achtet, so hätte er gesehen, daß schon die Messung des zu Φ_1 gehörigen Nicolazimutes die Orientierung von X, Y, Z festlegt; die Frage der beiden symmetrischen Orientierungen wäre dann für Viola überhaupt nicht entstanden.

Viola behauptet[1], daß die von mir aufgestellte Methode sich auf den von ihm gefundenen Satz gründe, daß für den auszuscheidenden extremalen Grenzwinkel der im Kristall streifend einfallende Strahl vor der Brechung senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist. Diese Behauptung von Viola ist völlig unrichtig; meine Unterscheidungsregel[2] gründet sich lediglich auf einen von mir bewiesenen allgemeinen Satz über die charakteristischen Nicolazimute. Sie hat mit dem Satze von Viola nichts zu tun. Bei der Nicoleinschaltung nach F. Pockels wird der Satz von Viola zwar vielfach nützlich sein, aber auch hier ist er nicht die Grundlage, weil er für manche Fälle zur Lösung der Aufgabe nicht hinreicht.

Berichtigung und Nachtrag zu meiner Mitteilung „Zur Messung der Doppelbrechung usw."

Von **M. Berek** in Wetzlar.

Herr F. Pockels hatte die Freundlichkeit, mich nach Erscheinen des ersten Teiles der Mitteilung[3] auf zwei Punkte aufmerksam zu machen, die ich hiermit berichtige und ergänze.

1. Zunächst handelt es sich darum, wovon die Farbfolge eines doppeltbrechenden Keiles abhängt. In den maßgebenden Lehrbüchern werden größere Abweichungen von der Newton'schen Skala auf größere Dispersionsbeträge und entsprechend unvollständige Kompensation im weißen Licht auf ungleiche Dispersion zurückgeführt. Ich hatte p. 392 ebenfalls behauptet, daß für die Farbfolge nur der Betrag der Dispersion maßgebend sei. Indes läßt sich sehr leicht zeigen, daß dies irrig ist.

δn bezeichne die Doppelbrechung, $\varDelta$ ihre Dispersion für zwei Lichtarten und l die Plattendicke. Die Indizes ' und '' beziehen sich auf zwei verschiedene Platten. Für eine Lichtart von der Wellenlänge λ haben beide Platten denselben Gangunterschied Γ, in der Maßeinheit von l gemessen, wenn

$$l' \delta n'_\lambda = l'' \delta n''_\lambda = \Gamma \qquad 1)$$

ist. Für eine zweite Lichtart $\lambda + d\lambda$ werden die Gangunterschiede

$$\begin{aligned} l'(\delta n'_\lambda + \varDelta') &= \Gamma + l' \varDelta' \\ l''(\delta n''_\lambda + \varDelta'') &= \Gamma + l'' \varDelta'' \end{aligned} \qquad 2)$$

[1] C. Viola, a. a. O. p. 66.
[2] F. Schwietring, a. a. O. p. 31.
[3] Dies. Centralbl. 1913. p. 388.

Damit auch für diese Lichtart die Gangunterschiede beider Platten gleich werden, also beide Platten denselben Farbton zeigen, muß die Bedingung erfüllt sein:

$$l' \Delta' = l'' \Delta'' \qquad 3)$$

oder unter Benützung von 1):

$$\frac{\Delta'}{\delta n_\lambda'} = \frac{\Delta''}{\delta n_\lambda''} \qquad 4)$$

Besteht diese Beziehung, so zeigen auch zwei Keile dieselbe Farbfolge, da über die Größe von Γ keine Beschränkung getroffen zu werden brauchte. Obwohl eine völlig identische Farbenskala im weißen Licht für zwei vollkommen durchsichtige doppeltbrechende Medien nur dann vorhanden sein kann, wenn die Beziehung 4 für jedes Wellenlängenintervall im sichtbaren Spektrum besteht, so genügt praktisch schon die annähernde Gleichheit von $\frac{\Delta_{C-F}}{\delta_{n_D}}$.

Es muß also heißen: Für ein mehr oder minder starkes Abweichen der Interferenzfarben eines doppeltbrechenden Keiles von der Newton'schen Farbenskala ist das Verhältnis

$$\frac{\text{Dispersion der Doppelbrechung}}{\text{Doppelbrechung}}$$

maßgebend. Demgemäß liefern, entgegen der Behauptung auf p. 391, senkrecht zur optischen Achse geschnittene Platten nur derjenigen Mineralien, für welche $\frac{\Delta}{\delta n}$ klein ist, Farbtöne, die denen der Newton'schen Skala nahestehen. Diese Bedingung ist allerdings für Kalkspat hinreichend erfüllt.

2. Die abgeleitete Kompensatorformel ist nicht streng, weil bei der Berechnung der Schichtdicke (Gleichung 5) die außerordentliche Wellennormale bevorzugt wurde.

Beim strengen Ansatz sind die Wege beider Wellennormalen im Kristall und in der Luft zu berücksichtigen bis zu einer beliebigen Stelle in Luft, wo beide Wellen dieselbe Fronthöhe erreicht haben. Dann wird[1]

$$\Gamma = l\,(\omega \cos \varphi_\omega - n_e \cos \varphi_{n_e})$$

$$\text{worin} \quad \sin \varphi_\omega = \frac{\sin i}{\omega} \quad \sin \varphi_{n_e} = \frac{\sin i}{n_e}$$

$$\text{und} \quad n_e = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos \varphi_{n_e}}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\sin \varphi_{n_e}}{\varepsilon}\right)^2}}$$

zu setzen ist. Wenn man hier in ähnlicher Weise umformt und entwickelt wie früher, so erhält man schließlich

[1] Vergl. F. Pockels, Lehrb. d. Kristalloptik, Leipzig und Berlin 1906. p. 231.

$$\Gamma = \frac{l\omega}{2}\left(\frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{1}{\omega^2}\right)\sin^2 i \left\{1 + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{\omega^2}\right)\sin^2 i + \frac{1}{8}\left(\frac{1}{\varepsilon^4} + \frac{1}{\varepsilon^2\omega^2} + \frac{1}{\omega^4}\right)\sin^4 i\right\}$$

Gegenüber der früheren Kompensatorformel tritt erst im dritten Klammergliede eine Abweichung ein. Die Koeffizienten der Korrektionsglieder werden

$$a = 0{,}2040 \qquad b = 0{,}0627 \text{ gegenüber}$$
$$0{,}2040 \qquad 0{,}0708 \text{ in der früheren Formel.}$$

Setzt man für die Schichtdicke den Weg der ordentlichen Wellennormalen an, so wird

$$a = 0{,}2040 \qquad b = 0{,}0546.$$

Führt man endlich eine mittlere Schichtdicke ein, indem man

$$\Gamma = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\cos\varphi_\omega} + \frac{1}{\cos\varphi_{n_e}}\right)\left(\omega - n_e\right)$$

ansetzt, so erhält man genau dieselben Koeffizienten a und b wie in der strengen Formel.

Wenn man in der Tab. 3 (p. 433) die Konstante f (J) gemäß der letzten Spalte mit zwei Korrektionsgliedern für die hier mitgeteilten Koeffizienten a und b berechnet, so zeigt sich, daß die Annäherungen erst für $\Gamma = 4\frac{1}{2}\,\lambda$ von der strengen Formel um eine Einheit der 4. Dezimalen abweichen. Der Mittelwert f (J) bleibt mithin völlig unbeeinflußt. Beachtet man noch überdies, wie schon p. 434 erwähnt, daß die Berücksichtigung des Gliedes b $\sin^4$ i überhaupt keine Verbesserung der Meßresultate mehr herbeiführt, so folgt:

Es ist praktisch unwesentlich, ob für die Schichtdicke der strenge Ansatz oder eine Annäherung unter Benützung des Weges der ordentlichen oder außerordentlichen Wellennormale allein oder eines Mittelwertes beider Weglängen gewählt wird.

Wetzlar, im Juli 1913.

Widerlegung der physikalischen Einwände gegen die Kohlensäuretheorie.

Von **Svante Arrhenius.**

Herr Kayser erwähnt mit einigen Worten die Berechnung über den Einfluß der atmosphärischen Kohlensäure auf die Temperaturverhältnisse der Erde. Nachdem er hervorgehoben hat, daß die durch diese Berechnung gefundenen Folgerungen ganz ausgezeichnet mit den geologischen Befunden betreffs der Klimaschwankungen übereinstimmen, setzt er aber hinzu: „Leider haben indes neuere Untersuchungen von Ångström u. a. gezeigt, daß die physikalischen Voraussetzungen, auf die Arrhenius seine Schlüsse aufbaut, voll-

Zeitschrift/Journal: Centralblatt für Mineralogie, Geologie und Paläontologie

Jahr/Year: 1913

Band/Volume: 1913

Autor(en)/Author(s): Berek M.

Artikel/Article: Berichtigung und Nachtrag zu meiner Mitteilung ,,Zur Messung der Doppelbrechung usw." 580-582