vorhergehenden Magnetisirungen und fortdauernden Niederschläge die Oberflächen der Electroden in einen Zustand versetzt sein, dass sie gegen weitere Einwirkungen unempfindlich wird. Es fehlten mir bis jetzt die Mittel, um diese Punkte genauer zu verfolgen. Doch denke ich, die Untersuchung mit feineren Apparaten und unter verschiedenen Verhältnissen (namentlich anderen Electroden und Lösungen) fortzusetzen.

Die Untersuchung des Einflusses von Magnetisirung auf das Leitungsvermögen hat gerade deshalb besonderes Interesse, weil für die Flüssigkeiten die nebenher gehenden Aenderungen, wie Dehnung, Thermoströme, welche bei den festen Körpern bei derselben Frage zu beachten sind, wegfallen.

Als Resultat ziehe ich aus dem Vorstehenden, dass, soweit die Genauigkeit der Versuche einen Schluss erlaubt, eine Magnetisirung von der Art, dass die magnetischen Curven senkrecht zu den Stromlinien stehen, keine Wirkung hat, dass aber eine Magnetisirung von der Art, dass die magnetischen Curven parallel den Stromlinien verlaufen, das Leitungsvermögen zu vergrössern, eventuell die electromotorische Kraft der Polarisirung zu vermindern scheint.

Wenn sich diese Einwirkung der Magnetisirung auf die Vergrösserung des Leitungsvermögens bezieht, so verhalten sich auch in dieser Beziehung die magnetischen Flüssigkeiten entgegengesetzt wie die festen Körper.

Cleve, 31. August 1884.

VIII. *Theorie der electromagnetischen Drehung der Polarisirungsebene; von W. Voigt.*

In den folgenden Zeilen beabsichtige ich, der von Hrn. A. Kundt¹⁾ gegebenen Anregung folgend, die Lichttheorie, welche ich in mehreren Aufsätzen auseinander gesetzt habe²⁾, auf die „magnetisch-activen“ Medien anzuwenden, welche die

1) A. Kundt, Berl. Ber. 34. p. 761. 1884. Wied. Ann. 23. p. 243. 1884.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 19. p. 873. 1883; 23. p. 104. 1884; Gött. Nachr. Nr. 6. p. 137, Nr. 7. p. 261, Nr. 9. p. 337. 1884.

Eigenschaft haben, in einem magnetischen Feld die Polarisationssebene einer hindurchgehenden Welle zu drehen. Wenn anders meine Ansicht richtig ist, dass jene Theorie (welche ich wohl mein Eigenthum nennen darf, obwohl sie zum Theil Gedanken von Neumann und Kirchhoff benutzt) die allgemeinsten zulässigen Formeln aufgestellt hat, müssen die eigenthümlichen Erscheinungen, die jene Medien zeigen, ohne irgend neue Annahmen vollständig aus ihnen ableitbar sein.

Ich betrachte von dem activen, der Wirkung eines Magnets oder einer magnetisirenden Spirale ausgesetzten Körper einen so kleinen Theil, dass innerhalb desselben das magnetische oder galvanische Feld als homogen angesehen werden kann, und lege ein Coordinatensystem durch eine beliebige Stelle dieses Bereiches, sodass die *Z*-Axe in die Axe der Ampère'schen Molecularströme oder diejenige der Spirale fällt; ich nenne sie die Hauptaxe und jede sie enthaltende Ebene einen Hauptschnitt. Jenes Bereich steht dann unter der Wirkung von Kräften, welche unter die von mir aufgestellten fallen und sich ausserdem rings um die *Z*-Axe gleichmässig verhalten müssen.

Da es nicht wahrscheinlich ist, dass durch die magnetische Wirkung die active Substanz krystallinische Natur erhält, so werde ich ausser den gewöhnlichen in isotropen Medien wirkenden Kräften nur die allgemeinsten circularpolarisirenden unter der Bezeichnung (*A^p*), (*B^p*), (*C^p*) einführen und ihre Constanten so bestimmen, dass die angeführte Symmetrie rings um die *Z*-Axe entsteht.

Aus mehrfach erörterten Gründen¹⁾ will ich mich dabei in der Form für die seitens der ponderablen Materie auf den Aether ausgeübten Kräfte:

$$(A) = A - \frac{\partial A_x}{\partial x} - \frac{\partial A_y}{\partial y} - \frac{\partial A_z}{\partial z} \text{ u. s. f.,}$$

nur auf den zweiten Theil beschränken, also Kräfte, welche bei der Verschiebung eines Volumenelementes Aether ohne Deformation entstehen, nicht einführen.

Für die Grössen *A_x^p* ... habe ich seiner Zeit zwei For-

1) W. Voigt, Gött. Nachr. Nr. 9. p. 338. 1884.

men angegeben¹⁾, die resp. lineäre Functionen der Differentialquotienten $\partial^2 u / \partial x \partial t \dots$ und $\partial^4 u / \partial x \partial t^3 \dots$ waren, welche die Eigenschaft hatten, eine Arbeit zu ergeben, die ein vollständiges Differential nach der Zeit war. Da wir nur periodische Bewegungen betrachten, für welche gilt:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{1}{\tau^2} u \text{ u. s. f.}$$

wobei $2\pi\tau = T$ d. i. der Schwingungsdauer ist, so lassen sich beide Gattungen zusammenfassen, z. B. ein Glied der Form $p'(\partial^2 u / \partial x \partial t) + p''(\partial^4 u / \partial x \partial t^3)$ in $(p' - (p''/\tau^2))\partial^2 u / \partial x \partial t$. Da nach anderweit Erörtertem²⁾ im allgemeinen die Constanten p' und p'' noch τ enthalten können, so ist die Betonung der Form des Coëfficienten von $\partial^2 u / \partial x \partial t$ ohne Bedeutung und ich werde daher $p' - (p''/\tau^2) = p$ setzen.

Hiernach ergibt sich für die Grössen $A_x^p, A_y^p \dots$ folgende allgemeinste Form, in welcher der Bequemlichkeit halber die Abkürzung:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = u' \text{ u. s. f.}$$

benutzt worden ist.

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} -A_x^p = p_{12} \frac{\partial u'}{\partial y} + p_{13} \frac{\partial u'}{\partial z} + p_{14} \frac{\partial v'}{\partial x} + p_{15} \frac{\partial v'}{\partial y} + p_{16} \frac{\partial v'}{\partial z} \\ \quad \quad \quad + p_{17} \frac{\partial w'}{\partial x} + p_{18} \frac{\partial w'}{\partial y} + p_{19} \frac{\partial w'}{\partial z} \\ -A_y^p = p_{21} \frac{\partial u'}{\partial x} + p_{23} \frac{\partial u'}{\partial z} + \dots \end{array} \right.$$

u. s. f. die übrigen; dabei ist überall wegen der angegebenen Eigenschaft der $A_x \dots$:

$$p_{kh} = 0 \text{ und } p_{hk} = -p_{kh}.$$

Verhält sich das Medium rings um die Z -Axe herum gleich, so müssen nach einer Drehung des Coordinatensystems um die Z -Axe aller Componenten sich in gleicher Weise durch die Verschiebungen ausdrücken, wie zuvor.

Verfolgt man dies mit der Rechnung, so ergeben sich folgende vereinfachte Werthe:

1) W. Voigt, Wied. Ann. 19. p. 881. 1883.

2) W. Voigt, Gött. Nachr. Nr. 7. p. 264. 1884.

$$(2) \left\{ \begin{aligned} -A_x^p &= p' \frac{\partial u'}{\partial y} + p_1 \frac{\partial v'}{\partial x} + p_3' \frac{\partial w'}{\partial z}, & -B_x^p &= -p_1 \frac{\partial u'}{\partial x} + p' \frac{\partial v'}{\partial y} - p_2' \frac{\partial w'}{\partial z}, \\ -A_y^p &= -p' \frac{\partial u'}{\partial x} + p_1 \frac{\partial v'}{\partial y} + p_2' \frac{\partial w'}{\partial z}, & -B_y^p &= -p_1 \frac{\partial u'}{\partial y} + p' \frac{\partial v'}{\partial x} + p_3' \frac{\partial w'}{\partial z}, \\ -A_z^p &= p \frac{\partial v'}{\partial z} + p_3'' \frac{\partial w'}{\partial x} + p_2'' \frac{\partial w'}{\partial y}, & -B_z^p &= -p \frac{\partial u'}{\partial z} - p_2' \frac{\partial w'}{\partial x} + p_3'' \frac{\partial w'}{\partial y}, \\ & -C_x^p &= -p_3'' \frac{\partial u'}{\partial z} + p_2'' \frac{\partial v'}{\partial z} + p'' \frac{\partial w'}{\partial y}, \\ & -C_y^p &= -p_2'' \frac{\partial u'}{\partial z} - p_3'' \frac{\partial v'}{\partial z} - p'' \frac{\partial w'}{\partial x}, \\ & -C_z^p &= -p_3' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) - p_2' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right), \end{aligned} \right.$$

und aus ihnen die Componenten in der Form:

$$(A^p) = p_1 \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) + p \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} + p_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial y \partial z} + p_3 \frac{\partial^2 w'}{\partial x \partial z},$$

$$(B^p) = -p_1 \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \right) - p \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} - p_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x \partial z} + p_3 \frac{\partial^2 w'}{\partial y \partial z},$$

$$(C^p) = p_2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + p_3 \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2},$$

hierin ist gesetzt:

$$p_2' + p_2'' = p_2, \quad p_3' + p_3'' = p_3$$

und nach der Incompressibilitätsbedingung:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} = -\frac{\partial w'}{\partial z}.$$

Ausser diesen Kräften sind die schon öfter benutzten Ausdrücke für durchsichtige isotrope Medien anzuwenden, nämlich:¹⁾

$$(3) \left\{ \begin{aligned} -X_x - A_x^d &= 2a \frac{\partial u}{\partial x}, & -X_y - A_y^d &= a \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ & -X_z - A_z^d &= a \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{aligned} \right.$$

u. s. f., welche ergeben:

$$X + (A^d) = a \Delta u, \quad Y + (B^d) = a \Delta v, \quad Z + (C^d) = a \Delta w.$$

Hierin ist a ebenso wie die oben eingeführten Grössen p eine Abkürzung für einen Ausdruck von der Form $a' - (a''/\tau^2)$, in welchem a' und a'' constant oder auch mit τ variabel sein können.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 19. p. 884. 1883. Der Factor a ist an jener Stelle ausführlich geschrieben gleich $e + a - (a'/\tau^2)$. Die X, Y, Z sind die inneren Kräfte des Aethers, die A, B, C die Wirkungen der Materie.

Setzt man diese Werthe (A), (B), (C) in die Hauptgleichungen und fasst $p_3(\partial w'/\partial z)$ mit dem hydrostatischen Druck l , der infolge der Incompressibilität auftritt, zu einer unbekannten Function L zusammen, so erhält man:

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} mu'' = a \Delta u + p_1 \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) + p \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} + p_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial y \partial z} + \frac{\partial L}{\partial x}, \\ mv'' = a \Delta v - p_1 \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \right) - p \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} - p_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial L}{\partial y}, \\ mw'' = a \Delta w + p_2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \frac{\partial L}{\partial z}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{array} \right.$$

Weil sich rings um die Z-Axe alles gleichmässig verhält, so können wir bei Betrachtung einer ebenen Welle die Wellennormale in die XZ-Ebene legen, wodurch obige Gleichungen werden:

$$(4_a) \quad \left\{ \begin{array}{l} mu'' = a \Delta u + p_1 \frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + p \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} + \frac{\partial L}{\partial x}, \\ mv'' = a \Delta v - p_1 \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} - p \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} - p_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x \partial z}, \\ mw'' = a \Delta w + p_2 \frac{\partial^2 v'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial L}{\partial z}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{array} \right.$$

Zur Integration setzen wir:

$$\begin{aligned} u &= r\pi, & w &= -r\mu, \\ r &= R_1 \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x\mu + z\pi}{\omega_1} \right) + R_2 \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x\mu + z\pi}{\omega_2} \right), \\ v &= N_1 \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x\mu + z\pi}{\omega_1} \right) + N_2 \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x\mu + z\pi}{\omega_2} \right), \\ L &= \frac{1}{\tau \omega} \left(Q_1 \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x\mu + z\pi}{\omega_1} \right) - Q_2 \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x\mu + z\pi}{\omega_2} \right) \right), \end{aligned}$$

wo nun μ und π die Richtungs cosinus der Wellennormale gegen die X- und Z-Axe sind.

Führt man diese Werthe in (4_a) ein, so erhält man nach einiger Umformung folgende vier Gleichungen für die Amplituden:

$$(5) \left\{ \begin{array}{l} R_1(a - m\omega_1^2) = -N_1 q, \quad R_2(a - m\omega_2^2) = +N_2 q, \\ N_1(a - m\omega_1^2) = -R_1 q, \quad N_2(a - m\omega_2^2) = +R_2 q, \\ \text{worin:} \quad q = \frac{\pi}{\tau} [(p_1 - p_2)\mu^2 + p\pi^2]. \end{array} \right.$$

Hieraus folgt die links und rechts rotirende Welle:

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} R_1 = N_1, \quad R_2 = N_2 \\ m\omega_1^2 = a + q, \quad m\omega_2^2 = a - q.^1) \end{array} \right.$$

Es ist also q proportional mit der Differenz der Quadrate der Geschwindigkeiten der beiden in der Richtung (μ, π) fortgepflanzten Wellen, und man erkennt, dass diese Differenz, wenn man von der positiven Z -Axe ausgehend alle möglichen Richtungen bis zur negativen Z -Axe betrachtet, also π von $+1$ bis -1 variiren lässt, von einem grössten Werthe durch Null hindurch (für die Richtung senkrecht zur Z -Axe) zum entgegengesetzten übergeht. Die Drehung der Polarisations-ebene (q_d) einer linear-polarisirten Welle beim einmaligen Durchgang durch eine Schicht der activen Substanz von der Dicke d ist bekanntlich gegeben durch:

$$q_d = \frac{d}{2\tau} \left(\frac{1}{\omega_2} - \frac{1}{\omega_1} \right).$$

Man bemerkt, dass ihre Grösse der von q parallel verläuft und für gegen a kleine Werthe q mit diesem proportional wird. Der sich hieraus ergebende Verlauf der Drehung q_d entspricht völlig der Beobachtung.

Was die Rotationsdispersion anbetrifft, so bleibt dieselbe nach früher Erörtertem theilweise unbestimmt, da es an sich zulässig ist, dass in dem durch (5) gegebenen Werthe von q , der nach p. 495 die Form hat:

$$q = \frac{\pi}{\tau} \left(q' - \frac{q''}{\tau^2} \right),$$

q' und q'' selbst von τ abhängen. Nimmt man dieselben aber constant, so gelangt man für kleines q sowohl für künst-

1) Diese Formeln sind der Form nach mit den für natürlich-circular-polarisirende Medien, Wied. Ann. 19. p. 892, aufgestellten unter Rücksicht auf die oben eingeführte Beschränkung identisch; nur ist bei jenen über die Grössen p_{hk} in einer Weise verfügt, dass q in allen Richtungen denselben Werth hat.

lich- wie für natürlich-active Medien zu einem Ausdruck von der Form:

$$q_a = n^3 \left(\frac{Q'}{r^2} - \frac{Q''}{r^4} \right),$$

in welchem n der (mittlere) Brechungscoefficient der betreffenden Farbe gegen Luft ist. Derselbe stimmt, wie ich mich überzeugt habe, sehr vollständig mit der Beobachtung und unterscheidet sich nur durch den Factor n^3 von der bekannten Boltzmann'schen Formel.

Ein besonders einfacher Werth von q ergibt sich für:

$$(7) \quad p_1 - p_2 = p \quad \text{nämlich} \quad q = \frac{\pi p}{r}.$$

Aus (4_a) folgt ferner für eine parallel der XZ -Ebene fortgepflanzte ebene Welle:

$$- \Delta L = \frac{\partial}{\partial x} \left(p_1 \frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + (p + p_2) \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} \right).$$

Findet die obige Relation $p_1 - p_2 = p$ statt, so gibt dies:

$$- \Delta L = p_1 \Delta \frac{\partial v'}{\partial x},$$

woraus $L = -p_1 (\partial v' / \partial x)$ geschlossen werden darf, da dieser Werth in (4_a) eingeführt die erste und dritte Gleichung unter Rücksicht auf die vierte identisch macht.

Da $L = l + p_3 \frac{\partial w'}{\partial z}$, so folgt ferner:

$$(8) \quad l = -p_1 \frac{\partial v'}{\partial x} - p_3 \frac{\partial w'}{\partial z}.$$

Dieser Fall $p_1 - p_2 = p$ gewinnt dadurch besonders Interesse, dass er mit grosser Wahrscheinlichkeit als bei der magnetischen Drehung der Polarisationssebene stattfindend angesehen werden kann. Setzt man die Werthe (7) und (8) nämlich in (4_a) ein, so erhält man:

$$mu'' = a \Delta u + p \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2}, \quad mv'' = a \Delta v - p \Delta u',$$

$$mw'' = a \Delta w - p \frac{\partial^2 v'}{\partial x \partial z},$$

oder indem man $u = r\pi$, $w = -r\mu$ und r und v als Functionen von $\varrho = \mu x + \pi z$ einführt:

$$(4_b) \quad m v'' = a \frac{\partial^2 r}{\partial \varrho^2} + p \pi \frac{\partial^2 v'}{\partial \varrho^2}, \quad m v'' = a \frac{\partial^2 v}{\partial \varrho^2} - p \pi \frac{\partial^2 r'}{\partial \varrho^2}.$$

Hieraus folgt, dass die circularpolarisirenden Kraftcomponenten parallel der Wellenebene proportional mit π sind, d. i. mit dem Cosinus des Winkels der Wellennormale mit der magnetischen Hauptaxe, und dies entspricht der Vorstellung, dass bei beliebiger Lage der Wellenebene nur die Componente nach dieser Ebene, bei der Lage normal zur Hauptaxe aber die ganze Kraft zur Wirkung kommt.¹⁾

Wir werden diesen Fall demgemäss weiterhin ausschliesslich behandeln.

Ist der magnetisch-active Körper nicht vollkommen durchsichtig, sondern absorbirend, so werden dem entsprechende Componenten noch in die Hauptgleichungen (4) einzusetzen sein; es ist nämlich²⁾:

$$(9) \quad \begin{cases} -A_x^a = 0, & -A_y^a = c \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right), & -A_z^a = c \left(\frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial x} \right), \\ -B_x^a = c \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right), & -B_y^a = 0, & -B_z^a = c \left(\frac{\partial v'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial y} \right), \\ -C_x^a = c \left(\frac{\partial w'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial z} \right), & -C_y^a = c \left(\frac{\partial w'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial z} \right), & -C_z^a = 0, \end{cases}$$

woraus folgt:

$$(A^a) = c \Delta u', \quad (B^a) = c \Delta v', \quad (C^a) = c \Delta w'.$$

Man erhält so:

$$(10) \quad \begin{cases} m u'' = a \Delta u + c \Delta u' + p_1 \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) + p \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} + (p_1 - p) \frac{\partial^2 w'}{\partial y \partial z} + \frac{\partial L}{\partial x}, \\ m v'' = a \Delta v + c \Delta v' - p_1 \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \right) - p \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} - (p_1 - p) \frac{\partial^2 w'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial L}{\partial y}, \\ m w'' = a \Delta w + c \Delta w' + (p_1 - p) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \frac{\partial L}{\partial z}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{cases}$$

Ist u, v, w und demgemäss L von y unabhängig, so bestimmt sich L ebenso, als wenn die Absorption fehlte, und man erhält:

1) Bestätigt durch Messungen Verdet's Compt. rend. **39**. p. 548. 1854.

2) W. Voigt, Wied. Ann. **23**. p. 108. 1884.

$$(10_a) \quad \left\{ \begin{array}{l} mu'' = a \Delta u + c \Delta u' + p \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2}, \\ mv'' = a \Delta v + c \Delta v' - p \Delta u', \\ mw'' = a \Delta w + c \Delta w' - p \frac{\partial^2 v'}{\partial x \partial z}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{array} \right.$$

Von diesen Gleichungen ist die dritte wegen der vierten eine Folge der ersten.

Die einfachsten Resultate erhält man hieraus, wenn u, v, w die Coordinaten x und z nur in der Verbindung:

$$\varrho = \mu x + \pi z$$

enthalten. Dann kann man wieder setzen:

$$u = \pi r, \quad w = -\mu r,$$

und die Gleichungen (10_a) reduciren sich auf:

$$(10_b) \quad \left\{ \begin{array}{l} mr'' = a \frac{\partial^2 r}{\partial \varrho^2} + c \frac{\partial^2 r'}{\partial \varrho^2} + p \pi \frac{\partial^2 v'}{\partial \varrho^2}, \\ mv'' = a \frac{\partial^2 v}{\partial \varrho^2} + c \frac{\partial^2 v'}{\partial \varrho^2} - p \pi \frac{\partial^2 r'}{\partial \varrho^2}. \end{array} \right.$$

Hieraus folgen zwei Wurzelsysteme:

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{ll} r_1 = +\tau v_1', & r_2 = -\tau v_2', \\ v_1 = -\tau r_1', & v_2 = +\tau r_2', \end{array} \right.$$

und für diese die Hauptgleichungen:

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} mr_1'' = \left(a + p \frac{\pi}{\tau}\right) \frac{\partial^2 r_1}{\partial \varrho^2} + c \frac{\partial^2 r_1'}{\partial \varrho^2}, \\ mr_2'' = \left(a - p \frac{\pi}{\tau}\right) \frac{\partial^2 r_2}{\partial \varrho^2} - c \frac{\partial^2 r_2'}{\partial \varrho^2}. \end{array} \right.$$

Daraus ergibt sich, wenn man:

$$r_1 = R_1 \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_1} + \vartheta_1 \right) e^{-\frac{\kappa_1 \varrho}{\tau \omega_1}},$$

$$r_2 = R_2 \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_2} + \vartheta_2 \right) e^{-\frac{\kappa_2 \varrho}{\tau \omega_2}}$$

setzt:

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} m\omega_1^2 = \left(a + p \frac{\pi}{\tau}\right) (1 - \kappa_1^2) + \frac{2c\kappa_1}{\tau}, \\ 0 = 2\left(a + p \frac{\pi}{\tau}\right) \kappa_1 - \frac{c}{\tau} (1 - \kappa_1^2), \\ m\omega_2^2 = \left(a - p \frac{\pi}{\tau}\right) (1 - \kappa_2^2) + \frac{2c\kappa_2}{\tau}, \\ 0 = 2\left(a - p \frac{\pi}{\tau}\right) \kappa_2 - \frac{c}{\tau} (1 - \kappa_2^2). \end{array} \right.$$

Wir erhalten also zwei circular-polarisirte Wellen, welche verschieden stark absorbirt werden; die Grösse der Drehung der Polarisationssebene φ_d variirt hier in complicirter Weise mit π , hat aber denselben Charakter wie bei durchsichtigen Medien.

Diese Formeln gelten u. a. für eine Welle, welche aus einem durchsichtigen Medium normal durch die Grenze in das absorbirende eintritt, und können daher den Ausgangspunkt bilden für die Behandlung der normalen Reflexion an der Oberfläche einer magnetisch-activen absorbirenden Substanz, d. h. eben jenes Falles, welchen Kundt¹⁾ benutzt hat, um die Fitzgerald'sche Theorie dieser Erscheinungen zu widerlegen.

Wir denken eine Grenzfläche, senkrecht zu dem Hauptschnitt, welcher als XZ -Ebene gewählt ist, an der activen Substanz angebracht, sodass ihre innere Normale ρ eine Richtung hat, deren Cosinus μ und π sind. Die Schwingungscomponenten der parallel $\rho = \mu x + \pi z$ auffallenden Welle rechnen wir, wie oben, parallel und normal zur XZ -Ebene und nennen sie r und v . Dabei mögen die Grössen, welche sich auf das durchsichtige, nicht active Medium beziehen, den Index $_0$ bekommen, die, welche sich auf das active absorbirende Medium beziehen, soweit sie für die beiden in demselben fortgepflanzten Wellen verschieden sind, mit den Indices $_1$ und $_2$ unterschieden werden.

Die Grenzbedingungen sind folgende:

1) die Gleichungen der Continuität:

$$(14) \quad \overline{u_0} = \overline{u}, \quad \overline{v_0} = \overline{v}, \quad \overline{w_0} = \overline{w};$$

1) A. Kundt, Berl. Ber. l. c. p. 773; Wied. Ann. l. c. p. 242.

2) die Gleichung des Kirchhoff'schen Principes¹⁾:

$$(15) \quad \begin{cases} [(\overline{A_e} + \overline{X_e}) \overline{u'} + (\overline{B_e} + \overline{Y_e}) \overline{v'} + (\overline{C_e} + \overline{Z_e}) \overline{w'}]_0, \\ = [(\overline{A_e} + \overline{X_e}) \overline{u'} + (\overline{B_e} + \overline{Y_e}) \overline{v'} + (\overline{C_e} + \overline{Z_e}) \overline{w'}]. \end{cases}$$

Diese drücken wir nun in den Verschiebungscomponenten r und v aus, die in der Wellenebene liegen, und für welche gilt: $r = \pi u - \mu w$ und $u = \pi r, w = -\mu r$.

Wir erhalten dadurch sogleich aus (14):

$$(14_a) \quad \overline{r_0} = \overline{r}, \quad \overline{v_0} = \overline{v}.$$

Complicirter bestimmt sich die Bedingung (15). Dabei ist zunächst zu beachten, dass sowohl: $X_e = X_x \mu + X_z \pi$ u. s. f. ist, als $A_e = A_x \mu + A_z \pi$ u. s. f., dass weiter die $A_x \dots$ aus je drei Theilen bestehen, nämlich den für durchsichtige, den für absorbirende und den für active Substanzen gültigen Werthen, von denen die ersten die in (3), die zweiten die in (9), die letzten die in (2) gegebenen Werthe besitzen; endlich, dass zu den Werthen X_x und Z_x der hydrostatische Druck, dessen Werth (8) gibt, hinzuzufügen ist. Benutzt man alles dieses, so gelangt man zunächst zu:

$$(16) \quad \begin{cases} a_0 \left(\frac{\partial \overline{r_0}}{\partial q} \overline{r_0'} + \frac{\partial \overline{v_0}}{\partial q} \overline{v_0'} \right) = \left(a \frac{\partial \overline{r}}{\partial q} + c \frac{\partial \overline{r'}}{\partial q} + p \pi \frac{\partial \overline{v'}}{\partial q} \right) \overline{r'} \\ + \left(a \frac{\partial \overline{v}}{\partial q} + c \frac{\partial \overline{v'}}{\partial q} - p \pi \frac{\partial \overline{r'}}{\partial q} \right) \overline{v'}. \end{cases}$$

Setzt man hierin ferner links:

$$(17_a) \quad r_0 = r_e + r_r, \quad v_0 = v_e + v_r,$$

entsprechend der im durchsichtigen Medium liegenden einfallenden und reflectirten Welle, und beachtet man, dass für die Lichtwellen gilt:

$$(17_b) \quad \begin{cases} \frac{\partial u_e}{\partial q} = -\frac{u_e'}{\omega_0}, & \frac{\partial v_e}{\partial q} = -\frac{v_e'}{\omega_0}, \\ \frac{\partial u_r}{\partial q} = +\frac{u_r'}{\omega_0}, & \frac{\partial v_r}{\partial q} = +\frac{v_r'}{\omega_0}, \end{cases}$$

setzt man ebenso rechts:

$$(18_a) \quad r = r_1 + r_2, \quad v = v_1 + v_2,$$

1) W. Voigt, Wied. Ann. 19. p. 901. 1883.

entsprechend der Doppelbrechung im circular-polarisirenden Medien, und beachtet, dass neben den Formeln (11) noch gilt:

$$(18_b) \left\{ \begin{array}{l} r_1'' = -\frac{1}{\tau^2} r_1, \quad r_2'' = -\frac{1}{\tau^2} r_2, \\ \frac{\partial r_1}{\partial \varrho} = -\frac{1}{\omega_0} \left(\frac{\kappa_1 r_1}{\tau} + r_1' \right), \quad \frac{\partial r_2}{\partial \varrho} = -\frac{1}{\omega_0} \left(\frac{\kappa_2 r_2}{\tau} + r_2' \right), \end{array} \right.$$

und Analoges für die Grössen v_1 und v_2 , so erhält man nach einigen Rechnungen aus (16) folgende Form:

$$(19) \left\{ \begin{array}{l} (\overline{r_e'^2} + \overline{v_e'^2}) - (\overline{r_r'^2} + \overline{v_r'^2}) = (\overline{r_1'^2} + \overline{v_1'^2} + \overline{r_1' r_2'} + \overline{v_1' v_2'}) \frac{\sigma_1}{n_1} \\ \quad + (\overline{r_2'^2} + \overline{v_2'^2} + \overline{r_1' r_2'} + \overline{v_1' v_2'}) \frac{\sigma_2}{n_2} \\ \quad - (\overline{r_1' v_2'} - \overline{r_2' v_1'}) \left(\frac{\delta_1}{n_1} + \frac{\delta_2}{n_2} \right), \end{array} \right.$$

$$(19_a) \left\{ \begin{array}{l} \text{worin: } \frac{\sigma_1}{n_1} = (a\tau + p\pi + c\kappa_1) \omega_0 / \omega_1 \tau a_0 \\ \frac{\sigma_2}{n_2} = (a\tau - p\pi + c\kappa_2) \omega_0 / \omega_2 \tau a_0 \\ -\frac{\delta_1}{n_1} = ((a\tau + p\pi)\kappa_1 - c) \omega_0 / \omega_1 \tau a_0 \\ -\frac{\delta_2}{n_2} = ((a\tau - p\pi)\kappa_2 - c) \omega_0 / \omega_2 \tau a_0. \end{array} \right.$$

Diese Gleichung tritt zu den Gleichungen der Continuität (14_a), die in denselben Bezeichnungen lauten:

$$(20) \quad \overline{r_e'} + \overline{r_r'} = \overline{r_1'} + \overline{r_2'}, \quad \overline{v_e'} + \overline{v_r'} = \overline{v_1'} + \overline{v_2'}.$$

Die Gleichung (19) ist zweiten Grades, wie bei allen analogen Problemen; indess fordert die Erfahrung, welche die Superposition mehrerer gleichzeitiger Schwingungsbewegungen zeigt, dass sie sich mit Hülfe von (20) auf lineare Form bringen lässt. Da wir sogleich auf das Problem des senkrechten Einfallendes ausgegangen sind, haben wir, statt wie im allgemeinen drei, nur zwei Gleichungen der Continuität, und (19) muss uns daher noch zwei Formeln liefern. Wir machen für sie den allgemeinen Ansatz:

$$\begin{aligned} \overline{r_e'} - \overline{r_r'} &= \overline{r_1'} \alpha + \overline{r_2'} \beta + \overline{v_1'} \gamma + \overline{v_2'} \delta \\ \overline{v_e'} - \overline{v_r'} &= \overline{v_1'} \alpha' + \overline{v_2'} \beta' + \overline{r_1'} \gamma' + \overline{r_2'} \delta' \end{aligned}$$

und bestimmen die Coefficienten so, dass diese Formeln, mit (20) multiplicirt und danach addirt, die Gleichung (19) geben. Die Vergleichung ergibt:

$$\alpha = \alpha' = \frac{\sigma_1}{n_1}, \quad \beta = \beta' = \frac{\sigma_2}{n_2}, \quad \alpha + \beta = \alpha' + \beta' = \frac{\sigma_1}{n_1} + \frac{\sigma_2}{n_2},$$

$$\gamma + \gamma' = 0, \quad \delta + \delta' = 0, \quad \delta + \gamma' = -(\delta' + \gamma) = \frac{\delta_1}{n_1} + \frac{\delta_2}{n_2}.$$

Die sechs ersten Formeln bestimmen $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ unzweideutig, die letzten vier aber nicht ebenso $\gamma, \delta, \gamma', \delta'$; man erhält nur:

$$+ \gamma' = -\gamma = \frac{\delta_1}{n_1} + \xi, \quad -\delta' = +\delta = \frac{\delta_2}{n_2} - \xi,$$

wo ξ unbekannt bleibt. Indessen gibt die Vergleichung mit den Formeln für absorbirende, aber nicht active, sowie für circular-polarisirende, aber nicht absorbirende Medien, dass wir dies $\xi = 0$ setzen dürfen, und sonach gelangen wir schliesslich zu folgenden vier Grenzgleichungen:

$$(21) \quad \begin{cases} \overline{r_e} + \overline{r_r} = \overline{r_1} + \overline{r_2}, & \overline{v_e} + \overline{v_r} = \overline{v_1} + \overline{v_2}, \\ \overline{r_e} - \overline{r_r} = \overline{r_1} \frac{\sigma_1}{n_1} + \overline{r_2} \frac{\sigma_2}{n_2} - \overline{v_1} \frac{\delta_1}{n_1} + \overline{v_2} \frac{\delta_2}{n_2}, \\ \overline{v_e} - \overline{v_r} = \overline{v_1} \frac{\sigma_1}{n_1} + \overline{v_2} \frac{\sigma_2}{n_2} + \overline{r_1} \frac{\delta_1}{n_1} - \overline{r_2} \frac{\delta_2}{n_2}. \end{cases}$$

Sie sind in Bezug auf die Richtungen r und v völlig identisch, d. h. sie ändern bei einer Vertauschung von r mit v und v mit $-r$ ihre Form nicht, und sonach kann es keinen Unterschied machen, ob die Polarisationssebene des normal einfallenden Lichtes in die XZ -Ebene fällt oder einen Winkel mit ihr macht. Wir lassen demgemäss der Einfachheit halber das einfallende Licht in der XZ -Ebene schwingen und setzen:

$$(22) \quad \begin{cases} r_e = E_p \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_0} \right), & v_e = 0, \\ r_r = R_p' \sin \frac{1}{\tau} \left(t + \frac{\varrho}{\omega_0} \right) + R_p'' \cos \frac{1}{\tau} \left(t + \frac{\varrho}{\omega_0} \right), \\ v_r = R_s' \sin \frac{1}{\tau} \left(t + \frac{\varrho}{\omega_0} \right) + R_s'' \cos \frac{1}{\tau} \left(t + \frac{\varrho}{\omega_0} \right), \end{cases}$$

$$(22) \quad \begin{cases} r_1 = \left(D_1' \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_1} \right) - D_1'' \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_1} \right) \right) e^{-\frac{\kappa_1 \varrho}{\tau \omega_1}}, \\ r_2 = \left(D_2' \sin \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_2} \right) + D_2'' \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\varrho}{\omega_2} \right) \right) e^{-\frac{\kappa_2 \varrho}{\tau \omega_2}}, \\ v_1 = -\tau r_1', \quad v_2 = +\tau r_2'. \end{cases}$$

Führt man dies ein, so erhält man folgende acht Gleichungen:

$$(23) \quad \begin{cases} E_p + R_p' = -D_1'' + D_2', & R_s' = D_1' - D_2'', \\ R_p'' = D_1' + D_2'', & R_s'' = D_1'' + D_2', \\ E_p - R_p' = -\frac{1}{n_1} (D_1' \delta_1 + D_1'' \sigma_1) + \frac{1}{n_2} (D_2' \sigma_2 - D_2'' \delta_2) \\ - R_p'' = \frac{1}{n_1} (D_1' \sigma_1 - D_1'' \delta_1) + \frac{1}{n_2} (D_2' \delta_2 + D_2'' \sigma_2) \\ - R_s' = \frac{1}{n_1} (D_1' \sigma_1 - D_1'' \delta_1) - \frac{1}{n_2} (D_2' \delta_2 + D_2'' \sigma_2) \\ - R_s'' = \frac{1}{n_1} (D_1' \delta_1 + D_1'' \sigma_1) + \frac{1}{n_2} (D_2' \sigma_2 - D_2'' \delta_2). \end{cases}$$

Sie ergeben die Resultate:

$$(24) \quad \begin{cases} R_p' = \frac{E_p}{2} \left[\frac{n_1^2 - (\sigma_1^2 + \delta_1^2)}{N_1} + \frac{n_2^2 - (\sigma_2^2 + \delta_2^2)}{N_2} \right], \\ R_p'' = -E_p \left[\frac{n_1 \delta_1}{N_1} + \frac{n_2 \delta_2}{N_2} \right], \\ R_s' = -E_p \left[\frac{n_1 \delta_1}{N_1} - \frac{n_2 \delta_2}{N_2} \right], \\ R_s'' = -\frac{E_p}{2} \left[\frac{n_1^2 - (\sigma_1^2 + \delta_1^2)}{N_1} - \frac{n_2^2 - (\sigma_2^2 + \delta_2^2)}{N_2} \right]. \end{cases}$$

Hierin ist gesetzt:

$$N_1 = (n_1 + \sigma_1)^2 + \delta_1^2, \quad N_2 = (n_2 + \sigma_2)^2 + \delta_2^2.$$

Die Werthe D bestimmen sich leicht aus den vier ersten Gleichungen (23), haben aber kein besonderes Interesse.

Eine Art Probe dieser Formeln erhält man, indem man die Absorption, d. h. c und κ verschwinden lässt. Da hierdurch nach (13) $a\tau + p\pi = m\omega_1^2\tau$, $a\tau - p\pi = m\omega_2^2\tau$ wird und $\omega_0/\omega_1 = n_1$, $\omega_0/\omega_2 = n_2$ d. h. den Brechungscoefficienten der beiden Wellen ist, so folgt:

$$(25) \left\{ \begin{array}{l} \text{also:} \\ \sigma_1 = \sigma_2 = 1, \quad \delta_1 = \delta_2 = 0, \\ R_p' = E_p \frac{n_2 n_1 - 1}{(n_1 + 1)(n_2 + 1)}, \quad R_p'' = 0 \\ R_s' = 0, \quad R_s'' = E_p \frac{n_1 - n_2}{(n_1 + 1)(n_2 + 1)}. \end{array} \right.$$

und dies sind bis auf die Vorzeichen, die differiren müssen, weil hier R und E in gleicher, dort in entgegengesetzter Richtung gerechnet sind, die früheren Formeln.¹⁾ Ebenso gelangt man, wenn man die circular-polarisirenden Kräfte d. h. also p verschwinden lässt, zu den früher angegebenen Formeln für isotrope absorbirende Medien.²⁾

Die Gleichungen (24) ergeben, dass eine normal auffallende, linear-polarisirte Welle von einer magnetisch-activen absorbirenden Substanz elliptisch polarisirt reflectirt wird. Die grosse Axe dieser Ellipse ist dabei gegen die Einfallsebene um einen Winkel φ_r gedreht, welcher gegeben ist durch:

$$(26) \quad \begin{aligned} \operatorname{tg} 2\varphi_r &= \frac{2(R_s' R_p' + R_s'' R_p'')}{(R_p'^2 + R_p''^2) - (R_s'^2 + R_s''^2)}, \\ &= \frac{n_2 \delta_2 [n_1^2 - (\sigma_1^2 + \delta_1^2)] - n_1 \delta_1 [n_2^2 - (\sigma_2^2 + \delta_2^2)]}{[n_1^2 - (\sigma_1^2 + \delta_1^2)] [n_2^2 - (\sigma_2^2 + \delta_2^2)] + n_1 n_2 \delta_1 \delta_2} \end{aligned}$$

und dieser Winkel ist es, der bei den Versuchen von Hrn. Kerr und Kundt beobachtet worden ist.

Man bemerkt, dass nach (25) der Drehungswinkel φ_r mit verschwindender Absorption selbst verschwindet, dass also die Absorption bei der beobachteten Erscheinung eine ganz besondere Rolle spielt. Wie sie wirkt, ist leicht zu übersehen. Bei absorbirenden Substanzen findet die Reflexion nicht allein in der Oberfläche statt, sondern es werden noch im Inneren Theile der Welle zurückgeworfen, je tiefer, um so weniger. Diese Theile durchschreiten also eine gewisse Schicht der absorbirenden Substanz zweimal. Wäre jene natürlich cir-

1) W. Voigt, Wied. Ann. 21. p. 533. 1884. Durch ein Versehen des Setzers in der zweiten Correctur ist dort in der Formel für R_p' der falsche Factor 2 stehen geblieben und das ganze folgende Formelsystem um zehn Zeilen zu tief gesetzt.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 23. p. 115 u. 119. 1884.

cular-polarisirend, so würde das reflectirte Licht trotzdem keine Drehung zeigen, weil, wie ich früher gezeigt habe¹⁾, in diesem Falle die rechts rotirende Welle, welche als links rotirende reflectirt wird, auf dem Rückwege den Gangunterschied gegen die ursprünglich links rotirende Welle einbüsst, welchen sie auf dem Hinwege gewonnen hatte, da die Geschwindigkeit der rechts rotirenden Welle in allen Richtungen constant ist, ebenso die der links rotirenden.

Anders bei magnetisch circular-polarisirenden Substanzen, denn bei ihnen hat die rechts rotirende Welle in jeder Richtung dieselbe Geschwindigkeit, wie die links rotirende in der entgegengesetzten. Demgemäss addirt sich der auf dem Hinweg und Rückweg gewonnene Gangunterschied. Dringen beide Wellen bis in dieselbe Tiefe ein, d. h. werden sie gleich stark absorbirt, oder ist das Medium vollkommen durchsichtig, aber durch eine zweite Fläche der ersten parallel begrenzt, sodass dort Reflexion eintritt, so wird hiernach das reflectirte Licht eine Drehung in demselben Sinne zeigen, wie das durchgegangene. Dies wird durch Hrn. Kundt's Beobachtungen an einer Glasplatte bestätigt.²⁾

Dringen die beiden Wellen hingegen ungleich tief in die magnetisch-active Substanz ein, und dies ist nach den Formeln (13) in Wirklichkeit stets der Fall, so kann im allgemeinen die bei der Reflexion erhaltene Drehung sowohl von gleicher als von entgegengesetzter Richtung sein, als die beim Durchgang stattfindende, und auch ganz verschwinden. Zur Entscheidung sind in jedem einzelnen Falle die Constanten des Mediums in (26) einzuführen.

Ich werde zeigen, dass dazu nur nöthig sind: die Werthe der beiden Brechungscoëfficienten für die Richtung ϱ :

$$n_1 = \omega_0 / \omega_1 \text{ und } n_2 = \omega_0 / \omega_2$$

und einer der Absorptionsindices z , denn der andere bestimmt sich aus diesen drei Grössen.

Aus (13) folgt nämlich:

1) W. Voigt, Wied. Ann. 22. p. 245. 1884.

2) A. Kundt, Berl. Ber. I. c. p. 778. Wied. Ann. I. c. p. 247.

$$(27) \left\{ \begin{array}{l} m \omega_1^2 = \frac{c(1 + \kappa_1^2)^2}{2\tau \kappa_1}, \quad m \omega_2^2 = \frac{c(1 + \kappa_2^2)^2}{2\tau \kappa_2}, \\ \text{also:} \quad \frac{n_2^2(1 + \kappa_2^2)^2}{\kappa_2} = \frac{n_1^2(1 + \kappa_1^2)^2}{\kappa_1}, \end{array} \right.$$

was die gemachte Behauptung bestätigt. In diesen Grössen bestimmt sich dann leicht:

$$\sigma_1 = \frac{1}{(1 + \kappa_1^2)} \quad \sigma_2 = \frac{1}{(1 + \kappa_2^2)}$$

$$\delta_1 = \frac{\kappa_1}{(1 + \kappa_1^2)} \quad \delta_2 = \frac{\kappa_2}{(1 + \kappa_2^2)},$$

Werthe, die mit den bei gewöhnlichen absorbirenden Medien eingeführten σ_0 und δ_0 übereinstimmen.¹⁾

Durch diese Grössen drücken sich aber die Componenten sowie der Drehungswinkel des reflectirten Lichtes vollständig aus; es ist somit möglich, sie zu berechnen, wenn man n_1 und n_2 und eines der κ kennt.

Leider liegen keine vollständigen Bestimmungen vor, welche diese Berechnung von φ_r behufs einer Vergleichung mit den von Hrn Kundt beobachteten Werthen gestatten. Hr. Kundt gibt zwar einen Werth für $n_2 - n_1 = 0,1$ an²⁾, der aus der Beobachtung der Drehung beim Durchgang durch eine Eisenschicht gewonnen ist, aber er ist bei anderer Anordnung des Apparates, und demnach anderer Intensität des electromagnetischen Feldes gefunden, als die Werthe, welche sich auf die Reflexion beziehen.

Ferner fehlen absolute Werthe für ein n und ein κ , welche der galvanisch niedergeschlagenen Eisenschicht entsprechen. Um also zu zeigen, dass meine Formeln wirklich den beobachteten Sinn der Drehung ergeben, muss ich Werthe für diese Grössen aus anderen Beobachtungen wählen. Ich nehme für n_1 und κ_1 den Werth, den ich aus Jamin's Beobachtungen an einem massiven Stahlspiegel berechnet habe³⁾, nämlich (abgerundet):

$$n_1 = 2,0 \quad \kappa_1 = 1,6.$$

Dann folgt $n_2 = 2,1$ und aus (27):

$$\kappa_2 = 1,51.$$

1) Vgl. Wied. Ann. **23**. p. 120. 1884.

2) A. Kundt, Berl. Ber. l. c. p. 770. Wied. Ann. l. c. p. 238.

3) W. Voigt, Wied. Ann. **23**. p. 128. 1884.

Die Berechnung nach (26) gibt eine negative Drehung (rechts herum) von ungefähr 30'. Da n_1 der Brechungscoefficient der links rotirenden Welle kleiner als n_2 d. i. dem der rechts rotirenden Welle ist, so folgt, dass $\omega_1 > \omega_2$, und demnach die Drehung im durchgehenden Licht links d. h. positiv ist. Das Vorzeichen beider Drehungen ist also entgegengesetzt, genau wie Hr. Kundt beobachtet hat; auch die Grössenordnung des Drehungswinkels stimmt so vollständig mit den beobachteten 40—60', als kaum zu erwarten war.

Für schiefen Einfall werden die Formeln äusserst complicirt; vielleicht komme ich noch einmal auf dieses allgemeinere Problem zurück.

Die Ausdehnung der obigen Betrachtungen auf krystalinische Medien erfordert durchaus keine neuen Rechnungen, weil der Fall der natürlichen elliptischen Polarisation in krystallinischen Medien bereits gelöst ist.¹⁾ Für jenen waren Kräfte angenommen, welche (wenn man die an die Spitze dieser Abhandlung (p. 496) gestellte Beschränkung hinsichtlich der Werthe (A), (B), (C) beibehält) in den beiden Gleichungen für die Schwingungscomponenten u_1 und v_1 in jeder Wellenebene die Formen hatten $p(\partial^3 v_1 / \partial t \partial \rho^2)$ und $-p(\partial^3 u_1 / \partial t \partial \rho^2)$, wo p für alle Richtungen denselben Werth hatte. Für die magnetisch-activen Substanzen tritt einfach $p \cdot \pi$ an die Stelle von p , wo π den Cosinus des Winkels zwischen Wellennormale und magnetischer Axe bezeichnet. Es bleiben demnach bis auf den absoluten Werth der Geschwindigkeiten in den verschiedenen Richtungen alle früher für natürliche elliptische Polarisation geschlossenen Resultate für die künstliche (electromagnetische) vollständig gültig.

Danach gilt für magnetisch-active Krystalle also Folgendes:

1) in jeder Richtung werden zwei elliptisch polarisirte Wellen mit entgegengesetzter Rotationsrichtung und verschiedener Geschwindigkeit fortgepflanzt;

2) ihre Bahnellipsen liegen mit ihren Axen parallel denjenigen Richtungen, in welche, wenn die electromagnetische

1) W. Voigt, Wied. Ann. 19. p. 893. 1883.

Wirkung verschwindet, die Schwingungsrichtungen der beiden linear-polarisirten Wellen fallen;

3) die Bahnellipsen sind ähnlich und liegen gegeneinander um 90° gedreht;

4) in der Richtung der optischen Axen findet circulare Polarisation statt.

Diese Resultate, welche für natürlich elliptisch-polarisirende Krystalle als vollständig der Beobachtung entsprechend nachgewiesen sind — für zweiaxige durch eine Arbeit von Mach und Merten¹⁾, die mir bei der Veröffentlichung der Theorie unbekannt war — sind für magnetisch-active noch nicht vollständig der Prüfung unterworfen. Bis jetzt ist bloß das Resultat Faraday's²⁾ bekannt, dass magnetisch-active Krystalle nur in Richtungen, welche den optischen Axen nahe liegen, merklich drehen, was mit dem oben Auseinandergesetzten übereinstimmt.

Göttingen, 20. Aug. 1884.

**IX. Bemerkung zu Hrn. W. Voigt's Abhandlung:
„Theorie der absorbirenden isotropen Medien,
insbesondere Theorie der optischen Eigenschaften
der Metalle“³⁾; von A. Wüllner.**

Auf p. 143 der oben erwähnten Abhandlung bespricht Hr. Voigt auch die Jamin'schen Messungen über die Reflexion der verschiedenen Farben an Metallen. Betreffs der Azimute ψ_2 sagt er dabei in einer Anmerkung:

„Ich halte die von Jamin angegebenen Winkel für die nach zweimaliger Reflexion erhaltenen Azimute ψ_2 wie auch Eisenlohr, Wied. Ann. 1. p. 202. Anm. 1877, Mousson,

1) E. Mach u. J. Merten, Pogg. Ann. **156**. p. 639. 1875.

2) Faraday, Exp. Res. ser. **19**. 1846. (Wüllner, Physik. 4. p. 860. 1875.)

3) W. Voigt, Wied. Ann. **23**. p. 104. 1884.