

Sitzungsberichte

der

mathematisch-physikalischen Classe

der

k. b. Akademie der Wissenschaften

zu München.

Band XVIII. Jahrgang 1888.



München

Verlag der K. Akademie
1889.

In Commission bei G. Franz.

Interferenz durch circulare Doppelbrechung.

Von E. L o m m e l.

(*Königsberg 2. Juni.*)

Lässt man ein paralleles Bündel geradlinig polarisirten Lichtes auf ein Quarzprisma fallen, dessen optische Axe auf der Halbiringsebene des brechenden Winkels senkrecht steht, so erscheinen, wenn das Prisma auf kleinste Ablenkung gestellt ist, auf der zur optischen Axe parallelen Rückenfläche, die in unserem Falle mattgeschliffen war, sehr schöne zur brechenden Kante parallele Interferenzstreifen. Die Streifen zeigen sich in gleicher Schönheit, welches auch die Schwingungsrichtung des einfallenden polarisirten Lichtes sein mag; sie ändern sich jedoch beim Drehen des Polarisators derart, dass sie bei einer Drehung desselben um 90° in die complementären übergehen.

Die Erklärung der Erscheinung lässt sich in sehr einfacher Weise geben. Aus dem einfallenden geradlinig polarisirten Lichtstrahl (SP , s. Fig.) entstehen zwei entgegengesetzt kreisförmig polarisirte Strahlen, welche, indem sie das Prisma in der Richtung der optischen Axe (PQ) mit verschiedenen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten durchlaufen, einen Gangunterschied gewinnen, vermöge dessen sie, nachdem sie an der Austrittsfläche des Prismas durch innere Zurückwerfung theilweise polarisirt worden, auf ihrem Wege (QR) zur Rückenfläche interferiren.

Sei

$$l = \sin \frac{2\pi}{T} t = \sin \varphi$$

die durch die Vorderfläche (bei P) eingetretene geradlinige Schwingung, welche zum Hauptschnitt des Prismas unter dem Winkel ψ geneigt sei, so kommen an der Austrittsfläche (bei Q), nach Durchlaufung des Weges $PQ = z$, die vier geradlinigen Schwingungen

$$\frac{1}{2} \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z}{c'} \right), \quad \frac{1}{2} \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z}{c'} \right)$$

$$\frac{1}{2} \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z}{c''} \right), \quad -\frac{1}{2} \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z}{c''} \right)$$

an, von welchen die Componenten mit dem Sinuszeichen im Azimute ψ , diejenigen mit dem Cosinuszeichen im Azimute $\psi + 90^\circ$ schwingen, und paarweise zusammengefasst die beiden entgegengesetzt circularen Strahlen darstellen, welche sich mit den Geschwindigkeiten c' und c'' längs der Krystallaxe fortpflanzen. Zerlegt man dieselben senkrecht und parallel zur Einfallsebene (oder zum Hauptschnitt des Prismas), so ergeben sich als senkrechte Componenten:

$$\frac{1}{2} \sin \psi \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n' z \right), \quad \frac{1}{2} \cos \psi \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n' z \right),$$

$$\frac{1}{2} \sin \psi \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n'' z \right), \quad -\frac{1}{2} \cos \psi \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n'' z \right),$$

und als zur Einfallsebene parallele Componenten:

$$\frac{1}{2} \cos \psi \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n' z \right), \quad -\frac{1}{2} \sin \psi \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n' z \right)$$

$$\frac{1}{2} \cos \psi \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n'' z \right), \quad \frac{1}{2} \sin \psi \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n'' z \right),$$

wo noch statt der reciproken Werthe der Geschwindigkeiten

c' und c'' die zugehörigen Brechungscoefficienten n' und n'' geschrieben wurden.

Bezeichnet man mit μ und ν die Schwächungscoefficienten für die Reflexion an der Austrittsfläche des Prismas für zur Einfallsebene senkrecht und dazu parallele Schwingungen, so besteht demnach der zurückgeworfene Strahl (QR) aus den beiden zu einander senkrecht schwingenden Strahlen:

$$\frac{1}{2} \mu \left(\cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n' z - \psi \right) - \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n'' z + \psi \right) \right)$$

und

$$\frac{1}{2} \nu \left(\sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n' z - \psi \right) + \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda} n'' z + \psi \right) \right).$$

Der erstere, nämlich

$$\mu \sin \left(\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi \right) \sin \left(\varphi - \frac{\pi}{\lambda} (n' + n'') z \right)$$

besitzt die Lichtstärke:

$$M^2 = \mu^2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi \right),$$

der zweite, zu diesem senkrecht schwingende, nämlich:

$$\nu \cdot \cos \left(\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi \right) \sin \left(\varphi - \frac{\pi}{\lambda} (n' + n'') z \right)$$

die Lichtstärke:

$$N^2 = \nu^2 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi \right).$$

Mit der Summe $M^2 + N^2$ dieser Intensitäten wird ein Punkt (R) der Rückenfläche des Prismas erleuchtet. Wäre $\nu = \mu$, so würde diese Summe von dem Gangunterschiede $(n' - n'') z$ unabhängig, und Interferenzstreifen könnten nicht auftreten; ebenso wenig, wenn bei verschiedenen Werthen von μ und ν zu dem im Azimute ψ polarisirten einfallenden

Strahl noch ein gleichstarker dazu senkrecht polarisirter hinzukäme, d. h. wenn natürliches Licht auf das Prisma fiel. Ist jedoch das einfallende Licht geradlinig polarisirt, so wird niemals $\nu = \mu$ sein, sondern $\nu^2 < \mu^2$, und es erscheinen Interferenzstreifen, deren Minima und Maxima mit denjenigen von M^2 zusammenfallen.

Es ist bei dieser Darlegung angenommen worden, dass die beiden interferirenden Strahlen parallel zur optischen Axe denselben Weg (PQ) mit ungleichen Geschwindigkeiten durchlaufen, und an der Austrittsfläche des Prismas (in Q) nach dem gewöhnlichen Reflexionsgesetz ebenfalls nach einer und derselben Richtung (QR) zurückgeworfen werden. In Wirklichkeit aber schlagen die beiden circularen Strahlen, in welche sich der einfallende lineare Strahl zerlegt, vermöge der Verschiedenheit ihrer Brechungsindices n' und n'' verschiedene Wege ein, indem der eine stärker, der andere schwächer gebrochen wird, als der Strahl, welcher bei Abwesenheit des Drehungsvermögens kraft des ordinären Brechungsindex n die Axenrichtung selbst einschlagen würde. Während also bisher, unter α den brechenden Winkel des Prismas und unter i den Einfallswinkel des parallelen Strahlenbündels verstanden, die Richtung der interferirenden Strahlen (PQ) der Gleichung

$$\sin i = n \sin \frac{1}{2} \alpha$$

entsprechend angenommen wurde, bestimmen sich diese Richtungen vielmehr durch die Gleichungen:

$$\sin i = n' \sin \left(\frac{1}{2} \alpha - \delta \right) \quad \text{und} \quad \sin i = n'' \sin \left(\frac{1}{2} \alpha + \delta \right);$$

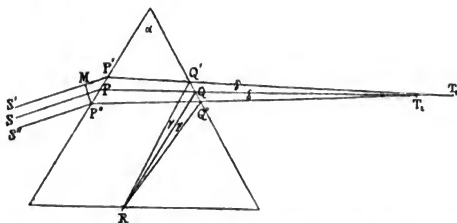
die sehr kleinen Winkel, um welche diese Richtungen von der Krystallaxe abweichen, sind nämlich in erster Annäherung einander gleich ($= \delta$), nämlich bis auf Grössen zweiter Ord-

nung hinsichtlich der Grösse δ . Mit derselben Annäherung gilt auch die Beziehung¹⁾

$$n = \frac{n' + n''}{2}.$$

In dem Punkte (R) der Rückenfläche des Prismas kommen daher zwei Strahlen zur Interferenz, welche, zwei verschiedenen einfallenden Strahlen $S'P'$ und $S''P''$ entstammend, von der einfallenden Welle $P''M$ aus die verschiedenen Wege $MP'Q'R$ und $P''Q''R$ durchlaufen haben. Auch die kleinen Winkel, welche die Strahlen $Q'R$ und $Q''R$ mit dem Strahle QR bilden, sind, wenn wir die gegenwärtige Betrachtung auf zum Hauptschnitt senkrechte Schwingungen beschränken, die sich im Quarz in von der optischen Axe so beträchtlich abweichenden Richtungen dem Index n gemäss fortpflanzen, in erster Annäherung als einander gleich anzusehen ($= \gamma$); sie würden, wenn an der Austrittsfläche gewöhnliche Zurückwerfung stattfände, jeder $= \delta$ sein; da aber Krystallreflexion eintritt, so ist γ von δ verschieden, und zwar ergibt die Huyghens'sche Construction, wiederum in erster Annäherung, $\gamma = 2\delta$.

Der Gangunterschied der beiden in R zusammentreffenden Strahlen ist nun (s. Fig.):



$$A = (PP' + PP'') \sin i + P'Q' \cdot n' + Q'R \cdot n - P''Q'' \cdot n'' - Q''R \cdot n.$$

1) Lommel, Wied. Ann. 20. pg. 581. 1883.

Aus der Figur aber entnimmt man:

$$\begin{aligned}
 P'Q' &= P'T_1 - Q'T_1, \quad P''Q'' = P''T_2 - Q''T_2, \\
 P'T_1 &= PT_1 \cdot \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)}, \quad P''T_2 = PT_2 \cdot \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \\
 Q'T_1 &= QT_1 \cdot \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)}, \quad Q''T_2 = QT_2 \cdot \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} \\
 PP' &= PT_1 \cdot \frac{\sin \delta}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)}, \quad PP'' = PT_2 \cdot \frac{\sin \delta}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \\
 Q'R &= QR \cdot \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)}, \quad Q''R = QR \cdot \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \\
 QT_1 &= QR \cdot \frac{\sin \gamma}{\sin \delta} \cdot \frac{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)}, \quad QT_2 = QR \cdot \frac{\sin \gamma}{\sin \delta} \cdot \frac{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)}.
 \end{aligned}$$

Hienach ergibt sich zunächst:

$$\begin{aligned}
 A &= \sin i \sin \delta \left(\frac{PT_1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} + \frac{PT_2}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \right) \\
 &+ n' \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{PT_1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} - \frac{QT_1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \right) \\
 &- n'' \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{PT_2}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} - \frac{QT_2}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} \right) \\
 &+ QR \cdot n \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} - \frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \right),
 \end{aligned}$$

oder, wenn man:

$$PT_1 = z + QT_1, \quad PT_2 = z + QT_2$$

einführt:

$$\begin{aligned}
 A &= z \left(\frac{\sin i \sin \delta + n' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} + \frac{\sin i \sin \delta - n'' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \right) \\
 &+ QT_1 \left(\frac{\sin i \sin \delta + n' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} - \frac{n' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \right)
 \end{aligned}$$

$$+ QT_2 \left(\frac{\sin i \sin \delta - n'' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} + \frac{n'' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} \right) \\ + QR \cdot n \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} - \frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \right).$$

Es ist aber:

$$\frac{\sin i \sin \delta + n' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} = n' \cdot \frac{\sin (\frac{1}{2} \alpha - \delta) \sin \delta + \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} \\ = \frac{n'}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} (\sin \frac{1}{2} \alpha \sin \delta \cos \delta - \cos \frac{1}{2} \alpha \sin^2 \delta + \cos \frac{1}{2} \alpha) \\ = \frac{n' \cos \delta}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} (\cos \frac{1}{2} \alpha \cos \delta + \sin \frac{1}{2} \alpha \sin \delta) = n' \cos \delta;$$

und ebenso:

$$\frac{\sin i \sin \delta - n'' \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} = n'' \cdot \frac{\sin (\frac{1}{2} \alpha + \delta) \sin \delta - \cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \\ = -n'' \cos \delta.$$

Hierdurch wird zunächst:

$$\mathcal{A} = (n' - n'') z \cos \delta + QT_1 \cdot n' \left(\cos \delta - \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \right) \\ - QT_2 \cdot n'' \left(\cos \delta - \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} \right) \\ + QR \cdot n \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} - \frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \right)$$

und weiter, wenn man QR statt QT_1 und QT_2 einführt:

$$\Delta = (n' - n'') z \cos \delta \\ + QR \cdot n' \frac{\sin \gamma}{\sin \delta} \cdot \frac{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} \left(\cos \delta - \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \delta)} \right) \\ - QR \cdot n'' \frac{\sin \gamma}{\sin \delta} \cdot \frac{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \left(\cos \delta - \frac{\cos \frac{1}{2} \alpha}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \delta)} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + QR \cdot n \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} - \frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \right) \\
& = (n' - n'') z \cos \delta - QR \cdot \frac{n' \sin (\frac{1}{2} \alpha + \delta) \sin \gamma}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} \\
& \quad - QR \cdot \frac{n'' \sin (\frac{1}{2} \alpha - \delta) \sin \gamma}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \\
& + QR \cdot n \cos \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} - \frac{1}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)} \right).
\end{aligned}$$

Setzt man nun

$$n = \frac{n' + n''}{2}$$

so wird der Factor von QR :

$$\begin{aligned}
& \frac{\sin \gamma}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma) \cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} [n' (\sin \frac{1}{2} \alpha \cos \frac{1}{2} \alpha - \sin (\frac{1}{2} \alpha + \delta) \cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma)) \\
& \quad + n'' (\sin \frac{1}{2} \alpha \cos \frac{1}{2} \alpha - \sin (\frac{1}{2} \alpha - \delta) \cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma))] \\
& = - \frac{\sin \gamma}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma) \cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} [(n' - n'') (\sin \delta \cos \gamma - \sin^2 \frac{1}{2} \alpha \sin (\gamma - \delta)) \\
& \quad - (n' + n'') \sin \alpha \sin^2 \frac{1}{2} (\gamma - \delta)].
\end{aligned}$$

Es ergibt sich also schliesslich:

$$\begin{aligned}
A & = (n' - n'') z \cos \delta \\
& - \frac{QR \cdot \sin \gamma}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - \gamma) \cos (\frac{1}{2} \alpha + \gamma)} [(n' - n'') (\cos \gamma \sin \delta - \sin^2 \frac{1}{2} \alpha \sin (\gamma - \delta)) \\
& \quad - (n' + n'') \sin \alpha \sin^2 \frac{1}{2} (\gamma - \delta)]
\end{aligned}$$

oder für den hier speciell betrachteten Fall $\gamma = 2 \delta$:

$$\begin{aligned}
A & = (n' - n'') z \cos \delta - \frac{QR \sin 2 \delta}{\cos (\frac{1}{2} \alpha - 2 \delta) \cos (\frac{1}{2} \alpha + 2 \delta)} \\
& [(n' - n'') (\cos 2 \delta - \sin^2 \frac{1}{2} \alpha) \sin \delta - (n' + n'') \sin^4 \alpha \sin^2 \frac{1}{2} \delta].
\end{aligned}$$

Wie man sieht, weicht dieser Ausdruck von dem Gangunterschied

$$A = (n' - n'') z,$$

wie ihn die obige einfache Darstellung ergibt, nur in Gliedern von zweiter und höherer Ordnung ab, und es erscheint daher bei der Kleinheit des Winkels δ (er beträgt nur wenige Sekunden) gerechtfertigt, an jener so überaus einfachen Theorie, welche sich auf die Betrachtung des Strahlenganges PQR beschränkt, festzuhalten. —

Der brechende Winkel des benutzten Quarzprismas beträgt sehr nahe 60° . Der minimal abgelenkte Strahl trifft daher auf die Austrittsfläche unter einem Winkel, der vom Polarisationswinkel nur wenig verschieden ist, so dass ν^2 im Vergleiche zu μ^2 sehr klein wird, und die Intensität der Interferenzerscheinung einfach durch:

$$M^2 = \mu^2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi \right)$$

ausgedrückt werden kann.

Dunkle Streifen treten auf, wenn

$$\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi = m\pi,$$

Maxima der Lichtstärke oder helle Streifen, wenn

$$\frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z + \psi = (m + \frac{1}{2}) \pi$$

ist, unter m eine ganze Zahl verstanden. Wenn sich das Azimut ψ um einen rechten Winkel ändert, so rücken die dunkeln Streifen an die Stellen, wo vorher die hellen waren; d. h. die Erscheinung geht bei Anwendung von weissem Licht in die complementäre über.

Die Entfernung zweier benachbarter dunkler Streifen oder die Streifenbreite ζ ergibt sich:

$$\zeta = \frac{\lambda}{n' - n''}.$$

Um dieselbe, bei homogenem Lichte, zu messen, wurden auf der mattgeschliffenen Rückenfläche des Prismas Bleistift-

linien senkrecht zur brechenden Kante, also auch senkrecht zu den Streifen, gezogen, auf diesen mit der Bleistiftspitze die Mitten der dunkeln Streifen bezeichnet, und sodann mittels des Zirkels die Breite von 2, 3, 4 oder 5 Streifen auf einem Millimetermassstab abgemessen. Für Natriumlicht ergab sich $\zeta = 8,3^{\text{mm}}$, für das durch ein rothes Glas gegangene Licht $\zeta = 9,4^{\text{m}}$.

Um die Streifenbreiten für die Fraunhofer'schen Linien zu bestimmen, wurde das durch den Nicol gegangene Sonnenlicht auf einem mit verticalem Spalt durchbohrten Schirme zu einem Spectrum ausgebreitet, dieser Spalt nach der Reihe auf die Fraunhofer'schen Linien eingestellt, und das durch diesen Spalt gegangene homogene Licht, durch eine Linse parallel gemacht, auf das Prisma gelenkt, welches jedesmal auf die kleinste Ablenkung eingestellt wurde. Die Streifenbreiten für jede Farbe wurden sodann auf die oben beschriebene Art gemessen. Kennt man aber für die Wellenlänge λ die Streifenbreite ζ , so ergibt sich aus

$$n' - n'' = \frac{\lambda}{\zeta}$$

die Differenz der Brechungsindices der beiden circular polarisirten Strahlen. In der folgenden kleinen Tabelle sind die gemessenen Werthe von ζ , die Wellenlängen λ und die hieraus berechneten Werthe $n' - n''$ angegeben.

Fraunhofer'sche Linien	ζ mm	λ mm	$n' - n''$	$D = \frac{180^\circ}{\zeta}$
<i>B</i>	11,5	0,0006867	0,0000597	15,7 ⁰
<i>C</i>	10,4	6563	0,0000631	17,3
<i>D</i>	8,3	5896	0,0000710	21,7
<i>E</i>	6,5	5270	0,0000811	27,7
<i>b</i>	6,3	5184	0,0000823	28,6
<i>F</i>	5,5	4861	0,0000884	32,7
<i>G</i>	4,25	4308	0,0001014	42,4

Die Drehung der Polarisationssebene für die Quarzdicke z beträgt:

$$D = \frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') z,$$

also für die Dicke 1^{mm} :

$$D = \frac{\pi}{\lambda} (n' - n'')$$

oder:

$$D = \frac{\pi}{\xi}.$$

Man findet also die Drehung der Polarisationssebene für 1^{mm} Quarzdicke, indem man 180° durch die Streifenbreite dividirt.

In der letzten Columne der vorstehenden Tabelle sind die so berechneten Drehungswinkel angegeben. Nach den directen Messungen von Soret und Sarasin¹⁾ betragen dieselben:

<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
15,75°	17,32°	21,70°	27,54°	32,77°	42,60°.

Durch diese Interferenzstreifen sind wir also in den Stand gesetzt, die Drehungswinkel durch eine blosse Längenmessung zu ermitteln.

Ueber das Verhalten der Streifen sei noch folgendes bemerkt. In voller Schönheit zeigen sie sich nur, wenn das Prisma im Minimum der Ablenkung steht. Dreht man dasselbe aus dieser Stellung heraus, so werden sie enger und blasser und verschwinden bald. Dem Minimum der Ablenkung entspricht demnach das Maximum der Breite und Schärfe der Streifen.

Im circular polarisirten Licht verschwinden die Streifen, weil alsdann nur ein Strahl mit einer einzigen Geschwindigkeit

1) Soret und Sarasin, Arch. de Gen. 8. 1882.

längs der optischen Axe sich fortpflanzt, und ein Gangunterschied daher nicht zu Stande kommt. Auch im unpolarisirten Licht, z. B. im directen Sonnenlicht, sind sie nicht zu sehen. Dagegen zeigen sie sich, allerdings blasser, auch ohne Nicol in dem Lichte, welches vom Heliostatspiegel kommt, weil dasselbe theilweise polarisirt ist, ebenso im Sonnenlicht, welches durch eine Fensterscheibe gegangen ist. Ein solches Quarzprisma verräth also durch das Auftreten der Interferenzstreifen das Vorhandensein geradlinig polarisirten Lichtes, und könnte daher auch als Polariskop dienen.

Ist die Rückfläche des Prismas polirt, oder kittet man auf die matte Fläche mittels Canadabalsam eine planparallele Glasplatte, so treten die reflectirten Strahlen (QR) aus, indem sie mit den einfallenden Strahlen parallel werden, und man kann das Interferenzbild auf einem Schirme auffangen und mittels einer Linse vergrößert projeciren.

Auch in dem aus dem Prisma bei Q austretenden Strahlenbündel zeigen sich Interferenzstreifen, welche gegenüber den durch Reflexion entstandenen um eine halbe Streifenbreite verschoben sind, weil hier der im Hauptschnitt schwingende Strahl an Intensität überwiegt. Dieselben sind jedoch viel blasser, weil die Intensitäten der beiden zu einander senkrecht schwingenden Componenten hier nicht sehr von einander verschieden sind.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München](#)

Jahr/Year: 1889

Band/Volume: [1888](#)

Autor(en)/Author(s): Lommel Eugen von

Artikel/Article: [Interferenz durch circulare Doppelbrechung 325-336](#)