

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 Schliß, 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-

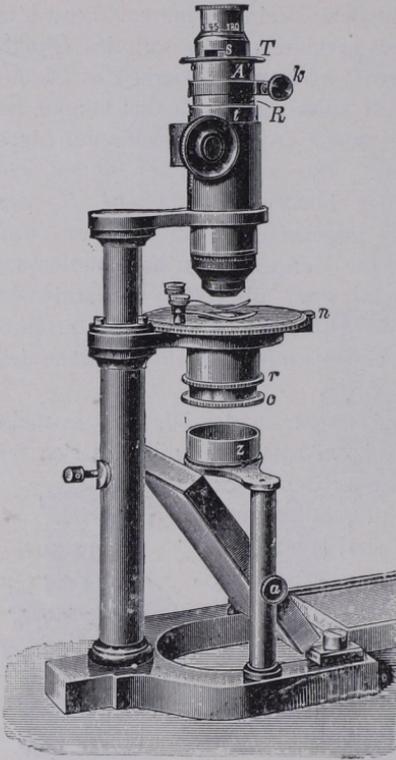


Fig. 477. Nörrenbergsches Konoskop. *R* Tubus, *A* Auszugsrohr mit Fixierschraube *k*, *s* Schlit für Gipsblatt usw., *T* Teller zum Aufsetzen einer photographischen Stülpe, *c* Kondensorsystem in Rohr *r*, *z* Fassung für Beleuchtungslinse.

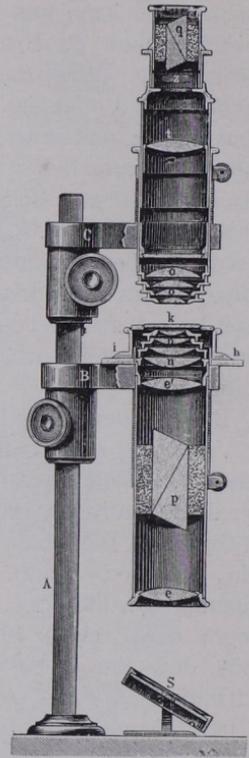


Fig. 478. Grothsches Konoskop. *A* Stativ, *B* u. *C* Träger, *S* Spiegel, *p* Polarisator *e e'* Linsensystem für paralleles Licht, *n* Kondensorsystem, *k* Objektträger, *h i* Teilkreis, *o* Objektivsystem, *t* Okularlinse, *q* Analysator, *z* Schlit für Gipsblatt usw.

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  $45^\circ$  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.

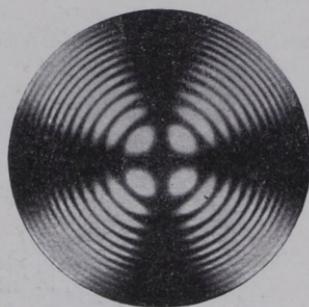


Fig. 479. Konoisopisches Bild eines optisch einachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur optischen Achse.

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

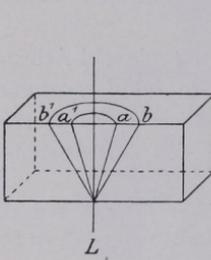


Fig. 480.

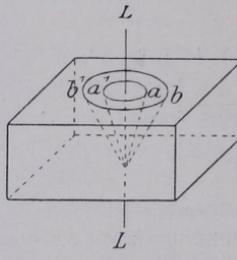


Fig. 481.

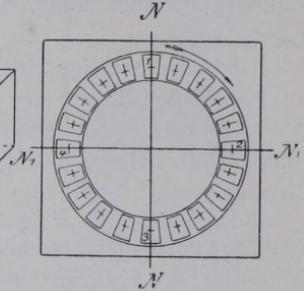


Fig. 482.

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.

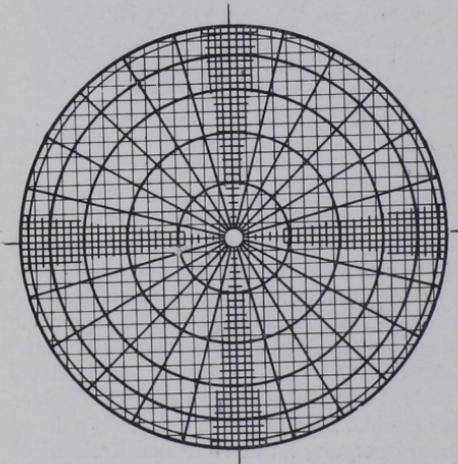


Fig. 483. Skiodrom eines optisch einachsigen Kristalls.

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

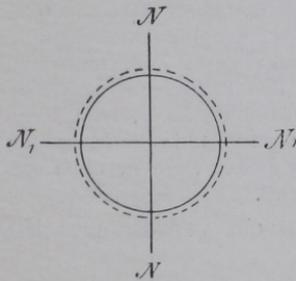


Fig. 484.



Fig. 485.



Fig. 486.

doppelbrechenden Substanzen oft vor, daß man nur das schwarze Kreuz (breit und verwaschen) und gar keine Ringe sieht<sup>1)</sup>.

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.

<sup>1)</sup> 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.

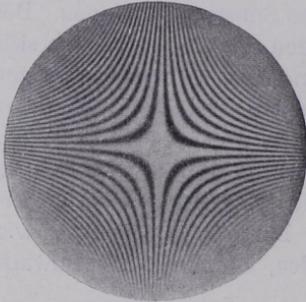


Fig. 487. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines optisch einachsigen Kristalls auf Platte parallel zur optischen Achse.

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.

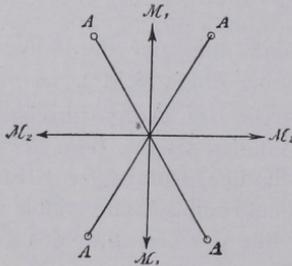


Fig. 488. Optische Achsen und Mittellinien.

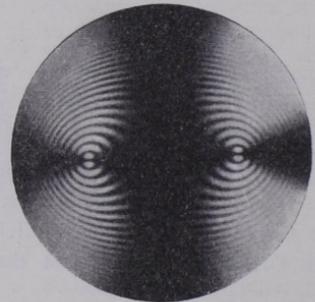


Fig. 489. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines zweiachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur ersten Mittellinie. Normalstellung.

## 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  $45^\circ$ , so bietet sich die in Fig. 490 dargestellte Erscheinung

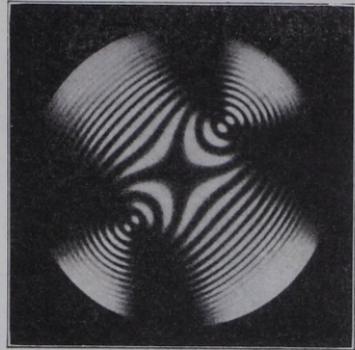


Fig. 490. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines zweiachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zur ersten Mittellinie. Diagonalstellung.

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 (Diagonalstellung). Im Tages- oder Lampenlicht erhält man farbige Interferenzkurven.

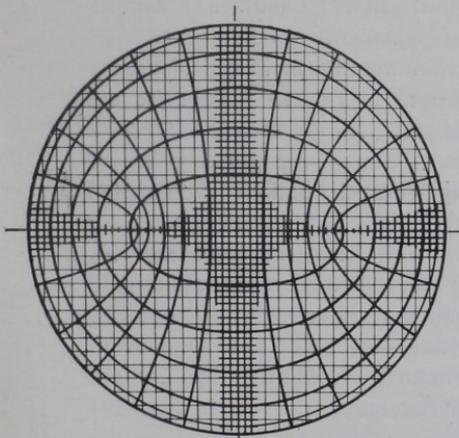


Fig. 491. Skiodrom eines optisch zweiachsigen Kristalls. Normalstellung.

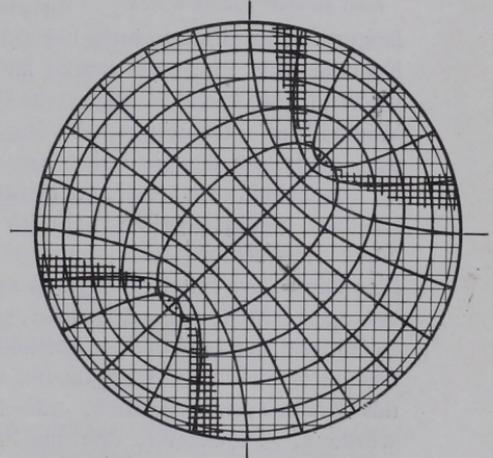


Fig. 492. Skiodrom eines optisch zweiachsigen Kristalls. Diagonalstellung.

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.

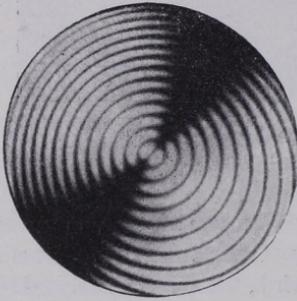


Fig. 493. (Nach Hauswaldt.) Konoskopisches Bild eines optisch zweiachsigen Kristalls auf Platte senkrecht zu einer optischen Achse.

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 Objektive 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  $90^\circ$ , 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 zentrisch<sup>1)</sup>, 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

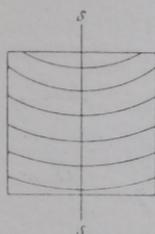


Fig. 494.

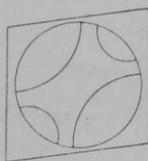


Fig. 495.

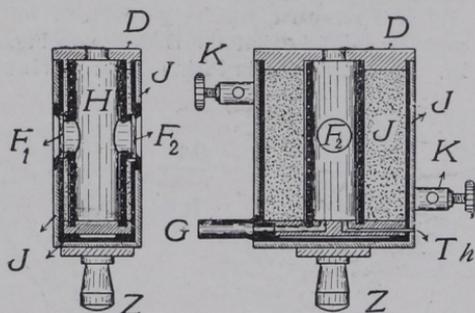


Fig. 496. Erhitzungsapparat für das Konoskop.  
H Heizraum, F Fenster, J Isolierung, K Klemmen,  
D Deckel, Z Einsatzzapfen.

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  $91^{\circ} = 0^{\circ}$ ).

<sup>1)</sup> 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  $\Delta$  (etwa  $1\lambda$ ,  $2\lambda$ ,  $3\lambda$ ) der beiden Lichtbewegungen in der betreffenden Richtung zu erhalten.

### 1. Optisch einachsige Kristalle.

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

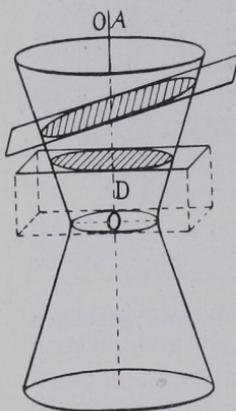


Fig. 497. Fläche gleichen Gangunterschiedes. Optisch einachsiger Kristall.

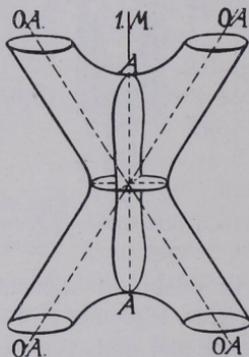


Fig. 498. Fläche gleichen Gangunterschiedes. Optisch zweiachsiger Kristall.

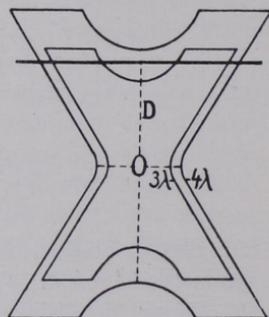


Fig. 499. Flächen gleicher Gangunterschiede  $3\lambda$  und  $4\lambda$ . Optisch zweiachsiger Kristall.

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