

Zur Theorie des Lichts.

Von

E. Lommel.

(Vorgetragen am 8. Mai 1882).

In einem im 15. Bande von Wiedemanns Annalen p. 613 veröffentlichten Aufsatz: „Einige Bemerkungen zu Arbeiten der Herren Lommel, Glazebrook und Mathieu“ richtet Herr Ketteler ungerechtfertigte Angriffe gegen verschiedene Punkte der von mir vertretenen Theorie des Lichts.

Was zunächst den Vorwurf anlangt, dass in meinen „sämmlichen Abhandlungen nur einfache Mittel (mit einzigem Absorptionsgebiet) behandelt werden,“ während doch Herrn Ketteler „nichts anderes übrig bleibt, als die Zahl der Absorptionen im ultravioletten und ultrarothern Strahlungsgebiet freizugeben“, so ist dieser Vorwurf keineswegs zutreffend. Denn ich gehe ja von der Annahme aus, dass jedem Molekül im allgemeinen drei Eigenschwingungen von verschiedener Periode, entsprechend seinen drei auf einander senkrechten Elasticitätsaxen, und sonach einem aus solchen Molekülen zusammengesetzten Körper drei Absorptionsgebiete zukommen ¹⁾. Bei krystallisirten Körpern, deren Moleküle mit ihren homologen Axen parallel angeordnet sind, führt diese Annahme unmittelbar und auf die einfachste Weise zu den Gesetzen der Doppelbrechung. Ist der Körper nicht krystallisirt, d. h. sind die homologen Molekülaxen nach allen möglichen Richtungen orientirt, so kann man sich diese regellose Anordnung ersetzt denken durch eine andere, bei welcher gleichviele Moleküle ihre gleichnamigen Axen nach drei zu einander senkrechten Richtungen des Raumes wenden. Ja

1) Lommel, Wied. Ann. 4. p. 55. Erlanger Sitzungsber. 10. p. 99.

es kann auch noch besonderen Strukturverhältnissen Rechnung getragen werden durch die Annahme, dass die Mengen der nach diesen drei Richtungen orientirten Moleküle verschieden seien.

In jedem dieser Fälle aber wird das analytische Problem der Lichtbewegung genau nach dem Verfahren behandelt, welches ich bei Gelegenheit bereits früher ¹⁾, und, wie ich glaube, hinreichend deutlich angegeben habe, und zwar ergibt sich, dass der Brechungsindex n und der Absorptionscoëfficient K durch Ausdrücke von derselben Form wie im Falle von Molekülen mit nur einer Schwingungsperiode dargestellt werden, nämlich durch die Gleichungen:

$$2n^2 = \sqrt{P^2 + Q^2} + P,$$

$$2\frac{K^2}{q^2} = \sqrt{P^2 + Q^2} - P,$$

wo aber jetzt die Functionen P und Q , welche die Abhängigkeit jener Grössen von der Schwingungszahl $\frac{q}{2\pi}$ charakterisiren, durch die Gleichungen

$$P - 1 = P_1 - 1 + P_2 - 1 + P_3 - 1$$

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

bestimmt werden, in denen $P_1, P_2, P_3; Q_1, Q_2, Q_3$ genau von demselben Baue sind wie die Functionen P und Q im Falle eines einzigen Absorptionsstreifens, und sich nur durch die verschiedenen Werthe ihrer Constanten unterscheiden.

Ist ein Körper ein Gemenge aus Molekülen von beliebig vielen verschiedenen Arten, so hat man in derselben Weise:

$$P - 1 = \Sigma(P_n - 1),$$

$$Q = \Sigma Q_n,$$

wo in den Summen jeder Molekülgattung im allgemeinen drei Glieder entsprechen. Eben weil vermöge dieses Verhaltens der Uebergang von dem einfachsten Fall zu den complicirtesten so überaus leicht ist, konnte ich mich bei meinen Darlegungen, ohne Schaden für ihre Allgemeinheit, aber zum grossen Nutzen für ihre Kürze und Uebersichtlichkeit, meistens auf diesen einfachsten Fall beschränken, und eine ausführliche Darstellung dieser Verhältnisse für eine spätere Veröffentlichung, welche

1) Lommel, Wied. Ann. 3. p. 349. Erlanger Sitzungsber. 10. p. 74.

über das optische Verhalten von Lösungen und Mischungen handeln wird, zurücklegen ¹⁾).

Aus derselben sei es gestattet hier im Vorbeigehen folgenden Satz mitzutheilen: Sind $a_1, a_2, a_3 \dots$ die Gewichtsmengen, d_1, d_2, d_3, \dots die Dichten beliebig vieler verschiedener Substanzen, welche in einer Mischung vom Gesamtgewicht a und der Dichte d enthalten sind, so werden Brechungs- und Absorptionscoefficient der Mischung durch die Gleichungen

$$(P-1)\frac{a}{d} = (P_1-1)\frac{a_1}{d_1} + (P_2-1)\frac{a_2}{d_2} + (P_3-1)\frac{a_3}{d_3} + \dots$$

$$Q\frac{a}{d} = Q_1 \cdot \frac{a_1}{d_1} + Q_2 \cdot \frac{a_2}{d_2} + Q_3 \cdot \frac{a_3}{d_3} + \dots$$

bestimmt, wo sich $P_1, P_2, P_3, \dots, Q_1, Q_2, Q_3, \dots$ auf das optische Verhalten der einzelnen unvermischten Stoffe beziehen. Nur wenn sämtliche gemischte Stoffe absorptionslos wären, würde die erste in die bekannte Gleichung:

$$(n^2-1)\frac{a}{d} = (n_1^2-1)\frac{a_1}{d_1} + (n_2^2-1)\frac{a_2}{d_2} + (n_3^2-1)\frac{a_3}{d_3} + \dots$$

übergehen, während die zweite wegfiel.

Ueberhaupt richtet sich die Reihenfolge meiner Publikationen über die Theorie des Lichts nach einem festen Plane, welcher das Fortschreiten vom Einfacheren zum Zusammengesetzteren bezweckt. Nach diesem Plane sollte zuerst die Fortpflanzung des Lichtes in einem einzigen Mittel erledigt und dann erst der Uebergang des Lichtes aus einem Mittel in ein anderes in Betracht gezogen werden. Die Behauptung des Herrn Ketteler, dass ich ihm auf das letztere Gebiet (oder specieller „auf das katoptrische Gebiet der undurchsichtigen Mittel“) nicht folgen könne, veranlasst mich, aus dem Inhalte einer demnächst erscheinenden Abhandlung: „Theorie der Zurückwerfung und Brechung des Lichts“, welche den Uebergang des Lichtes aus einem beliebigen absorbirenden (zunächst isotropen) Mittel in ein anderes behandelt, schon jetzt einiges mitzutheilen.

Bei der sich fortplanzenden Aetherbewegung hat man jetzt neben der Wellenebene als Ebene gleicher Phasen die Absorptionsebene als Ebene gleicher Amplituden zu berücksichtigen. Die Normale der ersteren bezeichnen wir als

1) Lommel, Wied. Ann. 3. p. 349. Erlanger Sitzungsber. 10. p. 74.

Wellennormale, die der letzteren als Absorptionsnormale.

Die Lage jener beiden Ebenen für die von der Trennungsfäche der beiden Mittel in das erste zurückkehrende Bewegung wird dadurch bestimmt, dass beide Normalen nach dem gewöhnlichen Reflexionsgesetz zurückgeworfen werden.

Beim Uebertritt in das zweite Mittel werden beide Normalen gebrochen. Bezeichnen wir mit e und b Einfallswinkel der Wellennormale, mit e' und b' Einfallswinkel der Absorptionsnormale, so lautet das Brechungsgesetz für die Wellennormale:

$$\frac{\sin e}{\sin b} = \frac{n'}{n},$$

wo n und n' die Brechungscoefficienten resp. für das erste und zweite Mittel, d. i. jeweils das Verhältniss der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts im leeren Raum zu derjenigen der betrachteten Welle in dem zugehörigen Mittel, bezeichnen. Das Brechungsgesetz für die Absorptionsnormale aber lautet:

$$\frac{\sin e'}{\sin b'} = \frac{K'}{K},$$

wo K und K' die Absorptionscoefficienten resp. des ersten und zweiten Mittels bedeuten. Dieses Brechungsgesetz der Absorptionsnormale tritt dem bisher allein bekannten Brechungsgesetz der Wellennormale als vollkommen gleichberechtigt an die Seite.

Bezeichnen wir zur Abkürzung die Grösse $K\lambda/2\pi$ mit a , und nennen a den Absorptionsindex, so wird die Abhängigkeit der beiden Brechungs- und Absorptionsindices von den beiden Einfallswinkeln in dem speciellen Fall, dass die beiden Normalen in der nämlichen Einfallsebene liegen, bestimmt durch die Gleichungen:

$$\begin{aligned} n^2 - a^2 &= n_0^2 - a_0^2, & n^2 a^2 \cos^2(e - e') &= n_0^2 a_0^2, \\ n'^2 - a'^2 &= n_0'^2 a_0'^2, & n'^2 a'^2 \cos^2(b - b') &= n_0'^2 a_0'^2, \end{aligned}$$

zu welchen noch die beiden Brechungsgesetze:

$$\frac{\sin e}{\sin b} = \frac{n'}{n} \quad \text{und} \quad \frac{\sin e'}{\sin b'} = \frac{a'}{a}$$

hinzukommen. Darin bezeichnen n_0 , a_0 , n'_0 , a'_0 die constanten

Werthe, welche n , a , n' , a' für $e = e' = 0$ annehmen. Durch Elimination von b und b' aus diesen Gleichungen ergibt sich die Abhängigkeit der Indices n' und a' von den Einfallswinkeln e und e' wie folgt:

$$2n'^2 = \sqrt{(n_0'^2 - a_0'^2 - n^2 \sin^2 e + a^2 \sin^2 e')^2 + (2n_0' a_0' - 2na \sin e \sin e')^2} + (n_0'^2 - a_0'^2 + n^2 \sin^2 e + a^2 \sin^2 e'),$$

$$2a'^2 = \sqrt{(n_0'^2 - a_0'^2 - n^2 \sin^2 e + a^2 \sin^2 e')^2 + (2n_0' a_0' - 2na \sin e \sin e')^2} - (n_0'^2 - a_0'^2 - n^2 \sin^2 e - a^2 \sin^2 e'),$$

worin auch n und a noch von den beiden Einfallswinkeln e und e' abhängig sind nach Massgabe der Gleichungen:

$$2n^2 = \sqrt{(n_0^2 - a_0^2)^2 + \frac{4n_0^2 a_0^2}{\cos^2(e - e')}} + n_0^2 - a_0^2,$$

$$2a^2 = \sqrt{(n_0^2 - a_0^2)^2 + \frac{4n_0^2 a_0^2}{\cos^2(e - e')}} - n_0^2 + a_0^2.$$

Setzt man in diesen Formeln den Einfallswinkel e' der Absorptionsnormale gleich Null (welchen speciellen Fall Herr Ketteler allein kennt), ferner $a_0 = 0$, $n_0 = 1$ und dann auch $a = 0$, $n = 1$, so erhält man:

$$2n'^2 = \sqrt{(n_0'^2 - a_0'^2 - \sin^2 e)^2 + 4n_0'^2 a_0'^2} + n_0'^2 - a_0'^2 + \sin^2 e$$

$$2a'^2 = \sqrt{(n_0'^2 - a_0'^2 - \sin^2 e)^2 + 4n_0'^2 a_0'^2} - n_0'^2 + a_0'^2 + \sin^2 e.$$

Das sind dieselben Ausdrücke, welche für diesen Fall auch Herr Ketteler findet. Da Herr Wernicke¹⁾ gezeigt hat, dass Differentialgleichungen von der Form:

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \Sigma h_m \frac{d^m \xi}{dt^m} = (L + M) \frac{dv}{dx} + M A_2 \xi + \Sigma k_\mu \frac{d^\mu}{dt^\mu} A_2^2 \xi,$$

wo
$$A^2 \xi = \frac{d^2 \xi}{dx^2} + \frac{d^2 \xi}{dy^2} + \frac{d^2 \xi}{dz^2}$$

und
$$v = \frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz}$$

ist, nothwendig zu diesen Ausdrücken führen, die von mir zu Grunde gelegten Differentialgleichungen aber ebenso wie diejenigen des Herrn Ketteler in jener allgemeinen Form enthalten sind, so hätte Herr Ketteler wissen können, nicht nur dass ich ihm „auf das katoptrische Gebiet folgen“ könne, sondern dass ich kraft jener Grundgleichungen schon von vorne-

1) Wernicke, Pogg. Ann. 159. p. 226. 1876.

herein mit ihm auf demselben stehen musste. Hinsichtlich der Reflexionstheorie stimme ich in der That mit Herrn Ketteler im Wesentlichen überein, und erkenne dessen Verdienste um diesen Theil der theoretischen Optik rückhaltlos an. Namentlich gelange ich auch, abgesehen von grösserer Allgemeinheit, zu den nämlichen Ausdrücken für die Amplituden und Phasenunterschiede der reflektirten und gebrochenen Wellen, und zu derselben Auffassung und Erklärung der Totalreflexion.

Insbesondere ergeben sich auch die beiden Gleichungen:

$$n_0^2 - a_0^2 = \operatorname{tg}^2 E (1 - 2 \sin^2 E \sin^2 2H),$$

$$n_0^2 + a_0^2 = \operatorname{tg}^2 E \sqrt{1 - \sin^2 2E \sin^2 2H},$$

mittels deren aus dem beobachteten Haupteinfallswinkel E und Hauptazimut H der Brechungsindex n_0 und Absorptionsindex a_0 für senkrechte Incidenz berechnet werden können. Die mit Hilfe dieser Formeln aus den Beobachtungen abgeleiteten Werthe kann man als „beobachtete“ ansehen, und falls sie sich auf Lichtarten von bekannten Wellenlängen beziehen, mit den aus der Theorie der Dispersion mit Hilfe der Gleichungen

$$n_0^2 - a_0^2 = P, \quad 4n_0^2 a_0^2 = Q^2$$

berechneten Werthen vergleichen. Während aber hinsichtlich der Reflexionstheorie vermöge der gemeinsamen allgemeinen Form der beiderseitigen Grundgleichungen zwischen Herrn Ketteler und mir Uebereinstimmung herrscht, besteht hinsichtlich der Dispersionstheorie, welche von der besonderen Form dieser Gleichungen bedingt ist, keine Uebereinstimmung.

Herr Ketteler hat eine das Selen betreffende Versuchsreihe von Quincke¹⁾ nach seinen Dispersionsformeln berechnet²⁾. Dieselbe Beobachtungsreihe habe ich nun auch nach meiner Theorie, nach welcher

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

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

ist, der Berechnung unterzogen.

1) Quincke, Pogg. Ann. Jubelb. p. 343. 1874.

2) Ketteler, Wied. Ann. 12. p. 372. 1881.

Obgleich es wahrscheinlich ist, dass bei dem rhombisch krystallisirenden Selen die Ausdrücke P—1 und Q in der oben dargelegten Weise eigentlich durch Summen aus je drei gleich den vorstehenden Ausdrücken gebauten Gliedern dargestellt werden müssten, so kann man doch versuchen, mit nur je einem Gliede, d. i. unmittelbar mit den vorstehenden Ausdrücken, auszureichen, indem man sich etwa vorstellt, dass die drei Absorptionsstreifen (die Werthe der drei λ_0) nahe bei einander liegen. In der folgenden Tabelle, welche die der Rechnung zu Grunde gelegten Werthe der Constanten an der Spitze trägt, sind die aus obigen Formeln berechneten Werthe von n_0 und a_0 mit den beobachteten zusammengestellt.

Tabelle I.

Selen.

$$\lambda_0 = 0,29716; \varepsilon = 1,65506; k = - 13,538; \frac{m}{\mu} = 0,042345.$$

	n_0		D	a_0		D
	beobachtet	berechnet		beobachtet	berechnet	
C	2,851	2,861	— 10	0,773	0,824	— 51
D	2,734	2,776	— 42	1,044	0,944	+ 100
E	2,672	2,669	+ 3	1,085	1,066	+ 19
F	2,603	2,578	+ 25	1,156	1,151	+ 5
G	2,381	2,420	— 39	1,261	1,268	— 7

Bei Herrn Ketteler sind die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung:

	C	D	E	F	G
n_0	+ 3	— 49	— 2	+ 32	— 10
a_0	+ 16	+ 127	+ 10	— 20	— 34

Hienach stimmen meine Formeln besser mit der Beobachtung als diejenigen des Herrn Ketteler (die Summe der Fehlerquadrate beträgt dort 0,017, hier 0,022), wobei noch in Betracht kommt, dass Herr Ketteler, um Uebereinstimmung herbeizuführen, sich genöthigt sieht, $n_0^2 - a_0^2 - \alpha$ statt $n_0^2 - a_0^2 - 1$ zu setzen, und der Constanten α den Werth 6,3533 beizulegen statt des Werthes 1, welchen sie der Theorie zufolge haben sollte.

Wenn Herr Ketteler meint „constatiren“ zu dürfen, dass Versuchsreihen mit meiner Formel nicht stimmen, „weil und insofern sie mit der seinigen stimmen,“ so ist diese Schlussweise zwar kühn, aber nichtsdestoweniger trügerisch.

Während bei dem nichtmetallischen Selen der massgebende Absorptionsstreifen im Ultraviolett liegt um der Wellenlänge $\lambda_0 = 0,29716$ entspricht, fällt er bei den Metallen ins Ultraroth, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, in welcher eine auf gegossenes Zink sich beziehende Beobachtungsreihe Quincke's 1) nach meinen Formeln berechnet ist.

Tabelle II.
Zink, gegossen.

$$\lambda_0 = 0,80567; \epsilon = 0,59891; k = -10,1812; \frac{m}{\mu} = 0,31079.$$

	n_0		D	a_0		D
	beobachtet	berechnet		beobachtet	berechnet	
C	2,740	2,795	— 55	5,153	5,457	— 304
D	1,844	1,844	0	4,939	4,939	0
E	1,226	1,200	+ 26	4,328	4,338	— 10
F	0,992	0,873	+ 119	3,961	3,922	+ 39
G	0,759	0,536	+ 223	3,360	3,365	— 5

Durch ein mühsames Ausgleichungsverfahren würden sich günstigere Werthe der Constanten ermitteln und ein besserer Anschluss erzielen lassen. Da aber mit nur eingliedrigem P und Q eine vollkommene Uebereinstimmung doch nicht zu erhoffen ist, weil das nicht regulär krystallisirende Zink ohne Zweifel mehr als einen Absorptionsstreifen besitzt, so kann man lieber versuchen, aus den vollständigen Formeln für P und Q abgekürzte herzuleiten, die sich innerhalb des Bereiches der Beobachtungen diesen möglicherweise besser anschliessen als die eingliedrig genommenen P und Q. Die mit letzteren durchgeführte Rechnung gibt nun hiezu einen Fingerzeig, indem sie bemerken lässt, dass in dem Zähler des Ausdrucks Q das Glied

$$x\epsilon \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}$$

1) Quincke l. c.

stets beträchtlich grösser ausfällt als das Glied

$$\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2$$

Vernachlässigen wir daher dieses gegen jenes, behalten dagegen die Gleichung für P unverändert bei, so erhalten wir die beiden Formeln

$$n_0^2 - a_0^2 - 1 = M \cdot \frac{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}{\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2 + \varepsilon^2 \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}},$$

$$2n_0 a_0 = \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{N}{\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2 + \varepsilon^2 \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}},$$

welche eine weit bequemere Rechnung und namentlich die Bestimmung der vier Constanten λ_0 , ε , M und N aus linearen Gleichungen gestatten. Die mittelst dieser Formeln vorgenommene Berechnung der beiden Indices des Zinks führte zu folgender Tabelle:

Tabelle III.

Zink, gegossen.

$\lambda_0 = 0,78857$; $\varepsilon = 0,61688$; $M = 34,8711$; $N = 17,8407$.

	n_0		D	a_0		D
	beobachtet	berechnet		beobachtet	berechnet	
C	2,740	2,745	— 5	5,153	5,223	— 70
D	1,844	1,874	— 30	4,939	4,858	+ 81
E	1,226	1,289	— 63	4,328	4,330	— 2
F	0,992	1,001	— 9	3,961	3,940	+ 21
G	0,759	0,706	+ 53	3,359	3,398	— 39

Die Uebereinstimmung ist eine befriedigende zu nennen (Summe der Fehlerquadrate 0,021).

Bemerkenswerth ist noch, dass den Beobachtungen zufolge die Differenz $n_0^2 - a_0^2$ zwischen C und D, also zwischen den Wellenlängen 0,656 und 0,589 zu einem Minimum wird. Nach der Theorie findet sich die diesem Minimum entsprechende Wellenlänge λ_m aus der Gleichung

$$\lambda_m^2 = \frac{\lambda_0^2}{1 + \varepsilon};$$

mit den Constanten der Tab. II. findet man hieraus $\lambda_m = 0,637$, mit denjenigen der Tab. III. $\lambda_m = 0,620$.

Beim Aluminium¹⁾, dessen Indices in der folgenden Tabelle berechnet sind, fällt das Minimum von $n^2_0 - a^2_0$ in das Ultraroth ($\lambda_m = 0,951$).

Tabelle IV.

Aluminium.

$\lambda_0 = 1,77729$; $\epsilon = 2,48989$; $M = 192,475$; $N = 381,827$.

	n_0		D	a_0		D
	beobachtet	berechnet		beobachtet	berechnet	
C	1,482	1,529	— 47	3,924	3,947	— 23
D	1,280	1,286	— 6	3,662	3,663	— 1
E	1,099	1,072	+ 27	3,388	3,369	+ 19
F	0,925	0,937	— 12	3,149	3,157	— 8
G	0,783	0,764	+ 19	2,849	2,846	+ 3

Die Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung ist recht gut (Summe der Fehlerquadrate 0,004).

Was die Bemerkung des Herrn Ketteler über die angebliche „Forderung Lommel's, dass ein Gas an der Grenze seiner Verdünnung für sehr lange Wellen einen unendlich grossen Exstinctionscoëfficienten habe,“ anlangt, so habe ich eine solche Forderung weder jemals direct gestellt, noch lässt sich dieselbe indirect aus meiner Theorie herauslesen. „Ein Gas an der Grenze seiner Verdünnung“ bedeutet doch wohl nichts anderes als den reinen Aether, in welchem die Körpermasse $m = 0$ ist. Für $m = 0$ ergibt sich aber aus meinen Formeln die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $= 1$ und der Absorptionscoëfficient (oder Exstinctionscoëfficient, wenn man lieber will) gleich Null, wie gross oder wie klein die Wellenlänge auch sein mag. Und auch wenn m nicht Null, sondern ganz beliebig ist, ergibt sich für $\lambda = \infty$ der Absorptionscoëfficient gleich Null.

Betrachten wir nun die Dispersionstheorie des Herrn Ketteler etwas näher.

1) Quincke l. c.

Dieselbe stützt sich auf zwei Sätze, welche als „das Gesetz der Verwandlung der Schwingungsarbeit des inneren Aethers,“ und als „das Gesetz der Verwandlung der Schwingungsarbeit der Molekularkräfte der Körpertheilchen“¹⁾ bezeichnet werden. Diese „Gesetze“ sind nicht etwa aus den Principien der Mechanik hergeleitet, sondern es sind „Forderungen“²⁾, welche Herr Ketteler „formulirt,“ und ihnen sodann „den Rang eines dioptrischen Grundgesetzes beilegt.“ Denn die Betrachtungen, durch welche Herr Ketteler seine Gesetze an der soeben citirten Stelle zu begründen versucht, wird er wohl selbst nicht ernstlich für eine Herleitung derselben aus den Principien der Mechanik ausgeben wollen.

Die Gleichungen, durch welche diese Gesetze ihren analytischen Ausdruck finden, lauten im einfachsten Fall (für ein einziges Absorptionsgebiet) wie folgt:

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} \delta x + m' \frac{d^2\xi'}{dt'^2} \delta x' = c\Delta^2\xi\delta x,$$

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} \delta\xi + m' \frac{d^2\xi'}{dt'^2} \delta\xi' = - \left(\kappa\xi' + \gamma \frac{d\xi'}{dt} \right) \delta\xi'$$

oder auch:

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + m' \frac{d^2\xi'}{dt'^2} \frac{\delta x'}{\delta x} = c\Delta^2\xi,$$

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + m' \frac{d^2\xi'}{dt'^2} \frac{\delta\xi'}{\delta\xi} = - \left(\kappa\xi' + \gamma \frac{d\xi'}{dt} \right) \frac{\delta\xi'}{\delta\xi}.$$

Darin sind ξ der Ausschlag der Aethertheilchen, ξ' derjenige der Körpertheilchen, m die in der Volumeinheit enthaltene Aethermasse, m' die darin vorkommende Körpermasse. Endlich bedeuten die einfachen und gestrichelten δx und $\delta\xi$ kleine Verschiebungen, deren Produkte in die zugehörige Kraft Herr Ketteler kurzweg die Beschleunigungs-, resp. Spannungsarbeit nennt.

In diesen Gleichungen „variiren“ $\frac{\delta x'}{\delta x}$, $\frac{\delta\xi'}{\delta\xi}$ von Farbe zu Farbe,³⁾ sie sind Functionen der Wellenlänge λ der fortgepflanzten Welle. Bei der vorliegenden Aufgabe handelt es sich aber um die Fortpflanzungsgesetze einer Welle von ganz beliebiger Periode; ihre Wellenlänge λ ist in der That nichts anderes als eine der bei der Integration eingehenden willkühr-

1) Ketteler, Wied. Ann. 12. p. 375.

2) Ketteler, Wied. Ann. 7. p. 659.

3) Ketteler, Monatsber. der Berliner Akad. 1879. p. 83.

lichen Constanten. Herr Ketteler arbeitet also mit Differentialgleichungen, welche eine willkürliche Constante, die erst im Integral auftreten darf, bereits enthalten. Solche Differentialgleichungen sind aber durchaus unzulässig, und mit ihnen die auf sie gegründete Dispersions-theorie des Herrn Ketteler.

Ich wende mich nun zu den Bemerkungen, welche Herr Ketteler meiner Theorie der Fluorescenz gewidmet hat. Nach derselben ist das Gesetz der Eigenschwingungen der Moleküle (mögen dieselben als Fluorescenz, Phosphorescenz oder Glühen auftreten) gegeben durch den Ausdruck

$$N e^{-kt} \sin(rt + \psi),$$

welcher mit dem folgenden;

$$N \frac{k}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin((r+z)t + \psi)}{k^2 + z^2} dz$$

in jeder Hinsicht vollkommen identisch¹⁾ ist. Jener Ausdruck ist also gleichbedeutend mit einer Summe unendlich vieler einfach pendelartiger (nach dem Sinusgesetz erfolgender) Schwingungen von verschiedenen stetig aufeinanderfolgenden Perioden. Die Erfahrung aber sowie jede Lichttheorie zeigen, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer pendelartigen Schwingung in einem durchsichtigen Mittel von ihrer Periode abhängig ist, und dass sonach eine durch obigen Ausdruck gegebene schwingende Bewegung beim Durchgang durch ein Prisma zerlegt und zu einem continuirlichen Spectrum ausgebreitet werden muss. Diese Zerlegung besteht objectiv, und ganz unabhängig davon, ob ein Auge vorhanden ist, sie wahrzunehmen.

Herr Ketteler sucht nun diese wie mir scheint ganz unangreifbare Folgerung ad absurdum zu führen, indem er meint, dass alsdann auch der Ausdruck

$$N' e^{-k'z} \sin(r'z + \psi'),$$

welcher unter anderem auch dem von irgend einer absorbirenden Substanz entweder regelmässig oder diffus reflectirten homogenen Licht entspricht, sich in derselben Weise zerlegen lasse, und „sich sonach das wunderliche Resultat ergeben würde, dass

1) Diese Identität enthält die mechanische Erklärung für die Möglichkeit eines continuirlichen Spectrums, und scheint daher berufen, in der theoretischen Optik eine wichtige Stelle einzunehmen.

auch in diesen letztgenannten beiden Fällen das Spectroskop ein mehr oder minder ausgedehntes Spectrum zeigen sollte.“

Man kann in der That statt des vorstehenden Ausdrucks den völlig gleichbedeutenden

$$N' \frac{k'}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin((r' + y)z + \psi')}{k'^2 + y^2} dy$$

setzen, welcher zeigt, dass jener einer Summe unzählig vieler einfach pendelartiger Schwingungen mit verschiedenen stetig aufeinanderfolgenden Phasen aber gleicher Periode aequivalent ist. Denn das von der Zeit t abhängige Glied, welches die Schwingungsperiode enthält, ist hier in der Grösse ψ' inbegriffen, die bei der vorgenommenen Umformung ungeändert bleibt. Dieser Ausdruck stellt also homogenes Licht vor, welches durch das Prisma nicht zerlegt wird, und das „wunderliche Resultat“ reducirt sich lediglich auf einen Irrthum des Herrn Ketteler.

Mit der Scheidewand, welche Herr Ketteler zwischen den augenscheinlich so nahe verwandten Erscheinungen der Fluorescenz und Phosphorescenz aufrichten will, indem er die fluorescirende Schwingungsbewegung als einen stationären Zustand, die phosphorescirende als einen veränderlichen Zustand bezeichnet, kann ich mich nicht einverstanden erklären. Nach meiner Ansicht haben wir es bei der Fluorescenz und Phosphorescenz, und nicht minder bei dem Glühen fester Körper, mit einem durch den Ausdruck

$$N e^{-kt} \sin(rt + \psi)$$

dargestellten veränderlichen Schwingungszustand zu thun, welcher bei der Fluorescenz durch die ankommenden Wellenzüge des erregenden Lichtes immer neue Anregung empfängt, wie das Glühen eines Körpers durch fortgesetzte Wärmezufuhr unterhalten wird. Ein Unterschied in diesen Leuchtprocessen besteht aber darin, dass, nachdem die Zufuhr an lebendiger Kraft aufgehört hat, die Schwingungsbewegung bei den fluorescirenden Körpern ausserordentlich rasch, bei phosphorescirenden und glühenden Körpern dagegen langsam abklingt, ein Unterschied, der theoretisch auf die verschiedenen Werthe der Grösse k zurückzuführen ist. Die Theorie der Phosphorescenz ist sonach in derjenigen der Fluorescenz, wie auch Herr Ketteler bemerkt, bereits enthalten, soweit nur die analytische Entwicklung in Be-

tracht kommt. Um sie aber vollständig zu machen, bedarf es noch einer Ergänzung.¹⁾ Die fluorescirenden Schwingungen sind, nach meiner Ansicht, intra molekulare, sie werden bedingt durch die Molekularkraft (Affinität), welche die Atome zu einem Molekül (mit dem Worte „Molekül“ verbinde ich stets denselben Begriff wie die Chemiker) zusammenhält; das Spectrum des Fluorescenzlichts ist daher ebenso wie das Absorptionsspectrum charakteristisch für die chemische Beschaffenheit des fluorescirenden Körpers. Die phosphorescirenden Schwingungen dagegen sind inter molekulare, sie werden unterhalten von der Molekularkraft (Cohäsion) welche die Moleküle zu festen Körpern oder zu grösseren Molekulargruppen vereinigt und ihnen innerhalb derselben feste Gleichgewichtslagen anweist. Das Spectrum des Phosphorescenzlichts ist daher nicht durch die chemische Natur eines Körpers bereits vorgeschrieben, sondern kann bei derselben chemischen Substanz also bei ganz gleichen Molekülen, je nach deren verschiedener (durch äussere Umstände, wie z. B. verschiedene Darstellungsweise bedingten) Gruppierung, sehr verschieden ausfallen. Das Schwefelcalcium z. B. kann je nach der Art seiner Zubereitung roth, orange, gelb, grün, blau und violett phosphoresciren. Eine wesentliche Stütze für die hier geäusserte Ansicht dürfte vielleicht in dem Umstand zu erblicken sein, dass Phosphorescenz durch Bestrahlung (nur von dieser spreche ich hier) bisher nur an festen Körpern beobachtet wurde.

1) Vergl. Lommel, Lexikon der Physik und Meteorologie, Leipzig, 1832. Artikel Emission.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Physikalisch-Medizinischen Sozietät zu Erlangen](#)

Jahr/Year: 1881-1884

Band/Volume: [14](#)

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

Artikel/Article: [Zur Theorie des Lichts. 25-38](#)