen Werten γ' und α' zu tun. Welche Auslöschungsrichtung γ' bzw. α' ist, ermittelt man durch die Additions- und Subtraktionsmethode S. 144. Die Biot-Fresnelsche Regel sagt gleichfalls über die Lage von γ' und α' aus. In Fig. 426, S. 141 ist der Winkel zwischen A und $A_1 < 90^\circ$; dann gilt: $PR = \gamma'$, falls $1. M = \gamma$, hingegen $= \alpha'$, wenn $1. M = \alpha$. Entsprechendes hat statt für optisch einachsige Kristalle.

Das Verständnis für diese Gruppierung und für das Verhalten der Glieder der einzelnen Gruppen wird sehr wesentlich gefördert durch die Kenntnis der sog. Strahlengeschwindigkeitsflächen und der Indikatrixflächen.

28. Strahlengeschwindigkeitsflächen und Indikatrixflächen.

Man denke sich eine monochromatische Lichtquelle in einer durchsichtigen Substanz und die Ausbreitung des Lichtes in Strahlen durch Linien nach allen Richtungen gekennzeichnet. Ein Punkt auf jeder Linie gebe an, wie weit der Lichtstrahl in der Zeiteinheit gelangt ist. Die Gesamtheit dieser Punkte bildet die

Strahlengeschwindigkeitsfläche.

1. Einfach brechende (optisch isotrope) Körper.

Die Geschwindigkeit des Lichtes ist bei ihnen nach allen Richtungen gleich; ihre Strahlengeschwindigkeitsfläche ist also eine Kugel.

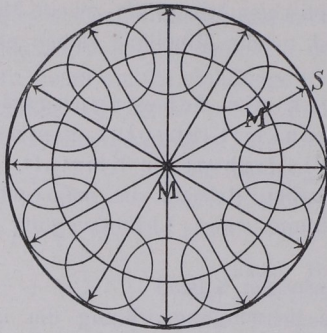


Fig. 437. Konstruktion der Ausbreitung des Lichtes nach dem Prinzip von Huygens. Isotroper Körper.

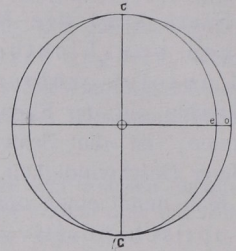


Fig. 438. Strahlengeschwindigkeitsfläche. Optisch einachsig positiver Kristall.

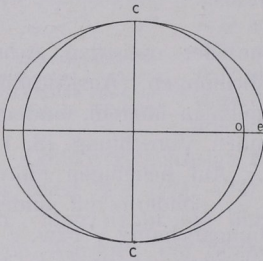


Fig. 439. Strahlengeschwindigkeitsfläche. Optisch einachsig negativer Kristall.

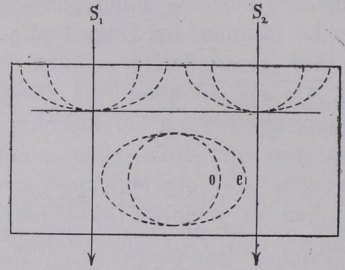


Fig. 440. Konstruktion der Lichtbewegung in Kalkspat. Lichtstrahlen parallel zur optischen Achse einfallend.

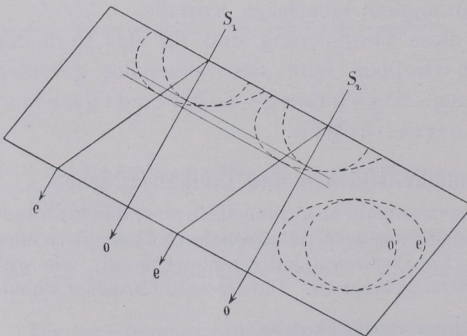


Fig. 441. Konstruktion der Lichtbewegung in Kalkspat. Lichtstrahlen schräg zur optischen Achse (senkrecht auf $\{10\bar{1}1\}$) einfallend.

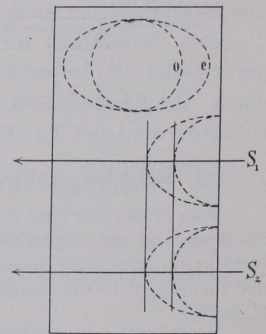


Fig. 442. Konstruktion der Lichtbewegung in Kalkspat. Lichtstrahlen senkrecht zur optischen Achse einfallend.

Nach dem Huygensschen Prinzip findet man den Weg der Lichtstrahlen, indem man die Punkte der Strahlengeschwindigkeitsfläche zum Ausgang neuer Lichtbewegungen nimmt, d. h. um sie wiederum Strahlengeschwindigkeitsflächen konstruiert, sodann die gemeinsame Tangentialebene zieht und die Tangentialpunkte mit dem Ausgangspunkte verbindet. Vgl. Fig. 437. Sie stellt die Ausbreitung des Lichtes in einem isotropen Medium dar.

2. Doppelbrechende (optisch anisotrope) Körper.

Weil sich bei doppelbrechenden Körpern in derselben Richtung im allgemeinen zwei Lichtbewegungen von verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen, so ist ihre Strahlengeschwindigkeitsfläche doppelschalig.

a) Optisch einachsige Körper.

Die Strahlengeschwindigkeitsfläche besteht aus einer Kugel und einem Rotationsellipsoid, die sich im Durchstichpunkt der Vertikalachse berühren. Es gibt also bei Körpern dieser Gruppe eine (ordentliche) Lichtbewegung o mit nach allen Richtungen gleicher Geschwindigkeit und eine (außerordentliche) Lichtbewegung e , deren Geschwindigkeit mit der Richtung wechselt. In Richtung der Achse c stimmen die Geschwindigkeiten der ordentlichen und außerordentlichen Lichtbewegung überein (Achse der Isotropie).

Untergruppen: 1. optisch positive Körper: o geschwinder als e (Fig. 438), 2. optisch negative Körper: e geschwinder als o (Fig. 439).

Die Konstruktion der Lichtbewegung in Kalkspat zeigen die Figuren 440—442 für drei wichtige Fälle.

Fig. 440. Lichtstrahlen fallen parallel der Achse der Isotropie (senkrecht zur Endfläche) ein: keine Brechung, keine Doppelbrechung.

Fig. 441. Lichtstrahlen fallen senkrecht zu einer Rhomboederfläche ein: keine Brechung für o , Brechung für e , deutliche Doppelbrechung.

Fig. 442. Lichtstrahlen fallen senkrecht zur Achse c ein: o - und e -Strahlen behalten beide ihre Richtung, Doppelbrechung also nicht sichtbar.

b) Optisch zweiachsige Körper.

Die Strahlengeschwindigkeitsflächen sind durch Fig. 443 und in einem besonders wichtigen Schnitt in Fig. 444, S. 152 gekennzeichnet. In dieser Schnittebene, in welcher sich ein Kreis und eine Ellipse durchschneiden, sind OA und OA' die Richtungen der optischen Achsen (auch Binormalen genannt), $St. A$ die Richtungen der Strahlenachsen oder «Biradialen».

Anmerkung. Natürlich entsprechen die Strahlengeschwindigkeitsflächen bezüglich ihrer allgemeinen Gestalt und ihrer Lage im Kristall den Anforderungen der optischen Symmetrie, wie sie S. 106/8 zusammengestellt sind.

Sehr anschaulich wird die optische Eigenart der doppelbrechenden Kristalle auch durch die Kennzeichnung der Schwingungsrichtungen, welche die Hauptbrechungsindizes liefern. Letztere sind die Halbachsen der sog.

Indikatrix.

1. Optisch einachsige Kristalle. Indikatrix ein Rotationsellipsoid mit Achse c als Drehachse. a) mit positiver Doppelbrechung: Schwingungen parallel Achse c (optische Achse) liefern den größten

Brechungsindex γ , solche senkrecht Achse c den kleinsten Brechungsindex α (Fig. 445); b) mit negativer Doppelbrechung $c = \alpha$, alle Richtungen senkrecht $c = \gamma$ (Fig. 446).

Bemerkung. Da die Hauptbrechungsquotienten den Geschwindigkeiten der Lichtbewegungen umgekehrt proportional sind, so ist bei positiven einachsigen Kristallen $n_o < n_e$, bei negativen $n_o > n_e$ (z. B. Quarz, positiv, für Gelb $n_o = 1,5442$, $n_e = 1,5533$; Kalkspat negativ $n_o = 1,6585$, $n_e = 1,4863$).

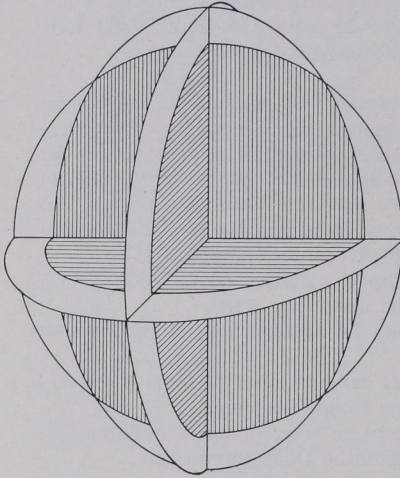


Fig. 443. Strahlengeschwindigkeitsfläche. Optisch zweiachsiger Kristall.

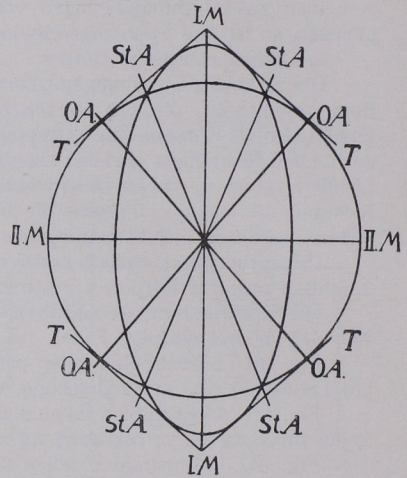


Fig. 444. Schnitt ac der Strahlengeschwindigkeitsfläche eines zweiachsigen Kristalls. OA = optische Achsen (Binormalen), StA = Biradialen.

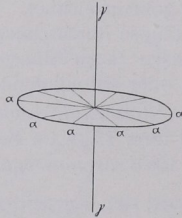


Fig. 445. Schema der Indikatrix eines optisch einachsigen positiven Kristalls.

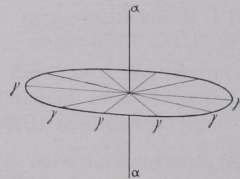


Fig. 446. Schema der Indikatrix eines optisch einachsigen negativen Kristalls.

2. Optisch zweiachsige Kristalle. Indikatrix ein dreiaxiges Ellipsoid. Die Figuren 447/49 stellen gewissermaßen rechtwinklige optische Achsenkreuze $\alpha\beta\gamma$ dar ($\alpha < \beta < \gamma$). Schwingungen parallel $\alpha\alpha$ liefern α , solche parallel $\beta\beta$ geben β und die parallel $\gamma\gamma$ geben γ . Vor allem wichtig ist die Ebene durch die Achsen α und γ .

In ihr muß es vier Werte β' geben, die gleich β sind. Diese Richtungen β' kennzeichnen mit der von β im Achsenkreuz zwei Kreisebenen, in denen also Durchmesserunterschiede nicht bestehen. Die Lotrichtungen AA auf den beiden Ebenen $\beta\beta'$ sind die optischen Achsen.

Liegt β' nahe an α (Fig. 448), so sind die optischen Achsen nahe an $\gamma\gamma$, d. h. $\gamma\gamma$ ist dann erste Mittellinie. Der Kristall ist optisch positiv. Liegt β' nahe an γ (Fig. 449), so herrscht negative Doppelbrechung.

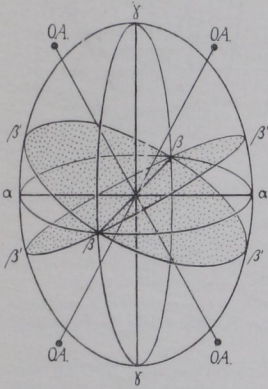


Fig. 447. Indikatrix eines optisch zweiachsigen Kristalls. Dreiachsiges Ellipsoid mit zwei Kreisschnittebenen, zu denen senkrecht je eine optische Achse OA (Binormale) verläuft.

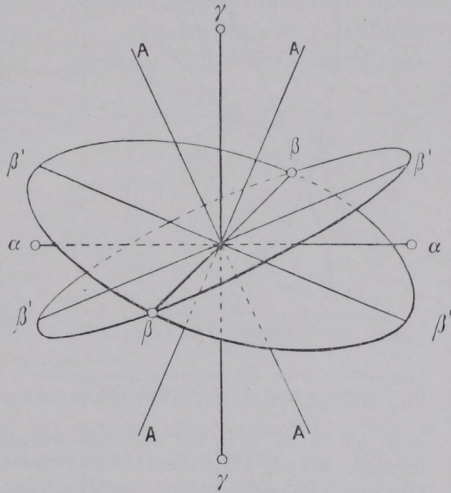


Fig. 448. Schema der Indikatrix eines optisch zweiachsigen positiven Kristalls.

Zu jeder Wellennormalen N gehören im allgemeinen Fall zwei Schwingungsrichtungen α' und γ' . Es sind die senkrecht aufeinanderstehenden Halbdurchmesser der Ellipse, welche eine zur Wellennormalen senkrechte und durch O gelegte Ebene mit der Indikatrix bildet (Fig. 450, S. 154).

Bemerkung. Wird $\beta' = \alpha$, erreicht also die Annäherung an β' an α ihr Maximum, so hat man den Fall optischer Einachsigkeit mit positiver Doppelbrechung (optische Achse in $\gamma\gamma$), wird $\beta' = \gamma$, so liegt optische Einachsigkeit negativer Art vor (optische Achse in $\alpha\alpha$). Bei rhombischen, monoklinen und triklinen Kristallen sind solche Verhältnisse der Gleichheit nur für eine Lichtsorte möglich, bei trigonalen, tetragonalen und hexagonalen Körpern trifft die Einachsigkeit für alle Farben zu.

Anhang. Wellenlängenflächen. Die Wellenlängen für eine Farbe sind bei isotropen Körpern nach allen Richtungen gleich, bei doppelbrechenden Kristallen nur für die ordentliche Lichtbewegung, bei der außerordentlichen wechselnd mit der Richtung. Dementsprechend lassen sich Wellenlängenflächen konstruieren. Sie stehen den Strahlengeschwindigkeitsflächen nahe;

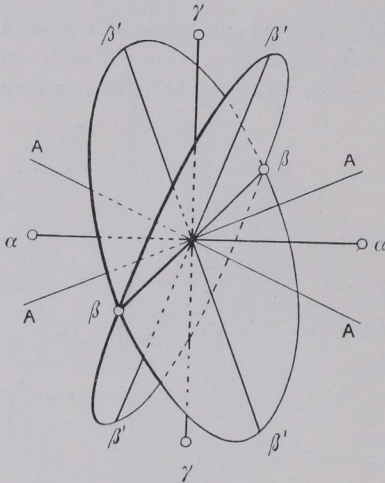


Fig. 449. Schema der Indikatrix eines optisch zweiachsig negativen Kristalls.

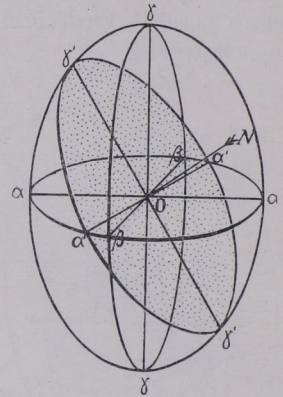


Fig. 450. Wellennormale N und zugehöriger Schnitt durch die Indikatrix.

doch haben sie z. B. bei der außerordentlichen Lichtbewegung optisch einachsiger Körper nicht die Gestalt eines Rotationsellipsoids, sondern eines Ovaloids. Die eigenartige Veränderlichkeit von λ in einer Hauptebene eines optisch zweiachsig Kristalls ist in Fig. 451 erläutert.

Das Fortschreiten einer Lichtbewegung im allgemeinen Fall eines

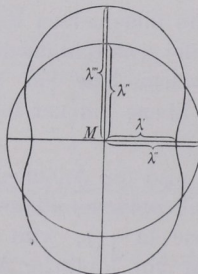


Fig. 451. Schnitt durch die Wellenlängenfläche eines optisch zweiachsig Kristalls.

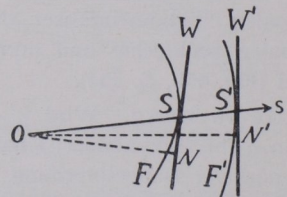


Fig. 452.

anisotropen Kristalls stellt Fig. 452 vor. Ist O der Ausgangspunkt einer Lichtbewegung einer bestimmten Schwingungszahl (Lichtfarbe)

so sei die langsamere Bewegung in einer Zeiteinheit bis zur Wellenfläche W , die schnellere bis W' gelangt. Die Strecke SS' stellt somit den Wegunterschied zweier in derselben Richtung verlaufenden Lichtstrahlen dar. Tangentialebenen W und W' in S und S' versinnbildlichen das Vorschreiten ebener Wellenflächen. Die Brechungs-

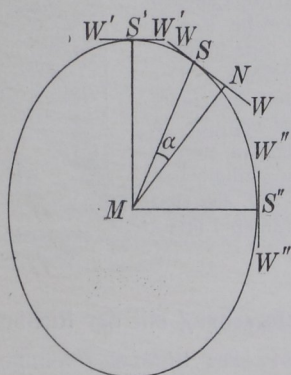


Fig. 453. Konstruktion der Normalenfläche aus der Strahlengeschwindigkeitsfläche eines optisch einachsigen Kristalls.

indizes n beziehen sich auf die Geschwindigkeiten in Richtung der Wellennormalen, und zwar ist n zur Normalengeschwindigkeit reziprok.

Aus der Fig. 453 erhellt ohne weiteres die Beziehung der Wellen-

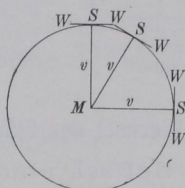


Fig. 454. Strahlengeschwindigkeits- und Normalenfläche eines isotropen Stoffes.

normalenfläche zur Strahlengeschwindigkeitsfläche, erstere ist die Fußpunktfläche letzterer. Die Fig. 453 gilt für einen optisch einachsigen Kristall. Man erkennt das Zusammenfallen von Strahl und Wellennormale in Richtung der optischen Achse und senkrecht dazu; bei isometrischen Kristallen ist das in jeder Richtung der Fall (Fig. 454).

29. Äußere und innere konische Refraktion.

Strahlen, die in Richtung einer Biradialen (S. 151) verlaufen, liefern die Erscheinung der äußeren, solche in Richtung der Binormalen (optischen Achsen) die der inneren konischen Refraktion.

1. Äußere konische Refraktion.

Die Raumfigur der Strahlengeschwindigkeitsfläche optisch zweiachsiger Kristalle hat um den Ausstich der Biradialen R je eine nabelförmige Vertiefung. Hier können also unendlich viele Tangentialebenen an die Strahlenfläche gelegt werden. Zu diesen Ebenen gehören entsprechend viele Normalen; sie bilden einen Kegel, dessen Grenznormalen N_1 und N_2 in Fig. 455 (S. 156) vermerkt sind. Zufolge ihrer verschiedenen Lichtgeschwindigkeiten stellen sich beim Austritt der Lichtbewegungen aus dem Kristall in den Außenraum abweichende Brechungen ein, so daß hier ein Lichtkegel der äußeren konischen Refraktion entsteht. Seine Öffnung beträgt bei Gips $18'$, bei Aragonit $1^\circ 42'$, beim α -Äthylpyruvat-Hydraxon $12^\circ 23'$.

2. Innere konische Refraktion.

An den Durchstichpunkten der Binormalen läßt sich an die Strahlengeschwindigkeitsfläche zufolge der hier einsetzenden nabelförmigen Einbuchtung jeweils eine Tangentialebene mit kreisförmiger Berührung legen.

Die Verbindung der Kreispunkte mit O ergibt den Kegel der inneren konischen Refraktion. Ihm gehören die Strahlen an, welche der in Binormalenrichtung fortschreitenden Welle entsprechen. Der Strahlenkegel wandelt sich beim Austritt der Lichtbewegung in einen Strahlenzylinder, dessen Achse auf der Tangentialebene senkrecht steht. In Fig. 456 sind zwei Begrenzungsstrahlen 1 und 2 gezeichnet.

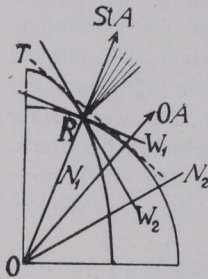


Fig. 455. Äußere konische Refraktion.

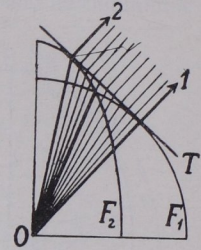


Fig. 456. Innere konische Refraktion.

30. Wechsel der Stärke der Doppelbrechung mit der Richtung.

1. Optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale, hexagonale Kristalle.

Die Strahlengeschwindigkeits- und die Indikatrixflächen (Fig. 438/39 u. 445/46) zeigen, daß ein optisch einachsiger Kristall in der Richtung der Achse c (optischen Achse) keine Doppelbrechung hat; die Differenz der Geschwindigkeiten von o und e ist hier $= 0$. Das Maximum der Doppelbrechung besitzen Strahlen, die senkrecht zur Achse c den Kristall durchdringen. Zwischen diesen beiden Extremen liegen die anderen Werte in allmählichem Übergang.

2. Optisch zweiachsige Kristalle: rhombische, monokline, trikline Kristalle.

In Richtung der optischen Achsen ist die Doppelbrechung $= 0$; ihr Maximum erreicht sie auf Flächen parallel zur Ebene der optischen Achsen, denn dann schwingen die beiden durch die Platte gewonnenen Lichtbewegungen parallel α und γ , sie haben also die absolut größte und absolut kleinste der im Kristall vorkommenden Geschwindigkeiten.

Allgemein und angenähert kann man die Doppelbrechung $\gamma' - \alpha'$ einer beliebigen Platte aus einer Substanz mit den extremen Werten γ und α ausdrücken als $\gamma' - \alpha' = (\gamma - \alpha) \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2$, wo φ_1 und φ_2 die Winkel zwischen der Flächennormale und den optischen Achsen sind. Entsprechend trifft die Formel für optisch einachsige Kristalle zu.

Da bei letzteren $n_o = \omega$ konstant ist, so kommt es zur Berechnung der Doppelbrechung in beliebiger Richtung (mit Winkel ν

zur Achse c) nur auf den Brechungsexponenten ε' in dieser Richtung an. Setzt man $n_e = \varepsilon$, so findet sich aus ω , ε und ν

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon \omega}{\sqrt{\omega^2 \sin^2 \nu + \varepsilon^2 \cos^2 \nu}}.$$

Vom Wechsel der Doppelbrechung überzeugt man sich beim Studium entsprechend orientierter Schiffe oder mit Hilfe eines Drehapparates, in welchem man Kristalle oder Platten nach verschiedener Richtung dreht. Statt die Platten zu drehen, kann man auch das Licht durch eine ruhende, in Polarisationsstellung befindliche Platte mehr oder minder schräg hindurchschicken. Zu dem Zwecke schlug Schneiderhöhn vor, mit eingeschobener Kondensorlinse über dem Polarisator zu arbeiten. Diese schickt einen Lichtkegel in das Präparat. Durch eine dem Okular aufgesetzte verschiebbare Blende mit Loch (Blendenschieber) kann man Strahlen gewünschter Neigung heraussondern und die Veränderung der Polarisationsstöne studieren. Bei schwacher Doppelbrechung fügt man zur Verstärkung ein Gipsblättchen vom Rot 1. Ordnung zu.

31. Messung der Doppelbrechung.

1. Messung der Doppelbrechung aus Plattendicke und Höhe des Polarisationsstones.

Der Gangunterschied der beiden Lichtbewegungen in einer doppelbrechenden Platte hängt, wie erwähnt, ab: 1. von der dem Material in Richtung der Plattennormale eigenen Differenz der Lichtgeschwindigkeiten, die man in den (letzteren reziproken) Werten der Brechungsexponenten ausdrücken kann, also von $\gamma' - \alpha'$, und 2. von der Plattendicke d . Je stärker die Doppelbrechung $\gamma' - \alpha'$ und je größer die Plattendicke d , um so größer ist der Gangunterschied Δ . Es ist also $\Delta = (\gamma' - \alpha') d$, wo $\Delta =$ Wegdifferenz in Millimetern¹⁾.

Einen Anhalt für diese Wegdifferenz hat man in der Polarisationsfarbe der Platte. Ist die Farbe in ihrer Höhe festgestellt, so kann man in einer Tabelle (s. S. 158) die zugehörige Größe Δ aufsuchen und aus ihr und dem d -Wert $(\gamma' - \alpha') = \Delta/d$ berechnen oder einem Diagramm entnehmen. Die Dispersion von $\gamma' - \alpha'$ ist dabei vernachlässigt.

Eine Platte sei 0,015 mm dick befunden und zeige als Polarisationsfarbe Rot 1. Ordnung. Dann ist $\Delta = 0,000551 = 0,015 (\gamma' - \alpha')$. Man findet $(\gamma' - \alpha') = 0,037$.

¹⁾ Aus $\Delta = (\gamma' - \alpha') d$ läßt sich bei bekannten Δ und $(\gamma' - \alpha')$ leicht die Dicke einer Platte als $d = \frac{\Delta}{\gamma' - \alpha'}$ berechnen, z. B. die Dicke eines Dünnschliffes. Weiter kann man nun aus dem jetzt bekannten d und aus der Höhe des Polarisationsstones eines unbekanntes Minerals im Schliff seine Doppelbrechung in bezug auf die vorliegende Schliffrichtung erschließen.

Anmerkung. Tabelle der Wegdifferenzen und zugehöriger Polarisationsfarben.

Wegdifferenz Δ in Millimetern für Licht mit $\lambda = 0,000551$ mm	Polarisationsfarbe bei gekreuzten Nicols	Polarisationsfarbe bei parallelen Nicols
0,000000	(Schwarz	Hellweiß
40	Eisengrau	Weiß
97	Lavendelgrau	Gelblichweiß
158	Graublau	Braunlichweiß
218	Grau	Braungelb
234	Grünlichweiß	Braun
259	Fast reinweiß	Hellrot
267	Gelblichweiß	Karminrot
275	Blaß strohgelb	Dunkelrotbraun
281	Strohgelb	Tiefviolett
306	Hellgelb	Indigo
332	Lebhaft gelb	Blau
430	Braungelb	Graublau
505	Rotorange	Bläulichgrün
536	Rot	Blaßgrün
551	Tiefrot	Gelblichgrün
565	Purpur	Helles Grün
575	Violett	Grünlichgelb
589	Indigo	Goldgelb
664	Himmelblau	Orange
728	Grünlichblau	Braunlichorange
747	Grün	Hell karminrot
826	Heller grün	Purpurrot
843	Gelblichgrün	Violettpurpur
866	Grünlichgelb	Violett
910	Reingelb	Indigo
948	Orange	Dunkelblau
998	Lebhaft orangerot	Grünlichblau
1101	Dunkelviolettrot	Grün
1128	Hellbläulichviolett	Gelblichgrün
1151	Indigo	Unreingelb
1258	Grünlichblau	Fleischfarben
1334	Meergrün	Braunrot
1376	Glänzendgrün	Violett
1426	Grünlichgelb	Graublau
1495	Fleischfarben	Meergrün
1534	Karminrot	Grün
1621	Mattpurpur	Mattmeergrün
1652	Violettgrau	Gelblichgrün
1682	Graublau	Grünlichgelb
1711	Mattmeergrün	Gelblichgrau
1744	Bläulichgrün	Lila
1811	Hellgrün	Karmin
1927	Hellgrünlichgrau	Graurot
2007	Weißlichgrau	Blaugrau
2048	Fleischrot	Grün

Eine bloße Abschätzung der Höhe der Polarisationsfarbe ist oft ungenau. Man kontrolliere dabei auf Grund der Überlegung, daß zu einer Interferenzfarbe zwischen gekreuzten Nicols eine bestimmte zwischen parallelen Nicols gehört (Tabelle S. 158). Gelegentlich kann man die Ordnung der Farbe am keilförmigen Rande von Präparaten abzählen. Sonst benützt man einen kompensierenden Keil (S. 146). Ist die Doppelbrechung durch ihn auf Null zurückgeführt, so entfernt man das Präparat und vermerkt die Polarisationsfarbe des Keils; er ist gleich dem der Platte; die zugehörige Wegdifferenz findet man in der Tabelle oder auch gleich auf dem Keil in einer Skala angegeben.

Genauere Werte als bei Benutzung von Tageslicht (wie oben vorausgesetzt) erhält man durch folgende Methoden, bei denen monochromatisches Licht verwandt wird.

2. Messung der Doppelbrechung mittels des Babinet'schen Kompensators.

Die Hauptteile des Kompensators, der als Okular gebaut ist, sind zwei Quarzkeile K und K' mit gleichem Winkel; sie werden durch umgekehrtes Übereinanderlegen zu einer Platte vereinigt. Obere und untere Fläche dieser Vereinigung sind parallel Achse c vom Quarz; doch liegt sie in den Keilen um 90° verwendet, also γ von K parallel α von K' und umgekehrt. Wo die Dicken der beiden übereinanderliegenden Keile gleich sind, tritt mithin Aufhebung der Doppelbrechung ein, was sich zwischen gekreuzten Nicols in der Diagonalstellung durch einen schwarzen Streifen kennzeichnet. Zu beiden Seiten hat man im Tageslicht farbige Interferenzstreifen, in monochromatischem Lichte weitere dunkle Streifen.

Eine doppelbrechende Platte, deren Auslöschungsrichtungen man mit den gekreuzten Achsen c des Kompensators parallel stellt, verändert natürlich die Lage des Kompensationsstreifens. Es bedarf einer Verschiebung des unteren beweglichen Keils, um die frühere Lage des Streifens wiederherzustellen, und zwar eine um so größere, je stärker die Doppelbrechung und die Dicke der zu untersuchenden Platte ist. Als Marke der Verschiebung dient ein Kreuz auf dem oberen Keil. An einer seitlichen Trommel kann man die Größe der Bewegung ablesen. Für genaue Bestimmungen ist paralleles Licht erforderlich; zu diesem Zwecke wird der Kondensor gesenkt oder entfernt.

Man eicht den Kompensator, indem man ohne Präparat im Natriumlicht die Verschiebung T (in Teilstrichen der Trommelteilung) mißt, die nötig ist, um den zweiten Streifen an die Stelle des ersten zu bringen. Diese Verschiebung entspricht einer Wegdifferenz λ_{Na} , also von $0,000\,589\text{ mm}^1$.

¹⁾ Es ist zweckmäßig, auch die Verschiebungen auszumessen, welche für den 3., 4., 5. und weitere Streifen nötig sind, um sie in die Lage des ersten zu bringen. Die Daten werden in Kurvenform verwertet.

Damit hat man einen Anhalt für die Messung der Doppelbrechung einer zu untersuchenden Platte, deren Dicke d bekannt ist, gewonnen. Erfordert letztere eine Verschiebung von T , um den ersten Streifen an seine Anfangslage zu bringen, so ist die dadurch von der Platte verursachte Wegdifferenz = $\frac{T'\lambda}{T}$. Die Doppelbrechung der Platte, gegeben durch $(\gamma' - \alpha')$ in $\Delta = d(\gamma' - \alpha')$ findet sich aus $\frac{T'\lambda}{T} = d(\gamma' - \alpha')$ zu $(\gamma' - \alpha') = \frac{T'\lambda}{Td}$

Wo sich der erste schwarze Streifen befindet, ermittelt man im Tageslicht. Ohne wesentlichen Fehler läßt sich die für Na-Licht gewonnene Konstante auch für Tageslicht übertragen. Zur größeren Genauigkeit kann man, statt die einfache Verschiebung des ersten Streifens zu messen, die doppelte Verschiebung in Betracht ziehen, indem man die zu untersuchende Platte in die zwei um 90° verschiedenen Diagonalstellungen bringt. Der Kompensationsstreifen wird dann in entgegengesetzter Richtung verschoben.

3. Der Kompensator von M. Berek besteht aus einer meßbar zu drehenden Kalkspatplatte; jede Stellung entspricht einer für die Kompensation zu verwendenden tabellarisch festgelegten Doppelbrechung. Ein

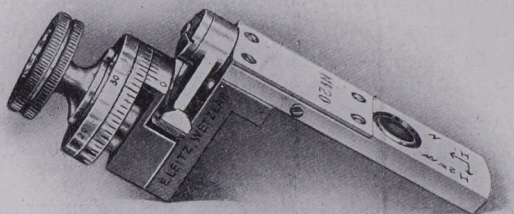


Fig. 457. Kompensator nach Berek.

besonderer Vorteil ist gegenüber dem Babinetschen Kompensator das hier vorgesehene Einschieben der Vorrichtung in den Schlitß über dem Objektiv.

4. Messung der Doppelbrechung mittels des Pulfrichschen Refraktometers.

Die S. 115 erwähnte Methode der Bestimmung der Brechungsquotienten mittels des Pulfrichschen Refraktometers liefert bei doppelbrechenden Kristallen selbst bei Anwendung nur einer Platte alle Brechungsexponenten, also $\omega = n_o$ und $\varepsilon = n_e$ bei optisch einachsigen und α , β und γ bei optisch zweiachsigen Kristallen.

Zur Ermittlung dieser Werte dreht man die der Halbkugel unter Benutzung einer stark brechenden Flüssigkeit aufgelegte Platte in ihrer Ebene vermittle der Rotationseinrichtung des Apparates und verfolgt dabei die zwei Totalreflexionsgrenzen. Man kann auf diese Weise Kurven aufstellen,

die Maxima und Minima erkennen lassen. Bei optisch einachsigen Kristallen beobachtet man im allgemeinen Fall zwei Grenzen, von denen die für ω konstanten Wert hat, die für ε zwei Extreme aufweist, von denen der im Verhältnis zu ω entfernteste Wert zu verwenden ist. Platten senkrecht Achse c liefern zwei Kreiskurven für ω und ε . Bei optisch zweiachsigen erhält man im allgemeinen zwei Kurven mit vier extremen Werten. Von ihnen sind der größte und kleinste Wert für α und γ zu verwenden, einer von den beiden mittleren für β . Welcher Wert für β zu entnehmen ist, ersieht man am einfachsten durch Benützung einer zweiten, anders orientierten Platte, die wieder α und γ und zwei mittlere Werte liefert, von denen einer mit einem mittleren der ersten Platte übereinstimmt; er ist für die Berechnung von β zu benutzen. Bei besonderen Lagen der Kristallplatte vereinfacht sich dies allgemein anwendbare Verfahren entsprechend.

5. Messung der Doppelbrechung mittels der Prismenmethode.

a) Optisch einachsige Kristalle.

Ein Prisma mit brechender Kante parallel Achse c liefert $\omega = n_o$ (Schwingung senkrecht c) und $\varepsilon = n_e$ (Schwingung parallel c), ein solches mit brechender Kante senkrecht Achse c und mit einem zur Achse c nach Art einer Pyramide symmetrisch gelegenen Flächenpaar liefert ebenfalls n_o und n_e .

b) Optisch zweiachsige Kristalle.

Man bedenke, daß die drei zu einer Farbe gehörenden Hauptschwingungsrichtungen α , β und γ senkrecht aufeinander stehen (Fig. 458). Im rhombischen

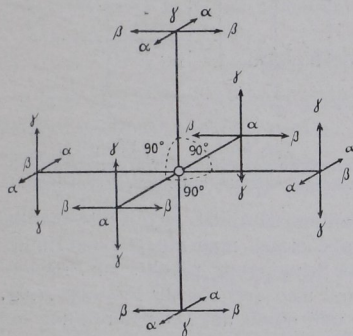


Fig. 458. Schwingungsrichtungen eines optisch zweiachsigen Kristalls.

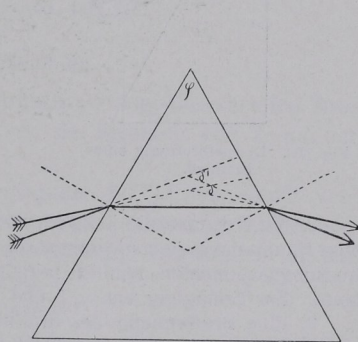


Fig. 459. Doppelbrechung eines Prismas.

System fallen sie für alle Lichtsorten mit den drei kristallographischen Achsen zusammen. Im monoklinen System liegt eine Hauptschwingungsrichtung in der Achse b ; die beiden anderen befinden sich im zweiten Pinakoid, auf dem man ihre Lage an den Auslöschungsrichtungen auf $\{010\}$ erkennt. Im triklinen System hat man keine allgemeine Beziehung der Lage von α , β und γ zum geometrischen Achsenkreuz. Man erkundet sie mit Hilfe von Umhüllungsapparaten als die Richtungen, zu denen sich beim Drehen des Kristalls keine Schiefe der Auslöschung zeigt.

Bei der Herstellung der Prismen legt man die brechende Kante des Prismas parallel einer der Richtungen α , β , γ und zudem meist das Flächenpaar des Prismas symmetrisch zu der auf der Prismenkante senkrechten Hauptschwingungsrichtung (Beispiel Fig. 459): die Prismenkante sei parallel γ , das Flächenpaar symmetrisch zur Achse α . Die durch das Prisma symmetrisch parallel β gegangenen Strahlen schwingen parallel α und γ (Betrachtung mit einem Nicol).

Ersichtlich erhält man mit zwei verschiedenen solcher Prismen vier Werte, also einen Brechungsexponenten doppelt.

Bemerkung. 1. Statt ein Prismenpaar symmetrisch zu einem Hauptschnitt (Schnitt durch zwei Hauptschwingungsrichtungen) zu benutzen, kann man auch eine Fläche des Prismas parallel diesem Hauptschnitt legen und das Licht auf ihn senkrecht einfallen lassen. Dann verlaufen die Licht-

bewegungen wie im ersten Fall. Die Formel $n = \frac{\sin \frac{\varphi + \delta}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}$ (vgl. S. 115) vereinfacht sich dann zu $n = \frac{(\sin \frac{\varphi + \delta}{2})}{\sin \frac{\varphi}{2}}$ (Fig. 460).

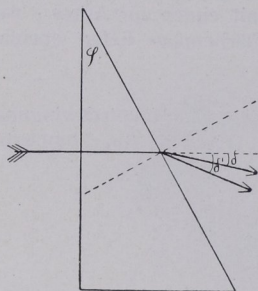


Fig. 460. Doppelbrechung eines Prismas.

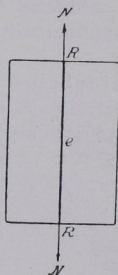


Fig. 461 a.

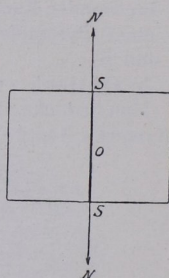


Fig. 461 b.

Schwingungsrichtungen von e und o eines einachsigen Kristalls auf einem Prismenschnitt.

2. Mit Prismen, die lediglich so orientiert sind, daß ihre Kante parallel einer Hauptschwingungsrichtungsaehse geht, erzielt man nur je einen Hauptbrechungsexponenten, nämlich mittels der Schwingung parallel zur Prismenkante. Zur Erlangung von α , β und γ sind also drei solcher Prismen nötig.

3. Eine Bestimmung der Brechung und damit der Doppelbrechung bei erhöhter oder erniedrigter Temperatur läßt sich bei Benutzung von Erhitzungs- und Kälteapparaten für das Goniometer machen. (Vgl. S. 117).

6. Messung der Doppelbrechung vermittels der Einbettungsmethode.

Wie S. 110–115 geschildert ist, kann man Brechungsquotienten fester Körper durch deren Einbettung in Flüssigkeiten mit Hilfe der Beckeschen Linie oder der Methode nach Schroeder van der Kolk bestimmen. Bei doppelbrechenden Platten hat man es natürlich bei den betreffenden Untersuchungen mit je zwei Quotienten zu tun. Ihre Differenz ergibt die Doppelbrechung.

Um die Bestimmung für die beiden aus einer doppelbrechenden Platte austretenden Schwingungen zu machen, muß man sie durch ein Nicol isolieren. Liegt z. B. eine Platte Kalkspat nach $(10\bar{1}0)$ vor (Fig. 461 a), so würde bei der Benützung lediglich des Polarisators die Schwingung parallel RR (parallel Achse c , also die außerordentliche Lichtbewegung) untersucht werden. Es würde eine Flüssigkeit mit $n = 1,487$ für Na-Licht passen, entsprechend dem Brechungsindex n_e beim Kalkspat. Bei der Stellung Fig. 461 b fände man $n = 1,657$, entsprechend n_o des Kalkspats. Die Differenz $n_o - n_e$ ergibt die Doppelbrechung der Platte.

Bemerkung. Als mittleren Wert der Brechung bei optisch zweiachsigen Kristallen bezeichnet man die Größe $\frac{\alpha + \beta + \gamma}{3}$, bei optisch einachsigen den Wert $\frac{\varepsilon + 2\omega}{3}$.

Anhang. Dispersion der Doppelbrechung (vgl. S. 130).

Die Differenz der Brechungsquotienten, also die Doppelbrechung, ist mit der Lichtsorte veränderlich, wenn auch meist unbedeutend; im allgemeinen nimmt sie mit abnehmender Wellenlänge zu. Beispiel: Kalkspat.

	n_o	n_e	$n_o - n_e$
D-Licht	1,6584	1,4865	0,1719
H-Licht	1,6832	1,4977	0,1855

Der Quotient $v = \frac{(n_o - n_e) D}{(n_o - n_e) H}$ ist hier $= \frac{0,1719}{0,1855}$, also fast gleich 1. Abnorm groß ist er z. B. bei Strontiumdithionat, fast 1,7.

32. Pleochroismus.

Wie die Lichtgeschwindigkeit wechselt bei doppelbrechenden Substanzen auch die Lichtabsorption: 1. mit der Richtung und 2. mit der Schwingungsebene des Lichtes.

Zuweilen lassen sich beim Durchgang des Lichtes durch verschiedene Flächen eines Kristalls solche Absorptionsunterschiede sehr deutlich wahrnehmen. So mögen z. B. beim Durchsehen in der

Richtung der drei Achsen a , b , c , also in drei senkrecht aufeinanderstehenden Richtungen eines rhombischen Körpers, die Farben Blaugrün, Gelb und Blau erscheinen (Fig. 462).

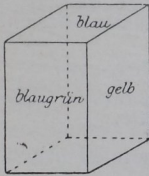


Fig. 462.

Da aus jeder doppelbrechenden Fläche zwei Licht-

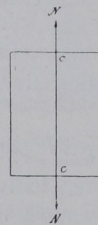


Fig. 463.

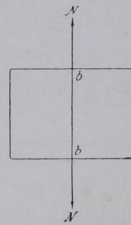


Fig. 464.

strahlen mit senkrecht aufeinanderstehenden Schwingungen kommen, so kann man die Flächenfarben noch weiter nach den beiden Schwingungen zerlegen und letztere gesondert untersuchen.

Legen wir z. B. eine rhombische farbige Platte parallel dem ersten Pinakoid auf den Objektisch des Mikroskops (Fig. 463, S. 163) und senden mittels des Polarisators Licht, das parallel NN schwingt, in die Platte, so geht es ganz als Schwingung parallel cc hindurch und erscheint vielleicht grün. Drehen wir die Platte um 90° (Fig. 464), so geht das vom Polarisator kommende und parallel NN schwingende Licht ganz parallel bb durch die Platte, die dann etwa blau aussieht. Ähnlich würde man auf dem zweiten und dritten Pinakoid verschiedene Farben bei wechselnder Schwingungsrichtung des Lichtes beobachten. Der Analysator ist bei solchen Bestimmungen auszuschalten.

Bei Angaben über Pleochroismus ist natürlich zu vermerken, welche Schwingungen (der kristallographischen Lage nach) es sind, die einem bestimmten Farbenton entsprechen, z. B. bei einem Pleochroismus in Braun und Gelb auf einer Prismenplatte eines hexagonalen Kristalls, ob die Schwingung parallel Achse c braun oder gelb erscheint.

Außer Unterschieden nach der Farbe (Pleochroismus) läßt sich oft verschiedene Absorption derselben Farbe je nach der Schwingungsrichtung beobachten. Man erkennt das im monochromatischen Lichte. Auch kommt solche nach der Schwingungsrichtung verschieden starke Durchlässigkeit bei farblosen Substanzen vor.

Anmerkung. 1. Optisch isotrope Körper (amorphe Substanzen und reguläre Kristalle) zeigen keinen Pleochroismus.

2. Optisch einachsige Kristalle können Pleochroismus aufweisen. Die extremen Farben bei der Durchsicht nach verschiedenen Richtungen zeigen sich parallel und senkrecht zur Achse c . Farbenverschiedenheiten nach den Schwingungsrichtungen des Lichtes auf einer Fläche findet man natürlich nicht auf Platten senkrecht c , da hier keine Doppelbrechung vorhanden ist.

3. Optisch zweiachsige Kristalle. Rhombische Kristalle besitzen in den Achsen a, b, c die Richtungen der Absorptionsextreme; monokline haben eine solche Richtung parallel der Achse b ; die beiden anderen liegen im zweiten Pinakoid; bei triklinen Kristallen besteht eine allgemeine Beziehung in der Hinsicht nicht.

33. Zwillingsbildungen im polarisierten Lichte.

Da die beiden Individuen eines Zwillinges nicht parallel liegen, heben sie sich in optischer Hinsicht, falls Doppelbrechung vorhanden ist, meist sehr deutlich voneinander ab, besonders durch die verschiedene Lage der Auslöschungsrichtungen. So kennzeichnet sich z. B. die Verwachsung von I und II (Fig. 465) sofort durch die Beobachtung im polarisierten Lichte. Wenn z. B. in einem Schnitt (Fig. 466)

Individuum I in Auslöschungslage gebracht ist, erscheint II noch hell, und umgekehrt. Steht der betreffende in Untersuchung befindliche Schnitt (bzw. die betreffende Fläche) senkrecht zur Zwillingschene, so ist die Auslöschung der beiden Individuen symmetrisch zur Zwillingsgrenze gelegen (Fig. 466), sonst unsymmetrisch. Fig. 467 stellt einen schiefen in Fig. 465 angedeuteten Schnitt dar.

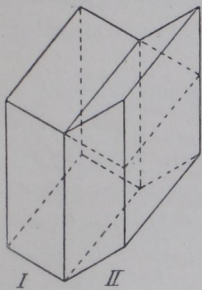


Fig. 465.

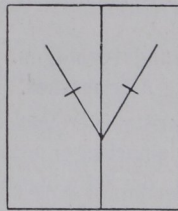


Fig. 466.

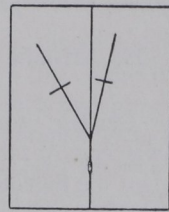


Fig. 467.

Zuweilen erkennt man sogenannte polysynthetische Zwillingsbildung; dann haben sich eine sehr große Zahl von Individuen zwillingsmäßig vereinigt (Beispiel Plagioklas). Bei der Untersuchung, welche Individuen parallel liegen, nützt wesentlich die Anwendung des Gipsblättchens vom Rot 1. Ordnung. Sind zwei Individuen parallel, so müssen nicht nur ihre Auslöschungsrichtungen zusammenfallen, sondern es müssen auch die Farbentöne, die durch Einschieben des Gipsblättchens entstehen, bei beiden Individuen während voller Tischdrehung übereinstimmen.

34. Sphärolithe im polarisierten Lichte.

Der Aufbau der Sphärolithe wird unter dem Mikroskop zwischen gekreuzten Nicols klargelegt. Besonders häufig kommt bei natürlichen und künstlichen Kristallisationen ein radialstrahliger Bau vor (Fig. 468). Liegt die Auslöschung der Nadelchen, welche den Sphärolith zusammensetzen, parallel zur Längsrichtung, so erscheinen alle die Nadeln dunkel, die von vorn nach hinten und die von links nach rechts liegen; es zeigt sich ein dunkles, beim Tischdrehen stehen-

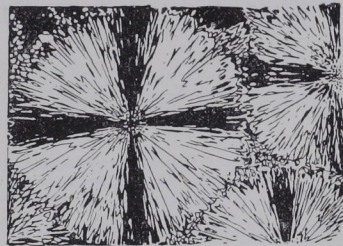


Fig. 468. Sphärolithe im parallelstrahligen linear polarisierten Lichte.

bleibendes Auslöschungskreuz mit hellen Quadranten. In letzteren kann man mit Hilfe z. B. eines Gipsblättchens vom Rot 1. Ordnung oder eines Quarzkeils den optischen Charakter in der Längsrichtung der Nadeln feststellen.

Ähnliche Erscheinungen erkennt man bei Glaskügelchen mit Spannungserscheinungen.

Andere Sphärolithe sind schalig aufgebaut, wieder andere feinkörnig. Letztere zeigen dann sogenannte Aggregatpolarisation.

35. Kristalle mit Drehungsvermögen. (Zirkularpolarisation.) Allgemeines.

Gewisse isometrisch kristallisierende Substanzen, z. B. NaClO_3 , sowie eine Anzahl optisch einachsiger und auch zweiachsiger Kristalle haben die Eigentümlichkeit, die Schwingungsebene des durch sie hindurchgehenden linear polarisierten Lichtes zu drehen. Die betreffenden isometrischen Körper haben diese Eigenschaft in allen Richtungen, die hierhergehörigen nicht isometrischen in Richtung der optischen Achsen.

Es handelt sich bei der Zirkularpolarisation um eine Art Doppelbrechung, nämlich um die Zerlegung eines linear polarisierten Lichtstrahls in zwei zirkularpolarisierte (einen rechts- und einen linkszirkularen, d. h. aus kreisförmigen Schwingungen bestehenden), die sich mit verschiedener Ge-

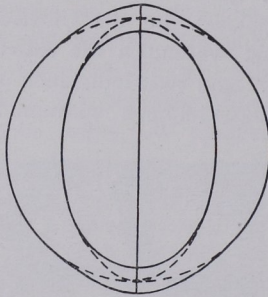


Fig. 469. Strahlengeschwindigkeitsflächen eines zirkular polarisierenden optisch einachsigen Kristalls.

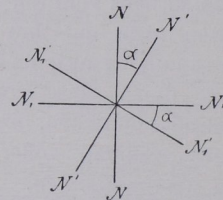


Fig. 470. Zirkularpolarisation. (Drehung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes.)

windigkeit fortpflanzen und beim Austritt wieder zu linear polarisiertem Licht zusammensetzen. Daher berühren sich z. B. bei hierhergehörigen geometrisch wirteligen Kristallen die Strahlengeschwindigkeitsflächen o und e nicht im Durchschnittspunkt der Achse c (Fig. 469, in welcher zum Vergleich auch die gewöhnliche Form der Strahlengeschwindigkeitsfläche punktiert eingezeichnet ist). Beim zirkularpolarisierten Quarz ist also in Richtung der optischen Achse nicht $n_o = n_e$. Der (sehr geringe) Unterschied ist aus den Zahlen $o = 1,5441884$ $e = 1,5442602$ ersichtlich.

Dringt linear polarisiertes, z. B. parallel NN (Fig. 470) schwingendes, gelbes Licht in eine zirkular polarisierende Platte etwa von Quarz

(trigonal), so findet man die Schwingungsebene des aus ihr heraustretenden Lichtes gedreht, so daß sie nicht mehr parallel NN , sondern z. B. parallel $N'N'$ geht. Sei der Drehwinkel bei einer 1 mm dicken Platte für Na-Licht = α , so dreht eine 2 mm dicke Platte derselben Substanz die Schwingungsebene um 2α usw. Für Quarz ist $\alpha_{Na} = 21,67^\circ$, für Zinnober α für Rot $619 \mu\mu = 365^\circ$.

36. Erkennung der Zirkularpolarisation.

Das an die Platte kommende monochromatische, linear polarisierte Licht eines Nicols schwinde parallel NN (Fig. 470). Wäre die Platte nicht vorhanden, so würde ein Nicol, dessen Schwingungsebene parallel N_1N_1 geht, dieses vom ersten Nicol kommende Licht vernichten: das Gesichtsfeld würde dunkel erscheinen. Bei zwischengeschobener zirkularpolarisierender Platte kommen nun Schwingungen parallel $N'N'$ an das zweite Nicol. Um sie zu vernichten, muß man natürlich N_1N_1 senkrecht zu diesen Schwingungen $N'N'$ stellen, mithin gleichfalls um den Winkel α , also bis zur Lage $N'_1N'_1$, drehen. Die zwischengeschobene Platte wird somit bei gekreuzten Nicols hell erscheinen und erst dunkel werden, wenn man das obere Nicol, den Analysator, um den entsprechenden Winkel α gedreht hat. Die Größe dieses Winkels liest man an einer Teilung ab, an der sich der Rand des zweiten Nicols bewegt.

Um deutliche Resultate zu erzielen, muß man dafür sorgen, daß das Licht senkrecht auf die Platte fällt. Das wird (bei Benutzung des Mikroskops) in die Wege geleitet, wenn man zur Beleuchtung den Planspiegel gebraucht und die Linse, die gewöhnlich über dem Polarisator sitzt, abschraubt. Man benützt ein schwaches Objektiv.

Für genaue Untersuchung der Zirkularpolarisation hat man besondere Apparate konstruiert (Katalog von Fueß, Steglitz, oder Schmidt & Haensch, Berlin).

37. Dispersion durch Zirkularpolarisation.

Der Drehwinkel α ist für die verschiedenen Lichtsorten sehr verschieden groß. Bei einer 1 mm dicken Quarzplatte bzw. Natriumchloratplatte hat α folgende Werte.

Linie . . .	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
Quarz . . .	15,30°	17,24°	21,67°	27,46°	32,50°	42,20°	50,98°
Natriumchlorat	2,27°	2,50°	3,13°	3,94°	4,67°	6,00°	7,17°

Aus dieser Verschiedenheit von α für die verschiedenen Lichtsorten folgt, daß man bei Benutzung von Tages- oder Lampenlicht nie völlige Dunkelheit der zirkularpolarisierenden Platten erzielen kann; denn vernichtet man z. B. die roten Strahlen durch entsprechende

Stellung des Analysators, so gehen doch andere Lichtsorten durch ihn hindurch. Die Platte wird farbig sein und ihre Farbe sich mit der Drehung des oberen Nicols ändern.

Stellt man im Falle der Fig. 471, in welcher die verschiedene Drehung der Schwingungsebene für eine Anzahl Lichtsorten eingezeichnet ist, die Schwingungsebene des Analysators parallel RR , so werden hauptsächlich die roten Strahlen ins Auge gelangen; dreht man den Analysator bis GG , so wird die Platte gelb erscheinen; dreht man ihn bis $GrGr$, so erblickt man sie grün usw.

Man kann den Drehwinkel α für verschiedene Farben berechnen aus $\alpha = A\lambda^2 + B\lambda^4$, wo die Konstanten A und B aus zwei Messungen abzuleiten sind.

38. Rechtsdrehung und Linksdrehung.

Die zirkularpolarisierenden Kristalle derselben Substanz zerfallen in zwei Abteilungen: a) rechtsdrehende, b) linksdrehende. Kristalle der einen Art drehen die Ebene des polarisierten Lichtes nach rechts herum, die der anderen Art nach links herum, im übrigen aber um

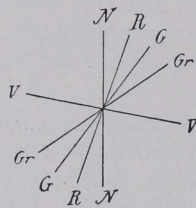


Fig. 471. Rechtsdrehung.

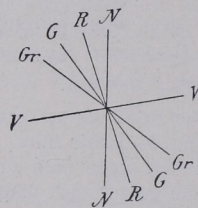


Fig. 472. Linksdrehung.

die gleiche Größe bei gleicher Plattendicke. So gibt es z. B. rechtsdrehende und linksdrehende Quarze. Fig. 471 und 472 stellen Rechts- und Linksdrehung dar. Man erkennt, daß die Schwingungsebene z. B. für Rot in Fig. 471 nach rechts, in Fig. 472 nach links gedreht ist.

Folgt man bei Benützung des Tages- oder Lampenlichtes den Farben im Sinne des Spektrums (d. h. in der Reihenfolge: Rot, Gelb, Grün, Blau), so muß man im Falle der Fig. 471 das obere Nicol von der Stellung RR aus (in der die Platte rot erscheint) nach rechts drehen, während bei Fig. 472 diese Drehung von RR aus nach links erfolgen muß, wenn man die Farben in derselben Reihe nacheinander erblicken will. Dies dient zur schnellen Unterscheidung der rechts- und linksdrehenden Modifikationen.

Untersuchungen im konvergenten polarisierten Lichte.

39. Wesen der Untersuchung im konvergenten polarisierten Lichte.

Bei den erwähnten optischen Untersuchungen wurde durch entsprechende Einrichtung des Mikroskops darauf Bedacht genommen, die optischen Eigenschaften der zu studierenden Objekte in der mit der Mikroskopachse zusammenfallenden Richtung LL (Fig. 473) zu kennzeichnen (Untersuchung im parallelen Lichte, orthoskopische Beobachtung). Es ist nun aber durch geringe Abänderung der optischen Anordnung möglich, mit einem Blick nicht nur die optischen Verhältnisse senkrecht zur Platte, sondern auch in sämtlichen anderen

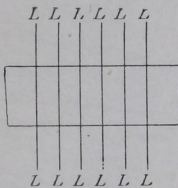


Fig. 473.
Orthoskopische Untersuchung.

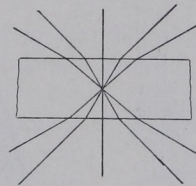


Fig. 474.
Konoskopische Untersuchung.

innerhalb eines Lichtkegels fallenden Richtungen zu beobachten (Untersuchung im konvergenten Lichte, konoskopische Beobachtung, Fig. 474).

Bemerkung. Jede Stelle eines konoskopischen Interferenzbildes entspricht also einer bestimmten Richtung im Kristall; sie wechselt im Bilde von Punkt zu Punkt. Die Bildmitte stellt die Verhältnisse in der Richtung senkrecht zur Platte dar: nach außen kommen immer schrägere Richtungen zur Geltung, und zwar im Verhältnis einer »orthographischen Projektion«. Diese kennzeichnet sich gegenüber der ihr im Prinzip ähnlichen stereographischen Projektion durch die Annahme eines in Richtung des Lotes auf der Projektionsebene unendlich fern gelegenen Augenpunktes.

40. Konoskopische Beobachtungsmethoden.

1. Das zum Konoskop umgewandelte Mikroskop.

Zur Umwandlung des Mikroskops in ein Konoskop benützt man Objektive von hoher Apertur. Entsprechend sind Kondensorensysteme großer Öffnung anzuwenden. Zwecks schnellen Wechsels hat man bei besseren Mikroskopen bequeme Einschaltvorrichtungen für die zur Verstärkung der Kondensorvorrichtung einzufügende Linse; sie muß einzuschalten sein, ohne das Präparat zu entfernen.

Man benützt meist ein starkes Objektiv, bei sehr stark doppelbrechenden Substanzen bzw. dicken Schliften indes schwächere

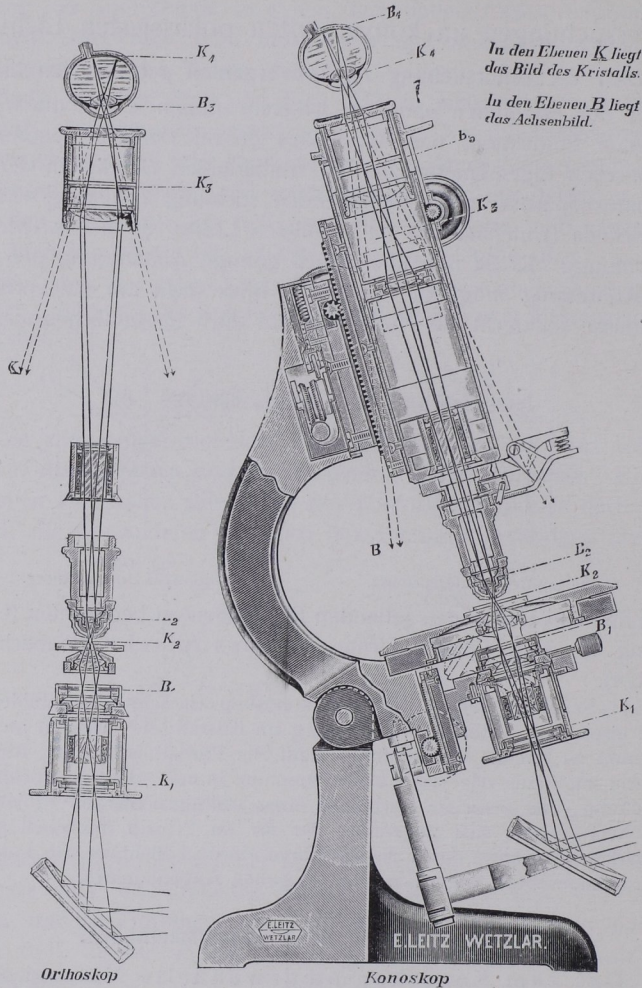


Fig. 475. Polarisationsmikroskop von E. Leitz, Wetzlar.
 Schema des Strahlenganges bei orthoskopischer und bei konoskopischer Beobachtung.

Es sind jeweils vier das Gesichtsfeld begrenzende Strahlen eingezeichnet.

Orthoskop. Die Apertur der in einer K -Ebene abbildenden Büschel wird durch die Blende in einer B -Ebene eingeschränkt. Das Objekt in K_2 wird durch das Objektiv und die Kollektivlinse des Okulars in der Fadenkreuzebene K_3 abgebildet, wo man es, mittels der Augenlinse des Okulars als Lupe, betrachtet.

Konoskop. Es ist (etwa in der Mitte der Tubuslänge) die Bertrand'sche Linse eingeschaltet. Das Bild des Objektes in K_2 entsteht vor der Kollektivlinse des Okulars in K_3 . Das Auge beobachtet, mittels der Augenlinse des Okulars als Lupe, die Fadenkreuzebene in B_3 . Den Punkten dieser Ebene entsprechen Parallelstrahlenbündel verschiedener Richtung in K_2 . Die Apertur der in den B -Ebenen abbildenden Büschel wird durch die Blende in einer K -Ebene eingeschränkt.

Systeme, und kann nun auf verschiedene Weise verfahren. Entweder beobachtet man die Erscheinungen vermittels einer auf das Okular gesetzten Lupe (Kleinsches Verfahren), oder man entfernt das Okular (Lasaulxsches Verfahren). Schließlich kann man auch das Okular im Tubus lassen und unter ihm eine zweite (Amici-Bertrandsche) Linse einfügen (Bertrandsches Verfahren). Die zwei Linsen bilden ein Hilfsmikroskop zur Betrachtung der hinteren Brennebene B_2 des Objektivs (Fig. 475). Mit dem gegenseitigen Verschieben von Okular und Bertrandlinse wechselt die Vergrößerung des Interferenzbildes. Durch eine Irisblende unter oder über der Bertrandschen Linse isoliert man bei nebeneinanderliegenden Objekten die Erscheinungen eines wenn auch kleinen, einzelnen Körpers durch Abblenden der übrigen.

Bei den dem Chemiker bzw. Anfänger in der Mineralogie meist zur Verfügung stehenden einfacheren Mikroskopen empfiehlt sich die Lasaulxsche Methode wohl am meisten (Kondensor über dem Polarisator, starkes Objektiv, Entfernung des Okulars). Die Interferenzbilder sind dann zwar klein, aber recht scharf. Die eventuelle optische Isolierung geschieht bei diesem Verfahren nach Wright durch einen Blendendoppelschieber mit Schütz, den man an die Stelle des Okulars bringt und mittels Lupe auf die zu untersuchende Probe einstellt. Danach wird die Lupe weggeklappt und das Interferenzbild beobachtet (Fig. 476).

Johannsen empfahl, zur konoskopischen Betrachtung ein sehr kleines Glaskügelchen (hergestellt durch Schmelzen des vorderen Endes eines Glashaars) über das Objekt zu bringen und mit schwachem Objektiv zu beobachten.

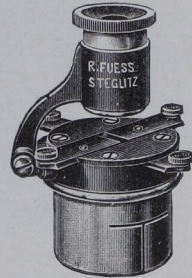


Fig. 476. Wrightscher Blendendoppelschieber.

2. Nörrenbergsches und Grothsches Konoskop.

Diese Apparate sind für dickere Platten gut geeignet. Der Nörrenbergsche Apparat (Fig. 477, S. 172) hat eine Spiegel-Polarisationsvorrichtung und ein analysierendes Nicol. Beim Grothschen Instrument (Fig. 478, S. 172) wird die Polarisation durch ein Nicol hergestellt.

41. Verhalten durchsichtiger Körper im konvergenten polarisierten Lichte.

I. Optisch isotrope Körper (amorphe Körper und isometrische Kristalle).

Sie sind in allen Richtungen einfach brechend. Eine Aufhellung des Gesichtsfeldes der gekreuzten Nicols ist mithin auch im kon-

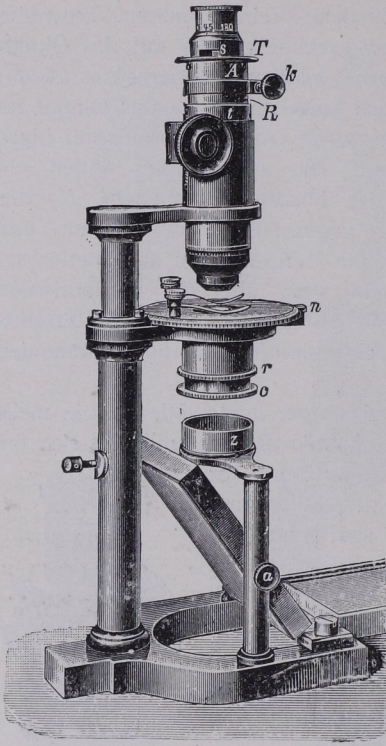


Fig. 477. Nörrenbergsches Konoskop. *R* Tubus, *A* Auszugsrohr mit Fixierschraube *k*, *s* Schlit für Gipsblatt usw., *T* Teller zum Aufsetzen einer photographischen Stülpe, *c* Kondensorystem in Rohr *r*, *z* Fassung für Beleuchtungslinse.

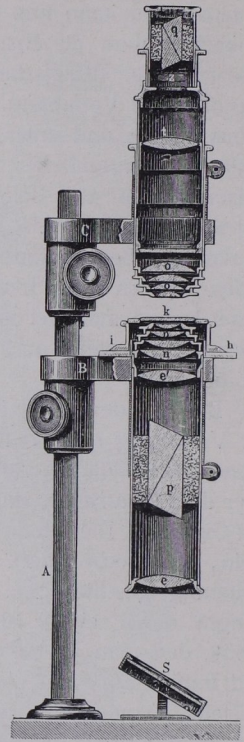


Fig. 478. Grothsches Konoskop. *A* Stativ, *B* u. *C* Träger, *S* Spiegel, *p* Polarisator *e e'* Linsensystem für paralleles Licht, *n* Kondensorystem, *k* Objektträger, *h i* Teilkreis, *o* Objektivsystem, *t* Okularlinse, *q* Analysator, *z* Schlit für Gipsblatt usw.

vergerten polarisierten Lichte ausgeschlossen: stete Dunkelheit bei voller Tischdrehung und beliebiger Stellung im Drehapparat.

II. Optisch anisotrope Kristalle.

1. Optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale, hexagonale Kristalle.

a) Besonders charakteristisch sind hier Platten parallel zur Endfläche (senkrecht zur optischen Achse).

Die optische Achse (Achse *c*) ist Richtung einfacher Brechung. Man kann deshalb die in allen Richtungen isotropen amorphen und isometrischen Körper nicht von optisch einachsigen Kristallen, wenn letztere nur parallel der optischen Achse vom Lichte durchsetzt werden,

unterscheiden. Im konvergenten polarisierten Lichte werden die betreffenden Platten nach der Endfläche nicht nur in Richtung der optischen Achse, sondern auch in anderen Richtungen gekennzeichnet. In letzteren herrscht Doppelbrechung, und so tritt der Unterschied solcher Platten gegenüber völlig, d. h. in allen Richtungen isotropen Platten sofort heraus.

Optisch einachsige Kristalle zeigen auf Flächen senkrecht Achse c im einfarbigen Lichte die in Fig. 479 dargestellte Interferenzfigur: ein schwarzes Kreuz (Isogyrenkreuz) mit konzentrischen schwarzen Ringen auf hellem Untergrunde von der Farbe des angewandten Lichtes.

Eine Erklärung der Erscheinung ist folgende. Wir denken uns die Platte senkrecht durchgeschnitten, und zwar sei der Schnitt unter 45° zu den Kreuzesarmen der Interferenzfigur Fig. 479 geführt (Fig. 480, S. 174). Die Strahlen, die im Lote L durch die Platte gehen, verlaufen in Richtung der optischen Achse und weisen deshalb keine Doppelbrechung auf. Hier im Mittelpunkt der Platte muß somit, wie im parallelen polarisierten Lichte, zwischen gekreuzten Nicols Dunkelheit herrschen. In den Richtungen hingegen, welche von der optischen Achse abweichen, bestehen in der Platte jeweils zwei Schwingungen (o und e); sie müssen also Interferenzerscheinungen (Schwächung oder Verstärkung oder Vernichtung des Lichtes) hervorrufen, und zwar wird die Doppelbrechung mit der Neigung der Strahlen gegen die optische Achse allmählich stärker.

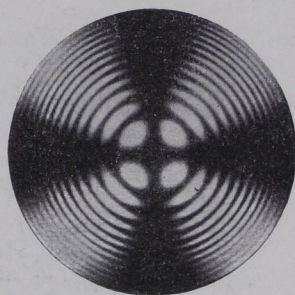


Fig. 479. Konoskopisches Bild eines optisch einachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur optischen Achse.

Die Richtung a möge gerade für Vernichtung passen; es wird daher auf der Platte in a ein dunkler Punkt erscheinen. Das wird sich entsprechend nach links in a^1 wiederholen. Die nächste Vernichtung trete in b und b^1 usw. ein. Hier werden sich also auch dunkle Punkte zeigen. Gleichwertig mit a und a^1 sind aber alle Linien mit gleicher Neigung zu L . Die entsprechenden gleichen Gangunterschiede auf der Platte reihen sich somit zu einem Kreise von a nach a^1 aneinander (Fig. 480/81, S. 174). Das wiederholt sich in einem zweiten Kreise von b nach b^1 usw. Hiernach wird man um den dunklen Mittelpunkt Systeme konzentrischer dunkler Ringe erwarten, zwischen denen Helligkeit herrscht, mit allmählichem Übergang zu den dunklen Kreisen, da ja nicht nur Vernichtung und volle Verstärkung, sondern auch Schwächung des Lichtes durch Interferenz zustande kommt. Schließlich ist das schwarze »Isogyrenkreuz« zu erklären. Die Flächen zwischen den obenerwähnten dunklen Ringen kann man sich in sehr viel schmale Teile, wie in Fig. 482, zerlegt denken. Diese kleinen Felder werden an den verschiedenen Stellen so erscheinen wie ein einzelnes, das man von einer Stellung zur andern wandern läßt, z. B. wie es der Pfeil anzeigt. Ein solches zwischen zwei

dunklen Ringen im Kreise herumbewegtes Feld würde sich zwischen den gekreuzten Nicols wie eine in ihrer Ebene sich drehende Platte im parallelen polarisierten Lichte verhalten, d. h. im allgemeinen hell sein, aber bei voller Drehung in vier Lagen dunkel erscheinen. Diese Auslöschungen treten in den Stellungen 1, 2, 3, 4 ein; in ihnen fallen die Schwingungsrichtungen der

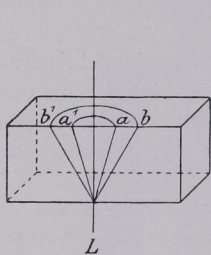


Fig. 480.

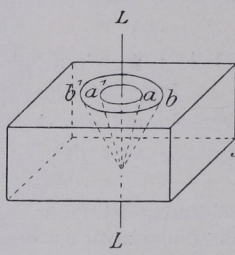


Fig. 481.

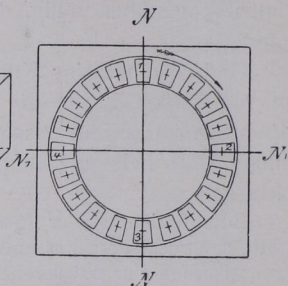


Fig. 482.

Erklärung der konoskopischen Interferenzerscheinung eines optisch einachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur optischen Achse.

Feldchen mit den Nicolhauptsnitten zusammen. Hier muß Dunkelheit herrschen, und da dies an den entsprechenden Stellen zwischen allen dunklen Ringen der Fall ist, müssen letztere von einem schwarzen Kreuze in Richtung der Nicolschwingungsrichtungen NN und N_1N_1 durchzogen sein.

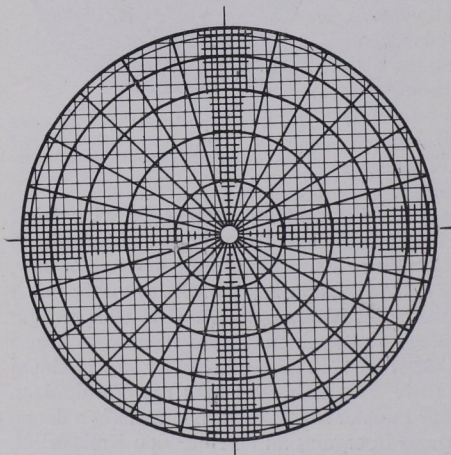


Fig. 483. Skiodrom eines optisch einachsigen Kristalls.

Recht anschaulich werden diese Verhältnisse in dem Skiodrom genannten Schema nach F. Becke dargestellt (Fig. 483). Die Kreise und Radien stellen in orthogonaler Projektion die Schwingungsrichtungen von o und e dar, die feine Quadrierung die Nicolhauptsnitte. Parallelität dieser Richtungen ist an den stark gezogenen Stellen, die sich zum schwarzen Kreuz vereinigen, vorhanden.

Die Neigung der Richtungen a , b usw., in welcher Vernichtung der beiden durch Doppelbrechung entstandenen Lichtstrahlen eintritt, ist natürlich für die verschiedenen Farben verschieden groß, oder, was dasselbe heißt, der Abstand

des ersten, zweiten usw. dunklen Ringes vom dunklen Mittelpunkte des Interferenzsystems wechselt mit der Farbe. Für grüne Strahlen wird jeder Ring enger sein als für rote Strahlen. Benutzt man mithin Tageslicht, so wird zunächst vom Mittelpunkte ein dunkler Ring für Grün kommen

(Fig. 484), der rot gefärbt wird, da Rot hier noch nicht ausgelöscht ist. Dann wird sich nach außen der dunkle Ring für Rot anschließen, der grün gefärbt erscheint, da hier Grün nicht ausgelöscht ist. Die Ringe werden somit farbig, und zwar innen rot, außen grün erscheinen.

Bei gegebener Plattendicke wird die Weite der Ringe von der Stärke der Doppelbrechung der betreffenden Substanz abhängen. Bei sehr stark doppelbrechenden Körpern werden schon Strahlen, die sich nur wenig von der Richtung der optischen Achse entfernen, den zur Vernichtung nötigen Gangunterschied erhalten und bei wachsender Neigung der Lichtstrahlen zur optischen Achse sehr bald zum zweiten, dritten usw. Mal wiedergewinnen, d. h. die Ringe werden eng erscheinen. Bei schwach doppelbrechenden Körpern werden anderseits die Ringe weit auseinanderliegen. Bei dünnen Platten, wie sie unter dem Mikroskop beobachtet werden, kommt es bei schwach

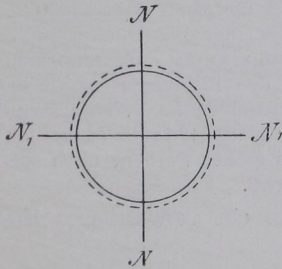


Fig. 484.



Fig. 485.



Fig. 486.

doppelbrechenden Substanzen oft vor, daß man nur das schwarze Kreuz (breit und verwaschen) und gar keine Ringe sieht¹⁾.

b) Bei Schnitten schief zur optischen Achse erscheinen gewissermaßen nur Teile der Endflächen-Interferenzfigur. (Fig. 485/86). Stets hat man bei solchen schiefen Schnitten einachsiger Kristalle eine gerade Isogyre, die parallel einem Nicol-Hauptschnitt verläuft und beim Drehen des Präparats durch die Mitte des Gesichtsfeldes geht.

¹⁾ Sei beiläufig noch vermerkt, daß der Wechsel der Doppelbrechung für verschiedene Farben von Einfluß auf die Anzahl der Ringe ist. Ist der Wechsel gering, so erscheinen die Ringe 1. bis etwa 9. Farbenordnung. Nimmt die Doppelbrechung nach Violett zu, so ist die Zahl der Ringe geringer (Beispiel Strontiumdithionat, auch Kalkspat); im umgekehrten Falle sieht man sehr viele Ringe mit abnormen Farben (Brcit). Man kann die Erscheinungen nachahmen, wenn man »Interferenzlichtfilter« benützt, d. h. doppelbrechende Platten in Hellstellung zwischen aufgesetztem Analysator und einem noch darüber angebrachten Nicol verwendet.

c) Platten parallel zur optischen Achse lassen in der Hellstellung eine zweifach symmetrische Interferenzfigur erkennen (Fig. 487, einfarbiges Licht). In der Mitte zeigt sich im Tageslicht eine Polarisationsfarbe, wie sie im Orthoskop über die ganze Platte hinweg erscheinen würde. Von hier aus fällt die Polarisationsfarbe in Richtung der Projektion der optischen Achse; senkrecht dazu steigt sie. Man kann hieraus die Lage der optischen Achse erschließen.

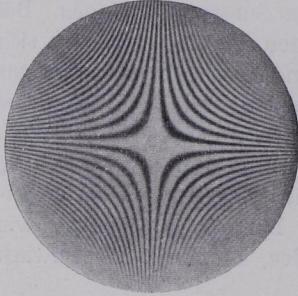


Fig. 487. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines optisch einachsigen Kristalls auf Platte parallel zur optischen Achse.

Achse c wird der Gangunterschied der Lichtstrahlen im Verhältnis zu dem der Strahlen in der Mitte des Bildes immer stärker, da die Wege für das Licht infolge immer schrägeren Durchsetzens größer werden, ohne daß der Wert der Doppelbrechung herabgemindert wird.

In der Normalstellung erblickt man ein verwaschenes Kreuz; beim Tischdrehen öffnet es sich schnell.

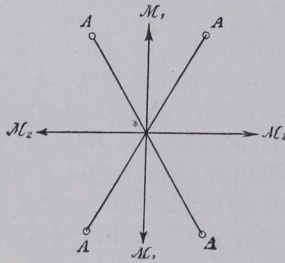


Fig. 488. Optische Achsen und Mittellinien.

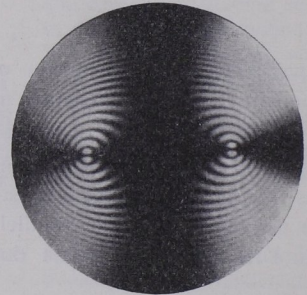


Fig. 489. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines zweiachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur ersten Mittellinie. Normalstellung.

2. Optisch zweiachsige Kristalle.

In Fig. 488 ist ein Schema dargestellt, in dem man die beiden optischen Achsen AA und die 1. und 2. Mittellinie, M_1M_1 und M_2M_2 , als Halbierungslinien der Winkel der optischen Achsen erkennt.

a) Im konvergenten polarisierten Lichte sind Schnitte senk-

recht zur 1. und 2. Mittellinie besonders charakteristisch. Ein Beispiel für das Interferenzbild um die 1. Mittellinie stellen die Fig. 489/90 dar. Vergleichbar mit den Systemen bei optisch einachsigen Kristallen, umziehen hier kreisähnliche Kurven zunächst die optischen Achsen. Weiter nach außen schließen sich Lemniskaten und andere Cassinische Kurven an. In Fig. 489 durchsetzt ein schwarzes Kreuz mit einem schmalen und einem sehr breiten Arm die Kurven. Dies »Isogyrenkreuz« bezeichnet die Stellen, an denen die Schwingungsrichtungen in der Platte mit den Nicolhauptschnitten zusammenfallen. Das Bild erhält man, wenn ein Nicolhauptschnitt mit der Ebene der optischen Achsen parallel ist (Normalstellung). Dreht man das Präparat in seiner Ebene um 45° , so bietet sich die in Fig. 490 dargestellte Erscheinung

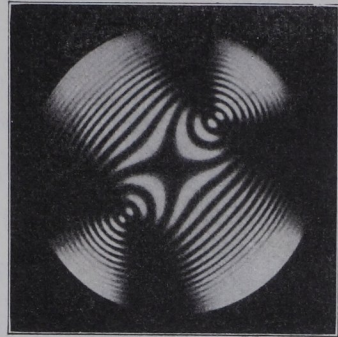


Fig. 490. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines zweiachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur ersten Mittellinie. Diagonallage.

dar. Man erkennt ein System Cassinischer Kurven, das von zwei Ästen gleicher Schwingungsrichtungen in Gestalt von Hyperbeln (Isogyrenhyperbeln) durchschnitten wird, deren Scheitelpunkte die Austrittsstellen der optischen Achsen anzeigen (Diagonallage). Im Tages- oder Lampenlicht erhält man farbige Interferenzkurven.

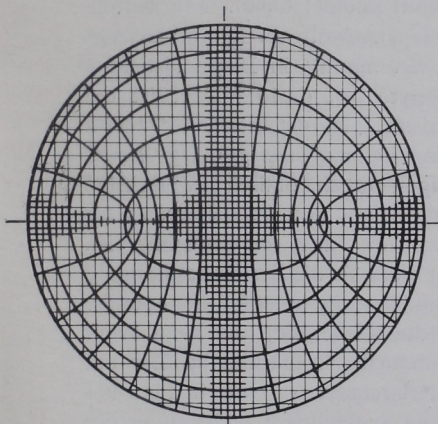


Fig. 491. Skiodrom eines optisch zweiachsigen Kristalls. Normalstellung.

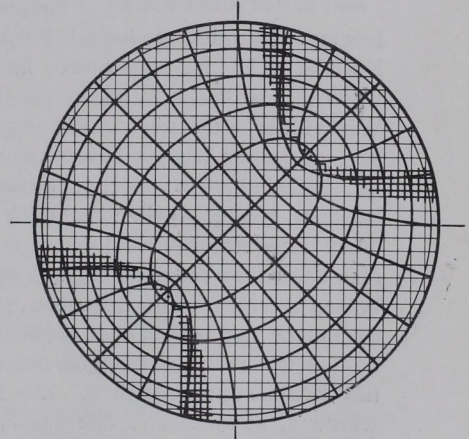


Fig. 492. Skiodrom eines optisch zweiachsigen Kristalls. Diagonallage.

An den Stellen des dunklen ungleicharmigen Kreuzes in Normalstellung der Platte sowie der Isogyrenhyperbeln in diagonaler Lage des Präparates fallen die Schwingungsrichtungen mit denen der gekreuzten Nicols zusammen. Daher tritt dort Auslöschung ein. Mit Hilfe der Biot-Fresnelschen Regel (S. 141) kann man zum Beweis dafür die Schwingungsrichtungen im Präparat konstruieren. Sehr anschaulich werden diese Verhältnisse durch die Skiodromen (Fig. 491/92) nach F. Becke.

Bei Schnitten senkrecht zur 2. Mittellinie zeigt sich ein ähnliches Bild wie um die erste, jedoch erstreckt sich das beobachtete Interferenzsystem nicht bis zu den optischen Achsen, was bei großem Achsenwinkel übrigens auch an Schnitten senkrecht zur 1. Mittellinie vorkommen kann. Durch Verwendung von Objektiven mit großer Apertur (ev. Immersion) läßt sich die Winkelweite des Interferenzbildes vermehren.

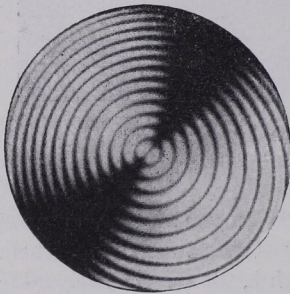


Fig. 493. (Nach Hauswaldt.) Kono-skopisches Bild eines optisch zweiachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zu einer optischen Achse.

b) Schnitte senkrecht zu einer optischen Achse eines zweiachsigen Kristalls geben auch ein charakteristisches Interferenzbild (Fig. 493). Es unterscheidet sich von dem der optisch einachsigen Kristalle senkrecht zur optischen Achse sehr wesentlich schon durch das Vorhandensein nur einer dunklen Barre (Isogyre), die sich beim Drehen des Präparats auf dem Objektische im entgegengesetzten Sinne dieser Drehung bewegt, also nicht einem Nicol-hauptschnitt parallel bleibt. Die Barren-Isogyre kennzeichnet auch bei schiefer Austritt optisch zweiachsige Kristalle recht gut. Die Stärke ihrer Krümmung in Diagonalstellung wechselt; je mehr gebogen die Isogyre ist, desto kleiner ist der Winkel der optischen Achsen im Kristall. Ist dieser Winkel gleich 90°, so ist die Isogyre bei voller Tischdrehung stets geradegestreckt.

c) Schnitte in anderen Richtungen durch optisch zweiachsige Kristalle geführt, geben natürlich gleichfalls Interferenzkurven, für deren Beobachtung oft monochromatisches Licht zu empfehlen ist. Man kann diese Interferenzfiguren sehr wohl für die Systembestimmung benutzen. Man muß bedenken, daß ihre Symmetrie die optische Symmetrie der betreffenden Kristallfläche wiedergibt, und kann somit besonders aus Beobachtungen auf verschiedenen Flächen Schlüsse auf das Kristallsystem machen. Ein Interferenzsystem wie in Fig. 494 würde z. B. anzeigen, daß die Fläche symmetrisch in Richtung der eingezeichneten Ebene SS ist.

Bei Schnitten senkrecht zur optischen Normale treten die Hyperbeln der Interferenzfigur, wenn man das Präparat dreht, in Richtung der ersten Mittellinie aus dem Gesichtsfelde heraus.

Besonders aufmerksam sei auf das Interferenzsystem auf der seitlichen Fläche monokliner Kristalle gemacht. Es ist stets zentrisch¹⁾, entsprechend dem Umstande, daß das Lot auf dieser Fläche (die Achse *b*) in optischer Hinsicht Digyrencharakter hat. Im übrigen ist die allgemeine Lage der Kurvenschar beliebig zu den Umgrenzungen der Platte (natürlich für jede Substanz in einer bestimmten Weise), Fig. 495. Bei triklinen Kristallen kann man auf keiner Fläche, also auch auf dem seitlichen Pinakoid nicht, ein zentrisches Kurvensystem erwarten. Bei rhombischen Kristallen ist das Kurvensystem auf den Pinakoiden nicht nur zentrisch, sondern es wird auch durch die beiden

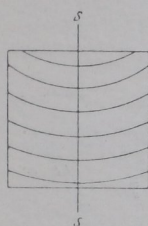


Fig. 494.

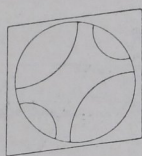


Fig. 495.

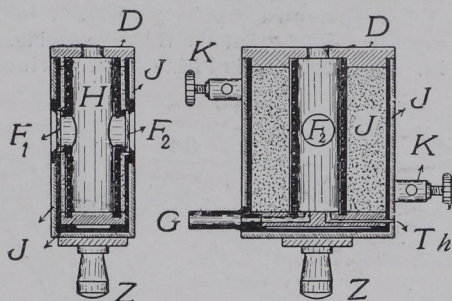


Fig. 496. Erhitzungsapparat für das Konoskop.
H Heizraum, *F* Fenster, *J* Isolierung, *K* Klemmen,
D Deckel, *Z* Einsatzzapfen.

auf diesen Flächen jeweils senkrecht stehenden Symmetrieebenen symmetrisch geteilt. (Vgl. z. B. Fig. 489, S. 176.)

Platten parallel zur Ebene der optischen Achsen zeigen im Konoskop in der Hellstellung quadrantenweisen Wechsel von Polarisationsfarben. Durch die Quadranten mit niederen Polarisationsfarben geht die erste Mittellinie (Beispiel: Gipsblättchen von Rot 1. Ordnung benutzen; es zeigt im Konoskop die Polarisationsfarben Gelb 1. Ordnung und Blau 2. Ordnung).

A n h a n g. Der Einfluß der Temperatur auf die Größe des Winkels der optischen Achsen ist zuweilen recht bedeutend, sehr stark z. B. bei Gips (Winkel der optischen Achsen im Kristall für Na-Licht bei $19^{\circ} \text{C} = 58^{\circ}$, bei $91^{\circ} = 0^{\circ}$).

¹⁾ d. h. der Mittelpunkt des Kurvensystems fällt mit dem Mittelpunkt des Gesichtsfeldes zusammen; das Interferenzbild ist zweizählig (anti-symmetrisch).

Man kann das im Nörrenbergischen oder Grothschen Konoskop beobachten, wenn man das Präparat durch einen seitlich herumgelegten Heizdraht elektrisch allmählich erwärmt. Dieselben Dienste tut ein der Form des Präparates angepaßter, platt geschlagener Kupferdraht, durch dessen Verjängerung Wärme mittels einer Spirituslampe zugeführt wird.

Für genauere Messungen kann man einen elektrischen Erhitzungsapparat, etwa den in Fig. 496 abgebildeten, benutzen.

42. Flächen gleichen Gangunterschiedes.

Die Form der im Abschnitt 41 dargestellten Interferenzkurven wird sehr anschaulich erläutert durch räumliche Figuren, die als Flächen gleichen Gangunterschiedes angeben, welche Strecke das Licht bestimmter Sorte von einem Punkte O nach den verschiedenen Richtungen durchlaufen muß, um einen Gangunterschied Δ (etwa 1λ , 2λ , 3λ) der beiden Lichtbewegungen in der betreffenden Richtung zu erhalten.

1. Optisch einachsige Kristalle.

Die Δ -Fläche hat die Gestalt von Fig. 497, bei der $\Delta = 1\lambda$ genommen ist. Sie zeigt, daß in Richtung der optischen Achse dieser Wert 1λ nie

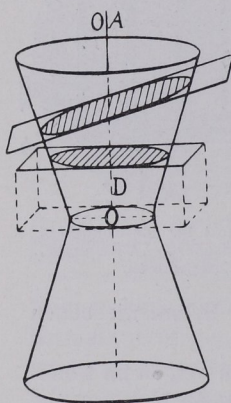


Fig. 497. Fläche gleichen Gangunterschiedes. Optisch einachsiger Kristall.

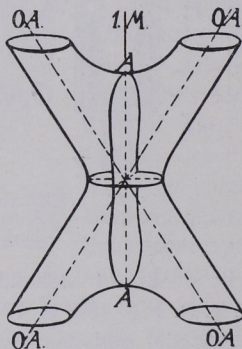


Fig. 498. Fläche gleichen Gangunterschiedes. Optisch zweiachsiger Kristall.

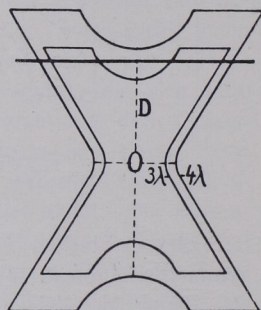


Fig. 499. Flächen gleicher Gangunterschiede 3λ und 4λ . Optisch zweiachsiger Kristall.

erreicht wird, am ehesten indes in den Horizontalrichtungen. Legt man eine Kristallplatte durch die Raumfigur, und zwar in der Höhe D über M , die der Plattendicke gleich ist, und weiterhin in solcher Neigung, daß ihre optische Achse mit der des Schemas zusammenfällt, so gibt die Schnittkurve angenähert die Gestalt der Interferenzkurve an. Man erhält Kreise (Platte senkrecht zur optischen Achse), Ellipsen, Parabeln und schließlich Hyperbeln (Platten parallel zur optischen Achse).

2. Optisch zweiachsige Kristalle.

Man verfährt entsprechend wie unter 1. Die Figur 498 zeigt, daß Schnitte senkrecht zur ersten Mittellinie M bei geringer Dicke (bzw. schwacher

Doppelbrechung) ovale Interferenzkurven liefern, solche von der Dicke OA eine achtförmige Kurve (Lemniskate) und noch stärkere zwei getrennte Kurven um je eine optische Achse. Für verschiedene Werte von Δ ändert sich die Gestalt der Raumfigur. Daher findet man in derselben Interferenzerscheinung (Fig. 490) umeinander verschiedene Kurventypen (Fig. 499). Die innersten Kurven einer Platte von der Dicke D bestehen hier aus je zwei Teilen für sich, die weiter nach außen gelegenen (von 4λ an) verlaufen in einem ovalen Zuge.

Daß Platten senkrecht zu einer der beiden optischen Achsen ein System ungefähr konzentrischer Ringe liefern (Fig. 493, S. 178) tritt gleichfalls aus der Δ -Figur gut heraus, wie auch die Form der Interferenzkurven bei Platten sonstiger Lage.

43. Dispersion der optischen Achsen.

Der Winkel der optischen Achsen wechselt mit der Lichtsorte, bald mehr, bald weniger, und zwar kommt vor, sowohl, daß er um die erste Mittellinie für die roten, als auch, daß er für die blauen

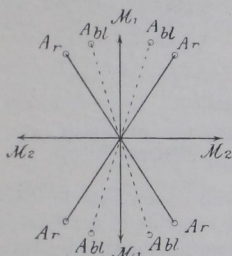


Fig. 500. Dispersion $r > bl$.

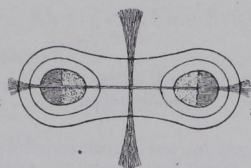


Fig. 501. Dispersion $r > bl$.
Normalstellung.

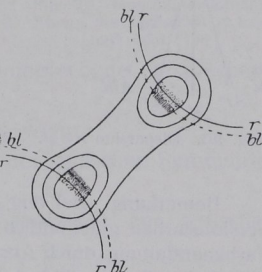
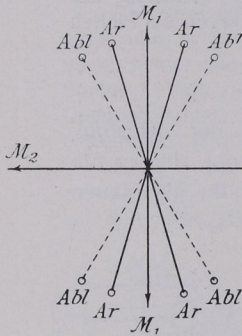
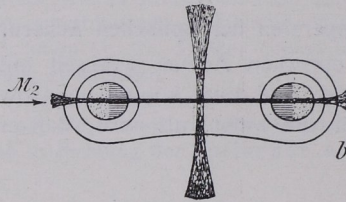
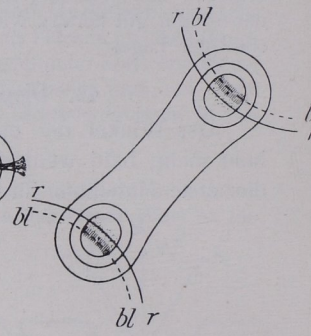


Fig. 502. Dispersion $r > bl$.
Diagonalstellung.

Strahlen der größere ist. Jeder optisch zweiachsige Körper hat seine bestimmte Dispersion. Somit besitzt man in dieser Eigenschaft ein Kennzeichen mehr für eine Substanz.

In Fig. 500 ist der Fall schematisch dargestellt, daß der in Rede stehende Winkel um die erste Mittellinie M_1 für Rot größer ist als für Blau ($R > Bl$), in Fig. 503 der entgegengesetzte Fall ($R < Bl$). Um die zweite Mittellinie M_2 ist die Dispersion natürlich umgekehrt. Im Achsenbilde kennzeichnet sich der Sinn der Dispersion durch die Farbenverteilung an den optischen Achsen bei der Betrachtung im zusammengesetzten Lichte. Man kann die Normalstellung und die Diagonalstellung für die Bestimmung benutzen. In der Normalstellung der Fig. 501 liegt in den beiden innersten Ringen um die optischen Achsen, an der dunklen Barre, jeweils Grün oder Blau (punktiert) nach dem Zentrum des Bildes hin, Rot (gestrichelt) jeweils nach außen. Dispersion $R > Bl$. Aus der Diagonalstellung (Fig. 502) erkennt man

für denselben Fall durch Betrachtung der Farbenverteilung am Scheitel der Hyperbeläste, daß der Winkel für die roten Strahlen größer ist als für die blauen. Hier liegt Rot innen, nämlich dort, wo die dunkle Hyperbel für Grün (Blau) sich befindet, und Grün außen, nämlich da, wo die dunkle Hyperbel für Rot sich zeigen würde. In der Diagonalstellung muß man mithin entgegengesetzt der Farbenfolge schließen. Im Fall einer Dispersion $R < Bl$ (Fig. 503/5) hat man die umgekehrte Lage der Farben wie bei dem soeben erwähnten $R > Bl$.

Fig. 503. Dispersion $r < bl$.Fig. 504. Dispersion $r < bl$.
Normalstellung.Fig. 505. Dispersion $r < bl$.
Diagonalstellung.

Bemerkung. Bei eng gescharten Interferenzkurven lassen sich die Dispersionsfarben gelegentlich nicht gut erkennen. Man sorgt dann für bessere Farbenentfaltung durch Abschleifen des Präparats zu geringerer Dicke. Auch hilft bei mikroskopischer Betrachtung die Anwendung eines schwächeren Objektivs, falls es noch genügend große Apertur hat, um die optischen Achsen im Gesichtsfelde zu lassen.

Dispersionen der optischen Achsen kommen sowohl im rhombischen als auch im monoklinen und triklinen System vor.

44. Lage der Ebene der optischen Achsen im Kristall.

Die Ebene der optischen Achsen hat stets eine der optischen Symmetrie des betreffenden Systems entsprechende Orientierung im Kristall.

1. Rhombisches System. Drei senkrecht aufeinanderstehende Symmetrieebenen von der Lage der drei Endflächen $\{100\}$; $\{010\}$; $\{001\}$. Die Ebene der optischen Achsen liegt stets parallel einer Endfläche, und die beiden Mittellinien fallen mit den zwei geometrischen Achsen, die in dieser Endfläche verlaufen, zusammen. In Fig. 506 ist z. B. die Ebene der optischen Achsen $\{001\}$; die Mittellinien liegen in Achse a und b , wobei es für die Symmetrie gleichgültig ist, ob

a oder ob b die erste Mittellinie ist. Ein Abweichen der Ebene der optischen Achsen aus der Endfläche und ein Abweichen der Mittellinien von den Achsen ist nicht möglich, da sonst die Symmetrie des Systems nicht bestehen bliebe. Es sind also nur die folgenden drei Fälle im rhombischen System möglich.

- a) Ebene der optischen Achsen die erste Endfläche, Mittellinien in b und c
- b) » » » » » zweite » » » a » c
- c) » » » » » dritte » » » a » b

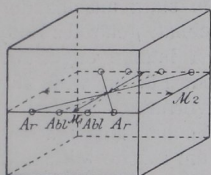


Fig. 506. Rhombischer Kristall. Ebene der optischen Achsen in $\{001\}$.

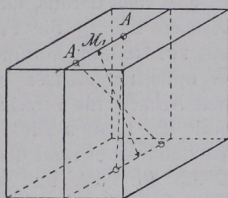


Fig. 507. Monokliner Kristall. Ebene der optischen Achsen in $\{010\}$.

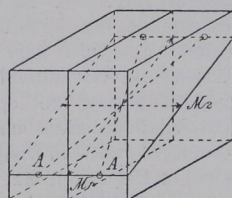


Fig. 508. Monokliner Kristall. Ebene der optischen Achsen senkrecht $\{010\}$.

2. Monoklines System. Eine Symmetrieebene entsprechend der seitlichen Endfläche $\{010\}$.

Dieser Symmetrie kann genügt werden, wenn

- a) die Ebene der optischen Achsen in der optischen Symmetrieebene verläuft (Fig. 507),
- b) die Ebene der optischen Achsen senkrecht zur optischen Symmetrieebene liegt (Fig. 508).

3. Triklinen System. Unsymmetrisch. Die Lage der Ebene der optischen Achsen ist durch keine Symmetrieforderungen beeinflusst.

45. Dispersion der Mittellinien.

Ein fächerstrahliges Entfalten der Mittellinien für die verschiedenen Farben ist im rhombischen System wegen der Symmetrie nach den drei Endflächen nicht möglich. Liegt z. B. die Ebene der optischen Achsen in $\{001\}$, so fallen die Mittellinien für alle Farben in die Achsen a und b (Fig. 506).

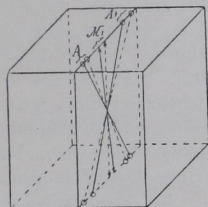


Fig. 509. Geneigte Dispersion.

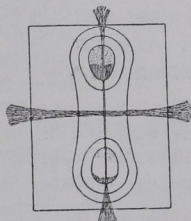


Fig. 510. Geneigte Dispersion.

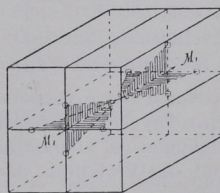


Fig. 511. Dispersion $r \perp bl$.

Im monoklinen System hingegen ist eine Dispersion der Mittellinien angängig. Wir betrachten den Fall, daß die Ebene der optischen Achsen in der Symmetrieebene liegt (Fig. 509). Man erkennt, daß sehr wohl unbeschadet der Symmetrie eine Dispersion der Mittellinien für die verschiedenen Farben vorkommen kann. Man nennt sie geneigte Dispersion der Mittellinien. In Fig. 509 findet man z. B. die Mittellinie für Rot (ausgezogen) um einen beträchtlichen Winkel von den für Blau (gestrichelt) abweichend. Im Interferenzbilde macht sich diese geneigte Dispersion dadurch geltend, daß ein Achsenbild lebhaft, das andere blaß gefärbt erscheint (Fig. 510). Es erklärt sich dies daraus, daß, wie Fig. 509 zeigt, im Gesamtbilde der optischen Achsen bei A_1 die Farben stark auseinandergestreut sind, also jede lebhaft zur Geltung kommt (lebhaft gefärbtes Bild), während im Gesamtbilde der optischen Achsen bei A infolge enger Aneinanderlagerung der optischen Achsen für verschiedene Farben diese sich teilweise überdecken und somit ein blasses Bild hervorrufen. Sowohl in Normal- als auch in Diagonalstellung kann man diese Beobachtung machen. Geneigte Dispersion hat man um die erste und um die zweite Mittellinie desselben Kristalls.

46. Dispersion der Ebenen der optischen Achsen.

Die Möglichkeit, daß die Ebenen der optischen Achsen für die verschiedenen Lichtsorten nicht zusammenfallen, ist im rhombischen System gegeben. Die Symmetrie wird nicht gestört, wenn z. B. die Ebene der optischen Achsen für Rot in $\{010\}$, die für Blau in $\{001\}$ liegt (Fig. 511). Für gewisse Farben wird hierbei der Winkel der optischen Achsen gleich 0° sein. Sie bilden den Übergang von einer Achsenlage in die andere. $R \perp B$.

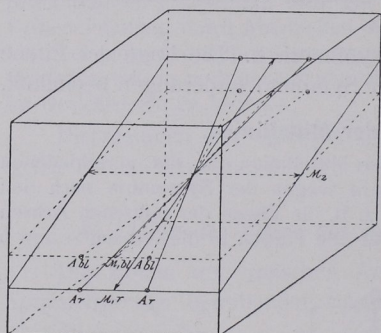


Fig. 512. Horizontale und gekreuzte Dispersion.

(Beispiel: manche Brookite.) Auch im monoklinen System findet man Dispersionen der Ebenen der optischen Achsen. Im Falle der geneigten Dispersion (vgl. oben) handelt es sich nur um eine Dispersion der Mittellinien. Die Ebene der optischen Achsen ist für alle Farben dieselbe, und zwar in der seitlichen Endfläche gelegen (vgl. Fig. 509) Liegen die Ebenen der optischen Achsen jedoch senkrecht zur Symmetrieebene, so können sie unbeschadet der Symmetrie auseinanderfallen (Fig. 512). Von vorn gesehen erscheinen die Achsenebenen für die verschiedenen Lichtsorten dann übereinander, und natürlich fallen auch die in der Symmetrieebene liegenden Mittellinien (es können erste oder zweite Mittellinien sein) auseinander. Man nennt das Verhältnis der Lage der optischen Achsen um diese Mittellinien horizontale Dispersion der Achsenebenen. Im Interferenzbilde kennzeichnet diese sich durch die Farbenverteilung an den optischen Achsen. Liegt z. B. die Ebene der optischen Achsen für Rot, wie in Fig. 512, unter

der für Blau, so findet man in der Normalstellung des Achsenbildes (Fig. 513) das Rot (gestrichelt) im ersten Ringe der optischen Achsen jeweils unten, das Blau (punktiert) oben an der die inneren Ringe durchziehenden Barre. Im umgekehrten Falle ist auch die Farbenverteilung umgekehrt. In ähnlicher Weise kann man in der Diagonalstellung die horizontale Dispersion erschließen.

Bei der Betrachtung der in Rede stehenden Verteilung der Ebenen der optischen Achsen von vorn erscheinen diese Ebenen übereinander gelagert (Fig. 512). Bei einem Blick auf die seitliche Endfläche desselben Kristalls erkennt man, daß die Ebenen sich hier durchkreuzen. Während diejenigen Mittellinien, die in der Symmetrieebene liegen, auseinanderfallen, sind die anderen Mittellinien sämtlich in derselben Linie, nämlich der Senkrechten zur seitlichen Endfläche, also in der Achse b , vereinigt. Wegen der Durchkreuzung der Ebenen der optischen Achsen nennt man die Erscheinung um diese Achse gekreuzte Dispersion der Achsenebenen. Horizontale und gekreuzte Dispersion sind mithin immer vereinigt, und zwar hat man um die Mittellinien, die in der Symmetrieebene liegen, horizontale Dispersion und um die Mittellinien, die für sämtliche Farben mit der Achse b zusammenfallen, gekreuzte Dispersion. Ob b erste oder zweite Mittellinie (für alle Farben) ist, hängt lediglich von der Größe des Winkels der optischen Achsen ab. Die gekreuzte Dispersion erkennt man gleichfalls an der Verteilung der Farben in der Nähe der optischen Achsen. In Fig. 514 (Normalstellung) liegt z. B. Rot an der einen Achse unten, an der anderen oben und Blau umgekehrt. In Diagonalstellung kann man an den Farbenverteilungen die Durchkreuzung der Ebenen der optischen Achsen gleichfalls wahrnehmen.

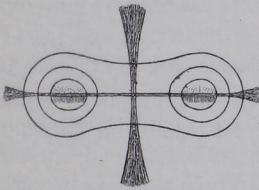


Fig. 513. Horizontale Dispersion.

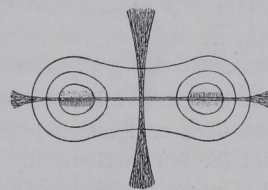


Fig. 514. Gekreuzte Dispersion

Wie im rhombischen System, können auch im monoklinen die Ebenen der optischen Achsen für verschiedene Lichtsorten aufeinander senkrecht stehen, z. B. für Rot senkrecht zur seitlichen Endfläche und für Blau in dieser liegen. $R \perp Bl$. (Beispiel: einige Sanidine.)

Im triklinen System sind die entsprechenden Erscheinungen an keine Symmetrieforderungen mehr gebunden. Hier können die Achsenbilder zugleich geneigte und horizontale oder gekreuzte Dispersion anzeigen.

47. Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung im konvergenten polarisierten Lichte.

Man benutzt entweder ein Gipsblättchen von Rot 1. Ordnung, d. i. eine Spaltplatte aus Gips, die für sich zwischen gekreuzten Nicols als Polarisationsfarbe das Rot 1. Ordnung zeigt, oder ein Viertel-

undulationsglimmerblatt, d. i. ein Spaltblättchen aus Glimmer, bei dem die durch Doppelbrechung entstehenden beiden Lichtbewegungen eine Viertel-Wellenlänge Gangunterschied erlangen.

Das eine oder das andere Blättchen wird in den Gang der Strahlen zwischen die gekreuzten Nicols eingeschaltet, und zwar entweder über dem Objektiv in einen Schliß eingeschoben oder unter dem aufgesetzten Analysator auf das Okular gelegt. Man orientiert die Blättchen so, daß die Schwingungsrichtung der Lichtbewegung kleinster Geschwindigkeit kk von unten links nach oben rechts (kartographisch gedacht NO—SW) geht (Regelstellung Fig. 515 und 516/17).

Ganz entsprechend ist es beim Berek'schen Kompensator (S. 160), den man an Stelle von Gips- oder Glimmerblatt benutzen kann.

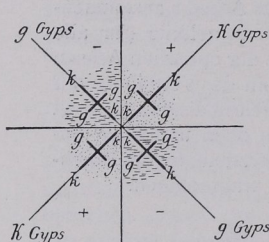


Fig. 515.
Positive Doppelbrechung.

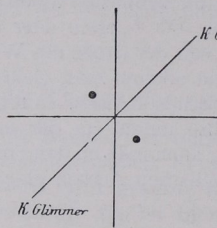


Fig. 516.
Positive Doppelbrechung.

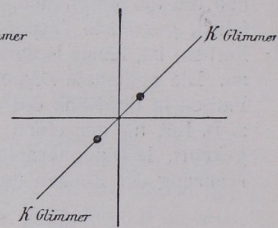


Fig. 517.
Negative Doppelbrechung.

Es kommen folgende charakteristische Schnitte bzw. natürliche Flächen oder entsprechende Stellungen des Kristalls im Umhüllungsapparat (S. 90) in Betracht.

1. Optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale, hexagonale Kristalle.

a) Schnitt senkrecht zur optischen Achse. Man erhält, wie erwähnt, das in Fig. 479, S. 173 dargestellte Interferenzsystem.

Benutzung des Gipsblättchens. Das Kennzeichen für den Charakter der Doppelbrechung liegt in der Verteilung von blauen und gelben Farben, die sich dicht am Schnittpunkt der beiden Kreuzarme der Interferenzfigur bei Benutzung von Tages- oder Lampenlicht zeigen. Nennen wir die Quadranten wie üblich + und - (Fig. 515), so herrscht positive Doppelbrechung, wenn Blau in den positiven Quadranten erscheint, negative, wenn Blau in den negativen Quadranten auftritt. Bei Fig. 515 liegt Blau (getüpfelt) in den +-Quadranten, Gelb (gestrichelt) in den negativen.

Die Erklärung für diese Farbenverschiedenheiten ist aus folgenden Verhältnissen abzuleiten.

Aus jedem Punkte der in Betracht kommenden Quadrantenteile dicht am Mittelpunkte der Erscheinung treten infolge der Doppelbrechung zwei Strahlen aus der Platte, von denen der eine radial, der andere tangential schwingt, wie es in Fig. 515 gezeichnet ist.

Nun erfolgen bei positiven, optisch einachsigen Kristallen, wie ein solcher in Fig. 515 angenommen ist, alle tangentialen Schwingungen parallel gg im Kristall, die radialen immer parallel kk (dessen Größe mit der Richtung wechselt). Schiebt man das Gipsblättchen über alle Quadranten wie in Fig. 515 ein, so liegen in den positiven Quadranten kk sowie gg des Kristalls mit kk und gg im Gips parallel, so entsteht somit durch Addition ein hoher Polarisationsston (blau); in den negativen Quadranten liegt kk des Kristalls parallel gg des Gipses und gg des Kristalls parallel kk des Gipses. Hier entsteht durch Subtraktion ein niedrigerer Polarisationsston (gelb).

Bei negativen, optisch einachsigen Kristallen liegen die Verhältnisse umgekehrt. Alle tangentialen Schwingungen erfolgen parallel kk im Kristall und die radialen parallel gg (dessen Größe mit der Richtung wechselt). Es müssen somit bei gleicher Lage des Gipsblättchens die Farben in den verschiedenen Quadranten gegen die bei positiven Kristallen vertauscht liegen.

Die optischen Additions- bzw. Subtraktionserscheinungen erstrecken sich natürlich auch auf die vom Mittelpunkt weiter abliegenden Interferenzen des konoskopischen Bildes. In der Hinsicht ist das Auftreten eines schwarzen Ringstückes in den Subtraktionsquadranten an der Stelle vom früheren Rot 1. Ordnung besonders kennzeichnend.

Anwendung des Glimmerblättchens. Die zu benutzende Veränderung des Achsenbildes beim Einschoben des Glimmerblattes besteht in dem Entstehen zweier dunkler Flecke, die sich als optischer Subtraktionseffekt dort befinden, wo bei Anwendung des Gipsblättchens vom Rot 1. Ordnung sich gleichfalls die niedere Polarisationsfarbe (Gelb) einstellt. Ist kk vom Glimmer wie in Fig. 516, 517 orientiert, so sind die beiden Flecke im Falle positiver Doppelbrechung mithin so gelegen, daß ihre Verbindungslinie mit der Linie kk ein $+$ -Zeichen gibt (Fig. 516); im Falle negativer Doppelbrechung (Fig. 517) liegt diese Verbindungslinie parallel kk ($-$ -Zeichen).

Das Glimmerblatt kann sowohl bei monochromatischem als auch bei Tages- bzw. Lampenlicht gebraucht werden. Ist schwache Doppelbrechung vorhanden, so versagt es leicht, weil die Flecke nicht deutlich erscheinen, während das Gipsblättchen immer zu verwenden ist.

Bemerkung. Auf Schnitten (bzw. Flächen), die von der Lage senkrecht zur optischen Achse beträchtlich abweichen, kann man mit Hilfe des Gipsblättchens noch oft den Charakter der Doppelbrechung bestimmen. Es ist nämlich nicht nötig, alle vier Quadranten zugleich zu beobachten; man kann die Untersuchung auch machen, wenn man nur einen sieht und die charakteristischen Farben erkennt. Durch Drehen des Präparats in seiner Ebene vergewissert man sich über die Lage der Quadranten.

2. Optisch zweiachsige Kristalle: rhombische, monokline und triklone Kristalle.

a) Man benützt meist Schnitte senkrecht zu einer Mittellinie. Sie ergeben das in Fig. 489, 490, S. 176/7 dargestellte Interferenzbild, in welchem der Abstand der optischen Achsen voneinander mit der Substanz wechselt.

Anwendung des Gipsblättchens. Je nach der Größe des Winkels der optischen Achsen sind entweder die innersten Kurven um die optischen Achsen sichtbar oder nicht. Das erstere (»Austreten der optischen Achsen«) findet man zumeist bei Schnitten senkrecht zur ersten Mittellinie, das letztere bei Platten senkrecht zur zweiten Mittellinie.

a) Die optischen Achsen treten im Gesichtsfelde aus.

α) In dem Falle kann man die bei optisch einachsigen Kristallen ausgeübte Methode unmittelbar übertragen. Es entstehen in beliebiger Normalstellung (vgl. S. 177) je im inneren Ringe um die optischen Achsen an der Achsenbarre neue Farben, meist Blau (oder Grün) und Gelb. Liegt das Blau in den positiven Quadranten, so ist die Doppelbrechung positiv, liegt es in den negativen Quadranten, so ist sie negativ. Besonders bei schwacher Doppelbrechung bzw. dünnen Platten ist diese Methode zu empfehlen.

β) Man benützt die unter b) beschriebene Methode, die auch im vorliegenden Falle sehr geeignet ist.

b) Die optischen Achsen treten nicht im Gesichtsfelde aus. Man kann leicht feststellen, ob die Verbindungslinie der optischen Achsen (deren Lage stets zu erkennen ist, auch wenn sie selbst nicht im Gesichtsfelde erscheinen) Schwingungsrichtung größter oder kleinster Lichtgeschwindigkeit, also gg oder kk , ist. Man beobachtet dabei das Feld im Innern der Interferenzkurven und verfährt genau so wie bei der Beobachtung im parallelen, polarisierten Lichte (S. 144—147). Natürlich muß man das Feld in die Polarisations-, d. h. in die zwei Diagonalstellungen bringen. Von Nutzen kann es hierbei sein, die Farben der Interferenzkurven zu beobachten. Auch kann man nach Feststellung der Richtung der Ebene der optischen Achsen zu orthoskopischer Beobachtung des relativen Wertes der Schwingungsrichtungen übergehen.

Zwecks Entscheidung über den Charakter der Doppelbrechung ist zu bedenken, daß eine Mittellinie senkrecht zur Platte steht, die andere in der Plattenebene, und zwar in der Richtung der Verbindungslinie der optischen Achsen, liegt. Die letztere ist die Richtung, deren Charakter, ob gg oder kk , soeben festgestellt ist. Ist diese Mittellinie z. B. gg , so ist die senkrecht zur Platte stehende Mittellinie kk , ist sie kk , so ist letztere gg .

Wie bereits früher (S. 147/9) erwähnt ist, nennt man die Doppelbrechung eines Kristalls positiv, wenn die erste Mittellinie (Halbierungslinie des spitzen Winkels der optischen Achsen) die Schwingungsrichtung der Lichtbewegung kleinster Geschwindigkeit $kk = \gamma$, die zweite Mittellinie also $gg = \alpha$ ist. Bei negativer Doppelbrechung ist die erste Mittellinie $gg = \alpha$, die zweite Mittellinie $kk = \gamma$. Man spricht von positiver oder negativer Mittellinie, je nachdem man es mit der, welche mit $kk = \gamma$ oder $gg = \alpha$ zusammenfällt, zu tun hat. Es ist zu beachten, daß stets die eine Mittellinie $kk = \gamma$, die andere $gg = \alpha$ ist; welches die erste Mittellinie ist, hängt vom Winkel der optischen Achsen ab. Ist man nicht sicher, ob man es mit der ersten oder zweiten Mittellinie zu tun hat, so kann man natürlich nicht die Doppelbrechung des Kristalls angeben, stets aber, ob die betreffende Mittellinie, die senkrecht zur Platte steht, Schwingungsrichtung größter oder kleinster Lichtgeschwindigkeit ist.

Auch das Glimmerblatt läßt sich bei Schnitten senkrecht zur ersten Mittellinie zur Doppelbrechungsbestimmung benutzen. Es entstehen an den optischen Achsen zwei Punkte in den abwechselnden Quadranten, wie bei den optisch einachsigen Körpern, und man schließt entsprechend, wie bei letzteren S. 187 angegeben ist.

Schließlich sei die Verwendung einer dicken, senkrecht zur Hauptachse geschnittenen Quarzplatte für den nämlichen Zweck erwähnt. Man stellt das Präparat in Diagonalstellung, schiebt die Quarzplatte unterhalb des Analysators ein und dreht sie um eine horizontale Achse, die parallel, und ein andermal um eine, die senkrecht zur Ebene der optischen Achsen verläuft. Bei einem dieser Versuche laufen die Interferenzkurven von den Achsen nach der Mitte des Präparates. Geschieht das bei einer Drehung der Quarzplatte um eine Achse senkrecht zur Ebene der optischen Achsen, so herrscht positive Doppelbrechung, im anderen Falle negative. Der Versuch ist im Nörrenbergschen Instrument und am besten in monochromatischem Lichte auszuführen.

Erklärung der Erscheinung. Bei einem positiven Präparat ist die Verbindungslinie der optischen Achsen (gleich zweite Mittellinie) die Schwingungsrichtung α der schnelleren Welle, die dazu in der Platte gelegene senkrechte Richtung die der langsameren (β). Beim Drehen des Quarzes um β nähert man seine optische Achse (Schwingungsrichtung der langsameren Welle) mehr und mehr der Richtung α im Präparat. Diese Ungleichsinnigkeit schwächt die resultierende Doppelbrechung. Die Interferenzkurven um die Achsen müssen weiter werden, also von den beiden optischen Achsen nach der Mitte hinlaufen. Bei einem negativen Kristall ist es umgekehrt.

b) Schnitte, auf denen nur eine optische Achse aus-

tritt, lassen sich zur Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung auswerten auf Grund der Überlegung, daß man aus der Krümmung des Hyperbelastes im Interferenzbilde (in der Diagonalstellung der Platte) erkennen kann, nach welcher Richtung hin die erste Mittellinie sich befindet: sie liegt in dem an die konvexe Seite der Hyperbel stoßenden Felde. Daher kann man die Gipsblättchenmethode hier genau so anwenden wie bei Schnitten senkrecht zur ersten Mittellinie. Man stellt die Achse so, daß sie einmal (wie in Fig. 518, 2. Reihe rechts) als rechte, und dann, daß sie als linke (wie in Fig. 518, 3. Reihe links) erscheint, und untersucht auf Entstehung des blauen Farben-

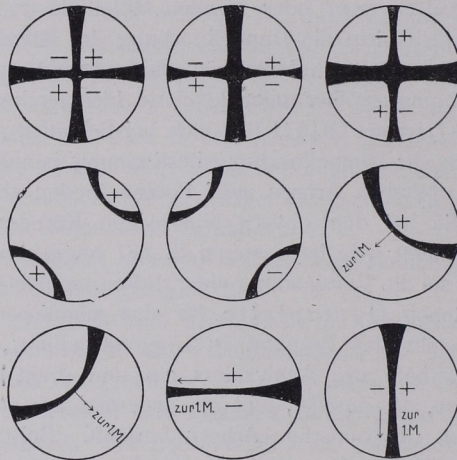


Fig. 518. Bestimmung der Doppelbrechung optisch einachsiger und zweiachsiger Kristalle mittels eines Gipsblättchens vom Rot 1. Ordnung.

tons im Isogyrenwinkel, d. h. an der konkaven Seite der Barre. Erscheint Blau im positiven Winkel, so ist die Doppelbrechung positiv, falls im negativen Winkel, so ist sie negativ. Durch Drehen mag man die optische Achse in eine Normalstellung überführen und sich auch in dieser Lage das Achsenbild in Gedanken ergänzen; dann kann man die nämliche Regel nochmals anwenden.

Die Regel zur konoskopischen Bestimmung der Doppelbrechung mittels des Gipsblättchens lautet also für alle einschlägigen Fälle (Fig. 518) bei einachsigen wie bei zweiachsigen Kristallen: Blau im positiven Isogyrenwinkel Doppelbrechung positiv, Blau im negativen Isogyrenwinkel Doppelbrechung negativ.

Benutzung eines doppelbrechenden Keils. Da ein solcher außer anderen Polarisationsfarben auch wie das erwähnte Gipsblättchen das Rot 1. Ordnung sowie entsprechend dem angeführten Glimmerblatt an anderer Stelle Grau zeigt, so kann man ihn unter Anwendung dieser Stellen wie die Blättchen verwerten.

Andererseits erweist es sich als praktisch, ihn durch das konoskopische Gesichtsfeld zu verschieben, also in Bewegung zu benutzen, weil er dann ein Zusammenlaufen oder Auseinanderwandern der Interferenzkurven (besonders deutlich, wenn monochromatisches Licht benutzt wird) verursacht, das ein Anzeichen dafür ist, ob die optischen Elastizitätsachsen in Platte und Keil übereinstimmen oder entgegengesetzt sind.

48. Konoskopische Messungen.

1. Schnitte senkrecht zu einer Mittellinie.

Das Interferenzbild der Fig. 490, S. 177 (senkrecht zur 1. Mittellinie) bietet im Abstände der dunklen Hyperbeln voneinander einen Anhalt für die Größe des Winkels der optischen Achsen. Bei Beobachtungen der Präparate in Luft handelt es sich nicht um $2V$, den Winkel der optischen Achsen im Kristall, sondern um den Winkel $2E$ der Fig. 519. Verwendet man Immersion (etwa Öl), so hat man es natürlich wiederum mit einem anderen Winkel ($2H$) zu tun.

a) Die genauesten Ausmessungen des Winkels der optischen Achsen erzielt man mit Hilfe eines Achsenwinkelapparates (Konometer). Besonders zu empfehlen ist der von Wülfing (Fig. 520). Das Instrument gestattet eine stark wechselnde Vergrößerung des Interferenzbildes und ferner, die Richtung der Plattennormale durch Autokollimation festzustellen.

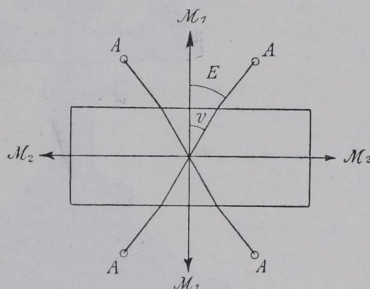


Fig. 519. Wahrer und scheinbarer Winkel der optischen Achsen.

Man dreht die Kristallplatte, welche man der besseren Handhabung wegen auf einen Glasstreifen mit Kanadabalsam aufkitten kann, in Diagonallage derart, daß erst die eine Richtung A , dann die andere in die Achsenrichtung des Instrumentes fällt. Die Ablesungen ergeben den Abstand der Hyperbeläste, also den Winkel der optischen Achsen $2E$ in Luft (Fig. 519). Zur Messung in Öl ($2H$) usw. dient ein Trog mit planparallelen, zur Achse des Instrumentes senkrechten Wänden, in den das Präparat eintaucht.

Bei Platten schief zur Mittellinie erzielt man nur dann kein fehlerhaftes F. Rinne, Krist. Formenlehre u. Anleitung z. kristall-opt. sowie röntgen. Untersuchung. 13

Ergebnis, wenn die Plattennormale in der Ebene von Mittellinie und optischer Normale liegt, die Schiefe also zu den Achsen symmetrisch ist.

Bei einem Schnitt senkrecht zur zweiten Mittellinie erhält man ein ähnliches Bild wie um die erste; jedoch erstreckt sich das beobachtbare Interferenzsystem nicht bis zu den optischen Achsen, da ihr Winkel um diese Mittellinie zu groß ist, als daß sie im Gesichtsfelde in Luft noch austreten würden. Gelegentlich kann man aber

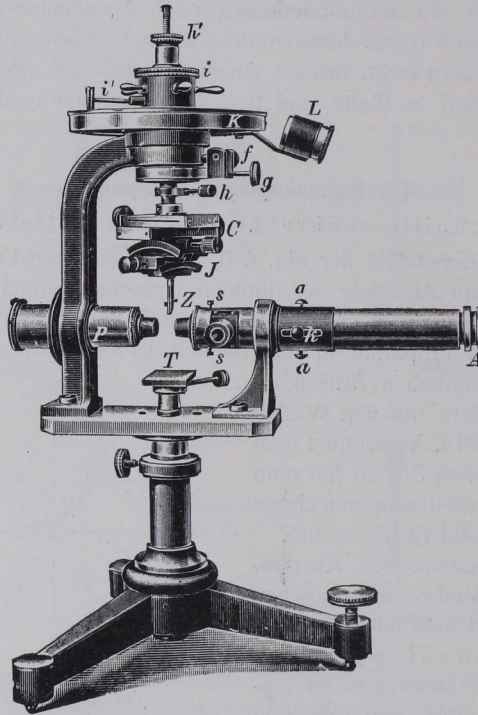


Fig. 520. Wülfing'sches Konometer. *K* Teilkreis mit Lupe *L*, *C* Zentrierschlitten, *J* Justierschlitten, *Z* Präparatzange, *h'* Schraube zur Vertikalbewegung, *h* Fixierschraube, *i'* Klemmschraube des Teilkreises, *f, g* Mikrometerbewegung des Teilkreises, *k* Verschiebungsvorrichtung des Tubus, *P* Polarisator, *A* Analysator, *T* Tisch für Ölgefäß. Am Tubus Ansatz für Autokollimationsbeleuchtung.

im Achsenwinkelapparat den Winkel der optischen Achsen um die zweite Mittellinie bei Benützung einer stark brechenden Flüssigkeit noch messen.

b) Das Mikroskop läßt sich als Konometer gebrauchen, indem man es nach Bertrandscher Art (S. 171) für konvergentes Licht einrichtet und im Okular mit einer Skala versieht, die man mit dem

Interferenzbilde erblickt. Die Teilung wird in Winkelgrößen ausgewertet, indem man sie mittels einiger im Achsenwinkelapparat gemessener Präparate (z. B. Aragonit, Muscovit, Anhydrit, Adular) nach der Formel $T = k \sin E$ eicht, wo T die Anzahl der Teilstriche, $2E$ den Winkel der optischen Achsen in Luft bedeutet und k die festzulegende Mallardsche Konstante.

Noch einfacher ist die Auswertung der Mikrometerskala durch ein Apertometer, z. B. das Wülfingsche Glimmerapertometer (dünnes Spaltblatt von Muscovit, dessen konoskopische Lemniskaten-scheitel ausgemessen sind).

Bemerkung. Bei Verwendung des Mikroskops als Konometer kontrolliere man zunächst mittels eines Normalpräparates (Kalkspat parallel {0001}) die genaue Zentrierung der Linsen, besonders der Bertrandlinse.

2. Schnitte schräg zu einer der beiden optischen Achsen.

Nach F. Becke und Wright legt man im umgewandelten Mikroskop zwei Punkte des Interferenzbildes z. B. durch Koordinaten parallel NN' und N_1N_1' fest, nämlich (Fig. 521) A_1 (den Austritt der optischen Achse) und einen

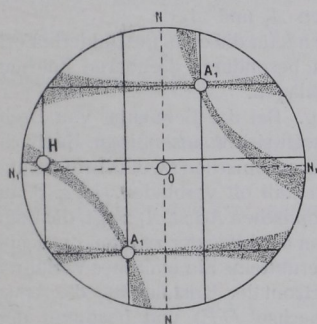


Fig. 521.

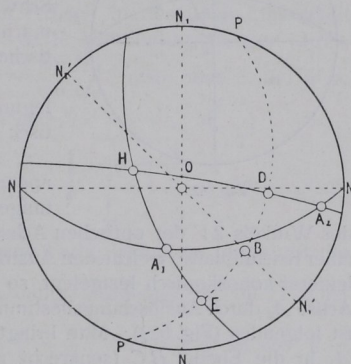


Fig. 522.

beliebigen anderen Punkt, H , auf der dunkeln Isogyre. Am einfachsten geschieht das mittels eines Koordinatenokulars (Teilung durch zwei senkrecht sich durchkreuzende Liniensysteme, die man, wie oben erwähnt, nach Winkelgrößen auswertet). Zunächst stellt man die Barre von links nach rechts und liest ihre Lage auf der erwähnten Teilung ab. Dann dreht man die Nicols um einen schicklichen Winkel (z. B. 30° oder $45'$), auf daß die Barre eine Stellung wie A_1H einnimmt. A_1 als Durchschnittspunkt der beiden Barrenlagen kennzeichnet den Punkt der einen optischen Achse. Die Lage von A_1 und H nach Koordinaten wird vermerkt. Nun wiederholt man die Ableesungen für die Achse an der entgegengesetzten Seite des Gesichtsfeldes, wohin man die Barre durch Tischdrehung bringt. Damit ist der Mittelpunkt des Gesichtsfeldes bekannt. Um A_1 und H in eine stereo-

Winkelwerte sind auf solche im Kristall zu bringen. Man benützt dafür den zwar nur angenähert richtigen Wert des mittleren Brechungsexponenten; $\beta = \sin i / \sin r$.

49. Einige Beziehungen zwischen den Brechungsexponenten und dem äußeren sowie dem inneren Winkel der optischen Achsen.

In Richtung der optischen Achse gilt der mittlere Brechungsexponent β . Es ist also $\frac{\sin E}{\sin V} = \beta$, mithin $\sin V = \frac{\sin E}{\beta}$. Hat man den Winkel der optischen Achsen nicht in Luft, wie oben angenommen, sondern etwa in Öl mit bekanntem Brechungsexponenten n gemessen, so gilt $\sin V = \frac{n \sin H_a}{\beta}$, wo H_a den halben Winkel der optischen Achsen für die angewandte Farbe im Öl bedeutet. Ferner ist $\sin E = n \cdot \sin H_a$. Besitzt die benutzte Flüssigkeit den Brechungsexponenten $n = \beta$ des Kristalls, so mißt man direkt $2V$, da keine Ablenkung stattfindet. Es läßt sich das angenähert ausführen, indem man im Drehapparat eine optische Achse senkrecht stellt und durch Ausprobieren nach der Umhüllungsmethode (S. 110) eine passende Flüssigkeit ausfindig macht.

Hat man den Winkel der optischen Achsen in derselben Flüssigkeit sowohl um die erste als auch um die zweite Mittellinie gemessen ($2H_a$ und $2H_o$), so erhält man $2V$ aus $\operatorname{tg} V = \frac{\sin H_a}{\sin H_o}$, also ohne β und n zu kennen. Andererseits ist $\beta = n \sqrt{\sin^2 H_a + \sin^2 H_o}$.

Eine wichtige Beziehung ist ferner $\operatorname{tg} V = \sqrt{\frac{\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2}}{\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\gamma^2}}}$, wobei $\alpha < \beta < \gamma$

die drei Hauptbrechungsexponenten für eine Farbe bedeuten. Auch gilt die Gleichung $\cos V = \frac{\alpha}{\beta} \sqrt{\frac{\gamma^2 - \beta^2}{\gamma^2 - \alpha^2}}$. Zur Rechnung bequemer ist die Formel

$\cos V = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi'}$, wobei $\cos \varphi = \frac{\beta}{\gamma}$ und $\cos \varphi' = \frac{\alpha}{\gamma}$. Angenähert ist $\cos^2 V = \frac{\gamma - \beta}{\gamma - \alpha}$, ebenso $\sin^2 V = \frac{\beta - \alpha}{\gamma - \alpha}$ und $\operatorname{tg}^2 V = \frac{\beta - \alpha}{\gamma - \beta}$.

Wenn β näher an α liegt als an γ , so ist der Kristall positiv doppelbrechend. Liegt β näher an γ als an α , so herrscht negative Doppelbrechung.

50. Erscheinungen der Zirkularpolarisation im konvergenten polarisierten Lichte.

Es kommen besonders in Betracht Platten senkrecht zur Achse c gewisser Gruppen trigonaler, hexagonaler oder tetragonaler Kristalle.

Man hat dann bei gekreuzten Nicols nicht das Interferenzbild des geschlossenen schwarzen Kreuzes (Fig. 479, S. 173), sondern bei hin-

reichender Dicke des Präparats die in Fig. 524 gekennzeichnete Erscheinung. Die Kreuzesarme stoßen am innersten Ringe ab und lassen ein helles zentrales Feld übrig, das in seinem Verhalten dem

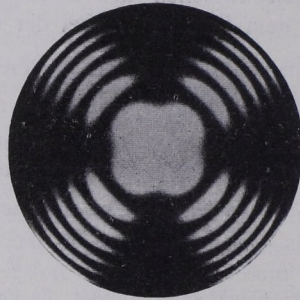


Fig. 524. Zirkularpolarisation bei Quarz.
Nach Hauswaldt.

der Platte im parallelen, polarisierten Lichte entspricht, wie es ja auch zu erwarten ist, da die Mitte der Interferenzerscheinungen im konvergenten, polarisierten Lichte durch Strahlen zustande kommt, die wie im parallelen Lichte senkrecht zur Platte stehen, und durch solche, die wenig vom Lote abweichen. Bei Anwendung von Tageslicht hat man in diesem Innenfelde demnach die nämlichen Farbenerscheinungen wie im parallelen Lichte und kann sie im selben Sinne bezüglich der Entscheidung, ob Rechts- oder Linksdrehung vorliegt, verwerten. (Vgl. S. 168.)

Bei sehr dünnen Platten kommt natürlich auch im konvergenten, polarisierten Lichte die Zirkularpolarisation (Drehung der Schwingungsebene des polarisierten Lichtes) nicht zur deutlichen Wirkung, da der Grad der Drehung dann sehr gering wird. Es ergeben solche Platten also ein geschlossenes schwarzes Kreuz.

Anmerkung. Liegt eine rechtsdrehende Schicht eines trigonalen, tetragonalen oder hexagonalen Kristalls über einer linksdrehenden oder umgekehrt, so gibt es im konvergenten, polarisierten Lichte auf der Endfläche die Erscheinung der sogenannten Airyschen Spiralen (Fig. 525). Es kommen solche Überlagerungen infolge von Zwillingbildungen vor. In bezug auf die Größe des resultierenden Drehwinkels heben sich solche Schichten natürlich mehr oder weniger auf.

Bei optisch zweiachsigen Kristallen ist gelegentlich Zirkularpolarisation nachgewiesen, so bei Rohrzucker, Weinsäure u. a. Man beobachtet bei solchen Substanzen, daß die durch die Spur der

Anisotrope Flüssigkeiten. (Flüssige Kristalle, Fastkristalle.)

optischen Achsen hindurchgehenden Hyperbeln im monochromatischen Lichte nicht ganz dunkel sind, es vielmehr erst nach einer bestimmten Drehung des Analysators werden (Fig. 526). Bei ungleichwertigen optischen Achsen (z. B. bei Rohrzucker, bei dem die Ebene dieser Achsen parallel der seitlichen Endfläche geht) ist das Drehungsvermögen der einen Achse ungleich dem der anderen.

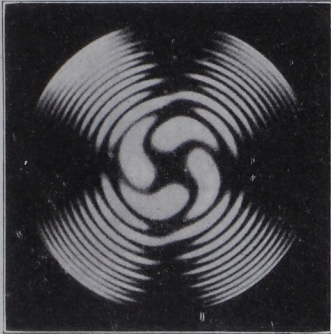


Fig. 525. Airysche Spirale.
Nach Hauswaldt.

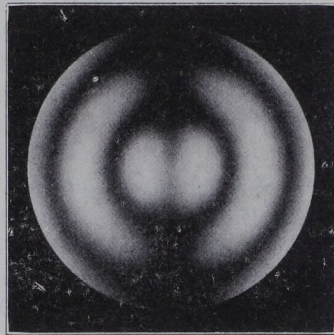


Fig. 526. Zirkulationspolarisation bei Rohrzucker.
Nach Hauswaldt.

Bemerkung. Preßt man Quarz in Richtung senkrecht zur Hauptachse, so wandelt sich sein konoskopisches Bild (Fig. 524) in das eines optisch zweiachsigen zirkularpolarisierenden Kristalls um. Die Ebene der optischen Achsen stellt sich in die Druckrichtung.

51. Anisotrope Flüssigkeiten. (Flüssige Kristalle, Fastkristalle.)

Die Erscheinungen der Doppelbrechung sind nicht auf optisch anisotrope Kristalle beschränkt, sondern wahrscheinlich auch eine Eigenschaft der freien Molekel von Gasen und Flüssigkeiten. Wegen wirrer Lagerung der Teilchen kommt sie hier aber nicht zur Geltung. Flüssige Kristalle haben nach Vorländer sehr langgestreckte Molekel-form. Das begünstigt eine gegenseitige mehr oder minder vollkommene Parallelstellung. In dieser Gruppierung wirken die Molekel-schwärme optisch wie einachsige Kristalle. Besonders unter dem Einfluß von Glasunterlagen stellen sie sich zuweilen in ihren kleinsten Teilchen auf größere Strecken parallel, und zwar richtet sich die Wirtelachse der Molekeln senkrecht zur Unterlage, so daß man z. B. im konvergenten polarisierten Lichte Interferenzfiguren wie auf der Endfläche wirteliger Kristalle erblickt. Andererseits gibt es Übergänge von starren zu milden und schließlich fließenden Kristallen (Blei,

Ammonoleat); auch wirkt Temperaturerhöhung öfter im nämlichen Sinne (Eisen). Die »flüssigen Kristalle« bilden also eine sehr interessante Übergangsreihe von den wahren Kristallen zu den amorphen (wirren) Aggregaten. Beispiele s. S. 205.

52. Optische Anomalien.

Es kommt zuweilen vor, daß sich Kristalle anders verhalten, als man nach der Kristallform erwartet, daß z. B. geometrisch isometrische Kristalle doppelbrechend sind und der Form nach trigonale, tetragonale oder hexagonale Kristalle optisch zweiachsig erscheinen.

Der Grund für diese Verhältnisse ist besonders in folgendem zu suchen.

a) Spannungserscheinungen.

Die Kristallteilchen stehen dann unter dem Einfluß sekundärer Spannung. Auch bei amorphen Körpern (z. B. Glas) lassen sich solche leicht hervorrufen, so durch Druck oder Erhitzen und schnelles Abkühlen. Erhitzte und schnell abgekühlte Objektträger z. B. sind deutlich doppelbrechend. Bei Kristallen stellen sich Spannungen häufig ein, wenn feinbauliche Mischungen vorliegen. Isomorphe, d. h. chemisch verwandte und analog zusammengesetzte Körper, z. B. die verschiedenen

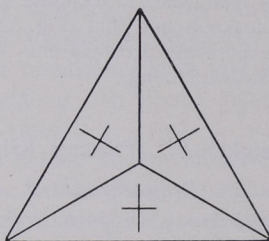


Fig. 527. Optische Anomalie bei Alaun auf einer Platte nach $\{111\}$.

Alaune, kristallisieren zusammen, so daß dann derselbe Kristall chemisch verschiedene Substanzen enthält. In solchen Fällen findet man oft optische Anomalien. Sie äußern sich in einem mehr oder minder deutlichen optischen Zerfall des Kristalls in Sektoren, die von seinen Flächen ausgehen und sich in den Kristall teilen (Fig. 527). So sind die erwähnten Alaune doppelbrechend, und ihr Oktaeder zerfällt in 8 Teilkörper, von denen jeder von einer der 8 Oktaederflächen aus sich ins Kristallinnere erstreckt. Auf Schliffen, die z. B. durch das Oktaeder nach den Würfel­flächen geführt sind, äußert sich der Zerfall

als Felderteilung. Solche Sektorenbildungen zeigen hexagonale und tetragonale Kristalle zuweilen auf Schnitten parallel der Endfläche.

Man beobachtet optische Anomalien insbesondere bei Kristallisationen, die bei niedriger Temperatur (aus Lösungen) erfolgten. Bei höheren Wärmegraden gleichen sich die Ungleichmäßigkeiten im Feinbau durch Diffusion der Raumgitterteilchen trotz des festen Zustandes der Materie zu meist aus.

Auch nichtisomorphe Beimischungen vermögen optische Anomalien hervorzurufen. So lassen sich doppelbrechende (zugleich pleochroitisch erscheinende) Salmiakkristalle herstellen, wenn man einen Tropfen starker Salmiaklösung mit etwas Eisenchlorid versetzt und auskristallisieren läßt.

b) Eine äußerst feine Schichtung isotroper Teile oder auch ein sehr feiner Stäbchenaufbau kann nach O. Wiener Ursache anormaler Doppelbrechung werden. Lamellare Körper geben negative, stäbchenförmige positive einachsige Doppelbrechung; parallelepipedische werden Zweiachsigkeit mit sich bringen. Die Stärke der Doppelbrechung wächst mit dem Unterschied der Brechung zwischen der Substanz und dem Zwischenmittel. Wird letzteres passend gewählt, so tritt Isotropie ein.

c) Modifikationsänderungen.

Viele Substanzen sind fähig, in verschiedenen Modifikationen zu kristallisieren, so bekanntermaßen der Schwefel in rhombischen und monoklinen Kristallen.

Es kommt nun vor, daß eine Modifikation in eine andere übergeht, ohne daß ein unregelmäßiger Zerfall der Kristalle eintritt, daß vielmehr die frühere Form von physikalisch umgeänderten parallelen oder verzwilligten Teilchen erfüllt wird, denen die vorliegende Gestalt an sich nicht zusteht. Das ergibt einen Gegensatz zwischen Form und physikalischem Verhalten. In der Mineralwelt ist dieser Fall beim Leuzit verkörpert, der in Lavamassen bei hoher Temperatur in isometrischen Kristallen der Ikositetraederform (Fig. 231, S. 63) entstanden und beim Abkühlen in eine rhombische Modifikation umgelagert ist, ohne daß die isometrische Form sich dabei geändert hat. Durch Erhitzen kann man die rhombischen Teilchen in die isometrische Modifikation überführen, so daß, solange diese erhöhte Temperatur herrscht, Form und physikalisches Verhalten im Einklang sind.

d) Manche Substanzen niedriger Symmetrie ahmen durch Zwillingsbildung höher symmetrische Formen nach. Geschieht dies in hohem Maße, wie z. B. beim geometrisch pseudoisometrischen, optisch deutlich orthotrimetrischen Borazit, so erscheint die Substanz anomal.

53. Untersuchung undurchsichtiger Körper auf Doppelbrechung.

Zum bloß qualitativen Nachweis verwendet man nach J. Königsberger vor dem Illuminator ein Nicol mit horizontaler Schwingungsrichtung, im Tubus das Innennicol und dazwischen eine Biotsche

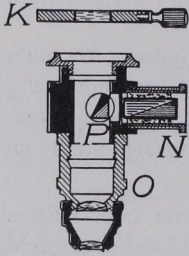


Fig. 528. Apparatur zum Nachweis der Doppelbrechung bei undurchsichtigen Stoffen.

Quarzplatte *K* (Fig. 528). Man stellt das Innennicol so, daß bei isotropem Präparat eine violette Interferenzfarbe erscheint; bei anisotropem ändert sich diese Tönung; sie wechselt bei geringer Doppelbrechung zwischen Rot und Blau, bei stärkerer zwischen Gelb und Grün. Die zu untersuchenden Platten müssen sauber poliert sein. Für die Messung der Doppelbrechung hat Königsberger einen besonderen Apparat angegeben, bezüglich dessen Interessenten auf das Zentralblatt für Mineralogie 1908, S. 565 und 597, sowie 1909, S. 245, verwiesen seien.

Anhang.

Übungsbeispiele für optische Untersuchungen.

Zur Erlernung der im obigen auseinandergesetzten optischen Untersuchungsmethoden ist es nötig, Übungsbeispiele zu behandeln. Im folgenden seien einige Vorschläge in der Hinsicht gemacht.

Beim Verdampfen eines Lösungstropfens auf einem Objektträger oder beim Ausfällen bilden sich sehr oft kleine Kristalle, die für die Betrachtung unter dem Mikroskop geeignet sind. Größere Kristalle stellt man sich her, indem man die betreffende Lösung langsam verdunsten und die Kristallisationen an einem Faden, in Glaswolle oder auf dem Boden des Gefäßes anschießen läßt. Minerale bieten gleichfalls gute Übungsbeispiele.

1. Amorphe Körper.

Glas. Optische Anomalien: beim Biegen (Glasstab) oder nach ungleichmäßigem Erhitzen. Betrachtung mit Gipsblättchen von Rot 1. Ordnung. Fasern, Haare, Gele sind oft doppelbrechend.

2. Isometrische Kristalle.

Chlornatrium, Kaliumplatinchlorid, reiner Kalialaun, Baryumnitrat, Bleinitrat, Pyrop.

Optische Anomalien: Mischung von Baryum- und Bleinitrat. Granat der Kontaktgesteine. Gepreßtes Steinsalz.

Skelette: Salmiak. Schnelle Kristallisation durch Erhitzen eines Lösungstropfens.

Zirkularpolarisation: Natriumchlorat (dicke Kristalle, Drehung sonst gering).

3. Optisch einachsige Kristalle.

a) Trigonale Kristalle.

Kieselfluornatrium, Natriumnitrat, Brucit, Kalkspat, Turmalin (Pleochroismus), Quarz (Zirkularpolarisation).

b) Tetragonale Kristalle.

Nickelvitriol, Quecksilberchlorür, Zirkon.

c) Hexagonale Kristalle.

Nephelein, Apatit.

4. Optisch zweiachsige Kristalle.

a) Rhombische Kristalle.

Kaliumchromat, Bittersalz, Natriumdithionat (Ätzfiguren), Anhydrit, Schwerspat, Aragonit, Olivin, Schwefel aus Schwefelkohlenstoff, Kalisalpeter.

b) Monokline Kristalle.

Gips (oft Zwillinge), Borax, Rohrzucker, Weinsäure (Pyroelektrizität), Sanidin, Glimmer, Augit, Hornblende, Epidot.

c) Triklone Kristalle.

Kupfervitriol, Kaliumdichromat, Plagioklase, Disthen.

Um besonders wichtige optische Verhältnisse an möglichst wenigen Präparaten erläutern zu können, habe ich eine Sammlung von 15 Mineraldünnschliffen zusammengestellt, nach welcher die Firma Voigt und Hochgesang in Göttingen für Interessenten gleiche Sammlungen anfertigt.

Sie enthält folgende Schliffe: 1. Olivin nach $\{100\}$. 2. Quarz nach $\{0001\}$. 3. Granat, beliebiger Schnitt. 4. Sanidin nach $\{010\}$. 5. Quarz nach $\{10\bar{1}0\}$. 6. Kalkspat nach $\{10\bar{1}1\}$. 7. Staurolith nach $\{110\}$. 8. Hornblende nach $\{100\}$. 9. Augit nach $\{010\}$. 10. Labrador nach $\{010\}$. 11. Labrador senkrecht a. 12. Labrador nach $\{001\}$. 13. Kalkspat nach $\{0001\}$. 14. Muscovit nach $\{001\}$. 15. Epidot nach $\{001\}$.

Die Sammlung dient zum Studium folgender Verhältnisse.

I. Brechung. (Die Schliffe liegen in Kanadabalsam: $n = 1,54$).

1. Starke Brechung.

Olivin (rhombisch), parallel dem ersten Pinakoid. Schliff 1 ($\beta = \text{etwa } 1,68$). Vgl. auch Schliff 3 ($n = \text{etwa } 1,74$), 7 ($\beta = \text{etwa } 1,74$), 9 ($\beta = \text{etwa } 1,70$).

2. Schwache Brechung.

Quarz (hexagonal), senkrecht Achse c . Schliff 2 ($n = 1,54$). Vgl. auch Schliff 4 ($\beta = 1,52$), 5 ($\beta = \text{etwa } 1,55$), 10 ($\beta = \text{etwa } 1,56$).

II. Einfache und doppelte Brechung.

1. Einfache Brechung.

Pyrop (isometrisch), Schliff beliebiger Lage. Schliff 3. Vgl. auch Schliff 2, 13.

2. Doppelbrechung.

a) Starke Doppelbrechung.

Olivin (rhombisch), Schliff 1 ($\beta - \alpha = \text{etwa } 0,017$). Vgl. auch Schliff 6 ($\gamma' - \alpha' = 0,092$), 9 ($\gamma - \alpha = 0,025$).

b) Schwache Doppelbrechung.

Sanidin (monoklin), parallel dem seitlichen Pinakoid. Schliff 4 ($\gamma - \beta = 0,004$); vgl. auch Schliff 10 ($\gamma' - \alpha' = \text{etwa } 0,009$).

III. Lage der Auslöschungsrichtungen.

1. Optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale, hexagonale Kristalle.

a) Schliff parallel der optischen Achse.

Quarz (trigonal), Schliff parallel Achse c , Schliff 5.

b) Schliff aus der Zone von Säule zur Endfläche.

Kalkspat (trigonal), Schliff parallel einer Rhomboederfläche, Schliff 6.

2. Optisch zweiachsige Kristalle.

a) Rhombische Kristalle.

 α . Pinakoidaler Schliff.

Olivin, Schliff parallel dem ersten Pinakoid, Schliff 1.

 β . Prismatischer Schliff.

Staurolith, Schliff parallel einem Prisma dritter Art, Schliff 7.

b) Monokline Kristalle.

 α . Schliff parallel Achse b .

Hornblende, Schliff parallel dem ersten Pinakoid, Schliff 8.

 β . Schliff senkrecht Achse b .

$\alpha\alpha$. Geringe Schiefe der Auslöschung.

Sanidin, Schliff 4.

$\beta\beta$. Große Schiefe der Auslöschung.

Basaltischer Augit, Schliff 9.

c) Triklone Kristalle.

Labrador, Schliff parallel dem zweiten Pinakoid, Schliff 10.

IV. Bestimmung des relativen Wertes der Schwingungsrichtungen in einer doppelbrechenden Platte (zugleich Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung).

Quarz, Schliff parallel Achse c ($c = k$, also positive Doppelbrechung), Schliff 5.

Sanidin, parallel dem zweiten Pinakoid (die den Spaltrissen anliegende Auslöschungsrichtung = Richtung der ersten Mittellinie = α ; negative Doppelbrechung). Schliff 4. Vgl. auch Schliff 1, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14.

V. Pleochroismus.

Hornblende (monoklin), Schliff parallel dem ersten Pinakoid, Schliff 8. Vgl. auch Schliff 7.

VI. Zwillingsbildungen bei doppelbrechenden Kristallen.

1. Schliff senkrecht zur Zwillings- (und Verwachsungs)ebene.

Labrador (triklin), senkrecht zum zweiten und dritten Pinakoid, Schliff 11.

2. Schliff schief zur Zwillings- (und Verwachsungs)ebene.

Labrador schief zum zweiten Pinakoid, Schliff 12.

VII. Konvergentes polarisiertes Licht.

1. Optisch einachsige Kristalle (trigonale, tetragonale und hexagonale Kristalle).

a) Schliff senkrecht zur optischen Achse.

 α . Schwache Doppelbrechung.

Quarz (trigonal), Schliff 2 ($\varepsilon - \omega = 0,009$).

- β. Starke Doppelbrechung.
Kalkspat (trigonal), Schliff 13 ($\omega - \varepsilon = 0,172$).
 - b) Schliff aus der Zone von Säule zur Endfläche.
Kalkspat, Schliff parallel einer Rhomboederfläche, Schliff 6.
 - c) Schliff parallel Achse c .
Quarz, Schliff 5.
- 2. Optisch zweiachsige Kristalle.
 - a) Schliff senkrecht zur 1. Mittellinie.
 - α. Optische Achsen im Gesichtsfelde.
Muscovit (monoklin), Spaltblättchen nach dem dritten Pinakoid, Schliff 14.
 - β. Optische Achsen nicht im Gesichtsfelde.
Olivin (rhombisch), parallel dem ersten Pinakoid, Schliff 1.
 - b) Schliff senkrecht zur 2. Mittellinie.
Sanidin (monoklin), Schliff 4.
 - c) Schliff parallel der Ebene der optischen Achsen.
Augit (monoklin), Schliff parallel dem zweiten Pinakoid, Schliff 9.
 - d) Schliff etwas schief zu einer optischen Achse.
Epidot (monoklin), Schliff parallel dem dritten Pinakoid, Schliff 15.
- 3. Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung.
 - a) Optisch einachsige Kristalle (trigonale, tetragonale und hexagonale Kristalle).
 - α. Positive Doppelbrechung.
Quarz (trigonal), Schliff senkrecht zur optischen Achse (schwache Doppelbrechung), Schliff 2.
 - β. Negative Doppelbrechung.
Kalkspat (trigonal), Schliff senkrecht zur optischen Achse (starke Doppelbrechung), Schliff 13.
 - b) Optisch zweiachsige Kristalle (rhombische, monokline und trikline Kristalle).
 - α. Positive Doppelbrechung.
Olivin (rhombisch), Schliff senkrecht zur 1. Mittellinie (Schliff parallel dem ersten Pinakoid), Schliff 1.
Labrador (triklin), Schliff schief zur Mittellinie, Schliff 10.
 - β. Negative Doppelbrechung.
Muscovit (monoklin), fast genau senkrecht zur 1. Mittellinie (Spaltblättchen nach dem dritten Pinakoid), Schliff 14.
Epidot (monoklin), etwas schief zu einer optischen Achse, Schliff 5.

Eine andere Sammlung von 9 Schliffen dient zur Erläuterung der Zirkularpolarisation, der Dispersionen der optischen Achsen und der Dispersionen der Mittellinien (bzw. Achsenebenen).

I. Zirkularpolarisation.

1. Isometrische Kristalle. Beobachtung im parallelen, polarisierten Lichte.
Natriumchlorat (Dickschliff), Schliff 1.

2. Trigonale, tetragonale und hexagonale Kristalle. Beobachtung im parallelen und konvergenten polarisierten Lichte.

Quarz, Schliff parallel $\{0001\}$ (Dickschliff). Rechts drehend, Schliff 2.
 Quarz, Schliff parallel $\{0001\}$ (Dickschliff). Links drehend, Schliff 3.
 Durch Aufeinanderlegen von 2 und 3 Airysche Spiralen.

II. Dispersion der optischen Achsen, Mittellinien und Ebenen der optischen Achsen.

1. Rhombische Kristalle.

Dispersion der optischen Achsen ohne Dispersion von Mittellinien bzw. der Ebenen der optischen Achsen.

a) Winkel der optischen Achsen für die roten Strahlen größer als der für die grünen (blauen) Strahlen. $R > Bl$.

Cerussit, senkrecht zur 1. Mittellinie. Schliff 4.

b) Winkel der optischen Achsen für die roten Strahlen kleiner als der für die grünen (blauen) Strahlen. $R < Bl$.

Schwerspat, senkrecht zur 1. Mittellinie, Schliff 5.

2. Monokline Kristalle.

a) Dispersion der Mittellinien. Geneigte Dispersion.
 (Ebene der optischen Achsen in der Symmetrieebene).

Gips, senkrecht zur 1. Mittellinie (für mittlere Farben), Schliff 5.

b) Dispersion der Mittellinien und Ebenen der optischen Achsen. Horizontale Dispersion. (Ebene der optischen Achsen senkrecht zur Symmetrieebene. Erscheinung um die Mittellinien in der Symmetrieebene).

Adular, senkrecht zur 1. Mittellinie (für mittlere Farben), Schliff 7.

c) Dispersion der Achsenebenen. Gekreuzte Dispersion. (Ebene der optischen Achsen senkrecht zur Symmetrieebene. Erscheinung um die mit der Achse b zusammenfallenden Mittellinien).

Borax, senkrecht zur 1. Mittellinie, Schliff 8.

3. Triklone Kristalle.

Unsymmetrische Dispersion.

Kaliumdichromat, senkrecht zur 1. Mittellinie (für mittlere Farben), Schliff 9.

Zur Demonstration von Sphärolithen sind geeignet Kristallisationen von Baryumchlorid, Benzoin, Betol.

Enantiotrope Umwandlung weisen sehr drastisch auf z. B. Kohlenstofftetrabromid (Umschlag monoklin \rightleftharpoons isometrisch bei 47°), Borazit (rhombisch \rightleftharpoons isometrisch bei 265°), Quarz $\beta \rightleftharpoons \alpha$ bei 575°).

Für das erste Studium flüssiger Kristalle sind folgende Präparate (zu beziehen von Merck in Darmstadt) zu empfehlen.

1. Sirupartiges Ammonoleat mit wäbrigem Alkohol unter großem flachem Uhrglas bis nahe dem Sieden erwärmen, durch Abheben und Aufsetzen des Deckglases gut mischen; einige Oleatreste lassen; zwischen $+N$ abkühlen lassen. Die kleinen pyramidalen Kristalle

fließen zu größeren zusammen, biegen und strecken sich in der bewegten Flüssigkeit. Beim öfteren parallelen Verschieben des Deckglases Parallelstellung der Kristalle. Magdalarot und Olivenöl machen die Kristalle pleochroitisch.

2. Paraazoxyzimtsäureäthylester mit zur völligen Lösung nicht ausreichender Menge von Monobromnaphthalin in der Nähe des Schmelzpunktes behandeln und erkalten lassen. Es entstehen pflanzenförmige sich bewegende Kristalle.

3. Paraazoxyanisol 63,8 Gew.-T., Paraazoxyphenetol 25,3 Gew.-T., Paraazophenetol 6,3 Gew.-T., Kolophonium 2,5 Gew.-T., Olivenöl 1,9 Gew.-T. bilden runde flüssige Kristalle.

4. Anisalamidoazotoluol in sehr dünner Schicht unter Deckglas geschmolzen wird beim Abkühlen pseudoisotrop, d. h. die (optisch einachsigen) Teilchen stellen sich parallel und mit der optischen Achse senkrecht zum Objektträger.

5. Cholesterylcaprinat und Anisalparamidozimtsäureäthylester zeigen beim Erwärmen und entsprechend beim Wiedererkalten zwei flüssige Modifikationen.