des Hrn. Lommel bestätigen konnte; er fand, wie ich in diesen Versuchen, dass das Stokes'sche Gesetz in seiner ursprünglichen Form richtig ist.

Ich liess vor kurzem bei Hrn. J. Duboscq in Paris ein Spectroskop bauen, mit welchem man mit grösserer Bequemlichkeit die Fluorescenzerscheinungen auf der freien Oberfläche der Flüssigkeiten studiren kann. Ich behalte mir vor, später die damit gewonnenen Resultate mitzutheilen und näher in die Discussion der in Frage stehenden Phänomene einzutreten. Durch diese Mittheilung wollte ich nur die oben erwähnte Behauptung des Hrn. Lommel ins richtige Licht bringen.

Zürich, Ende August 1879.

VII. *Ueber eine zweiconstantige Dispersionsformel; von E. Lommel.*

(Aus den Sitzungsberichten der physikalisch-medicinischen Societät zu Erlangen vom 14. Juli 1879; vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

In den drei Abhandlungen, „Theorie der Absorption und Fluorescenz“¹⁾, „Theorie der normalen und anomalen Dispersion“²⁾ und „Theorie der Doppelbrechung“³⁾, habe ich die Umriss einer Theorie des Lichtes skizzirt, welche, von den einfachsten Anschauungen ausgehend, Brechung und Dispersion (normale und anomale), Absorption, Fluorescenz und Oberflächenfarben, Doppelbrechung und Pleochroismus im Zusammenhange erklärt.

Was insbesondere die Farbenzerstreuung anlangt, so führt diese Theorie zu der folgenden Dispersionsformel:

$$n^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{P^2 + Q^2} + P),$$

in welcher:

- 1) Erl. Sitzungsber. 10. Heft p. 20. Wied. Ann. III. p. 251. 1878.
- 2) Erl. Sitzungsber. 10. Heft p. 65. Wied. Ann. III. p. 339. 1878.
- 3) Erl. Sitzungsber. 10. Heft. p. 98. Wied. Ann. IV. p. 55. 1878.

$$P = 1 + \frac{m}{\mu} (x - \varepsilon)^2 \cdot \frac{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}{\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2 + \varepsilon^2 \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}},$$

$$Q = \frac{m}{\mu} (x - \varepsilon) \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2 + x \varepsilon \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}{\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2 + \varepsilon^2 \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}$$

ist. Darin bezeichnet n den Brechungscoefficienten, λ die Wellenlänge im leeren Raume, und λ_0 , $\frac{m}{\mu}$, x und ε sind vier Constante, deren physikalische Bedeutung aus der Theorie sich ergibt. Diese Formel umfasst sowohl die normale als die anomale Dispersion. Sie zeigt, dass der Brechungscoefficient nirgends (ausser für $\lambda = \infty$) eine Unterbrechung der Stetigkeit erleidet und niemals imaginär wird.

Aus der Theorie geht hervor, dass für farblos durchsichtige Substanzen die Grösse Q im Bereiche des sichtbaren Spectrums sehr klein sein muss. Vernachlässigen wir daher Q^2 gegenüber P^2 , so erhalten wir zunächst:

$$n^2 = P.$$

Nehmen wir ferner an, dass ε klein genug sei, um im Nenner von P das mit ε^2 behaftete Glied ausser Acht lassen zu können, und setzen wir:

$$\frac{m}{\mu} (x - \varepsilon)^2 = a,$$

so gelangen wir zu der folgenden einfachen Dispersionsformel:

$$(L) \quad n^2 - 1 = \frac{a}{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}$$

mit nur zwei Constanten a und λ_0 . Die Constante λ_0 bedeutet die Wellenlänge des Absorptionsmaximums, welches für farblos durchsichtige Substanzen jenseits der brechbareren Grenzen des sichtbaren Spectrums liegt.

Wie ich bereits früher¹⁾ bemerkt habe, stellt diese

1) Erl. Sitzungsber. 10. Heft. p. 72. Wied. Ann. III. p. 347. 1878.

Formel die Beobachtungen im allgemeinen genauer dar als die zweiconstantige Cauchy'sche Formel:

$$(C) \quad n = a + \frac{b}{\lambda^2}.$$

Ich habe die obige Formel nun auch mit der Christoffel'schen:

$$(Ch) \quad n = \frac{n_0 \sqrt{\lambda}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_0}{\lambda}} + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}}}$$

verglichen, indem ich dieselben Beobachtungsreihen, welche Christoffel¹⁾ zur Verification seiner Formel benutzt hat, berechnete.

Die Berechnung nach der Formel (L) gestaltet sich einfach, wenn man, nachdem λ_0 und a ermittelt sind, den Hülfswinkel φ aus der Gleichung:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\lambda \sqrt{a}}{\sqrt{\lambda^2 - \lambda_0^2}}$$

bestimmt und dann:

$$n = \frac{1}{\cos \varphi}$$

findet.

Die Resultate der Berechnung, bei welcher auch die Cauchy'sche Formel (C) zum Vergleiche herangezogen wurde, sind in der folgenden Tabelle verzeichnet.

	B	C	D	E	F	G	H
Aether (Dale und Gladstone).							
	$a = 0,81779$			$\lambda_0 = 0,9770$			
n	1,3545	1,3554	1,3566	1,3590	1,3606	1,3646	1,3683
C	—	+3	—2	—1	—4	—	+6
Ch	—	+3	—2	0	—4	—	+5
L	—	+3	—3	0	—4	—	+4
Spiköl (Baden-Powell).							
	$a = 1,1328$			$\lambda_0 = 1,2288$			
n	1,4732	1,4746	1,4783	1,4829	1,4868	1,4944	1,5009
C	—	+1	+2	+1	—1	—	—1
Ch	—	+1	+4	+4	+2	—	—4
L	—	+2	+3	+3	+1	—	—5

1) Berl. Ber. p. 906. 1861. Pogg. Ann. CXVII. p. 27. 1862.

	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
--	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

Gelbes Flintglas von Guinand (Dutirou).

$$a = 2,0550 \quad \lambda_0 = 1,3040$$

<i>n</i>	1,7697	1,7718	1,7777	1,7852	1,7924	1,8062	1,8186
<i>C</i>	—	—2	—5	—9	—9	—	+10
<i>Ch</i>	—	0	—1	—3	—3	—	+2
<i>L</i>	—	0	—1	—5	—5	—	+3

Phenylhydrat (Dale und Gladstone).

$$a = 1,3144 \quad \lambda_0 = 1,4587$$

<i>n</i>	1,5416	1,5433	1,5488	1,5564	1,5639	1,5763	1,5886
<i>C</i>	—	—4	—9	—9	—1	—	+15
<i>Ch</i>	—	—3	—4	—2	+5	—	+6
<i>L</i>	—	—3	—4	—3	+4	—	+6

Schwefelkohlenstoff (Dale und Gladstone).

$$a = 1,4884 \quad \lambda_0 = 1,7879$$

<i>n</i>	1,6177	1,6209	1,6303	1,6434	1,6554	1,6799	1,7035
<i>C</i>	—	—5	—16	—24	—24	—	+37
<i>Ch</i>	—	—3	—4	—3	—5	—	+7
<i>L</i>	—	—1	—6	—9	—9	—	+9

Lösung von Phosphor in Schwefelkohlenstoff
(Dale und Gladstone).

$$a = 2,5150 \quad \lambda_0 = 1,9287$$

<i>n</i>	1,9314	*	1,9527	1,9744	1,9941	2,0361	2,0746
<i>C</i>	—		—30	—44	—50	—	+59
<i>Ch</i>	—		+4	+7	—1	—	—37
<i>L</i>	—		—9	—14	—22	—	+4

* ist nicht beobachtet.

Lavendelöl (Baden-Powell).

$$a = 1,1090 \quad \lambda_0 = 1,1943$$

<i>n</i>	1,4641	1,4658	1,4660	1,4728	1,4760	1,4837	1,4930?
<i>C</i>	—	+5	—26	—2	—8	—	+32
<i>Ch</i>	—	+5	—25	+1	—6	—	+30
<i>L</i>	—	+5	—25	0	—5	—	+29

Terpentinöl (Fraunhofer).

$$a = 1,1305 \quad \lambda_0 = 1,1325$$

<i>n</i>	1,4705	1,4715	1,4744	1,4784	1,4817	1,4882	1,4939
<i>C</i>	—	0	—1	0	—1	—	+3
<i>Ch</i>	—	—1	—1	+1	—1	—	+1
<i>L</i>	—	0	0	+1	0	—	0

Kalkspath (Rudberg).

$$(a) \quad a = 1,6863 \quad \lambda_0 = 1,1246$$

<i>n</i>	1,6531	1,6545	1,6585	1,6636	1,6680	1,6762	1,6833
<i>C</i>	—	0	0	0	0	—	—1
<i>Ch</i>	—	0	+2	+4	+3	—	—3
<i>L</i>	—	0	+2	+3	+2	—	—4

	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
--	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

Kalkspath (Rudberg).

(ε) $\alpha = 1,1824$ $\lambda_0 = 0,8774$

<i>n</i>	1,4839	1,4845	1,4864	1,4887	1,4907	1,4945	1,4978
<i>C</i>	—	—1	0	0	0	—	0
<i>Ch</i>	—	0	+1	+1	+1	—	0
<i>L</i>	—	0	0	0	0	—	—1

Arragonit (Rudberg).

(α) $\alpha = 1,7780$ $\lambda_0 = 1,0950$

<i>n</i>	1,6806	1,6820	1,6859	1,6908	1,6952	1,7032	1,7101
<i>C</i>	—	0	+1	0	0	—	—1
<i>Ch</i>	—	0	+2	+3	+2	—	—4
<i>L</i>	—	+1	0	+1	+2	—	—4

(β) $\alpha = 1,7648$ $\lambda_0 = 1,0862$

<i>n</i>	1,6763	1,6778	1,6816	1,6863	1,6905	1,6984	1,7051
<i>C</i>	—	+1	+2	0	—1	—	—2
<i>Ch</i>	—	+2	+2	+3	+2	—	—4
<i>L</i>	—	+1	+1	+2	+1	—	—5

(γ) $\alpha = 1,3118$ $\lambda_0 = 0,8730$

<i>n</i>	1,5275	1,5282	1,5301	1,5326	1,5348	1,5388	1,5423
<i>C</i>	—	0	0	0	0	—	0
<i>Ch</i>	—	0	0	+1	+1	—	—1
<i>L</i>	—	0	—1	0	0	—	—1

Topas (Rudberg).

(α) $\alpha = 1,5908$ $\lambda_0 = 0,8846$

<i>n</i>	1,6179	1,6188	1,6211	1,6241	1,6265	1,6312	1,6351
<i>C</i>	—	+1	+1	+2	0	—	—2
<i>Ch</i>	—	+1	+2	+3	+1	—	—3
<i>L</i>	—	+1	0	+2	+1	—	—4

(β) $\alpha = 1,5673$ $\lambda_0 = 0,8857$

<i>n</i>	1,6105	1,6114	1,6137	1,6167	1,6191	1,6237	1,6275
<i>C</i>	—	+1	+1	+2	+1	—	—3
<i>Ch</i>	—	+1	+2	+4	+2	—	—3
<i>L</i>	—	+1	0	+3	+1	—	—4

(γ) $\alpha = 1,5606$ $\lambda_0 = 0,8837$

<i>n</i>	1,6084	1,6094	1,6116	1,6145	1,6170	1,6215	1,6254
<i>C</i>	—	+2	+2	+2	+1	—	—2
<i>Ch</i>	—	+2	+2	+2	+2	—	—3
<i>L</i>	—	+2	+1	+2	+2	—	—3

Bergkrystall, ordentlicher Strahl, elliptisch polarisirt.
(Esselbach).

$$a = 1,3555 \quad \lambda_0 = 0,8860$$

	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
<i>n</i>	1,5414	1,5424	1,5446	1,5476	1,5500	1,5546	1,5586
<i>C</i>	—6	—4	—3	—	0	+2	+3
<i>Ch</i>	—8	—6	—4	—	0	+3	+3
<i>L</i>	—8	—5	—4	—	0	+3	+4

	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>	<i>P</i>	<i>Q</i>	<i>R</i>
<i>n</i>	1,5605	1,5621	1,5646	1,5674	1,5690	1,5702	1,5737
<i>C</i>	+4	—	—1	+2	+4	+3	+5
<i>Ch</i>	+4	—	—2	—1	0	—2	—3
<i>L</i>	+4	—	—1	0	+1	0	—1

Bei der Berechnung der Formeln (*C*) und (*L*) sind die Wellenlängen von Ångström zu Grunde gelegt worden, nämlich die Werthe

<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
6,867	6,562	5,892	5,269	4,860	4,307	3,950;

Christoffel hat bei seiner Rechnung, deren Resultate oben unter (*Ch*) aufgeführt sind, etwas andere Werthe der Wellenlänge, nämlich die Fraunhofer'schen benutzt; nur bei dem Bergkrystall sind alle drei Formeln mit denselben Werthen der Wellenlängen, nämlich denjenigen von Esselbach, berechnet.

An der Spitze jeder Beobachtungsreihe sind die Werthe von *a* und λ_0 der Formel (*L*) angegeben, und zwar die letztere Grösse in der den obigen Wellenlängen zu Grunde liegenden Einheit von 0,0001 mm. Die erste Zeile *n* enthält die beobachteten Brechungscoëfficienten, die folgenden drei Zeilen geben in Einheiten der vierten Decimale die Differenzen an, welche man den aus den Formeln (*C*), (*Ch*) und (*L*) berechneten Werthen resp. hinzufügen muss, um die beobachteten Werthe zu erhalten.

Bei Lavendelöl *H* ist die Beobachtung als unsicher bezeichnet; auch der Werth für *D* kann unmöglich richtig sein.

Die Vergleichung der Differenzen zeigt nun, dass, obgleich in einzelnen Fällen, namentlich bei den Krystallen, die Cauchy'sche Formel sich den Beobachtungen etwas besser anschliesst, als die beiden anderen, diese letzteren dennoch im allgemeinen jener weit überlegen sind.

Es ergibt sich ferner, dass meine Formel die Beobachtungen mindestens ebenso gut darstellt, wie die Christoffel'sche, und demnach alles leistet, was von einer Dispersionsformel mit nur zwei Constanten verlangt werden kann. Sie dürfte daher, auch wenn man sie nur als empirische Formel ansehen will, ihrer Einfachheit und leichtern Handhabung wegen der Christoffel'schen vorzuziehen sein.

**VIII. Ueber die dichroitische
Fluorescenz des Magnesiumplatin-
cyanürs. Experimenteller Beweis der Perpendicularität
der Lichtschwingungen zur Polarisations-
ebene; von E. Lommel.**

1. Ueber die Fluorescenz des rothen Magnesiumplatin-
cyanürs besitzen wir Angaben von Stokes, Grailich
und Hagenbach. Stokes¹⁾ gibt die rothe Fluorescenz
dieses Salzes als sehr stark an, Grailich²⁾ dagegen konnte
sie nur in geringen Spuren wahrnehmen, während Hagen-
bach³⁾ sie wiederum als sehr schön bezeichnet, und zwar
etwas mehr ins Orange gehend als diejenige des Chloro-
phylls.

An einem ziemlich grossen schön ausgebildeten Krystall
hatte ich Gelegenheit, diese Fluorescenz genauer zu stu-
diren. Der Krystall, eine quadratische Säule von 10 mm

1) Phil. Trans. p. 396. 1853. Pogg. Ann. XCVI. p. 541. 1855.

2) Krystallographisch-optische Untersuchungen, Wien und Olmütz,
p. 112. 1858.

3) Pogg. Ann. Jubelbd. p. 313. 1874.