brennungsproducten der Lampe her, sprechen zunächst einmal meine Versuche mit schräger Belichtung der beiden Platten. Dagegen könnte man den Einwand erheben, dass bei meinen Versuchen mit der einen Platte die Anzahl der Angriffspunkte, was ich gerne zugebe, beträchtlich vergrößert sei. Aber auch dieser Einwand verliert sehr an Gewicht, wenn man die bei meinen Versuchen angegebenen Zerstreuungszahlen betrachtet. Wie wenig dieselben in der That durch die vorhergehende Belichtung beeinflusst worden sind, will ich näher noch an einem ausgezeichneten Beispiele zeigen. Als ich in einer Entfernung des Lichtpunktes von der Platte = 19 cm die beiden in 4. zuletzt angegebenen, je fünf Minuten lang währenden Belichtungsversuche durchführte, die jedenfalls mehr Verbrennungsproducte in die Luft brachten, als ein jeder andere Versuch, stellte ich kurz vor ihrem Beginne und kurz nach ihrer Beendigung zwei unbelichtete Versuche mit der Platte an und erhielt als Ablesungen am Ende der zweiten, vierten und sechsten Minute:

0,5640		0,5591
0,5552—0,0088		0,5516—0,0075
0,5491—0,0061		0,5471—0,0045

Die hier angegebenen Zerstreuungszahlen lassen auch nicht den leisesten Einfluss des langen Belichtungsprocesses erkennen.

VII. *Bemerkungen zu den Phasenänderungen des von durchsichtigen Körpern in der Nähe des Polarisationswinkels partiell reflectirten Lichtes; von Paul Volkmann.*

Die Entdeckung der elliptischen Polarisation des von durchsichtigen Körpern in der Nähe des Polarisationswinkels reflectirten Lichtes durch Jamin¹⁾, sowie der schöne experimentelle Nachweis, dass es an isotropen Medien wesentlich

1) Jamin, Ann. de chim. et de phys. (3). 29. p. 263. 1850; 30. p. 257. 1850; 31. p. 165. 1851.

die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente des reflectirten Lichtes ist, welche mit einer Phasenänderung behaftet ist, durch Wernicke¹⁾ haben über die in der theoretischen Optik insbesondere durch F. E. Neumann, Mac Cullagh und G. Kirchhoff eingeführten Grenzbedingungen und die daraus abgeleiteten Amplitudengesetze theilweise zu Bemerkungen Veranlassung gegeben, welche mir den tatsächlichen Verhältnissen nicht zu entsprechen scheinen.

Diese Amplitudengesetze müssen noch immer als eine ausserordentlich starke Annäherung an die Wirklichkeit aufgefasst werden und enthalten, worauf man bisher keinen zu grossen Werth gelegt zu haben scheint, gleichfalls bis zu einem angenäherten Grade die beobachtete Phasenänderung einer halben Wellenlänge für die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente des reflectirten Lichtes.

Diese Amplitudengesetze werden von der experimentellen Forschung gegenwärtig um so weniger entbehrt werden können, als dieselben für jeden Versuch einer allgemeinen Ausdehnung der Jamin'schen Beobachtungen auf die Reflexion an optisch anisotropen und circularpolarisirenden Medien geeignet erscheinen, Gesichtspunkte zu liefern, welche bei so verwickelten Verhältnissen, wie sie dann in Betracht kommen, nicht unwillkommen sein dürften.

Wenn ich mir im Folgenden diese Gesichtspunkte auseinander zu setzen erlaube, verhehle ich mir dabei die Schwierigkeit nicht, dass dieselben in vielen Fällen eine experimentelle Anordnung vorschreiben, welche sich mit den bisher bekannten Beobachtungsmethoden nicht ganz vertragen wird. Vorausgesetzt sind vollkommen reine Oberflächen, in deren Herstellung die Technik ja einige Fortschritte erreicht zu haben scheint, jedenfalls werden Controlbeobachtungen über die unveränderte Reinheit der Oberfläche unerlässlich bleiben.

Ich beginne mit der Reflexion an optisch isotropen Mitteln:

Fällt unter dem Einfallswinkel i_1 bei einem Polarisations-

1) W. Wernicke, Wied. Ann. 25. p. 203. 1885; 30. p. 452. 1887.

azimut Θ gegen die Einfallsebene linear polarisirtes Licht mit der Amplitude τ in einem isotropen Medium auf die Oberfläche eines zweiten isotropen Mediums, so liefert die Reflexionstheorie¹⁾ von Fresnel und Neumann für die parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Componenten der reflectirten Welle die bekannten Ausdrücke:

$$\tau_1 \cos \Theta_1 = \pm \tau \cos \Theta \frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad \tau_1 \sin \Theta_1 = \mp \tau \sin \Theta \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)}.$$

Hierin ist τ_1 die Amplitude, Θ_1 das Polarisationsazimut der reflectirten Welle, i_2 der Brechungswinkel. Die Vorzeichen bleiben unbestimmt, ohne sich, natürlich einmal festgesetzt, für die Reflexion an einer und derselben Oberfläche zu ändern. Es gehören die beiden oberen oder die beiden unteren Zeichen zusammen, wenn die reflectirte Welle als gerade Fortsetzung der einfallenden Welle gedacht wird.²⁾

Die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente der reflectirten Welle liefert beim Durchgang durch den nach dem Brewster'schen Gesetze $i_1 + i_2 = \pi/2$ gegebenen Polarisationswinkel einen Vorzeichenwechsel der Amplitude, welcher sich in der Beobachtung als eine Phasenänderung von $\lambda/2$ darstellen muss. Diese Auffassung findet auch darin eine Bestätigung, dass, wenn wir von vornherein in die analytischen Ausdrücke für die reflectirte Welle eine Phasenänderung einführen, dieselbe sich zu 0 oder $\lambda/2$ bestimmt, nur unter dem Polarisationswinkel für die Componente senkrecht zur Einfallsebene unbestimmt bleibt.

Die Reflexionstheorie befindet sich also mit der Beobachtung darin in Uebereinstimmung, dass die parallel zur Einfallsebene polarisirte Componente von jeder Phasenänderung frei³⁾ ist, dass allein die senkrecht zur Einfallsebene

1) Wir brauchen nicht zwischen Fresnel und Neumann zu unterscheiden; der vorliegende Gegenstand ist gänzlich ungeeignet, zwischen beiden Anschauungen eine Entscheidung herbeizuführen. Wernicke scheint hierin anderer Meinung zu sein. Ich bediene mich der Anschauung Neumann's.

2) In ähnlicher Weise verfügt L. Lorenz, Pogg. Ann. 118. p. 116. 1863, in entgegengesetzter Weise Neumann in seinen Vorlesungen. Ein principieller Unterschied liegt hierin nicht.

3) Zu demselben Resultat kommt im wesentlichen auch Lorenz Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. XXXIV.

polarisirte Componente mit einer solchen, und zwar beim Durchgang durch den Polarisationswinkel in der gesammten Grösse von $\lambda/2$ behaftet ist.

Die Abweichung besteht darin, dass diese Phasenänderung, abgesehen von wenigen Substanzen (Alaun, Menilit), sich nicht plötzlich, sondern allmählich, allerdings immer noch in der Nähe des Polarisationswinkels und unter diesem selbst mit besonderer Stärke vollzieht, dass weiter die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente nach den Beobachtungen von Jamin und Wernicke auch unter dem Polarisationswinkel nie ganz verschwindet.

Ich definire daher im Anschluss an das Beobachtungsmaterial, aber auch in Anlehnung an die theoretisch vorliegende erste starke Näherung: Polarisationswinkel als den Winkel, unter dem natürliches Licht einfallen muss, damit das reflectirte Licht ein Maximum von Polarisation aufweist, und lasse es zunächst dahingestellt, ob der Polarisationswinkel auch als der Winkel definirt werden könnte, unter dem sich für die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente ein Maximum von Phasenänderung vollzieht (die Phasenänderung vielleicht den Werth $\lambda/4$ erreicht hat).

Ich gehe zur Reflexion an optisch anisotropen Mitteln über:

Für solche ist die Theorie von F. E. Neumann¹⁾ und Mac Cullagh²⁾ ausgearbeitet worden. Ich bediene mich der zu dem vorliegenden Zweck besonders bequemen Terminologie von Mac Cullagh. Bei gegebenem Einfallswinkel i_1 gibt es für die einfallende und reflectirte Welle zusammengehörige Polarisationsazimute, welche nur eine gebrochene Welle zur Folge haben, die uniradialen Azimute. Man

unter der Annahme einer allmählichen Uebergangsschicht (Pogg. Ann. 111. p. 460. 1860), eine Annahme, welche für den Zweck der vorliegenden Notiz einzuführen nicht nothwendig erscheint, so berechtigt dieselbe jedenfalls sonst ist.

1) F. E. Neumann, Abhandl. der Berliner Academie aus dem Jahre 1835.

2) Mac Cullagh, Coll. Works p. 145. 1880.

kann so, von dem uniradialen Azimut der einfallenden Welle sprechen, welches der ordinären, und welches der extraordinären, gebrochenen Welle zugehört. Fällt Licht unter einem beliebigen Azimut polarisirt auf, so zerlegt man dasselbe in Componenten nach den uniradialen einfallenden Azimuten, um für die reflectirte Welle die beiden Componenten nach den uniradial reflectirten Azimuten wieder zusammenzusetzen.

Bezeichnen wir mit $\tau \tau_1$ die Amplituden der uniradialen Componenten der einfallenden und reflectirten Welle, mit $\Theta \Theta_1$ die Polarisationsazimute derselben gegen die Einfallsebene, mit τ_2 die Amplitude, mit Θ_2 das Polarisationsazimut der zugehörenden einen gebrochenen Welle, endlich mit i_2 den Brechungswinkel und mit ϵ den Winkel, welchen der zur gebrochenen Welle zugehörende Strahl mit der Wellennormale bildet, dann bestehen die Beziehungen¹⁾:

$$\begin{aligned} (\tau \cos \Theta \pm \tau_1 \cos \Theta_1) \cos i_1 &= \tau_2 \cos \Theta_2 \cos i_2, \\ (\tau \cos \Theta \mp \tau_1 \cos \Theta_1) \sin i_1 &= \tau_2 \cos \Theta_2 \sin i_2, \\ \tau \sin \Theta \pm \tau_1 \sin \Theta_1 &= \tau_2 \sin \Theta_2, \\ (\tau \sin \Theta \mp \tau_1 \sin \Theta_1) \cos i_1 \sin i_1 &= \tau_2 (\sin \Theta_2 \cos i_2 \sin i_2 + \sin^2 i_2 \operatorname{tg} \epsilon) \end{aligned}$$

oder in Bezug auf die reflectirte Amplitude aufgelöst:

$$\begin{aligned} \tau_1 \cos \Theta_1 &= \pm \tau \cos \Theta \frac{\sin (i_1 - i_2)}{\sin (i_1 + i_2)} = \pm \tau_2 \cos \Theta_2 \frac{\sin (i_1 - i_2)}{\sin 2 i_1}, \\ \tau_1 \sin \Theta_1 &= \mp \tau \sin \Theta \frac{\sin (i_1 - i_2) \cos (i_1 + i_2) - \sin^2 i_2 \operatorname{tg} \epsilon / \sin \Theta_2}{\cos (i_1 - i_2) \sin (i_1 + i_2) + \sin^2 i_2 \operatorname{tg} \epsilon / \sin \Theta_2} \\ &= \mp \tau_2 \sin \Theta_2 \left[\frac{\sin (i_1 - i_2) \cos (i_1 + i_2)}{\sin 2 i_1} - \frac{\sin^2 i_2 \operatorname{tg} \epsilon / \sin \Theta_2}{\sin 2 i_1} \right]. \end{aligned}$$

Wir erkennen:

Die senkrecht zur Einfallsebene zerlegte Componente jeder einzelnen uniradialen Schwingung der reflectirten Welle liefert beim Durchgang durch einen gewissen Einfallswinkel einen Vorzeichenwechsel der Amplitude, welcher sich in der Beobachtung als eine Phasenänderung von $\lambda/2$ darstellen wird. Dieser Winkel ist gegeben durch die Beziehung:

$$(1) \quad \sin (i_1 - i_2) \cos (i_1 + i_2) - \sin^2 i_2 \operatorname{tg} \epsilon / \sin \Theta_2 = 0.$$

Insofern es zwei uniradiale Azimute der reflectirten Welle im allgemeinen gibt, werden daher zwei verschiedene

1) Mac Cullagh, Coll. Works p. 182. 1830.

Einfallswinkel existiren, für welche theoretisch eine Phasenänderung von $\lambda/2$ gefolgert werden kann.

Davon zu unterscheiden ist der Polarisationswinkel, welcher im Neumann'schen Sinne als der Einfallswinkel zu definiren ist, für den die beiden uniradialen Azimute der reflectirten Welle zusammenfallen, nämlich:

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tg} \Theta_2 \cos (i_1 + i_2) - \frac{\sin^2 i_2}{\sin (i_1 - i_2)} \operatorname{tg} \varepsilon / \cos \Theta_2 \\ = \operatorname{tg} \Theta_2' \cos (i_1 + i_2') - \frac{\sin^2 i_2'}{\sin (i_1 - i_2')} \operatorname{tg} \varepsilon' / \cos \Theta_2', \end{array} \right.$$

worin mit einem oberen Index die Grössen verstanden sind, welche sich auf die zweite gebrochene Welle beziehen.

Noch mag hervorgehoben werden, dass im Falle senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht auf eine anisotrope Fläche fällt — abgesehen von ganz speciellen Fällen — für die reflectirte Welle entsprechend den beiden uniradialen Schwingungen zwei Componenten senkrecht zur Einfallsebene existiren, welche unabhängig voneinander ihre Phasendifferenz aufweisen, und welche sich unter keinem Einfallswinkel zur Intensität 0 superponiren. In dieser Superposition der beiden Componenten wird für die Beobachtung die hauptsächlichste Schwierigkeit bestehen, die im Folgenden entwickelten Gesichtspunkte zu prüfen.

Nachdem die Beobachtungen von Jamin und Wernicke an isotropen Mitteln vorliegen, darf man wohl mit ziemlicher Sicherheit unter Anlehnung an die Theorie sagen, dass sich das Beobachtungsmaterial an anisotropen Körpern in folgender Weise gestalten wird, vorausgesetzt, dass es gelingt, die rein experimentellen Schwierigkeiten zu überwinden:

Die Beobachtung dürfte in Uebereinstimmung mit der Theorie den Nachweis führen, dass im wesentlichen alle parallel zur Einfallsebene polarisirten Componenten der reflectirten Welle von jeder Phasenänderung frei sind, dass nur die senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Componenten, und zwar zweimal im allgemeinen theilweise, nur bei uniradialen Azimuten vollständig in der Gesamtgrösse von $\lambda/2$ damit behaftet sein können. Die Beobachtung wird ebenso in Abweichung von der Theorie wohl ergeben, dass diese

Phasenänderung bei den meisten Substanzen sich nicht plötzlich, sondern allmählich, allerdings in der Nähe der durch die Gleichung (1) definirten Einfallswinkel und unter diesen selbst mit besonderer Stärke vollzieht, dass weiter auch unter diesem Winkel die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente jeder einzelnen zugehörigen uniradial reflectirten Schwingung nicht ganz verschwindet.

In Anlehnung an die theoretisch vorliegende erste starke Näherung werden wir nach (2) definiren: Polarisationswinkel als den Winkel, unter dem natürliches Licht auffallen muss, damit das reflectirte Licht ein Maximum von Polarisation aufweist.

Von dem so definirten Polarisationswinkel zu unterscheiden sind die durch (1) gegebenen Winkel, unter denen sich für die senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Componenten der einzelnen zugehörigen uniradial reflectirten Schwingungen ein Maximum von Phasenänderung vollzieht (die Phasenänderung vielleicht den Werth $\lambda/4$ erreicht).

Indem diese Winkel mit dem Polarisationswinkel im allgemeinen nicht zusammenfallen, dürfte die Beobachtung ergeben, dass der Grad von erreichbarer Polarisation in diesen allgemeinen Fällen durch Reflexion unter dem Polarisationswinkel an anisotropen Medien ein höherer ist, als durch Reflexion an isotropen Flächen.

Zur experimentellen Prüfung der im Vorhergehenden entwickelten Gesichtspunkte werden anisotrope Mittel um so geeigneter sein, eine je stärkere Doppelbrechung dieselben aufweisen. Insofern die Doppelbrechung bei den durch die Natur uns gegebenen Medien niemals eine grosse ist, werden die durch die Gleichungen (1) und (2) definirten Einfallswinkel niemals sehr weit auseinander fallen, die zu erwartenden Erscheinungen sich also stets in der Nachbarschaft des Polarisationswinkels abspielen.

Am geeignetsten für die Beobachtung erscheint Kalkspath. In den speciellen Fällen, für welche allein bisher einige Beobachtungen von Jamin vorliegen, in denen die optische Axe in der Einfallsebene oder senkrecht dazu liegt, wird allerdings ein guter Theil der oben charakterisirten

Merkmale verloren gehen. In dem ersten Falle wird eine Phasenänderung der verticalen Componente zu erwarten sein nur für die uniradiale Schwingung, welche der extraordinären Welle zugehört, in dem zweiten Falle nur für die uniradiale Schwingung, welche der ordinären Welle zugehört. In beiden Fällen rückt der Polarisationswinkel mit dem Winkel zusammen, für welchen ein Maximum von Phasenänderung sich voraussehen lässt.

Zur Herstellung der oben charakterisirten Polarisationserscheinungen, welche das an der Oberfläche anisotroper Mittel in der Nähe des Polarisationswinkels reflectirte Licht darbietet, werden vielleicht mittlere Lagen am geeignetsten sein.

Ich habe für eine künstlich angeschliffene Kalkspathfläche, deren optische Axe unter $+45^\circ$ gegen die Einfallsebene geneigt in der Oberfläche selbst liegt, nach den bekannten Formeln von F. E. Neumann die Rechnung für die Natriumlinie D (die Hauptbrechungsexponenten sind nach Rudberg $1/a = 1,65850$, $1/c = 1,48635$) durchgeführt und theile die Resultate mit:

Der Polarisationswinkel bestimmt sich zu $56^\circ 20'$, die zugehörigen Brechungswinkel und Polarisationsazimute der ordinär und extraordinär gebrochenen Welle sind:

$$\begin{array}{ll} i_2 = 30^\circ 7,3', & \theta_2 = 49^\circ 8,5', \\ i_2' = 33^\circ 28,3', & \theta_2' = -39^\circ 50,1'. \end{array}$$

Die zugehörigen uniradialen Azimute der einfallenden Welle berechnen sich zu:

$$\theta = 46^\circ 3,2', \quad \theta' = -38^\circ 34,4';$$

die zugehörigen uniradialen Azimute der reflectirten Welle, welche für den Polarisationswinkel zusammenfallen:

$$\theta_1 = \theta_1' = 4^\circ 5,3'.$$

Die Einfallswinkel, in deren Nachbarschaft die vertical zur Einfallsebene genommenen Componenten für eine einzelne uniradiale Schwingung der reflectirten Welle voraussichtlich ein Maximum von Phasenänderung aufweisen werden, berechnen sich zu:

$$i_1 = 58^\circ 54,7', \quad i_1' = 53^\circ 4,6'.$$

Dazu gehören die Brechungswinkel:

$$i_2 = 31^\circ 5,3', \quad i_2' = 32^\circ 1,8'$$

die Polarisationsazimute der gebrochenen Welle:

$$\Theta_2 = 49^\circ 25,4', \quad \Theta_2' = -40^\circ 17,4',$$

die uniradialen Azimute der einfallenden Welle:

$$\Theta = 45^\circ 55,3', \quad \Theta' = -39^\circ 15,5',$$

die uniradialen Azimute der reflectirten Welle Θ_1, Θ_1' sind, wie das der ganzen Rechnung zu Grunde liegt, in beiden Fällen 0° .

Die beiden Einfallswinkel, unter denen sich ein Maximum von Phasenänderung vollziehen soll, liegen in dem durchgerechneten Beispiel um $5^\circ 50'$ auseinander, eine Differenz, deren Grösse hoffen lässt, auch in Beobachtungen merkliche Spuren zu zeigen; allerdings sind die zugehörigen uniradialen Azimute der einfallenden Welle für die Jamin'sche Beobachtungsmethode nicht eben günstig.

Ich behandle endlich die Reflexion an circularpolarisirenden Mitteln. Ich werde für solche in diesen Annalen im Anschluss an die darauf bezüglichen Arbeiten von Mac Cullagh die Differentialgleichungen der Lichtbewegung und die Grenzbedingungen demnächst mittheilen.

Ich beginne zunächst mit optisch isotropen circularpolarisirenden Mitteln. Lassen wir unter dem Einfallswinkel i_1 und dem Azimut Θ linearpolarisirtes Licht mit der Amplitude τ auf ein solches Mittel fallen, so folgen aus der Rechnung für die reflectirte Lichtbewegung die Gleichungen:

$$N\tau_1 \cos \Theta_1 \cos \delta_1 = \pm \tau \cos \Theta . A,$$

$$N\tau_1 \cos \Theta_1 \sin \delta_1 = \mp \tau \sin \Theta . B,$$

$$N\tau_1 \sin \Theta_1 \cos \delta_1' = \pm \tau \sin \Theta . C,$$

$$N\tau_1 \sin \Theta_1 \sin \delta_1' = \pm \tau \cos \Theta . D.$$

Hierin bedeuten:

$$N = (\cos (i_1 - i_2) + \cos (i_1 - i_2')) \sin (i_1 + i_2) \sin (i_1 + i_2'),$$

$$A = \sin (i_1 + i_2) \cos (i_1 - i_2) \sin (i_1 - i_2')$$

$$+ \sin (i_1 + i_2') \cos (i_1 - i_2') \sin (i_1 - i_2),$$

$$B = \sin 2i_1 \sin (i_2 - i_2'),$$

$$\begin{aligned}
 C &= \sin(i_1 - i_2) \cos(i_1 + i_2) \sin(i_1 + i_2') \\
 &\quad + \sin(i_1 - i_2') \cos(i_1 + i_2') \sin(i_1 + i_2), \\
 D &= \frac{1}{2} \sin 2i_1 (\sin 2i_2 - \sin 2i_2');
 \end{aligned}$$

$\tau_1 \cos \Theta_1$ und $\tau_1 \sin \Theta$ die Componenten der reflectirten Amplitude parallel und senkrecht zur Einfallsebene, δ_1, δ_1' die zugehörigen Phasenänderungen; i_2 und i_2' die nur sehr wenig sich unterscheidenden Brechungswinkel. Diese Relationen befinden sich mit den auf anderem Wege von W. Voigt¹⁾ abgeleiteten Ausdrücken in vollständiger Uebereinstimmung.

Indem hier die Phasenänderungen von vornherein analytisch eingeführt sind, werden wir auch hier direct durch dieselben die Näherung an die Beobachtungen erwarten dürfen, welche wir früher durch Deutung des Vorzeichenwechsels der verticalen Amplitudencomponente erhielten.

Wir erhalten znnächst das bemerkenswerthe Resultat, dass die Grösse der Phasenänderung ganz allgemein von dem Polarisationsazimut der einfallenden Welle abzuhängen scheint. Berücksichtigen wir aber, dass die Doppelbrechung an circularpolarisirenden Medien nur eine sehr geringe ist, dass also $i_2' - i_2 = \epsilon$ nur eine sehr kleine Grösse darstellt, so bemerken wir, dass für die parallel zur Einfallsebene reflectirte Componente die Phasenänderung nur für ein Polarisationsazimut der einfallenden Welle in der Nähe von $\Theta = \pm \pi/2$ der Beobachtung zugängliche Werthe annehmen könnte, wenn nicht zugleich die Amplitudencomponente parallel zur Einfallsebene ausserordentlich schwach würde. Für die senkrecht zur Einfallsebene reflectirte Componente können wir analoge Bemerkungen für ein Polarisationsazimut der einfallenden Welle in der Nähe von $\Theta = \pm 0$ machen. Es ist zweifelhaft, ob für diese Phasenänderungen die Beobachtung Andeutungen geben kann.

Dagegen lassen unsere Formeln für die senkrecht zur Einfallsebene reflectirte Componente eine auch durch die Beobachtung wahrnehmbare Phasenänderung in der Nähe des durch $i_1 + i_2 = \frac{1}{2}\pi$ definirten Einfallswinkels erwarten. Setzen wir:

1) W. Voigt, Wied. Ann. 21. p. 532. 1884.

$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2} + A, \quad \text{also:} \quad i_1 + i_2' = \frac{\pi}{2} + A + \varepsilon,$$

wo auch A eine kleine Grösse sei, so werden:

$$C = -(\varepsilon + 2A) \sin(i_1 - i_2), \quad N = 2 \cos(i_1 - i_2),$$

$$D = +\frac{\varepsilon}{2} \sin 2(i_1 - i_2),$$

$$\operatorname{tg} \delta_1' = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 2A} \cos \Theta \cos(i_1 - i_2).$$

Je nachdem das isotrope circularpolarisirende Medium ein rechts- oder linksdrehendes ist, gibt dieser Ausdruck die erreichte Phasenänderung $\frac{1}{2}\lambda$ an für den durch die Gleichung $A = -$ oder $+\frac{1}{2}\varepsilon$ definirten Einfallswinkel, ein Unterschied zwischen rechts und linksdrehenden Medien, welcher bei der Kleinheit von ε der Beobachtung entgehen wird. Dagegen dürfte sich in dem Sinne der Phasenänderung ein Einfluss von rechts- und linksdrehenden Medien wohl nachweisen lassen, und die Grösse der Phasenänderung als abhängig von der Grösse und dem Vorzeichen der Einfallsazimutes Θ ergeben; allerdings wird man bei der Jamin'schen Beobachtungsweise in der Wahl des Einfallsazimutes an ein beschränktes Intervall gebunden sein.

Wir definiren auch hier Polarisationswinkel als den Winkel, unter dem natürliches Licht auffallen muss, damit das reflectirte Licht ein Maximum von Polarisation aufweist. Es wird der Winkel sein, für den das Hauptpolarisationsazimut der reflectirten Welle Θ_1 von dem Azimut der einfallenden Welle unabhängig wird. Der allgemeine Ausdruck:

$$\operatorname{tg}^2 \Theta_1 = \frac{C^2 \sin^2 \Theta + D^2 \cos^2 \Theta}{B^2 \sin^2 \Theta + A^2 \cos^2 \Theta}$$

wird von Θ unabhängig, wenn:

$$A^2 C^2 - B^2 D^2 = 0.$$

Thatsächlich fällt auch dieser so definirte Polarisationswinkel nicht mit dem Einfallswinkel zusammen, für welchen die verticale Amplitudencomponente ein Maximum von Phasenänderung ergibt. Der Beobachtung wird aber der Unterschied dieser beiden Winkel völlig entgehen, fallen dieselben doch schon nach der ersten Annäherung in den durch $A = -\frac{1}{2}\varepsilon$ definirten Einfallswinkel zusammen, welchen die

Beobachtung schwerlich von dem durch $i_1 + i_2 = \frac{1}{2}\pi$ definirten wird trennen können. Ebenso wird die geringe Abweichung, unter der beim Polarisationswinkel das Polarisationshauptazimut gegen die Einfallsebene geneigt ist — und zwar in entgegengesetztem Sinne bei rechts- und linksdrehenden Medien — der Beobachtung entgehen.

Ich schliesse mit einigen Bemerkungen über die Phasenänderungen bei der Reflexion an optisch anisotropen circularpolarisirenden Mitteln. Ein besonderes Interesse gewährt der Fall, in dem für Incidenzen in der Nähe des Polarisationswinkels die beiden gebrochenen Wellennormalen in die Nähe der optischen Axe fallen.

Die Rechnung zeigt, dass die Verhältnisse dann doch ungleich verwickelter werden, als es auf den ersten Blick erscheinen mag. Der Unterschied zwischen circularpolarisirenden isotropen und anisotropen Mitteln ist in der Polarisation der letzteren begründet, und so tritt dann hier sofort die Frage nach der Existenz uniradialer Azimute für die einfallende und reflectirte Welle in den Vordergrund.

Eine vorläufig angestellte Untersuchung scheint die Möglichkeit zu zeigen, dass zur Feststellung eines unterscheidenden Einflusses von rechts- und linksdrehendem Bergkrystall auf die Phasenänderung des reflectirten Lichtes in beiden Fällen eine ganz genaue Kenntniss der Lage der optischen Axe gegen die spiegelnde Grenzfläche nothwendig werden kann, insbesondere ob von dem Einfallslloth gerechnet die optische Axe diesseits oder jenseits der gebrochenen Wellennormalen liegt.

Ich werde auf eine diesbezügliche genaue theoretische Untersuchung in einer späteren Arbeit zurückkommen. In dieser Note halte ich eine solche für um so weniger nothwendig, als den Folgerungen gegenüber, welche K. Schmidt¹⁾ aus seinen Beobachtungen gezogen hat, abgesehen von meinen Andeutungen noch immer der Einwand von W. Voigt²⁾, die Reinheit der Oberfläche betreffend, besteht.

1) K. Schmidt, Wied. Ann. **29**. p. 451. 1886.

2) W. Voigt, Wied. Ann. **30**. p. 190. 1887.

Wenn es mir durch vorstehende Bemerkungen gelungen sein sollte, zu weiteren experimentellen Untersuchungen der Phasenänderung bei partieller Reflexion an durchsichtigen, insbesondere an anisotropen Mitteln nach obigen Gesichtspunkten womöglich unter Anwendung verschiedener Methoden anzuregen, so würde ich den Zweck dieser Note vollkommen erfüllt sehen, auch wenn die Beobachtung (an absolut reinen Flächen) zu Abweichungen führen sollte. Nach der Jamin'schen Methode hat eine einschlägige Arbeit Hr. Dr. K. Schmidt in unserem mathematisch-physikalischen Laboratorium in Aussicht genommen.

Königsberg i. Pr., 12. April 1888.

Nachtrag. Ich verdanke Hrn. Geh. Rath v. Helmholtz die Kenntniss einer nach Abschluss meiner Arbeit erschienenen Dissertation von R. Ritter „Ueber die Reflexion des Lichtes an parallel zur optischen Axe geschliffenem Quarz“. Der Verfasser beschränkt sich auf die Untersuchung der beiden Fälle, in denen die optische Axe parallel und senkrecht zur Einfallsebene steht. Die Resultate befinden sich in vollständiger Uebereinstimmung mit den von mir in vorstehender Arbeit theoretisch entwickelten Folgerungen.

Königsberg i. Pr., 26. Mai 1888.

VIII. *Ueber die Electrisirung von Metallplatten durch Bestrahlung mit electrischem Licht; von Wilhelm Hallwachs.*¹⁾

Am Schlusse einer vor Kurzem veröffentlichten Arbeit²⁾ hatte ich erwähnt, dass sich, nach Vorversuchen zu urtheilen, Metallplatten bei der Bestrahlung mit electrischem Licht electrostatisch laden. Dass es sich dabei nicht um Ladungen auf Potentiale, welche mit dem Goldblattelectroskop zu er-

1) Aus den Gött. Nachr. mitgetheilt vom Verfasser.

2) W. Hallwachs, Wied. Ann. 33. p. 301. 1888.