len des Hrn. Christiansen durchaus nicht mit dem verlangten Gang der Brechungsexponenten zwischen D und $F\frac{1}{2}G$.

Die Entscheidung darüber, ob wirklich auch hier das von mir ausgesprochene Gesetz gilt, wie ferner darüber, wie überhaupt die Brechungsexponenten der Strahlen auf der einen Seite einer stark absorbirten Strahlenparthie in diejenigen der Strahlen auf der andern Seite übergehen, ob stetig oder mit einem Sprung (oder ob, wie oben angedeutet, den stark absorbirten Strahlen vielleicht überhaupt kein bestimmter Brechungsexponent zukommt, sondern dieselben in eigenthümlicher Weise zerstreut werden), muß so lange unentschieden bleiben, bis weitere genaue Versuche mit Prismen von sehr kleinem brechendem Winkel vorliegen.

Würzburg, Novemb. 1871.

IV. *Versuch einer Erklärung der anomalen Farbenzerstreuung; von Oskar Emil Meyer.*

In dieser Abhandlung will ich eine Theorie mittheilen, welche ich bereits im Jahre 1863 zur Erklärung der damals nur bei den Metallen und beim Joddampf bekannten anomalen Farbenzerstreuung entworfen habe. Ich habe sie bis jetzt nicht veröffentlicht, weil sie mir noch ungenügend erschien. Ich glaube sie aber jetzt, wo die Entdeckung der anomalen Dispersion bei einer sehr großen Zahl von Stoffen die allgemeine Aufmerksamkeit auf diesen Gegenstand gelenkt hat, nicht mehr zurückhalten zu dürfen.

Die anomale Dispersion des Lichtes scheint nur bei solchen Körpern vorzukommen, welche das Licht sehr

stark absorbiren, so daß sie fast undurchsichtig sind. Dieses Zusammentreffen ist um so auffallender, als zugleich noch einige andre optische Eigenschaften fast immer mit jenen beiden vereinigt vorkommen. Die Körper zeigen nämlich zugleich elliptische Polarisation des reflectirten Lichtes und häufig eine von der Körperfarbe verschiedene Oberflächenfarbe.

Daß elliptische Polarisation und anomale Dispersion sich bei den Metallen vereinigt finden, hat Brewster beobachtet¹⁾. In Cauchy's²⁾ Theorie der Metallreflexion erscheint die elliptische Polarisation als nothwendig mit starker Absorption, d. h. mit Undurchsichtigkeit verbunden; dies lehrt die Gestalt seiner Formeln, in denen zu den periodischen Functionen, welche die Schwingungen darstellen, noch Exponentialfunctionen treten, welche den Grad der Schwächung des Lichts messen. Von mehreren Metallen, vor allen vom Golde, ist ferner bekannt, daß sie das Licht in andrer Färbung durchlassen, als sie es reflectiren, d. h. daß sie verschiedene Körper- und Oberflächen-Farbe besitzen.

Dieselbe Zahl von Eigenschaften findet sich außer bei den Metallen noch bei einer andern Klasse von Körpern vereinigt, nämlich bei den vielen stark gefärbten Stoffen, deren anomale Dispersion von Leroux³⁾, Christiansen⁴⁾, Kundt⁵⁾ und Soret⁶⁾ beobachtet worden ist. Unter diesen Körpern ist vor allen das Carthamin als diejenige Substanz zu nennen, von der alle jene Eigenschaften deutlich nachgewiesen sind. Es ist sogar schon von Stokes⁷⁾

1) *Phil. Tr.* 1830. p. 325. *Pogg. Ann.* Bd. 21. 1831.

2) *Compt. r. T.* 8. p. 553. 1839. Vergl. Beer, *Pogg. Ann.* Bd. 91, S. 561. 1854; u. F. Eisenlohr, *Pogg. Ann.* Bd. 104, S. 368. 1858.

3) *C. r. T.* 55. p. 126. *Pogg. Ann.* Bd. 117, S. 659. 1862.

4) *Pogg. Ann.* Bd. 143, S. 250. 1871.

5) *Pogg. Ann.* Bd. 142, S. 163; Bd. 143, S. 259; Bd. 144, S. 128. 1871.

6) *Arch. d. sc. phys. Mars* 1871. *Pogg. Ann.* Bd. 143, S. 325.

7) *Phil. mag. Vol. 6. 4th ser.* 1853. p. 393. *Pogg. Ann.* Bd. 91, S. 300.

auf den engen Zusammenhang hingewiesen worden, in welchem bei diesem Körper die elliptische Polarisation des reflectirten Lichts, die Verschiedenheit seiner Körper- und seiner Oberflächen-Farbe und endlich sein starkes Absorptionsvermögen stehen. Nachdem nun kürzlich Kundt in seiner ersten Abhandlung den Zusammenhang der anomalen Dispersion mit der Oberflächenfarbe, und in der zweiten und dritten mit der Absorption des Lichtes nachgewiesen hat, so kann kaum bezweifelt werden, daß auch bei nichtmetallischen Körpern alle diese Eigenschaften zugleich vorkommen.

Es liegt nahe, die auffallendste unter diesen Eigenschaften, welche am deutlichsten sich bei *allen* zeigt, als die ursächliche anzusehen; das ist ihre Undurchsichtigkeit. Man wird diese am einfachsten durch die Hypothese eines Widerstandes erklären, den die oscillirenden Aethertheilchen in solchen Medien erleiden. Dieser Widerstand muß von der Geschwindigkeit der Theilchen abhängen und mit ihnen verschwinden. Unter der Voraussetzung kleiner Amplituden und in Folge davon geringer Geschwindigkeit der Schwingungen erscheint die Annahme, daß diese Widerstandskräfte den Geschwindigkeiten proportional seyen, ganz unbedenklich.

Ein desto gewichtigerer Zweifel aber muß sich darüber erheben, ob der Sitz der angenommenen Kraft in der ponderablen Materie gelegen sey, oder ob die Kraft auf ein oscillirendes Aethertheilchen von den benachbarten Aethertheilchen ausgeübt werde. Im ersteren Falle darf man unbedenklich die ponderablen Theilchen, welche die Kraft ausüben, als unbewegt ansehen und hat demgemäß diese Kraft der *absoluten* Geschwindigkeit des Aethertheilchens, welches ihre Einwirkung erleidet, proportional zu setzen. Im andern Falle dagegen muß man, wenn man die Kraft als eine Wechselwirkung der schwingenden Aethertheilchen ansieht, ihren Werth den *relativen* Geschwindigkeiten derselben proportional setzen. So führt diese letztere Hypothese zur Annahme einer *inneren Rei-*

bung im Lichtäther halbdurchsichtiger Medien, während die erstere Hypothese eine Kraft einführt, welche sich mit der sogenannten *äußeren* Reibung der Flüssigkeiten vergleichen ließe.

Die Differentialgleichung für eine ebene Wellenbewegung lautet bekanntlich

$$\frac{d^2 v}{dt^2} = \mu^2 \frac{d^2 v}{dx^2}.$$

In derselben bedeutet v die Verrückung, welche zur Zeit t in einer Ebene besteht, die sich in der Entfernung x vom Ursprunge der Wellen befindet; μ ist eine Constante. Die Gleichung wird aufgelöst durch die Formel

$$v = A \cos(\alpha t - \beta x) + B \sin(\alpha t - \beta x),$$

in welcher A, B, α, β constante Gröfsen sind. Die beiden letzteren stehen in der Beziehung, daß

$$\alpha = \mu \beta$$

ist; und diese Beziehung lehrt, daß μ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist; nimmt man diejenige des leeren Raumes zur Einheit an, so ist also der Brechungsquotient

$$n = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{\mu}.$$

Die obige Differentialgleichung ist nach der neuen Hypothese durch ein hinzugefügtes Glied zu vervollständigen, welches entweder

$$- \kappa \frac{dv}{dt} \quad \text{oder} \quad \nu \frac{d^2 v}{dt dx^2}$$

lautet, je nachdem die eine oder die andre Hypothese angenommen wird; κ und ν sind constante Gröfsen von positivem Werthe; die letztere, ν , hat Stokes mit dem Namen Reibungsindex¹⁾ belegt, erstere könnte man analog den Index der äußeren Reibung des Aethers an den ponderabeln Molekülen nennen.

Nach der ersten der beiden Hypothesen also hat man zu setzen

1) *Cambr. phil. Tr. Vol. 9. Part. 2. S. 17.*

$$\frac{d^2 v}{dt^2} = \mu^2 \frac{d^2 v}{dx^2} - \kappa \frac{dv}{dt}.$$

Diese Gleichung wird durch die Function

$$v = [A \cos(\alpha t - \beta x) + B \sin(\alpha t - \beta x)] e^{-\gamma x}$$

erfüllt, wenn zwischen den Constanten α , β , γ die Relationen

$$\begin{aligned}\alpha^2 &= \mu^2 (\beta^2 - \gamma^2) \\ \kappa \alpha &= 2 \mu^2 \beta \gamma\end{aligned}$$

bestehen. Hieraus erhält man

$$2 \mu^2 \beta^2 = \alpha^2 (1 + \sqrt{1 + \kappa^2 \alpha^{-2}})$$

und weiter zur Bestimmung des Brechungsquotienten n , wenn man die Geschwindigkeit des Lichts im leeren Raume zur Einheit wählt,

$$n^2 = \frac{\beta^2}{\alpha^2} = \frac{1}{2 \mu^2} (1 + \sqrt{1 + \kappa^2 \alpha^{-2}}).$$

Setzt man nun

$$\alpha T = 2 \pi,$$

so ist T die Undulationszeit des Strahles; diese aber ist, bei der getroffenen Wahl der Einheit der Geschwindigkeit, gleich der Wellenlänge λ im leeren Raume,

$$T = \lambda,$$

so daß man auch

$$\alpha \lambda = 2 \pi$$

setzen darf. Man hat also nach dieser Hypothese

$$n^2 = \frac{1}{2 \mu^2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\kappa \lambda}{2 \pi} \right)^2} \right\}.$$

Nach dieser Formel nimmt mit wachsendem Werthe der Wellenlänge λ das Brechungsverhältniß n ebenfalls zu. Dieses Gesetz ist dem gewöhnlichen Dispersionsgesetz gerade entgegengesetzt, es enthält also anomale Dispersion.

Zu einem ganz ähnlichen Ergebniss führt die andre Theorie, welche eine innere Reibung des Aethers annimmt. Die Differentialgleichung lautet hier

$$\frac{d^2 v}{dt^2} = \mu^2 \frac{d^2 v}{dx^2} + v \frac{d^2 v}{dt dx^2}.$$

Auch diese Gleichung wird durch die Function

$$v = [A \cos(\alpha t - \beta x) + B \sin(\alpha t - \beta x)] e^{-\gamma x}$$

integriert; jedoch haben α, β, γ die Gleichungen

$$\begin{aligned}\alpha^2 &= \mu^2 (\beta^2 - \gamma^2) + 2\gamma\alpha\beta\gamma \\ 0 &= 2\mu^2 \beta\gamma - \gamma\alpha(\beta^2 - \gamma^2)\end{aligned}$$

zu erfüllen. Hieraus folgt für den Brechungsquotienten n

$$n^2 = \frac{\beta^2}{\alpha^2} = \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{\mu^4 + \gamma^2 \alpha^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\mu^4 + \gamma^2 \alpha^2}},$$

so daß also auch nach dieser Theorie, wenn wiederum

$$\alpha \lambda = 2\pi$$

gesetzt wird, für den Brechungsquotienten n sich ein Ausdruck

$$n^2 = \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{\mu^4 + \left(\frac{2\pi\gamma}{\lambda}\right)^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\mu^4 + \left(\frac{2\pi\gamma}{\lambda}\right)^2}}$$

ergiebt, welcher mit wachsender Wellenlänge λ selber zunimmt.

Demnach erklären beide Theorien die anomale Dispersion des Lichtes, und zwar erklären sie beide aus Hypothesen, welche ihre Berechtigung in der Undurchsichtigkeit des Mediums finden. Zugleich ergiebt sich aus beiden Theorien die elliptische Polarisation des Lichtes; denn die Formel

$$v = [A \cos(\alpha t - \beta x) + B \sin(\alpha t - \beta x)] e^{-\gamma x}$$

ist gerade diejenige Formel, auf welche Cauchy seine Theorie der Metallreflexion gegründet hat.

Die Theorien lassen uns aber in einem wichtigen Punkte im Stiche. Es ergiebt sich aus den Werthen von γ in beiden Fällen, daß das Licht kürzerer Wellenlängen stärker absorbiert wird, als dasjenige größerer Wellenlängen. Jene Körper müßten also im durchfallenden Lichte sämmtlich roth erscheinen.

Ferner findet sich bei numerischer Vergleichung der obigen Formeln mit den Beobachtungen Jamins¹⁾ an Metallen und denen Christiansens über das Fuchsin keine befriedigende Uebereinstimmung.

Die vorstehende Theorie erschöpft also bis jetzt den Gegenstand nicht völlig. Da sie aber über die wichtigsten Umstände Rechenschaft giebt, so halte ich sie für richtig begründet und hoffe sie weiter führen zu können, sobald erst die Beobachtung eine vollständigere Kenntniß der Gesetze geliefert haben wird.

Breslau, Weihnachten 1871.

V. *Ueber die Fortpflanzung des Lichtes;* *von Dr. J. J. Müller.*

Die optischen Erscheinungen zeigen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in großer Näherung für die verschiedenen Grade der lebendigen Kraft seiner Schwingungen dieselbe ist, und die optischen Theorien setzen geradezu eine strenge Unabhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Helligkeit voraus. Die Ermittlung der Grenzen, innerhalb welcher eine solche Constanz in Wirklichkeit stattfindet, ist von hohem Interesse in practischen wie in theoretischen Hinsichten und von critischen wie von speculativen Gesichtspunkten aus. Versuche, welche sie feststellten, liegen, so viel mir bekannt ist, nicht vor, obwohl solche bei der außerordentlichen Empfindlichkeit der optischen Methoden nicht unmöglich scheinen. Diese Lücke sucht die folgende Untersuchung auszufüllen.

Ob die astronomischen Methoden die wünschenswerthe Genauigkeit in der Entscheidung der Frage nach den

1) *Ann. Ch. Ph. 3ième sér. T. 19*; *Pogg. Ann. Erg. Bd. 2.*