IX. *Zur Dispersionstheorie des Lichtes;*
von E. Ketteler.

Seit mehreren Jahren habe ich in den Annalen eine Reihe von Formeln aufgestellt, von denen ich glaube, dass sie sich den Versuchen aus dem Gebiete der Dispersion und Absorption in einfachbrechenden, doppeltbrechenden und circularpolarisirenden Medien sowie der Krystallreflexion und Metallreflexion derart vollständig anschliessen, dass sich überall mit Erfolg mit ihnen rechnen lässt. Nichtsdestoweniger möchte ich namentlich die die Dispersion betreffenden Gleichungen nicht als die Consequenzen einer förmlichen Theorie ansehen, sofern dieselben eine gewisse Anzahl experimentell festzustellender Constanten enthalten, deren gegenseitiger Zusammenhang dunkel geblieben ist, und die bei einem tieferen Eingehen zum Theil durch andere ersetzt werden würden.

Es ist nun im Folgenden meine Absicht, gerade den bezüglichlichen theoretischen Standpunkt, besonders den kritischen Bemerkungen Hrn. Voigt's¹⁾ gegenüber noch allseitiger zu präcisiren und dabei wo möglich die früher aufgestellten Beziehungen — allerdings durch eine kleine Vervollständigung derselben — gegen fernere Angriffe sicher zu stellen.

Zu dem Ende mögen zunächst die Voraussetzungen, die in dieser Hinsicht gemacht werden sollen, folgendermassen neu formulirt werden.

1) Da der freie Aether aus Atomen besteht, die eine von der relativen Entfernung abhängige, sei es abstossende, sei es anziehende Kraft aufeinander ausüben, so kommen demselben elastische Normal- wie Tangentialreactionen zu, ohne dass es nöthig wäre, ihm das Prädicat der eigentlichen Starrheit beizulegen.

2) Der intermoleculare Aether hat mit dem freien Aether gleiche Elasticität und Dichtigkeit, und beide verhalten sich allen optischen Impulsen gegenüber als incompressibel.

1) Voigt, Wied. Ann. 19. p. 691. 1883. Vgl. den vorigen Aufsatz.

3) Für den Ruhezustand findet eine gegenseitige Einwirkung zwischen Aether- und Körpertheilchen¹⁾ nicht statt.

4) Die Körpertheilchen bestehen in Einklang mit den Anschauungen von Chemie und Wärmetheorie aus schwingungsfähigen, den Pendelgesetzen gehorchenden Gebilden, die durch mehr oder minder grosse Reibungskräfte in ihrer Stabilität geschützt sind.

5) Welches auch die zwischen den Nachbarmoleculen wirkenden, vom Aggregatzustand abhängigen Kräfte sein mögen, die Amplituden der Körperschwingungen sind zu klein, als dass sie eine merkliche Aenderung dieser Kräfte bewirkten.

6) Insbesondere genügt also eine minimale Kraft, einen fremden Körper durch den freien Aether hindurchzutreiben. Und ebenso finden die intermolecularen Aethertheilchen, wenn sie unendlich langsam zwischen den Körpertheilchen verschoben werden, diesen gegenüber Zeit und Gelegenheit zu relativen Lagenänderungen, ohne die schwingungsfähigen Körperbestandtheile aus ihrer Gleichgewichtslage zu verrücken.

7) In den anisotropen Medien ist der Abstand der Körpertheilchen nach den Hauptrichtungen verschieden.

8) In denselben ordnet sich insbesondere der Incompressibilität des Aethers die Incompressibilität der Körpertheilchen zu.

Dies angenommen, lassen sich zunächst für isotrope Mittel zwei Bewegungsgleichungen aufstellen.

I. Es seien wie früher m , m' die Massen der Volumeneinheit der Aether- und der Körpertheilchen, ξ , ξ' ihre Ausschlagscomponenten parallel der X-Axe und sonach $m(d^2\xi/dt^2)$, $m'(d^2\xi'/dt^2)$ die respectiven beschleunigenden Kräfte. Nennt man ferner e die Deformationsconstante des

1) Nimmt man mit C. Neumann und Voigt an, dass die Aetherdichtigkeit starken Kräften, wie z. B. Molecular Kräften gegenüber veränderlich sei, so mag man sich die Körpertheilchen des Textes als aus ponderablen Kernen mit verdichteten Aetheratmosphären gebildet vorstellen.

Aethers, so lässt sich wieder die bezügliche Componente der wellenbildenden Kraft desselben darstellen durch:

$$e A_2 \xi = e \left(\frac{d^2 \xi}{dx^2} + \frac{d^2 \xi}{dy^2} + \frac{d^2 \xi}{dz^2} \right).$$

Den Pendelschwingungen der Körpertheilchen indess supponiren wir diesmal eine erregende Kraft von der Grösse $-\kappa \xi' = -(m' 4\pi^2 / T_m^2) \xi'$, unter T_m die Schwingungsdauer im isolirten Zustande verstanden. Demnach verlangt zuvörderst das Princip der Energie die Gleichung:

$$(1) \quad m \frac{d^2 \xi}{dt^2} d\xi + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} d\xi' = e A_2 \xi d\xi - \kappa \xi' d\xi'. \quad 1)$$

Mit ihr verbinden wir eine die specielle Wirkungsweise der Körpertheilchen betreffende zweite Gleichung, und zwar soll dies keine andere sein als die berühmte Hauptgleichung der Pendeltheorie Bessel's, die sich somit für die langsamen Schwingungen des gewöhnlichen Pendels in Luft bereits bewährt hat. Dieselbe lässt sich früherer Entwicklung zufolge²⁾ schreiben:

$$(2) \quad m \frac{d^2 \xi}{dt^2} C + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} = -\kappa \xi',$$

wo C eine — von der Form des Pendels abhängige — Constante bedeutet. Sie besagt, dass der Druck der bewegenden Kraft ausser dem Schwerpunkt der Pendelmasse, welche die Beschleunigung $d^2 \xi' / dt^2$ erfährt, auch der umgebenden, in Mitschwingungen versetzten Luft zu gute kommt, sofern dadurch eine Luftmasse mC einen Schwingungsausschlag ξ , resp. eine Beschleunigung $d^2 \xi / dt^2$ mitgetheilt erhält. Beachtet man jetzt, dass unserer Vorstellung zufolge die Bewegungsübertragung seitens eines Körpertheilchens auf seine Aetherumgebung ganz nach dem nämlichen Gesetze erfolgen wird, so lassen sich natürlich in dem Gliede $m(d^2 \xi / dt^2) C$ die Factoren m, ξ in ihrer früheren Bedeutung festhalten.

1) Derselben möge die von den Herren v. Helmholtz und Lommel gemeinsam benutzte abweichende Gleichung:

$$m \frac{d^2 \xi}{dt^2} + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} = e A_2 \xi - \kappa \xi'$$

gegenüber gestellt werden.

2) Ketteler, Wied. Ann. 18. p. 413. 1883.

Auf beide Gleichungen (1) und (2) wenden wir schliesslich die Integralausdrücke an:

$$(3) \quad \begin{cases} \xi = A_x \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - n \frac{ux + vy + wz}{\lambda} \right) \\ \xi' = A'_x \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - n \frac{ux + vy + wz}{\lambda} \right), \end{cases}$$

worin A_x , A'_x die Amplituden, T die Schwingungsdauer, $\lambda = VT$ die entsprechende äussere Wellenlänge, n den Brechungsindex, u , v , w die Richtungscosinus des Strahles bedeuten und V , e , m zufolge Voraussetzung 2 durch die Relation:

$$e = mV^2 \quad \text{verbunden sind.}$$

Schreibt man Gleichung (1) in folgender Form:

$$m \frac{d^2 \xi}{dt^2} + m' \frac{d^2 \xi'}{dt'^2} \cdot \frac{d\xi'}{d\xi} \left(1 + \frac{x \xi'}{m' \frac{d^2 \xi'}{dt'^2}} \right) = e A_2 \xi$$

und setzt abkürzungsweise:

$$(4) \quad \frac{d\xi'}{d\xi} \left(1 + \frac{x \xi'}{m' \frac{d^2 \xi'}{dt'^2}} \right) = \mathfrak{C}',$$

folglich:

$$(5) \quad m \frac{d^2 \xi}{dt^2} + m' \frac{d^2 \xi'}{dt'^2} \mathfrak{C}' = e A_2 \xi,$$

so gibt die Integration der Gleichungen (2) und (5) die Bedingungsgleichung:

$$(6) \quad n^2 - 1 = \frac{C \mathfrak{C}'}{T_m^2 - 1}.$$

Gleichungen (2), (5) und (6) haben die früher von mir aufgestellte Form, sofern insbesondere der jetzige Coefficient $\mathfrak{C}'$ mit der früheren empirischen Constante C' identificirt wird.¹⁾ Untersucht man aber nunmehr die Coexistenzbedingung der Gleichungen (2) und (4), so findet man leicht:

$$(7) \quad \frac{\xi'}{\xi} = \frac{\frac{m}{m'} C}{\frac{T_m^2}{T^2} - 1} = - \frac{\mathfrak{C}'}{\frac{T_m^2}{T^2} - 1} \quad \text{und daher:} \\ \mathfrak{C}' = - \frac{m}{m'} C.$$

1) Vgl. den vorigen Aufsatz p. 187. Ferner Wied. Ann. 18. p. 407. 1883.

Setzt man diesen Werth in Ausdruck (6) für die brechende Kraft, so widerspricht derselbe (wenn man nicht etwa C imaginär nehmen will) wenigstens für die grösseren Wellenlängen den Erfahrungen der anomalen Dispersion, während die frühere Annahme $CC' = +D$ diesen unter den von mir enthaltenen Versuchsbedingungen und unter Hinzufügung einer gewissen Nebenannahme¹⁾ genügt. Es muss also der empirische Coëfficient C' eine verwickeltere Bedeutung haben, als bis jetzt vorausgesetzt wurde.

II. Wenn in der bisherigen Entwicklung nur mit den beiden Kräften $eA_2\xi$, $-\kappa\xi'$ operirt wurde, welche der freie Aether wie das im ätherlosen Raum isolirt gedachte Moleculargefüge für sich entwickeln, so bleibt nicht ausgeschlossen, dass beim Zusammenschwingen der beiden Massensysteme und infolge desselben neue Kräfte als Kräfte der sogenannten Wechselwirkung zu ihnen hinzutreten. Insbesondere dürfte es plausibel erscheinen, dass die Körpertheilchen dem Andrängen der Aethertheilchen eine widerstehende Kraft entgegenstellen, die mit ihrer augenblicklichen Ausweichung aus ihrer Gleichgewichtslage, resp. ihrer Bewegungsquantität zunimmt, und die wir daher durch $\beta m'\xi'$ darstellen wollen. Ich werde zeigen, dass eine einzige Kraft von der hier vorausgesetzten Form in der That nothwendig und zugleich auch ausreichend ist, um allen bisherigen Beobachtungen in der genauesten Weise zu entsprechen.

Durch die hier gemachte Annahme vervollständigen sich jetzt die früheren Gleichungen (1) und (2) auf das System:

$$(8) \quad \begin{cases} m \frac{d^2\xi}{dt^2} d\xi + m' \frac{d^2\xi'}{dt^2} d\xi' = eA_2\xi d\xi + \beta m'\xi' d\xi - \kappa\xi' d\xi', \\ m \frac{d^2\xi}{dt^2} C + m' \frac{d^2\xi'}{dt^2} = -\kappa\xi', \end{cases}$$

sofern die zweite derselben in ihrer früheren Form unverändert beizubehalten ist.

Führt man in Rücksicht auf letztere mit der ersteren die oben besprochenen Aenderungen durch, so lässt sich nunmehr auch schreiben:

1) Ketteler, l. c. p. 410.

$$(9) \quad \begin{cases} m \frac{d^2 \xi}{dt^2} - m' \left(\beta \xi' + \frac{d^2 \xi'}{dt^2} \frac{m}{m'} C \right) = e A_2 \xi \\ m \frac{d^2 \xi}{dt^2} C + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} = -\kappa \xi'. \end{cases}$$

Ihnen entsprechen die Bedingungsgleichungen der Integration:

$$(10) \quad n^2 - 1 = \frac{m' \xi' \left(\beta \frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{m'} C \right)}{m \xi}, \quad \frac{m' \xi'}{m \xi} = \frac{C}{\frac{T^2}{T_m^2} - 1}.$$

Wir setzen darin abkürzungsweise: $\beta/4\pi^2 = B/T_m^2$ und erhalten sonach:

$$(11) \quad n^2 - 1 = \frac{\left(B \frac{T^2}{T_m^2} - \frac{m}{m'} C \right) C}{\frac{T^2}{T_m^2} - 1}.$$

Hierin ordnen sich insbesondere den beiden extremen Wellenlängen 0 und ∞ die Werthe zu:

$$n_0^2 - 1 = \frac{m}{m'} C^2, \quad n_\infty^2 - 1 = B C,$$

und infolge dessen schreibt sich noch:

$$(11_b) \quad n^2 - 1 = \frac{(n_\infty^2 - 1) \frac{T^2}{T_m^2} - (n_0^2 - 1)}{\frac{T^2}{T_m^2} - 1}.$$

Wollte man auch jetzt die erste der Gleichungen (9) auf ihre ehemalige empirische Form zu bringen suchen, so kann man zunächst schreiben:

$$(12) \quad m \frac{d^2 \xi}{dt^2} + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} \left(\beta \frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{m'} C \right) = e A_2 \xi,$$

und unter Benutzung eines passend gewählten Mittelwerthes von T hätte man dann die Identificirung anzunehmen:

$$\beta \frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{m'} C = C' (= \text{const.})$$

Um schliesslich von den durchsichtigen zu den absorbirenden Medien überzugehen, ist bekanntlich nur nöthig, der die Körpertheilchen in die Gleichgewichtslage zurückführenden Kraft $-\kappa \xi'$ eine Reibungskraft von der Form $-\gamma (d\xi'/dt)$ hinzuzufügen. So erhält man statt der Ausdrücke (9) und (11) die folgenden:

$$(13) \quad \begin{cases} m \frac{d^2 \xi}{dt^2} - m' C_0 \frac{d^2 \xi'}{dt^2} = \epsilon A_2 \xi + \beta m' \xi'^{-1}), \\ m' C_0 \frac{d^2 \xi}{dt^2} + m \frac{d^2 \xi'}{dt^2} = - \left(\kappa \xi' + \gamma \frac{d\xi'}{dt} \right) \end{cases}$$

$$(14) \quad \begin{cases} n^2 - 1 = \frac{(n_\infty^2 - 1) \frac{T^2}{T_m^2} - (n_0^2 - 1)}{\frac{T^2}{T_m^2} - 1 - \sqrt{-1} G \frac{T}{T_m}}. \end{cases}$$

Darin bedeuten jetzt $G = \gamma (T_m/2\pi m')$, ferner $C_0 = (m/m') C$, und:

$$(15) \quad n_0^2 - 1 = \frac{m'}{m} C_0^2, \quad n_\infty^2 - 1 = \frac{m'}{m} B C_0,$$

sodass erfahrungsmässig B und C_0 von der Dichtigkeit nahe unabhängig sind.

Schreiben wir endlich Gleichung (14) so:

$$n^2 - n_\infty^2 = \frac{(n_\infty^2 - n_0^2) + \sqrt{-1} (n_\infty^2 - 1) G \frac{T}{T_m}}{\frac{T^2}{T_m^2} - 1 - \sqrt{-1} G \frac{T}{T_m}}.$$

Das hier in Zähler und Nenner vorkommende Reibungsglied gelangt in manchen Fällen nur in einiger Nähe des Maximums der Absorption, für welches $T = T_m$ wird, zu merklicher Bedeutung. Behalten wir es für Medien von mittlerer Durchsichtigkeit bloß im Nenner bei, so erhalten wir die einfache Beziehung:

$$(16) \quad n^2 - n_\infty^2 = \frac{D}{\frac{\lambda^2}{\lambda_m^2} - 1 - \sqrt{-1} G \frac{\lambda}{\lambda_m}}, \quad D = n_\infty^2 - n_0^2.$$

Und zwar ist dies diejenige Form, welche ich meiner experimentellen Prüfung des Dispersionsgesetzes zu Grunde gelegt habe.²⁾

Von Interesse dürfte vielleicht noch folgende Bemerkung sein. Wenn bei der früheren Behandlung³⁾ der von

1) Auch in dieser Gleichung wird man statt $\beta \xi'$ vollständiger schreiben dürfen: $\beta \xi' + \epsilon (d\xi'/dt)$ wenngleich die bisherigen optischen Messungen eines solchen Gliedes anscheinend nicht bedürfen.

2) Ketteler, Wied. Ann. 12. p. 481. 1881. — Ketteler und Pulfrich, Wied. Ann. 15. p. 337. 1882.

3) Ketteler, Wied. Ann. 18. p. 410. 1883.

der Erfahrung verlangte Grenzbrechungsindex n_∞ nur durch eine mit dem Dispersionsphänomen als solchem kaum in Zusammenhang stehende Betrachtung gewonnen werden konnte, hatte es hier einige Schwierigkeit, einen derartigen Grenzwert mit der Vorstellung eines nicht starren Aethers in Uebereinstimmung zu bringen. Während nun in der That, der Voraussetzung 6 entsprechend, zufolge Gl. (10) die Amplitude der Körpertheilchen bei Vergrösserung der Wellenlänge kleiner und kleiner wird, erlangt doch andererseits ihre Rückwirkung auf den immer schwächer andrängenden Aether im Verhältniss zu ihrer Beschleunigung eine wachsende Bedeutung, sodass gerade durch das Zusammenwirken beider Umstände für die brechende Kraft eine ganz bestimmte endliche Zunahme resultirt.¹⁾

III. Auf die aus verschiedenen Molecularqualitäten zusammengesetzten Medien und ebenso auf die circularpolarisirenden Medien hier näher einzugehen, dürfte aus einleuchtenden Gründen überflüssig sein. Nur bezüglich der letzteren möge bemerkt werden, dass zwar das Rotationsgesetz der Polarisationssebene eine verwickeltere Form erhält, dafür aber sich der Erfahrung noch inniger anschliesst, als bisher.²⁾ Die brechende Kraft dieser Mittel bekommt eben jetzt die relativ brauchbarere Gestalt:

$$(17) \quad n^2 - 1 = \frac{(n_\infty^2 - 1) \frac{\lambda^2}{\lambda_m^2} - (n_0^2 - 1)}{\left(\frac{\lambda^2}{\lambda_m^2} - 1 \pm F \frac{\lambda}{\lambda_m} \right) - \sqrt{-1} G \frac{\lambda}{\lambda_m}},$$

wohingegen der frühere Zähler constant war.

IV. Was schliesslich die anisotropen (gewöhnlichen) Medien betrifft, so gelten zunächst für die Schwingungen parallel den drei Elasticitätsaxen Gleichungen von der Form der Gleichungen (13) und (14), mit der Maassgabe jedoch,

1) Eine Combination der ersten der Gleichungen (8) mit Gleichung (5) entspräche dagegen der Annahme eines starren Aethers, insofern sie nämlich für unendlich langsame Schwingungen ein Amplitudenverhältniss $\xi':\xi$ von endlicher Grösse gibt. Uebrigens führt dieselbe zu Widersprüchen mit der Voraussetzung 8.

2) Ketteler, Wied. Ann. 16. p. 86. 1882.

dass die in ihnen vorkommenden Constanten β , C_0 , α , γ eventuell von der Orientirung abhängig werden.

Bezieht man sodann, entsprechend der Voraussetzung 8, die beiden Incompressibilitätsgleichungen:

$$(18) \quad \frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz} = 0, \quad \frac{d\xi'}{dx} + \frac{d\eta'}{dy} + \frac{d\zeta'}{dz} = 0$$

auf irgend welche intermediäre Richtung, so lässt sich zeigen¹⁾, dass deren Coëxistenz nur mit der allseitigen Gleichheit der Grössen C_0 , α , γ verträglich ist, sodass also sowohl die Molecularkräfte nach Eigenschwingung und Dämpfung und dann auch das Verhältniss der zusammengehörigen axialen Amplituden der Körper- und Aethertheilchen, sowie der Phasenunterschied zwischen beiden für alle Richtungen gleich werden.

Bezüglich der Gleichheit der Kräfte α hat auch jüngst Hr. Voigt²⁾ sich aus allgemein elastischen Gründen für die Nothwendigkeit einer solchen ausgesprochen.

Bleiben sonach blos die neuen Kräfte $\beta_x m' \xi'$, $\beta_y m' \eta'$, $\beta_z m' \zeta'$ zu erledigen übrig, so unterliegt es wohl keinem Zweifel, dass die Constanten β zur linearen Dichte der Körpertheilchen in Beziehung stehen, ihr etwa genähert proportional sind. Sie sind dann in den Gleichungen (13) die einzigen mit der Orientirung variirenden Kräfte. Knüpften wir nun an die Form der Gleichung (12), und kämen wir überein, lediglich abkürzungsweise die drei nur von der Schwingungsdauer abhängenden Grössen:

$$(19) \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta_x \frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{m'} C = C'_x, \quad \beta_y \frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{m'} C = C'_y, \\ \beta_z \frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{m'} C = C'_z \end{array} \right.$$

zu setzen, so gelangten wir in bekannter Weise zu den sechs früheren³⁾ Gleichungen zurück. Doch soll fortan in den drei ersteren die bisherige longitudinale Beschleunigung der Kör-

1) Ketteler, Wied. Ann. 18. p. 647. 1883.

2) Voigt, Wied. Ann. 17. p. 468. 1882.

3) Ketteler, Wied. Ann. 18. p. 149. 1883. Es war z. B.

$$m \frac{d^2 \xi}{dt^2} + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} C_x' - m' \frac{d^2 \xi_l'}{dt^2} K = e A_2 \xi.$$

pertheilchen durch eine Longitudinalkraft des Aethers mit der Amplitude A_i ersetzt werden. Man hat dann:

$$(20) \quad \begin{cases} m \frac{d^2 \xi}{dt^2} - m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} C_0 = e A_2 (\xi + \xi_i) + \beta_x m' \xi', \\ m \frac{d^2 \eta}{dt^2} - m' \frac{d^2 \eta'}{dt^2} C_0 = e A_2 (\eta + \eta_i) + \beta_y m' \eta', \\ m \frac{d^2 \zeta}{dt^2} - m' \frac{d^2 \zeta'}{dt^2} C_0 = e A_2 (\zeta + \zeta_i) + \beta_z m' \zeta'. \end{cases}$$

$$(21) \quad \begin{cases} m \frac{d^2 \xi}{dt^2} C + m' \frac{d^2 \xi'}{dt^2} = - \left(\alpha \xi' + \gamma \frac{d \xi'}{dt} \right), \\ m \frac{d^2 \eta}{dt^2} C + m' \frac{d^2 \eta'}{dt^2} = - \left(\alpha \eta' + \gamma \frac{d \eta'}{dt} \right), \\ m \frac{d^2 \zeta}{dt^2} C + m' \frac{d^2 \zeta'}{dt^2} = - \left(\alpha \zeta' + \gamma \frac{d \zeta'}{dt} \right), \end{cases}$$

Gleichungen, denen zufolge die für Aether- und Körpertheilchen gemeinsame Schwingungsrichtung senkrecht steht zum Strahle.

Aus ihnen entwickelt sich für die brechende Kraft ein Ausdruck von der Form der Ausdrücke (14) oder (16), aber in denselben wird nunmehr:

$$(22) \quad \begin{cases} n_{\infty}^2 = (n_{\infty}^2)_x U^2 + (n_{\infty}^2)_y V^2 + (n_{\infty}^2)_z W^2, \\ D = D_x U^2 + D_y V^2 + D_z W^2, \end{cases}$$

während n_0^2 von der Orientirung unabhängig bleibt.¹⁾

Was endlich den Winkel δ zwischen Strahl und Normale betrifft, so ergibt sich für denselben:

$$(23) \quad \tan \delta = A_i / A,$$

eine um so bedeutungsvollere Beziehung, als mit deren bewusster Adoptirung auch für absorbirende Medien die übliche Darstellung von dem Wechselverhältniss einer umhüllenden und umhüllten Fläche als nur beschränkt gültig erheblich an Werth verliert.

Bonn, Anfang November 1883.

1) Ueber das ungünstige Verhältniss der Doppelbrechungstheorie Lommel's zur Erfahrung vgl. neuerlich Hollefreund, Nova Acta der K. Leop.-Carol. Acad. Halle 1883.