

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 $n_o = 1,6585$, $n_e = 1,4863$).

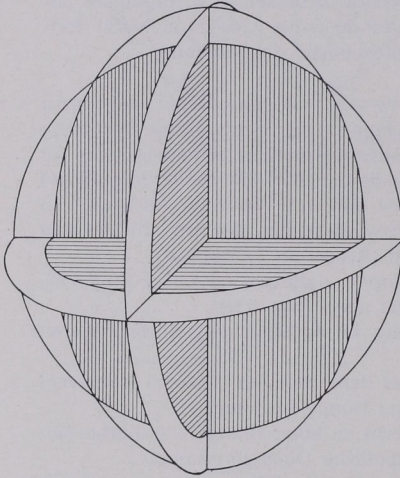


Fig. 443. Strahlengeschwindigkeitsfläche. Optisch zweiachsiger Kristall.

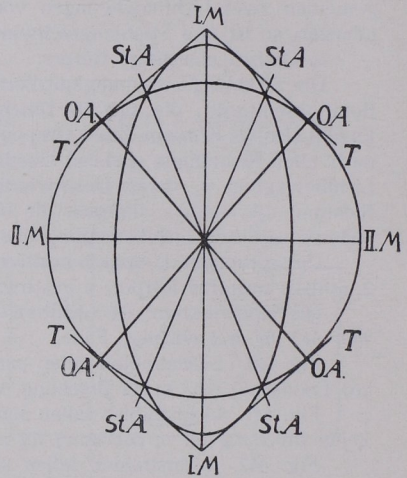


Fig. 444. Schnitt ac der Strahlengeschwindigkeitsfläche eines zweiachsigen Kristalls. OA = optische Achsen (Binormalen), StA = Biradialen.

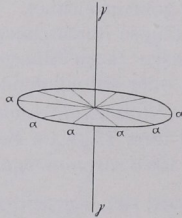


Fig. 445. Schema der Indikatrix eines optisch einachsigen positiven Kristalls.

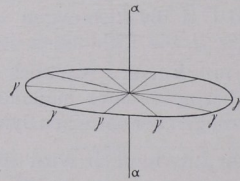


Fig. 446. Schema der Indikatrix eines optisch einachsigen negativen Kristalls.

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.

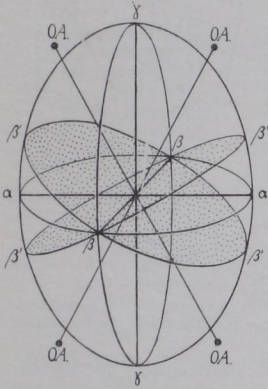


Fig. 447. Indikatrix eines optisch zweiachsigen Kristalls. Dreiachsiges Ellipsoid mit zwei Kreisschnittebenen, zu denen senkrecht je eine optische Achse OA (Binormale) verläuft.

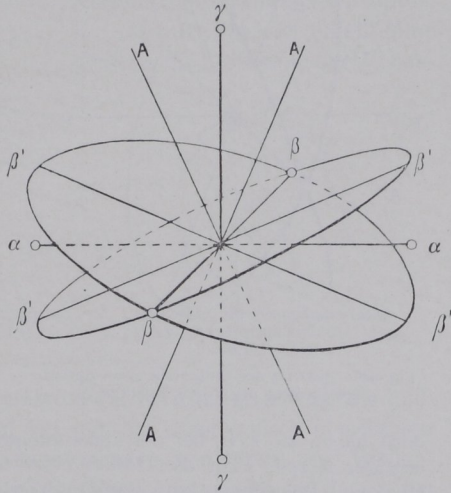


Fig. 448. Schema der Indikatrix eines optisch zweiachsigen positiven Kristalls.

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;

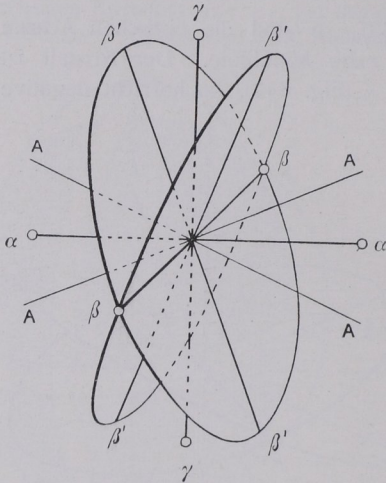


Fig. 449. Schema der Indikatrix eines optisch zweiachsig negativen Kristalls.

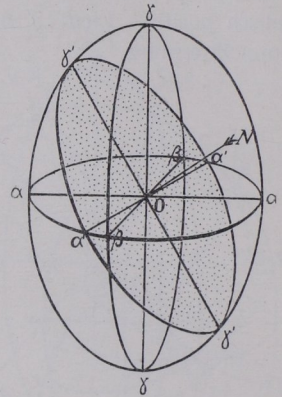


Fig. 450. Wellennormale N und zugehöriger Schnitt durch die Indikatrix.

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

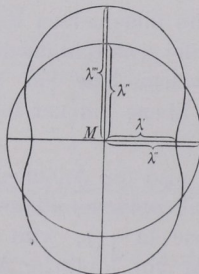


Fig. 451. Schnitt durch die Wellenlängenfläche eines optisch zweiachsig Kristalls.

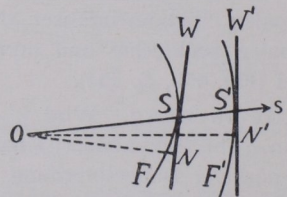


Fig. 452.

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-

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-

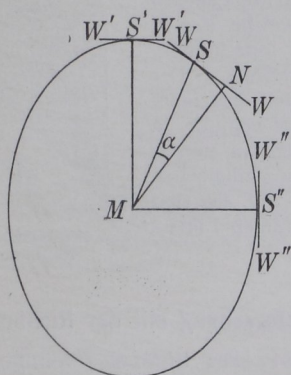


Fig. 453. Konstruktion der Normalenfläche aus der Strahlengeschwindigkeitsfläche eines optisch einachsigen Kristalls.

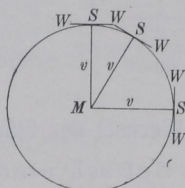


Fig. 454. Strahlengeschwindigkeits- und Normalenfläche eines isotropen Stoffes.

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 $12^\circ 23'$.