11. *Nachtrag zur Abhandlung*
„Ueber die Aenderung des optischen Verhaltens ver-
schiedener Gläser durch elastische Deformation“⁽¹⁾;
von F. Pockels.

Unter den Gläsern, an denen ich kürzlich den Einfluss einseitiger Compression auf die Lichtfortpflanzung untersucht habe, befand sich eines (bezeichnet mit der Fabrikationsnummer *O* 428), dessen Elasticitätsconstanten nicht bekannt waren und daher mittels der von Winkelmann²⁾ und Straubel³⁾ aufgestellten Formeln aus der chemischen Zusammensetzung (56 Proc. B_2O_3 , 32 PbO , 12 Al_2O_3) berechnet wurden; es ergab sich danach der Dehnungswiderstand $E = 4720 \text{ kg/mm}^2$, das Verhältniss der Quercontraction zur Längsdilatation $\nu = 0,268$. Da indessen die Anwendbarkeit dieser Formeln auf andere Gläser, als diejenigen, für welche sie zunächst aufgestellt worden sind, von vornherein bedenklich schien, so habe ich die mit Benutzung jener Werte von E und ν berechneten Resultate als zweifelhaft bezeichnet und in den betreffenden Zusammenstellungen in Klammern aufgeführt.

Inzwischen hat Hr. Geh.-Rat Voigt die Freundlichkeit gehabt, in seinem Laboratorium in Göttingen durch Hrn. stud. Luyken eine directe Bestimmung der Elasticitätsconstanten des Glases *O* 428 vornehmen zu lassen, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank aussprechen möchte. Die Bestimmungen, welche mittels der früher von Voigt bei seinen eigenen Untersuchungen benutzten Apparate an vier in der Zeiss'schen Werkstätte hergestellten Stäbchen ausgeführt wurden, ergaben

für den *Dehnungswiderstand E*: 7850, 7880, 8060, 7970 kg/mm^2 ,
im Mittel **7940** kg/mm^2 ;
„ „ *Torsionswiderstand T*: 3300, 3420, 3360, 3290 kg/mm^2 ,
im Mittel **3343** kg/mm^2 .

1) F. Pockels, Ann. d. Phys. **7**. p. 745. 1902.

2) A. Winkelmann, Wied. Ann. **61**. p. 122. 1897.

3) R. Straubel, Wied. Ann. **68**. p. 369. 1899.

Hieraus folgt

$$\nu = \frac{E}{2T} - 1 = 0,187.$$

Man sieht also, wie unrichtige Resultate in diesem Falle die Anwendung der empirischen Formeln giebt.

Durch Einsetzung dieser Werte und der früher mitgeteilten Verzögerungen δ_z und $\delta_z - \delta_x$ in die Formeln (2) und (3) (l. c. p. 748 u. 750) erhält man für die Constanten p/ω , q/ω , welche den Einfluss der Deformationen auf die Lichtfortpflanzung charakterisiren, die Zahlen

$$\frac{p}{\omega} = 0,269, \quad \frac{q}{\omega} = 0,147, \quad \frac{p - q}{\omega} = 0,122 \text{ für Na-Licht.}$$

Die Werte für Li- und Tl-Licht unterscheiden sich hiervon nur innerhalb der Fehlergrenzen.

Die vorstehenden Werte ordnen sich gut in die l. c. p. 761 gegebene Tabelle ein; sie sind wenig verschieden von denen des Glases S 205, dem O 428 sowohl in der Zusammensetzung, als in Bezug auf Brechungsindex und Dichte am nächsten steht. Die Ausnahmestellung, welche das Glas O 428 nach der früheren Berechnung einzunehmen schien, verschwindet also nach Einführung der wahren Werte seiner Elasticitätsconstanten. Insbesondere wird nunmehr

$$\frac{q}{\omega} - 2\nu \frac{p}{\omega}$$

wie bei allen anderen Gläsern *positiv* (und zwar = +0,0462), was besagt, dass in dem durch einseitigen Druck doppelbrechend gemachten Glase auch die *ausserordentliche* Lichtgeschwindigkeit *kleiner* ist als diejenige im uncomprimirten Glase. Dieses Resultat wird qualitativ bestätigt durch früher ausgeführte Versuche, die bezweckten, mit Hülfe von Interferenzbeobachtungen, bei denen die Glasstäbchen in einem mit Wasser gefüllten parallelwandigen Glastroge standen, die von der Dickenänderung des comprimirten Glasstäbchens herführende Phasenverzögerung, d. h. die Grösse

$$\frac{n P \nu}{\lambda B E} \left(1 - \frac{1}{n}\right)$$

in Formel (2), zu eliminiren. Eine Messungsreihe ergab für dieselbe 0,16, während man durch Einsetzung der nunmehr

bekannten Werte E und ν findet 0,139; eine genauere Uebereinstimmung war bei der schlechten Beschaffenheit der Interferenzstreifen bei dieser Versuchsanordnung nicht zu erwarten.

Aus den obigen Werten von p/ω und q/ω folgt nach (4) für die Aenderung des Brechungsindex durch allseitige Compression:

$$\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} = 0,345,$$

ein Wert, der ebenfalls dem für das Glas S 205 gefundenen nahekommmt und, wie bei letzterem, erheblich kleiner ist, als irgend eine der für den Zusammenhang von Brechungsindex und Dichte ρ aufgestellten Formeln verlangen würde. —

Die anderen, in der Tabelle p. 761 angeführten Constanten nehmen für das Glas O 428 nun folgende Werte an:

$$\frac{p}{\nu} = 0,178, \quad \frac{q}{\nu} = 0,097, \quad \frac{a_{12}}{\nu^2} = 0,235, \quad \frac{a_{11}}{\nu^2} = 0,128.$$

Dasselbe würde demnach in der Tabelle an die erste Stelle gehören, d. h. *es zeigt von allen untersuchten Gläsern die kleinsten absoluten Aenderungen der Brechungsindices oder Lichtgeschwindigkeiten und die stärkste Doppelbrechung bei gegebenen Dilatationen.*

Endlich seien noch die Werte der von Voigt¹⁾ eingeführten Constanten P , P' , Q mitgeteilt:

$$P = -0,62, \quad P' = -0,06, \quad Q = -0,25.$$

Auch in diesen zeigt sich beim Vergleich mit der Tabelle p. 770 die gleiche Stellung des Glases 428 am Anfang der ganzen Reihe und seine Aehnlichkeit mit S 205 und O 658. —

Nachdem meine Untersuchung in Verbindung mit den Beobachtungen Pulfrich's gezeigt hat, dass der Einfluss *thermischer* Dilatation auf die Lichtfortpflanzung verschieden ist von demjenigen der gleichen, durch *mechanische* Einwirkung erzeugten Dilatation, kann es für manche Anwendungen zweckmässiger scheinen, die optischen Aenderungen als Functionen der Hauptdrucke statt der Hauptdilatationen darzustellen. Setzt man demgemäss:

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. 6. p. 459. 1901.

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\omega_x}{\omega} = 1 - q X_x - p Y_y - p Z_z, \\ \frac{\omega_y}{\omega} = 1 - p X_x - q Y_y - p Z_z, \\ \frac{\omega_z}{\omega} = 1 - p X_x - p Y_y - q Z_z, \end{cases}$$

so ist

$$q = 2 s_1 \frac{p}{\omega} + s \frac{q}{\omega} = \frac{1}{E} \left(\frac{q}{\omega} - 2 p \frac{p}{\omega} \right),$$

$$p = (s + s_1) \frac{p}{\omega} + s_1 \frac{q}{\omega} = \frac{1}{E} \left((1 - p) \frac{p}{\omega} - p \frac{q}{\omega} \right).$$

Nachstehende Tabelle enthält die Werte dieser Constanten für Na-Licht für die sieben untersuchten Gläser, unter der Annahme, dass die Drucke X_x , Y_y , Z_z in kg/mm^2 gemessen sind.

	Fabrikationsnummer des Glases:						
	428	205	658	2154	1571	500	57
$q \cdot 10^6$	5,67	3,33	6,85	12,55	20,7	27,3	48,5
$p \cdot 10^6$	24,1	29,9	31,3	31,3	36,8	35,1	38,7

Auffallend ist hier die relativ viel stärkere Veränderlichkeit von q im Vergleich zu derjenigen von p . Die erstere Constante, welche den Einfluss des zur Polarisationssebene senkrechten Hauptdruckes bestimmt, ist bei den leichtesten Gläsern relativ sehr klein und wächst erst bei den schweren Silicatflintgläsern rapide mit dem Bleigehalt, um schliesslich den Wert von p zu übertreffen. Der Vorzeichenwechsel von $p - q$ findet natürlich bei derselben, früher von mir festgestellten Zusammensetzung statt, wie derjenige von $p - q$.

(Eingegangen 1. Juli 1902.)