

langsam in andere Zuckerarten (Traubenzucker?) um. Zwar lehren die Versuche von Dubrunfaut ¹⁾ und Pasteur ²⁾, daß das Product der Einwirkung von Säuren auf Milchzucker bei Behandlung mit Salpetersäure immer noch Schleimsäure liefert. Andererseits lehren sie aber auch, daß jenes Product je nach der Behandlungsweise verschiedene Eigenschaften haben kann, und liefern keineswegs den Beweis, daß Salpetersäure daraus neben Schleimsäure nicht auch wesentliche Mengen Zuckersäure erzeuge. Man darf daher wohl annehmen, daß indem die Salpetersäure einen großen Theil Milchzucker zu Schleimsäure oxydirt, sie einen andern kleinen in Zuckerarten umwandelt, welche durch Salpetersäure zunächst in Zuckersäure übergehen. Die gleichzeitige Bildung der Schleimsäure und Zuckersäure bei Einwirkung der Salpetersäure auf Milchzucker erklärt sich hierdurch höchst einfach.

*X. Bestimmung der Schwingungsrichtung des Lichtäthers durch die Polarisation des gebeugten Lichtes;
von L. Lorenz.*

Die Frage, ob die Schwingungen des Lichtäthers senkrecht gegen die Polarisationssebene oder in derselben liegen, ist trotz ihrer großen theoretischen Bedeutung bekanntlich noch nicht entschieden. Hält man die verschiedenen Gründe zusammen, die für die eine oder die andere Annahme sprechen, so wird man nur zwei von diesen eine wesentliche Bedeutung für die Entscheidung der Frage beilegen können. Die Versuche Jamin's über die Reflexion des Lichtes von

1) *Compt. rend. T. 42 (1856) p. 228.*

2) *Compt. rend. T. 42 (1856) p. 347.*

durchsichtigen Körpern und die Polarisation des gebeugten Lichtes.

Die ersten Versuche sind bisher nur durch die Annahme, die Schwingungen seyen senkrecht gegen die Polarisationsebene, erklärt worden. Allein der Beweis ist nicht entscheidend, weil bisher die Hypothese einer *plötzlichen* Aenderung des Brechungsverhältnisses an der Gränze der beiden Mittel allen Berechnungen zu Grunde gelegt worden ist, während man, wie ich in einer Abhandlung über die Reflexion des Lichtes beweisen werde¹⁾, die Jamin'schen Versuche durch die Fresnel'schen Formeln für die Reflexion und Refraction des Lichtes allein vollständig erklären kann, angenommen, daß diese Formeln für eine unendlich kleine Veränderung des Brechungsverhältnisses gültig seyen, und daß ein allmählicher Uebergang beider Mittel stattfinde.

Es fragt sich nun, ob die Fresnel'schen Formeln für eine unendlich kleine Veränderung des Brechungsverhältnisses wirklich genau gültig sind, und ob sich die Formeln aus beiden Voraussetzungen über die Lage der Schwingungsrichtung entnehmen lassen, zwei Fragen, die ich in einer dritten Abhandlung beantworten werde.

Die Drehung der Polarisationsebene des Lichts durch Beugung führt uns einen anderen Weg zur Bestimmung der Schwingungsrichtung. Stokes hat vor mehreren Jahren den mathematischen Beweis dafür geliefert, daß die Polarisationsebene des polarisirten Lichts durch Beugung gedreht wird. Man hat aber mit Recht einige Zweifel gegen die Richtigkeit seiner Resultate gehegt, weil er das Problem der Diffraction nur unvollständig gelöst hat, und ich habe deshalb gesucht durch andere Methoden, für welche ich in der Elasticitätslehre überhaupt die größte Anwendung gefunden habe, die vollständige Lösung des Problems herbeizuführen.

Wenn eine Wellenbewegung eine Oeffnung in einer festen Ebene durchdringt, werden Wellen zu beiden Seiten der Ebene von der Oeffnung ausgehen. Die Bewegung in der Ebene der Oeffnung ist nicht bekannt, wogegen sie dadurch

1) Im nächsten Hefte.

bestimmt ist, daß die Summe der Componenten der einfallenden und der reflectirten Welle den Componenten der durchgelassenen Welle gleich sind, und daß die normalen und tangentiellen Druckkräfte auf beiden Seiten der Ebene, die mit der Oeffnung zusammenfällt, in jedem Punkte gleich groß sind. Es seyen die Componenten der einfallenden Welle durch u, v, w , die der durchgelassenen durch u_1, v_1, w_1 , und die der reflectirten durch u_2, v_2, w_2 bezeichnet. Ferner falle die Coordinatenebene (y, z) mit der Oeffnung zusammen.

Die erstere Bedingung giebt nun für $x = 0$

$$u + u_2 - u_1 = 0, \quad v + v_2 - v_1 = 0, \quad w + w_2 - w_1 = 0 \quad (1),$$

und mit Hülfe dieser Gleichungen erhält man leicht aus der zweiten Bedingung für $x = 0$

$$\frac{d(u + u_2 - u_1)}{dx} = 0, \quad \frac{d(v + v_2 - v_1)}{dx} = 0, \quad \frac{d(w + w_2 - w_1)}{dx} = 0 \quad (2).$$

Sind die einfallenden Wellen Lichtwellen, so ist

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0,$$

und man wird den Gleichungen (1) und (2) genügen durch die Annahme

$$\frac{du_1}{dx} + \frac{dv_1}{dy} + \frac{dw_1}{dz} = 0, \quad \frac{du_2}{dx} + \frac{dv_2}{dy} + \frac{dw_2}{dz} = 0 \quad (3),$$

woraus man ersieht, daß sich keine Verdichtungswellen bilden werden.

Das Gesetz der Bewegung ist durch die Differentialgleichung

$$\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2} = \frac{1}{w^2} \cdot \frac{d^2}{dt^2} \quad (4),$$

die alle Componenten befriedigen müssen, ausgedrückt, indem w die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, t die Zeit bedeutet.

Diese Gleichung ist, wie man leicht ersieht, befriedigt durch den Ausdruck

$$\frac{\varphi(wt - r)}{r},$$

wo $r = \sqrt{x^2 + (y - \beta)^2 + (z - \gamma)^2}$, also auch durch

$$\Phi = -\frac{1}{2\pi} \int d\beta \int d\gamma \frac{\varphi(wt - r, \beta, \gamma)}{r},$$

welche Function Φ , wenn die Integrationsgränzen sich auf die Gränzen der Oeffnung beziehen, auferdem die Eigenschaft besitzt, daß der nach x genommene Differentialcoefficient derselben gleich $\varphi(wt, y, z)$ wird, wenn x von einem positiven Werthe in Null übergeht und der Punkt $(y z)$ sich innerhalb der Oeffnung befindet. Wenn x von einem negativen Werthe in Null übergeht, wird der Werth des Differentialcoefficienten $-\varphi(wt, y, z)$, und wenn der Punkt $(y z)$ sich auferhalb der Oeffnung befindet, wird er Null für $x = 0$. Durch Differentiation nämlich des Integrals in Bezug auf x , geht $x = 0$ als Factor ein, wodurch alle Elemente des Integrals verschwinden, die nicht zugleich $r = 0$, das heist $y = \beta$, $z = \gamma$ geben. Also erhält man, wenn x positiv ist und der Punkt $(y z)$ sich innerhalb der Gräuzen des Integrals befindet:

$$\left[\frac{d\Phi}{dx} \right]_{x=0} = \left[\frac{1}{2\pi} \int d\beta \int d\gamma \frac{x}{r^3} \right]_{x=0} \varphi(wt, y, z) = \varphi(wt, y, z),$$

und für x negativ

$$\left[\frac{d\Phi}{dx} \right]_{x=0} = -\varphi(wt, y, z).$$

Führen wir nun auch andere Functionen ein $\Psi, X, \Phi_1, \Psi_1, X_1$, die in derselben Weise von den respectiven Functionen $\psi, \chi, \varphi_1, \psi_1, \chi_1$ abhängig sind, wie Φ von φ , und setzen wir

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \Phi + \frac{d\Phi_1}{dx} - \frac{d(F+F_1)}{dx} \\ v_1 &= \Psi + \frac{d\Psi_1}{dx} - \frac{d(F+F_1)}{dy} \\ w_1 &= X + \frac{dX_1}{dx} - \frac{d(F+F_1)}{dz} \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad (5),$$

indem die Functionen F und F_1 so gewählt sind, daß

$$\frac{du_1}{dx} + \frac{dv_1}{dy} + \frac{dw_1}{dz}$$

gleich Null wird, also

$$\left. \begin{aligned} \Delta^2 F &= \frac{d}{dx} \left[\phi + \frac{d\psi_1}{dy} + \frac{dX_1}{dz} \right] \\ \Delta^2 F_1 &= \frac{d^2 \phi_1}{dx^2} + \frac{d\psi}{dy} + \frac{dX}{dz} \end{aligned} \right\} \dots (6).$$

Den Componenten u_2, v_2, w_2 der reflectirten Welle geben wir *dieselben Werthe* wie u_1, v_1, w_1 , nur ist zu bemerken, daß in den ersteren x immer negativ, in den letzteren positiv ist.

Nehmen wir an, was nachher bewiesen werden kann, daß man habe

$$[F]^{x=0} = 0 \text{ und } \left[\frac{dF_1}{dx} \right]^{x=0} \dots (7),$$

so erhalten wir mittelst (1) für $x = 0$

$$\left. \begin{aligned} u + u_2 - u_1 &= u - 2\varphi_1(wt, y, z) = 0 \\ v + v_2 - v_1 &= v - 2\psi_1(wt, y, z) = 0 \\ w + w_2 - w_1 &= w - 2\chi_1(wt, y, z) = 0 \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

und mittelst (2) für $x = 0$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(u+u_2-u_1)}{dx} &= \frac{du}{dx} - 2\varphi(wt, y, z) = 0 \\ \frac{d(v+v_2-v_1)}{dx} &= \frac{dv}{dx} - 2\psi(wt, y, z) = 0 \\ \frac{d(w+w_2-w_1)}{dx} &= \frac{dw}{dx} - 2\chi(wt, y, z) = 0 \end{aligned} \right\} \dots (9).$$

Alle Bedingungen sind hierdurch erfüllt, und die Functionen φ, φ_1, ψ u. s. w. bestimmt. Man wird nun auch ohne Schwierigkeit die Richtigkeit der Gleichungen (7) beweisen können.

Das Problem der Diffraction ist also vollständig durch die Gleichungen (5), (6), (8) und (9) gelöst. Gehen wir nun zu dem besonderen Falle über, daß die einfallende Lichtwelle eine ebene sey, so sind die Componenten durch die folgenden Gleichungen bestimmt;

$$u = \xi C, \quad v = \eta C, \quad w = \zeta C,$$

indem

$$C = \cos k(wt - ax - by - cz)$$

$$a\xi + b\eta + c\zeta = 0, \quad a^2 + b^2 + c^2 = 1.$$

Ferner suchen wir nur die Bewegung in einem Punkte, der in sehr großem Abstände hinter der Oeffnung des Schirmes liegt, zu bestimmen. Wir nehmen also r sehr groß an, und indem wir durch ϱ den Abstand des betrachteten Punktes vom Anfangspunkte der Coordinaten bezeichnen, setzen wir

$$r = \sqrt{x^2 + (y - \beta)^2 + (z - \gamma)^2} = \varrho - m\beta - n\gamma,$$

indem

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad m = \frac{y}{\varrho}, \quad n = \frac{z}{\varrho}.$$

Ferner wird $l^2 + m^2 + n^2 = 1$ gesetzt, indem l, m, n die Cosinus der Winkel sind, die der gebeugte Strahl mit den Coordinatenachsen bildet. Man findet nun wegen (9)

$$\varphi(wt, y, z) = \frac{1}{2} ak \xi \sin k(wt - by - cz),$$

und dadurch

$$\psi = \frac{1}{2} ak \xi S,$$

wo

$$S = -\frac{1}{2\pi\varrho} \int d\beta \int d\gamma \sin k[wt - \varrho + (m - b)\beta + (n - c)\gamma].$$

Sucht man auf diese Weise die Werthe der verschiedenen Functionen, die in (5) eingehen, so ergibt sich

$$u_1 = \frac{1}{2} k (a + l) [\xi - l(l\xi + m\eta + n\zeta)] S$$

$$v_1 = \frac{1}{2} k (a + l) [\eta - m(l\xi + m\eta + n\zeta)] S$$

$$w_1 = \frac{1}{2} k (a + l) [\zeta - n(l\xi + m\eta + n\zeta)] S.$$

Diese Ausdrücke gelten auch für die von der Oeffnung reflectirten Welle, hier ist aber l negativ. Für einen Punkt in der dem einfallenden Strahle entgegengesetzten Richtung ist zum Beispiel $a + l = 0$, also sind alle Componenten der Bewegung hier gleich Null.

Stokes ist zu demselben Resultate gekommen, obschon er die reflectirte Welle nicht berücksichtigt und das Problem nicht vollständig gelöst hat. Legt man eine Ebene durch den einfallenden und den gebeugten Strahl und bezeichnet man durch α den Winkel, den die Schwingungen des einfallenden Strahls mit der Normale dieser Ebene

macht, durch α_1 denjenigen, den die Schwingungen des gebeugten Strahls mit derselben Normale macht, und durch β den Beugungswinkel, so findet man nun auch leicht mit Stokes

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \cos \beta \operatorname{tg} \alpha,$$

was von der Gestalt und Stellung der Oeffnung unabhängig ist. Die Schwingungen werden also nach der Beugung durch einen verticalen Spalt oder durch ein Gitter *steiler*. Je nachdem es nun die Versuche ergeben, ob die Polarisationssebene durch die Beugung verticaler oder horizontaler wird, werden die Schwingungen parallel oder senkrecht zur Polarisationssebene stehen. Es darf indessen nicht anser Acht gelassen werden, dafs mathematisch vorausgesetzt ist, der Schirm sey eine Ebene, die nicht mitschwingt und kein Licht von den Rändern reflectirt.

Die Versuche, die bisher angestellt sind, lassen die Frage noch unentschieden, denn während Stokes durch Versuche mit verticalen Glasgittern fand, dafs die Polarisationssebene durch die Beugung horizontaler wurde, erhielt Holtzmann dagegen durch Versuche mit einem Rufsgitter das entgegengesetzte Resultat. Um eine endliche Entscheidung herbeizuführen, habe ich daher eine Reihe Versuche mit verschiedenen Gittern angestellt.

Das durch einen Heliostaten fixirte Sonnenlicht lasse ich durch eine Sammellinse ins Zimmer fallen. In einigem Abstände vom Brennpunkte fängt eine kleinere Linse die Strahlen auf und sendet sie fast parallel durch das an einem verticalen Theilkreise in einer Röhre befestigte polarisirende Nicol'sche Prisma. Ein Zeiger mit Nonius giebt an dem Kreise den Winkel an, den die Polarisationssebene des durchgelassenen Strahls mit dem Verticale macht. In einem Abstände von ungefähr 7 Meter fällt das Licht auf ein verticales Gitter, das auf einem Tischchen in der Mitte eines horizontalen Theilkreises befestigt ist. Dieser Kreis ist mit einem horizontalen beweglichen Fernrohre versehen. Vor dem Objective ist ein doppelbrechendes Prisma von Bergkrystall angebracht, das den polarisirten Strahl in zwei

gegen einander senkrecht polarisirende Strahlen theilt. Dieses Prisma läßt sich um die Axe des Fernrohrs drehen. Im Allgemeinen wird man also zwei horizontale Streifen des gebeugten Lichts von verschiedener Helligkeit im Fernrohre sehen; durch Drehung aber des Nicols oder des doppelthrechenden Prismas können die Intensitäten der beiden Bilder einander gleich gemacht werden.

Die Versuche sind nun gewöhnlich in folgender Weise angestellt: das Nicol'sche Prisma wird gedreht bis die Polarisationsebene 45° mit der Verticale macht, und das Fernrohr wird so eingestellt, daß der verticale Faden des Fernrohrs durch die zwei leuchtenden Punkte geht, und der horizontale in der Mitte der beiden horizontalen Streifen des gebeugten Lichts steht. Nachdem das Fernrohr um den Winkel β gedreht ist, werden die beiden Streifen durch Drehung des Bergkrystalls auf gleiche Intensität gebracht: das Fernrohr wird wieder auf 0° zurück geführt und das Nicol nun gedreht, bis das eine Bild völlig verschwunden ist.

Ergiebt sich nun für das Nicol'sche Prisma der Winkel δ (oder $\delta \pm 90^\circ$ oder $\delta + 180^\circ$) so ist die Polarisationsebene um δ Grade gedreht, vorausgesetzt, daß das Licht durch die Beugung nicht elliptisch polarisirt worden sey, und wenn δ positiv ist, so ist die Polarisationsebene horizontaler geworden.

Auch habe ich oft δ zuerst bestimmt und nachher den Beugungswinkel β , für welchen die beiden Streifen gleich hell sind.

Es kann indessen ein Fehler einlaufen, auf den ich erst, nachdem ich mehrere Versuche angestellt hatte, aufmerksam geworden bin. Wenn nämlich zum Beispiel der obere Theil des Gitters ein stärkeres Beugungsbild als der untere giebt, so wird, wenn auch das Gitter das Objectiv ganz deckt, was immer der Fall war, das obere Beugungsbild zu hell. Ist nun dieses Bild horizontal polarisirt, so wird man δ zu groß finden; ist es vertical polarisirt, so wird δ zu klein gefunden. Zu einem vollständigen Versuche gehört daher

noch ein anderer, in dem der Bergkrystall um 180° gedreht wird; dann wird das Mittel der beiden Werthe von δ der wahre Werth seyn. Berücksichtigt man dieses nicht, so kann man besonders bei Rufsgittern bedeutende Fehler begehen, und ich vermuthe, dafs es eben solche sind, deren Holtzmann sich schuldig gemacht hat. Er beobachtete nämlich mit einem Rufsgitter schon bei einer Beugung von 20° einen merklichen Helligkeitsunterschied der beiden vertical und horizontal polarisirten Bilder. Einen solchen wird man freilich gewöhnlich bei jedem Rufsgitter wahrnehmen, denn sie haben alle den genannten Fehler: das obere oder das untere Bild wird heller erscheinen, gleichgültig aber, wie die Polarisationsrichtung ist. Mit einem völlig genauen Gitter würde Hr. Holtzmann den kleinen Unterschied, der wirklich stattfindet, nicht beobachtet haben können.

Meine ersten Versuche stellte ich mit Goldgittern an (1000 Streifen auf den pariser Zoll). Es zeigte sich, dafs das unter 45° mit der Verticale polarisirte Licht nach der Beugung zwei Bilder gab, von welchen ich keins durch Drehung des Bergkrystalles zum Verschwinden bringen konnte, was sich noch deutlicher zeigte, wenn das Gitter schräg gedreht wurde. Es mufste also das gebeugte Licht entweder elliptisch polarisirt oder zum Theil in natürliches Licht verwandelt seyn. Dafs das erstere der Fall war, ersah ich daraus, dafs sich elliptisch polarisirtes Licht in geradlinig und circular polarisirtes durch Beugung verwandeln liefs. Wenn ich nämlich das unter einen Winkel α polarisirte Licht durch ein Fresnel'sches Parallelepipedum gehen liefs, dessen reflectirende Flächen 45° mit der Verticalen machte, konnte α so gewählt werden, dafs das eine Bild im Fernrohre ganz zum Verschwinden gebracht werden konnte, oder auch so, dafs die beiden Bilder beim Drehen des Bergkrystalles stets dieselben Intensitäten hatten.

Durch Messungen auf die letztere Weise überzeuete ich mich, dafs das Phänomen im Wesentlichen dasselbe ist, wie bei der gewöhnlichen Reflexion an einer polirten Metallfläche, indem die Wirkung des durch die Oeffnungen

gebeugten Lichtes verschwindend klein ist gegen diejenige des von den Rändern reflectirten.

Ich verfertigte mir nun verschiedene Rufsgitter. Geschliffene Gläser wurden durch Rauch von Kampher be-
ruft, nachher mit einigen Tropfen Terpentinöl behandelt, wodurch der Ruß auf Glas fixirt wurde, und nur in zoll-
lange Streifen (2, 5, 10, 16 auf einem Millimeter) auf
einer Theilmaschine eingetheilt.

Mit diesen Gittern nahm ich keine elliptische Polaris-
ation wahr. Ich fand für die verschiedenen Gitter keinen
merklichen Unterschied in den Resultaten und beschränkte
mich daher das Mittel aller Versuche mit allen Gittern an-
zugeben.

Wenn das Gitter senkrecht gegen den auffallenden Strahl
war und der Ruß gegen das Fernrohr gekehrt, wie es in
den Holtzmann'schen Versuchen der Fall war, so fand
ich die Drehung δ der Polarisationssebene außerordentlich
gering, und ich beschränkte mich daher diese nur für einen
einzigsten Beugungswinkel (65°) genau zu bestimmen. Die
Polarisationssebene des auffallenden Lichtes war, wie in allen
folgenden Versuchen, 45° gegen die Verticale geneigt.

Es ergab sich nun als Mittel für $\beta = 65^\circ$

$$\delta = 1^\circ 52'.$$

Die Polarisationssebene war also sehr wenig horizontaler
geworden. Für einen größeren Werth von β fand ich,
daß δ kleiner wurde, was mich anfangs sehr überraschte.

Wurde das Gitter umgedreht und der Ruß senkrecht
gegen den einfallenden Strahl gekehrt, so war dagegen die
Drehung der Polarisationssebene in derselben positiven Rich-
tung größer, und ich fand für $\beta = 65^\circ$

$$\delta = 12^\circ 30'.$$

Diese Resultate stimmen also weder mit den Versuchen
Holtzmann's, noch mit den nächsten Folgerungen, die
aus der Theorie hervorzugehen scheinen. Ich glaube in-
dessen, sie in folgender Weise erklären zu können.

Wenn das Licht zuerst durch das Glas und nachher
durch das Rufsgitter geht, ist der Vorgang nahe derselbe,

wie wenn sich der Rufs im Innern des Glases befände, was man auch daraus schliessen darf, dafs keine Reflexion an der Gränze zwischen Rufs und Glas stattfindet. Die Beugung geschieht also im Innern des Glases und *nachher* wird der gebeugte Strahl gebrochen, indem er aus dem Glase austritt. Es sey β_1 die Beugung im Glase (β die beobachtete) und n das Brechungsverhältnifs des Glases, so wird $\sin \beta = n \sin \beta_1$ seyn. Durch die Brechung wird die Polarisationssebene wieder gedreht und sie wird *verticaler*. Angenommen nun, dafs die Schwingungen *senkrecht* gegen die Polarisationssebene seyen, so wird die durch die Beugung β_1 bewirkte Drehung der Polarisationssebene, die wir δ_1 nennen wollen, durch die Gleichung

$$\operatorname{tg}(45 - \delta_1) = \cos \beta_1,$$

bestimmt seyn. Ist also δ die Drehung der Polarisationssebene nach der Brechung an der anderen Glasfläche, so erhält man mittelst der Fresnel'schen Formeln

$$\operatorname{tg}(45 - \delta) = \frac{\operatorname{tg}(45 - \delta_1)}{\cos(\beta - \beta_1)} = \frac{\cos \beta_1}{\cos(\beta - \beta_1)}.$$

Das mittlere Brechungsverhältnifs n wurde durch Versuche über den Polarisationswinkel bestimmt und ich fand

$$\log n = 0,18886.$$

Für $\beta = 65^\circ$ ergibt sich nun $\delta = 2^\circ 11'$, was mit den Versuchen, die $\delta = 1^\circ 52'$ ergaben, gut übereinstimmt. Dafs δ kleiner wird, wenn β gröfser, was die Versuche zeigten, ergibt sich auch aus dieser Berechnung.

Ist dagegen der Rufs gegen den auffallenden Strahl gekehrt, so wird das Licht sogleich, bevor es das Glas erreicht hat, gebeugt, und geht erst nachher durch die beiden Glasflächen. Man hat dann

$$\operatorname{tg}(45^\circ - \delta) = \frac{\cos \beta}{\cos^2(\beta - \beta_1)},$$

woraus für $\beta = 65^\circ$ sich $\delta = 16^\circ 2' 30''$ ergibt.

Die Versuche gaben hier entschieden einen kleineren Werth, was darauf hindeutet, dafs der Vorgang nur annäherungsweise der angenommene ist, indem die Beugung des Strahls nur zum Theil auch im Innern des Glases vor

sich geht. Dieses ersieht man deutlicher, wenn das Gitter schräg unter gleiche Winkel mit dem auffallenden Strahle und der Axe des Fernrohrs gestellt wird, indem ich dann, bei einer Beugung von 90° , δ gleich 20° fand, und nicht 45° , was die Berechnung geben würde.

Man ersieht also, daß die Vorgänge, obschon sie sehr verwickelt sind, doch im Wesentlichen eine natürliche Erklärung finden können durch die Annahme, die Schwingungen seyen senkrecht gegen die Polarisationssebene, wogegen die entgegengesetzte Annahme mit den Versuchen gar nicht in Uebereinstimmung zu bringen ist.

Um nun die Resultate weniger verwickelt und der Berechnung zugänglicher zu machen, richtete ich die Rufsgitter in anderer Weise ein. Es wurde über die Gitter Canada-balsam geschmolzen und eine geschliffene Glasplatte darauf gedrückt, was sich leicht ohne das Gitter zu beschädigen thun liefs. Da der Balsam nahe dasselbe Brechungsverhältniß wie das Glas hat, so kann man nun leicht die Vorgänge in Rechnung ziehen.

Die Gitter wurden so gestellt, daß sie mit dem auffallenden Strahle und der Axe des Fernrohrs gleiche Winkel bildeten. Es zeigte sich dann, daß die *vertical* polarisirte Componente des auffallenden Lichtes mehr *geschwächt wurde* als die horizontale, und daß daher die Drehung der Polarisationssebene positiv war, *obschon* die Reflexion an den beiden Glasflächen die Polarisationssebene in die entgegengesetzte Richtung drehen müßte. Als Mittel vieler Versuche mit verschiedenen Gittern (2, 5, 10 Streifen auf 1^{mm}) fand ich

$\beta =$	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
$\delta =$ beobachtet	$2^\circ 24'$	$3^\circ 0'$	$4^\circ 54'$	$6^\circ 36'$	$7^\circ 42'$	$9^\circ 6'$	$12^\circ 3'$
$\delta =$ berechnet	$2^\circ 30'$	$3^\circ 54'$	$5^\circ 37'$	$7^\circ 37'$	$9^\circ 53'$	$12^\circ 22'$	$15^\circ 0'$

wo δ durch die Gleichungen

$$\operatorname{tg}(45^\circ - \delta) = \frac{\cos \beta_1}{\cos^2 \frac{1}{2}(\beta - \beta_1)}, \quad n \sin \frac{1}{2} \beta_1 = \sin \frac{1}{2} \beta,$$

berechnet ist, indem $\frac{1}{2}\beta$ der Winkel ist, den der auffallende Strahl, $\frac{1}{2}\beta_1$ derjenige, den der gebrochene Strahl mit der Normale des Gitters bildet, während die Beugung im Innern des Glases gleich β_1 ist.

Man sieht, daß die Versuche recht gut mit der Berechnung übereinstimmen, doch geben sie alle eine zu kleine Drehung. Was auch der Grund dieser Abweichung seyn mag, die Versuche sprechen jedenfalls entschieden zu Gunsten der Annahme, daß die Schwingungen senkrecht gegen die Polarisationssebene sind, da im entgegengesetzten Falle der Werth von δ negativ und viel größer seyn würde.

Ich untersuchte ferner die Beugung durch berufte Metalldrahtgitter. Wenn sie völlig schwarz und matt beruft waren, gaben sie aber ein viel zu schwaches Beugungsbild; sie wurden daher durch einen Tropfen Terpentinöl, der über die beruften Fäden geführt wurde, glatter gemacht. Auch mußten die Gitter ziemlich fein und besonders sehr genau seyn. Einige Versuche mit einem Gitter mit 200 Drähten auf den pariser Zoll (die Dicke der Drähte war $\frac{1}{800}$ ") das gleiche Winkel mit dem auffallenden Strahle und der Axe des Fernrohres machte, ergaben annäherungsweise folgende Resultate:

$\beta =$	25°	35°	40°	45°	50°	55°
$\delta =$	10°	16°	20°	25°	30°	35°

Die Drehung ist positiv, aber viel größer als die Berechnung giebt. Die Polarisation des gebeugten Lichtes zeigte sich indessen auch ein wenig elliptisch, woraus zu ersehen war, daß die Reflexion am Metall durch den Ruß nicht ganz beseitigt war. Als ich es versuchte das Gitter wieder zu berufen, verlor es leider etwas an Genauigkeit und wurde unbrauchbar für weitere Versuche dieser Art. Es ist mir nicht gelungen mit andern Drahtgittern zuverlässige Resultate zu erhalten; es liegen eigenthümliche Schwierigkeiten darin, die Reflexion an den Rändern zu beseitigen

und zugleich ein hinlänglich großes und scharfes Beugungsbild zu erlangen.

Die erhaltenen Resultate sind indessen nicht ohne Bedeutung, weil die zu großen Werthe von δ leicht durch die elliptische Polarisation eine Erklärung finden können.

Nimmt man nämlich an, daß der Phasenunterschied der verticalen und der horizontalen Componenten \mathcal{A} sey, und daß δ_1 die Drehung seyn würde, wenn keine elliptische Polarisation stattfände, so giebt eine leichte Rechnung

$$\operatorname{tg} 2\delta = \frac{\operatorname{tg} 2\delta_1}{\cos \mathcal{A}}$$

Also wird δ immer größer als δ_1 seyn, die Vorzeichen beider bleiben aber dieselben.

Da die Versuche δ positiv ergaben, bestätigen sie jedenfalls das schon erhaltene Resultat: *daß die Schwingungen des Lichtäthers senkrecht gegen die Polarisationssebene sind.*

Kopenhagen den 28. Juni 1860.

