

Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Encyklopaedie der Naturwissenschaften

Optik

Winkelman, Adolph

1894

Die Natur des Lichtes

Die Natur des Lichtes.

I. Grundvorstellungen.

Ueber die Natur des Lichtes haben ursprünglich zwei verschiedene Vorstellungsweisen geherrscht, die sogenannte Emanationstheorie und die Undulationstheorie. Die erstere hatte ihren Hauptvertreter in NEWTON¹⁾. Nach ihm verursachen kleine Partikelchen, welche von einem leuchtenden Punkte mit sehr grosser Geschwindigkeit fortgeschleudert werden, die Empfindung des Lichtes. Die Partikelchen bewegen sich geradlinig mit constanter Geschwindigkeit, so lange sie sich in einem homogenen Medium befinden, an der Grenze zweier verschiedener Medien tritt aber eine Richtungsänderung der Bahn der Lichtpartikelchens ein. Das Gesetz, nach welchem dieselbe stattfindet, das sogenannte Brechungsgesetz, findet man auf Grund folgender Ueberlegung: Zerlegt man die Geschwindigkeit eines an die ebene Grenzfläche zweier Medien auftreffenden Lichtpartikelchens in zwei Componenten, von denen die eine der Grenze parallel, die andere senkrecht zu ihr gerichtet ist, so wird die erste nicht geändert, da man diese Geschwindigkeit nach Belieben als in dem ersten oder in dem zweiten Medium stattfindend sich denken kann, dagegen wird die letztere geändert, da die Lichtfortpflanzungsgeschwindigkeit in verschiedenen Medien als verschieden anzunehmen ist, falls bei der Brechung überhaupt eine Richtungsänderung stattfindet. Wenn man nun berücksichtigt, dass die in beiden Medien resultirenden Geschwindigkeiten des Lichtpartikelchens in einem für die beiden Medien charakteristischen Verhältniss stehen, so folgt unmittelbar das SNELLIUSsche Brechungsgesetz, und zwar ergibt sich nach dieser Vorstellung direkt, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in demjenigen der beiden Medien, in welchem der Weg des Lichtpartikelchens einen kleineren Winkel mit dem Einfallslot einschliesst, die grössere ist.

Auch das Reflexionsgesetz wird nach der Emanationstheorie erklärt, jedoch sind schon bei diesen verhältnissmässig einfachen optischen Erscheinungen die Erklärungen unvollständig, da die Theorie über die Menge des reflektirten und gebrochenen Lichtes keinen Aufschluss zu geben vermag. Noch weit unwahrscheinlicher wird die Theorie, wenn sie auf Interferenz- oder Diffractionsphänomene angewandt wird, da die Zahl der neu einzuführenden Hilshypothesen sehr stark wächst, und da trotz dieser die Erscheinungen zum Theil unrichtig beschrieben werden.

Die zweite der genannten Theorien, die Undulationstheorie, ist von HUYGENS²⁾ entwickelt. Nach ihm besteht das Licht in einer schwingenden Bewegung einer sehr feinen, alle Körper und den leeren Raum durchdringenden Materie, des Lichtäthers, welcher seinen Schwingungszustand mit einer endlichen Geschwindigkeit, die in verschiedenen Medien verschieden ist, fortzupflanzen befähigt ist. Vor HUYGENS fassten allerdings schon DESCARTES³⁾ und HOOKE⁴⁾ das Licht als einen Schwingungszustand des Aethers auf, ihre Vorstellungsweise erwies sich aber als

1) NEWTON, Optics. London 1704.

2) HUYGENS, Traité de la lumière. Leyden 1690. — Auch in OSTWALD's Klassikern, No. 20.

3) DESCARTES, Dioptrica. 1637. Principia philosophiae III. 1644. Mundus sive dissertatio de lumine. 1704.

4) HOOKE, Micrographia. London 1665.

unfruchtbar, da sie die Fortpflanzung dieser Bewegung für zeitlos hielten, entgegen den Beobachtungen, welche RÖMER in den Jahren 1670—1676 über die Verfinsterung der Jupitermonde angestellt hatte. Daher ist HUYGENS als Begründer der Undulationstheorie anzusehen.

HUYGENS führte die Gesetze der geradlinigen Fortpflanzung, der Reflexion und Brechung auf ein einziges Princip zurück, welches üblich jetzt das Princip der einhüllenden Wellen genannt wird. Nach HUYGENS ist jeder Punkt des Raumes, nach welchem eine Erschütterungswelle fortgepflanzt ist, der Erregungsmittelpunkt eines neuen Wellensystems. Daher treffen in jedem Punkte P des von der Primär-Welle durchlaufenen Raumes in einem bestimmten Zeitpunkte unendlich viele von verschiedenen Punkten ausgehende Wellen zusammen. Das obige Princip sagt nun aus, dass dieselben nur dann zu einer merkbaren Lichtbewegung Anlass geben, wenn sie in P gleich gerichtet sind, d. h. eine gemeinsame Tangentialebene besitzen. Der Ort der fortgepflanzten Wellenbewegung ist daher die Enveloppe der Elementarwellen, die Richtung des Lichtstrahls wird gefunden, wenn man den Punkt P mit dem Erschütterungscentrum einer die Enveloppe in P berührenden Elementarwelle verbindet.

Hieraus erklärt sich zunächst die geradlinige Fortpflanzung des Lichtes, d. h. die Identität¹⁾ des geometrischen und des optischen Schattens, da für keinen Punkt innerhalb des geometrischen Schattens eines Körpers die Elementarwellen sich berühren. — Ausserdem erklärt sich das Gesetz der Reflexion und Brechung in einfacher Weise. Fasst man die Punkte der ebenen Grenze zweier verschiedener Medien, auf welche eine ebene Lichtwelle auffällt, als Erschütterungscentren auf, so beginnen dieselben bei einer schief einfallenden Welle ihre Erschütterungen in nacheinander folgenden Zeiten, und zwar ist die Zeitdifferenz, welche zwischen dem Beginn der von zwei Punkten P_1 und P_2 der Grenze fortgepflanzten Erschütterungen verstreicht, ihrem Abstände proportional. Hieraus folgt, dass die Enveloppe der von der Grenze ausgesandten Wellen zwei Ebenen sind, von denen die eine (im ersten Medium, in welchem das Licht einfällt) in Bezug auf die Grenze symmetrisch zu der einfallenden Wellenebene liegt (Reflexionsgesetz), während die Richtung der in dem zweiten Medium fortgepflanzten Wellenebene, in welchem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes verschieden von derjenigen im ersten Medium ist, mit der Richtung der einfallenden Wellenebene nach dem SNELLIUS'schen Brechungsgesetz verknüpft ist. Aus dieser Construction ergibt sich unmittelbar, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in demjenigen Medium, in welchem der Lichtstrahl, d. h. die Normale zur Wellenebene, den kleineren Winkel mit dem Einfallslot bildet, die kleinere ist.

Nur in letzterem Punkte unterscheidet sich also die von der Undulationstheorie gegebene Erklärung der Brechung von der nach der Emanationstheorie gegebenen. Jedoch erweist sich erstere schon bei der Behandlung dieser optischen Erscheinungen der letzteren überlegen, da sie die Möglichkeit einer theoretischen Ableitung auch der reflektirten und gebrochenen Lichtmengen zulässt, wie YOUNG im Jahre 1803 für den Fall senkrechter Incidenz darthat; in eminentem Maasse erweist sich aber die grössere Fruchtbarkeit der Undulationstheorie, falls es sich um die Erklärung von Interferenz-Erscheinungen handelt, welche sie auf die natürlichste Weise ohne neue Hilfshypothesen leistet.

¹⁾ Dass diese Identität nur eine angenäherte ist, zeigte erst FRESNEL in seiner Theorie der Diffraktionserscheinungen (Oeuvres complètes I, pag. 201), in welcher er obiges HUYGENS'sches Princip mit dem Princip der Interferenz verband.

Würde allein schon dieser Punkt genügt haben, die Emissionstheorie endgültig zu verlassen, so ist es doch immerhin von grossem Werth, dass es FOUCAULT¹⁾ gelungen ist, einen direkten Beweis ihrer Unzulässigkeit erbracht zu haben, indem er nach seiner auf pag. 7 dieses Bandes beschriebenen Methode die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Wasser kleiner fand, als in Luft.

Dass das Licht sich in optisch dichteren Medien langsamer fortpflanzt, als in Luft, kann man noch durch andere Experimente bestätigt finden, wenn man zu ihrer Erklärung sich auf den Boden der HUYGENS'schen Theorie stellt.

Lässt man z. B. das von dem einen Spiegel des FRESNEL'schen Zweispiegelversuchs reflektirte Lichtbündel eine dünne Glas- oder Glimmerplatte durchsetzen, so verschiebt sich das System der Interferenzfransen nach der Seite der eingeschalteten Platte.

Ebenso spricht die Verengerung der Ringe bestimmter Ordnung eines NEWTON'schen Farbenglases, welche bei Ersetzung der Luftschicht desselben durch Wasser eintritt, für geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in letzterem.

Obleich also NEWTON's Grundvorstellungen zu verwerfen sind, so hat derselbe dennoch um die weitere Ausbildung auch der Undulationstheorie sich Verdienste erworben, indem durch seine Arbeiten über die Dispersion und die Farben dünner Blättchen das Princip der Periodicität der Lichtbewegung eingeführt wurde. Dieses ist besonders von EULER²⁾ betont, er erkannte als der erste die Abhängigkeit der Farbe von der Schwingungsdauer und die Analogie zwischen Farbe und Tonhöhe.

So vortheilhaft auch diese Analogie zur Vorstellbarkeit vieler optischer Erscheinungen war, so war sie doch der allgemeinen Anerkennung der Undulationstheorie eine grosse Zeit lang hinderlich. Es machte zwar die Theorie von HUYGENS keinerlei Voraussetzungen über die Richtung der Bewegung in den Wellen, implicite war aber doch die ursprüngliche Vorstellung die, dass die Wellenbewegung eine longitudinale sei, da man den Lichtäther als Flüssigkeit auffasste, und in einer solchen nur longitudinale Wellen auftreten. Nach dieser Vorstellung konnte aber HUYGENS nicht die von ihm im Doppelspath entdeckten Erscheinungen erklären, und dies war der Grund, weshalb NEWTON die Undulationstheorie, welche zunächst nach den Arbeiten YOUNG's mit Evidenz bestätigt schien, verwarf, und für die neuen Erscheinungen eine Erklärung auf dem Boden seiner Emanationstheorie suchte. Bei diesen Erscheinungen treten gewisse Richtungsunterschiede auf, und diese suchte NEWTON durch eine den Magneten analoge Polarisation der Lichtpartikelchen zu erklären. In Folge dieser NEWTON'schen Auffassung werden die hierhin gehörigen optischen Phänomene Polarisationserscheinungen genannt. Es soll zunächst eine Beschreibung der experimentellen Thatsachen und dann der hieraus für die Natur der Lichtbewegung gezogenen Schlüsse folgen.

II. Das polarisirte Licht.

a) Herstellungsweise.

Wir nennen einen Lichtstrahl polarisirt, wenn er sich nicht rings um seine Fortpflanzungsrichtung gleichmässig verhält. Man kann dies daran erkennen, dass eine Drehung des Lichtstrahls um die Richtung der Fortpflanzung als Axe

¹⁾ FOUCAULT, Ann. de chim. et de phys. (3) 41, pag. 129. 1854.

²⁾ EULER, Mém. de Berl. 1745, pag. 13; 1746, pag. 141.

eine Aenderung in den beobachteten Lichterscheinungen hervorruft. Eine solche ist zuerst von HUYGENS¹⁾ beobachtet. Er fand, dass ein durch einen isländischen Doppelspath hindurchgegangener Lichtstrahl im Allgemeinen in zwei Lichtstrahlen von gleicher Intensität²⁾ getheilt wird. Lässt man nun einen der beiden aus dem Krystall austretenden Strahlen neuerdings auf einen Kalkspathkrystall fallen, so zeigt sich, dass der Lichtstrahl auch dann noch im Allgemeinen in zwei zerlegt wird, deren Intensität aber je nach der Orientirung der beiden Kalkspathkrystalle zu einander verschieden ist. Man nennt daher die beiden aus dem ersten Krystall austretenden Strahlen polarisirt, und da der eine derselben im zweiten Krystall dieselben Erscheinungen hervorruft, wie der andere, falls man den ersten Krystall um 90° um die Strahlrichtung dreht, so nennt man die beiden aus dem ersten Kalkspath austretenden Strahlen rechtwinklig zu einander polarisirt.

Ausser dem Kalkspath besitzt noch eine grosse Anzahl anderer Krystalle die Eigenschaft der Doppelbrechung. Für alle gilt die Regel, dass die beiden austretenden Strahlen rechtwinklig zu einander polarisirt sind.

Verweilen wir zunächst bei den Erscheinungen am Kalkspath. Die beiden Strahlen, in welche sich der einfallende zertheilt, liegen in dem Hauptschnitt des Krystalls, d. h. in derjenigen Ebene, welche durch das Einfallslot und die krystallographische Hauptaxe geht. Der eine der beiden Strahlen geht bei senkrechter Incidenz ungebrochen hindurch, d. h. er befolgt das gewöhnliche Brechungsgesetz und wird daher der ordentliche oder ordinäre Strahl genannt, der andere Strahl wird abgelenkt, befolgt also ein aussergewöhnliches Brechungsgesetz und heisst daher der ausserordentliche oder extraordinäre.

Will man die Richtungsunterschiede der Polarisation der beiden Strahlen auf eine feste Ebene beziehen, so wählt man dazu am zweckmässigsten den Hauptschnitt, resp. die zu ihm parallel durch einen Strahl gelegte Ebene. Der Hauptschnitt ist in der That eine besonders ausgezeichnete Ebene, indem die Intensitäten der aus dem zweiten Krystall austretenden Strahlen, welche im Allgemeinen vier an der Zahl sind, nur abhängen von der Lage der Hauptschnitte der beiden Krystalle gegen einander, und zwar nur von der absoluten Grösse ihres Winkels, nicht von seinem Vorzeichen. In letzterer Thatsache spricht sich aus, dass die Eigenschaften des ordentlichen sowohl, wie des ausserordentlichen Strahles symmetrisch zum Hauptschnitt liegen müssen.

Man nennt den Hauptschnitt die Polarisationsebene des ordentlichen Strahles, eine Ausdrucksweise, mit der vorläufig weiter nichts gesagt ist, als dass dieser Strahl rings um seine Fortpflanzungsrichtung herum sich nicht gleichmässig verhält, dass aber die nach verschiedenen Richtungen stattfindenden Verschiedenheiten symmetrisch zu seiner Polarisationsebene, dem Hauptschnitt, liegen.

Da, wie wir oben sahen, der ausserordentliche Strahl rechtwinklig zum ordentlichen polarisirt ist, so muss man consequenter Weise die zum Hauptschnitt senkrechte Ebene die Polarisationsebene des ausserordentlichen Strahles nennen. Man drückt, diese Bezeichnung auch in der Form aus, dass man sagt, der ordentliche Strahl sei im Hauptschnitt, der ausserordentliche senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt.

Das Gesetz, nach welchem die Intensität der beiden in einem Doppelspath sich bildenden Strahlen von der Lage der Polarisationsebene des einfallenden

¹⁾ HUYGENS, l. c., pag. 89.

²⁾ Dies gilt nur in gewisser Annäherung, s. weiter unten.

Lichtes abhängt, ist zuerst von MALUS¹⁾ ausgesprochen. Bezeichnet man mit α den Winkel jener Ebene mit dem Hauptschnitt des Krystals, so verhalten sich nach MALUS die Intensitäten des ordentlichen und ausserordentlichen Strables wie $\cos^2\alpha : \sin^2\alpha$.

MALUS giebt nicht an, ob er durch eigentliche photometrische Messungen zu diesem Gesetz gelangt sei. Die von LANGIER und PETIT im Auftrage von ARAGO²⁾ ausgeführten Messungen bestätigten das MALUS'sche Gesetz mit einer Genauigkeit von ungefähr $\frac{1}{30}$ des Intensitätsverhältnisses der beiden Strahlen. Seitdem ist dies Gesetz als auch innerhalb engerer Grenzen gültig angenommen und bei photometrischen Messungen öfter benutzt, wie z. B. von BEER, HAGEN, PROVOSTAYE und DESAINS.

Indessen zeigte WILD³⁾ durch genauere Messungen, dass das MALUS'sche Gesetz nicht streng gültig ist, vielmehr das Intensitätsverhältniss der beiden in einem Kalkspathrhomboëder bei senkrechter Incidenz sich bildenden Strahlen gleich $C \cdot \cos^2\alpha : \sin^2\alpha$ ist, wo die Constante C sich aus der Beobachtung desjenigen Winkels α ergibt, für welchen die Intensitäten der beiden Strahlen gleich sind. Diesen beobachtete WILD nicht zu 45° , wie er nach MALUS sein müsste, sondern zu $44^\circ 36'$, wobei der Beobachtungsfehler nur $\pm 30''$ betrug. Dieser Werth stimmt bis auf $2'$ mit demjenigen überein, welcher aus der NEUMANN'schen Theorie⁴⁾ folgt, die diese Erscheinungen strenger, d. h. unter Rücksicht auf die an den Grenzflächen des Kalkpaths stattfindenden Intensitätsverluste durch Reflexion zu berechnen gestattet. Unter ihrer Berücksichtigung folgt ferner, dass die Intensitäten der beiden im Kalkspathrhomboëder sich bildenden Strahlen, falls unpolarisirtes Licht einfällt, nicht genau gleich sind, sondern dass der ordentliche Strahl um $\frac{1}{33}$ seiner Intensität schwächer ist, als der ausserordentliche.

Die Constante C hängt von der Natur des doppelbrechenden Krystalles und seiner Orientirung ab. Für Bergkrystall ist C merklich gleich 1; für ein Kalkspathbruchrhomboëder ergibt sich nach dieser Beobachtung WILD's C zu 0.9725, für ein Nicol'sches Prisma mit schiefen Endflächen (s. unten) ist nach BASSO's Berechnung⁵⁾ $C = 0.9773$.

Der Durchgang des Lichtes durch Doppelpath war lange Zeit die einzige Methode, um polarisirtes Licht zu erhalten, bis im Jahre 1810 MALUS⁶⁾ eine wesentlich davon verschiedene zweite Methode entdeckte: Das unter einem gewissen Einfallswinkel (55° etwa) vom Glase reflektirte Licht zeigt dieselben Eigenschaften, wie die beiden durch Kalkspath hindurchgegangenen Strahlen; und zwar verhält sich für dasselbe die Einfallsebene, d. h. die durch den einfallenden Lichtstrahl und das Einfallslot gehende Ebene, gerade so, wie der Hauptschnitt des Kalkpaths zu dem ordentlichen Strahl, eine Thatsache, welche man constatiren kann, wenn man das durch Reflexion polarisirte Licht auf einen Kalkspathkrystall fallen lässt. Es ist daher die Einfallsebene die Polarisationsebene des unter dem gewissen Winkel reflektirten Lichtes, d. h. man kann auch sagen: dasselbe ist in der Einfallsebene polarisirt.

Weiterhin zeigte MALUS, dass nicht nur Glas oder Wasser, sondern alle

1) MALUS, Théorie de la double réfraction. Paris 1810.

2) ARAGO, Mém. scientifique t. I, pag. 179.

3) WILDO, POGG. Ann. 118, pag. 193. 1863.

4) F. NEUMANN, Abhandl. d. Berl. Akad. 1835.

5) BASSO, Atti dell' Acc. delle Sc. di Torino, 22, pag. 671. 1887.

6) MALUS, Bulletin de la Soc. Philom. I, No. 16. — Mémoires d'Arcueil, I, pag. 113.

durchsichtigen Substanzen dem Lichte die gleiche Modifikation ertheilen, dass jedoch der Einfallswinkel, unter welchem dieses geschah, und den er Polarisationswinkel nannte, für die verschiedenen Substanzen verschieden sei. Er konnte jedoch nicht eine Beziehung zwischen diesem Winkel und den sonstigen optischen Eigenschaften der Substanzen auffinden.

Eine solche Beziehung entdeckte BREWSTER¹⁾ durch Experimente an 18 verschiedenen Körpern.

Das nach ihm benannte BREWSTER'sche Gesetz lautet: die Tangente des Polarisationswinkels ist gleich dem Brechungsexponenten der Substanz. Hieraus folgt, dass das reflektirte Licht dann die Eigenschaft der Polarisation erhält, wenn der reflektirte Strahl senkrecht zum gebrochenen steht.

Lässt man das unter dem Polarisationswinkel von einer Glasfläche reflektirte Licht von einer zweiten Glasfläche unter demselben Winkel reflektiren, so ist, wie MALUS gefunden hat, die Intensität des reflektirten Lichtes gleich $J \cos^2 \alpha$, wobei α den Winkel zwischen den beiden Einfallsebenen der zwei Glasflächen bedeutet, und J die Intensität des reflektirten Lichtes, falls jene beiden Einfallsebenen zusammenfallen.

Die Erscheinungen des zweimal unter dem Polarisationswinkel an Glas reflektirten Lichtes werden bequem studirt an dem von NÖRREBERG construirten Polarisationsapparat²⁾.

Eine dritte Methode, polarisirtes Licht herzustellen, besteht darin, einen Lichtstrahl durch einen Satz paralleler Glasplatten unter einem Einfallswinkel, welcher gleich dem Polarisationswinkel ist, hindurchzuschicken. Auf den Grad der hierdurch erreichten Polarisation wird später zurückgekommen werden.

Die Methode, polarisirtes Licht durch Reflexion oder Brechung zu erhalten, hat den Vortheil vor der auf der Doppelbrechung beruhenden, dass man nur einerlei polarisirtes Licht erhält, aber den Nachtheil der geringeren Intensität desselben, und was besonders störend ist, den, dass die Polarisation in gewissem Maasse unvollständig ist, wie wir unten sehen werden.

In gewissen Fällen erhält man auch durch Doppelbrechung nur einerlei polarisirtes Licht, nämlich bei denjenigen Krystallen, welche die beiden Strahlen ungleich stark absorbiren. Wählt man die Dicke der Krystallplatte genügend gross, so tritt nur ein Lichtstrahl aus derselben heraus. In hervorragendem Maasse besitzt diese Eigenschaft der Tourmalin, wie BIOT³⁾ gefunden hat. Eine zwischen 1 und 2 mm dicke Platte desselben, welche seiner krystallographischen Hauptaxe parallel ist, lässt nur den ausserordentlichen Strahl durch.

In noch stärkerem Maasse absorbirt ein von HERAPATH hergestelltes Chininsalz⁴⁾ einen der gebrochenen Strahlen, sodass auch dieses als Polarisationsinstrument zu gebrauchen ist.

Bei dem Gebrauche dieser absorbirenden Krystalle ist aber die Intensitätsverminderung, welche auch der durchgehende Strahl in hohem Maasse erleidet, ein Uebelstand. Daher ist es vortheilhafter, ein stark doppelt brechendes Prisma, z. B. ein Kalkspathprisma, dessen brechende Kante zur krystallographischen

¹⁾ BREWSTER, Phil. Trans. 1815, pag. 125.

²⁾ HACHETTE, Nouv. Bull. de la soc. philom. année 1833, pag. 86. Abbildung und Beschreibung desselben s. Lehrbuch der Physik und Meteorologie von MÜLLER, bearb. von PFAUNDLER. 8. Aufl., 2. Bd. pag. 486. Braunschweig 1879. MASCART, Traité d'Optique, 2. Bd. Paris 1890, pag. 30.

³⁾ BIOT, Ann. de chim. et de phys. 94, pag. 191. 1815.

⁴⁾ STOKES, Rep. of the Brit. Assoc. Part. II., pag. 15. 1852.

Hauptaxe parallel ist, anzuwenden und dasselbe durch ein zu ihm inverses Glasprisma zu achromatisiren.

SÉNARMONT¹⁾ hat an Stelle des Glasprismas ein Kalkspathprisma gesetzt, dessen Axe senkrecht zu einer seiner Flächen steht, während bei dem zweiten an das erste ange kittete Kalkspathprisma die Axe senkrecht zur brechenden Kante und in einer Prismenfläche liegt. Bei senkrecht einfallendem Licht geht daher der ordentliche Strahl ungebrochen, der ausserordentliche gebrochen hindurch. — Eine noch grössere Divergenz der beiden Strahlen wird in dem von WOLLASTON²⁾ angegebenen Prisma erreicht, allerdings mit Verzicht auf Achromatisirung. —

Ein dem WOLLASTON'schen in gewissem Maasse ähnliches Prisma hat AHRENS³⁾ construirt⁴⁾. — Das von DOVE⁵⁾ construirte Prisma bezweckt ebenfalls eine weite Trennung des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles. Dasselbe ist ein gleichschenkelig rechtwinkliges Kalkspathprisma, von welchem die eine Kathetenfläche senkrecht, die andere parallel zur optischen Axe liegt. Der ordentliche Strahl, welchen man allein benutzen will, erleidet eine zweimalige Brechung an den Kathetenflächen und eine Totalreflexion an der Hypothenusenfläche.

Wenn auch bei diesen Prismen durch die Divergenz der beiden Strahlen leicht der eine abzublenden ist, so bieten die sogenannten Polarisationsprismen, welche durch Totalreflexion einen Strahl nicht zum Durchtritt gelangen lassen, doch grösseren Vortheil. Man kann dieselben in zwei Gruppen sondern, je nachdem der ordentliche, oder der ausserordentliche Strahl vernichtet wird.

Bei der ersten Gruppe verfährt man so, dass ein prismatischer Kalkspathkörper durch einen Schnitt in zwei congruente Hälften zertheilt wird, zwischen welche eine Substanz in dünner Schicht verbreitet wird, welche einen Brechungsexponenten besitzt, der kleiner als der dem ordinären Strahl entsprechende ist. Ueberschreitet daher der Einfallswinkel desselben an der Schicht einen gewissen Betrag, so wird der ordinäre Strahl an ihr totalreflektirt und an den geschwärzten Seitenflächen des Prismas vernichtet, während der extraordinäre Strahl, dessen Brechungsexponent beim Kalkspath stets kleiner ist, als der des ordinären⁶⁾, eventuell noch durch die Schicht treten kann.

Die verschiedenen nach diesem Princip construirten Prismen unterscheiden sich nach der Orientirung der Begrenzungsflächen und der Zwischenschicht zur krystallographischen Hauptaxe des Kalkspaths, sowie nach der Wahl des Zwischenmediums.

Die erste von NICOL⁷⁾ angegebene Herstellungsart ist folgende: Man spaltet

¹⁾ DE SÉNARMONT, Ann. de chim. et de phys. (3) 50, pag. 480. 1857.

²⁾ WOLLASTON, Phil. Trans. of the Roy. Soc. 1820, I, pag. 126.

³⁾ AHRENS, Phil. Mag. (5) 19, pag. 69. 1885.

⁴⁾ Eine besondere Anwendung eines Doppelp Prismas, in welchem der ordinäre Strahl nicht abgelenkt wird, sondern nur der extraordinäre, zur Messung der Grösse eines Gegenstandes bei bekannter Entfernung, oder zur Messung letzterer bei bekannter Grösse hat ROCHON (Nova Acta Acad. Petropol. VI) gemacht. Diese Vorrichtung wird das ROCHON'sche Mikrometer genannt.

⁵⁾ DOVE, POGG. Ann. 122, pag. 18. 1864.

⁶⁾ Letzterer ist für gelbes Licht 1·658; ersterer schwankt zwischen diesem Werth und 1·486, je nach der Richtung der Wellennormale.

⁷⁾ NICOL, Edinb. new phil. Journ. No. 11, pag. 83. 1828; No. 54, pag. 332. 1839. — S. auch POGG. Ann. 29, pag. 182. 1833; 44, pag. 168. 1838; 49, pag. 238. 1840; 50, pag. 25. 1840.

aus wasserhellem Kalkspath ein Rhomboëder, welches reichlich dreimal so lang als breit ist, schleift die Endflächen, deren Neigungswinkel gegen die Seitenkanten ursprünglich 72° beträgt, so ab, dass dieser Winkel 68° gross wird, und führt durch das Prisma den Schnitt so, dass er senkrecht zu den Endflächen und der Ebene der Längsaxe und krystallographischen Hauptaxe steht. Als Zwischenmedium verwendet man Canadabalsam. — Der Oeffnungswinkel des in das Prisma eintretenden Lichtkegels, dessen ordinäre Strahlen noch total reflektirt werden (er soll im Folgenden mit Gesichtsfeld bezeichnet werden), beträgt etwa 30° . Es ist übrigens zu beachten, dass bei einem convergent eintretenden Lichtbündel die Polarisation der austretenden Strahlen nicht mehr vollständig ist, indem die Lage ihrer Polarisationssebene etwas mit ihrer Neigung variiert.

Ein Uebelstand an dem NICOL'schen Prisma ist die grosse Länge im Verhältniss zur Breite, sowie die schiefe Lage der Endflächen gegen die Prismenaxe. Durch ersteres ist ein grosser Materialaufwand bedingt, durch letzteres eine ungleichmässige Intensitätsvertheilung in den austretenden Lichtstrahlen verschiedener Richtung. Dem ersteren Mangel kann man abhelfen durch schiefere Lage der Endflächen, andererseits kann man Prismen mit geraden Endflächen herstellen¹⁾, wobei aber das Verhältniss der Länge zur lichten Weite noch weiter wächst (auf 3·75).

Durch Wahl einer anderen Zwischenschicht kann man das Prisma bedeutend verkürzen, allerdings auf Kosten der Grösse des Gesichtsfeldes. Dies findet beim FOUCAULT'schen Prisma²⁾ statt, in welchem die Zwischenschicht aus Luft besteht; die beiden Stücke, in welches ein Spaltrhomböeder von ungefähr der $1\frac{1}{2}$ fachen Länge im Verhältniss zur Breite zerschnitten ist, werden, ohne sich zu berühren, nur durch die Fassung zusammengehalten. Das Gesichtsfeld beträgt nur 8° . Die Wahl eines Zwischenmediums mit einem Brechungssexponenten, welcher stark von denen des Kalkspaths abweicht, hat indessen den Nachtheil, dass störende Wirkungen entstehen durch die mehrfach in der Zwischenschicht reflektirten Bilder.

Man erhält vervollkommnete Leistungen gegenüber den von den bisher genannten Polarisationsprismen gelieferten, wenn man die Orientirung des prismatischen Kalkspathkörpers anders wählt, d. h. zu Seitenflächen nicht mehr Spaltflächen verwendet. So vergrössert THOMPSON³⁾ das Gesichtsfeld auf 39° , indem er die krystallographische Hauptaxe senkrecht zur Prismenaxe wählt, und den Schnitt in den Hauptschnitt verlegt. GLAZEBROOK⁴⁾ construirte ein diesem gleich orientirtes Prisma mit geraden Endflächen, welches nach ihm noch den Vortheil bietet, dass divergent austretende Lichtstrahlen möglichst eben polarisirt sind (s. oben).

Von diesem Prisma unterscheidet sich das GLAN'sche⁵⁾ nur durch die Wahl der Luft als Zwischenschicht. Dadurch wird eine bedeutende Verkürzung herbeigeführt, die Länge beträgt nur das 0·83fache der Breite. Das Gesichtsfeld ist 8° .

Eine dieser in gewisser Weise ähnliche Construction wendeten MADAN und AHRENS⁶⁾ an, welche bei einem Prisma, dessen Länge doppelt so gross wie

¹⁾ Vergl. K. FEUSSNER, Zeitschr. f. Instrkde. 4, pag. 41. 1884.

²⁾ FOUCAULT, Compt. rend. 45, pag. 238. 1857. — POGG. Ann. 102, pag. 642. 1857.

³⁾ S. P. THOMPSON, Phil. Mag. (5) 12, pag. 349. 1881.

⁴⁾ GLAZEBROOK, Phil. Mag. (5) 15, pag. 352. 1883.

⁵⁾ P. GLAN, CARL's Repert. 16, pag. 570. 1880; 17, pag. 195. 1881.

⁶⁾ MADAN und AHRENS, La Nature 31, pag. 371. 1885.

die Breite, und dessen Zwischenschicht ebenfalls Luft ist, ein Gesichtsfeld von 28° erhielten.

Die Frage, wie ein Polarisationsprisma mit geraden Endflächen und symmetrisch zur Prismenaxe liegendem Gesichtsfeld am günstigsten, d. h. mit möglichst grossem Gesichtsfeld zu construiren sei, hat FEUSSNER¹⁾ untersucht. Es muss dazu die Hauptaxe des Kalkspaths senkrecht zum Schnitt liegen und der Brechungsexponent der Zwischenschicht gleich dem der ausserordentlichen Strahlen, d. h. ungefähr gleich 1.49 sein. Ein solches Prisma würde ein Gesichtsfeld von fast 42° besitzen, und seine Länge das 4.02 fache der Breite sein.

Durch Verkürzung des Prismas wird das Gesichtsfeld kleiner, wie es bei dem im Uebrigen ähnlich construirtten Prisma von HARTNACK und PRAZMOWSKI²⁾ der Fall ist, welches bei 3.5 facher Länge im Verhältniss zur Breite ein Gesichtsfeld von 35° besitzt³⁾.

In der zweiten Gruppe von Polarisationsprismen wird der extraordinäre Strahl durch Totalreflexion entfernt, indem eine Kalkspathplatte die Zwischenschicht zweier gleicher Medien mit genügend hohem Brechungsexponenten bildet⁴⁾. Ein solches Prisma ist zuerst von JAMIN⁵⁾ construirt, indem er die Platte in einen mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Glastrog tauchte. ZENKER⁶⁾ hat den JAMIN'schen Polarisator dadurch dauerhafter zu machen gesucht, dass er den Schwefelkohlenstoff durch Flintglas ersetzte. Der Vortheil dieser Constructionen besteht in der Materialersparniss. Ausserdem ist man nicht mehr an Kalkspath gebunden, sondern kann, wie FEUSSNER⁷⁾ vorschlug, Natronsalpeter als Zwischenplatte verwerthen, welcher deshalb noch günstiger als Kalkspath ist, weil bei ihm die Differenz der Brechungsexponenten des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles eine noch grössere ist (1.587 zu 1.336). Das Gesichtsfeld wächst bei der Wahl des Natronsalpeters an Stelle des Kalkspaths von 44° auf 56° , das Verhältniss der Prismenlänge zur Breite nimmt von 4.25 auf 3.34 ab.

Diesen ähnliche Constructionen hat ferner BERTRAND⁸⁾ vorgeschlagen.

b) Interferenz des polarisirten Lichtes.

Die von ARAGO im Jahre 1811 beobachteten Farbenerscheinungen von Krystallblättchen, welche sich zwischen zwei polarisirenden Vorrichtungen befinden, veranlassten FRESNEL und ARAGO⁹⁾ zum Studium der Interferenz des polarisirten Lichtes.

¹⁾ FEUSSNER, l. c. pag. 45. Ueber die genauere Berechnung vergl. auch W. GROSSE, die gebräuchlichen Polarisationsprismen etc. Clausthal 1889 . — Verhandl. d. Ges. deutsch. Naturf. **11**, pag. 33—36. 1891 .

²⁾ HARTNACK und PRAZMOWSKI, CARL's Repert. **II**, pag. 217. 1866 . — Ann. de chim. et de phys. (4), **7**, pag. 181. 1866 . — POGG. Ann. **127**, pag. 494; **128**, pag. 336. 1866 .

³⁾ Betreffs nach anderen Constructionen vergl. THOMPSON, Phil. Mag. (5) **21**, pag. 476. 1886 .

⁴⁾ Dieser Vorschlag ist zuerst von E. SANG in der R. Soc. Edinb. im Jahre 1837 gemacht. Vergl. Proc. R. Soc. Edinb. **18**, pag. 323. 1891 .

⁵⁾ JAMIN, POGG. Ann. **137**, pag. 174. 1869 .

⁶⁾ Zeitschr. f. Instrkde. **4**, pag. 50. 1884 .

⁷⁾ ibid.

⁸⁾ BERTRAND, Compt. rend. **99**, pag. 538. 1884 .

⁹⁾ FRESNEL, Mém. sur l'influence de la polarisation dans l'action, que les rayons lumineux exercent les uns sur les autres. 1816 ; Oeuvr. compl. **I**, pag. 385 u. 410. — ARAGO et FRESNEL, Ann. de chim. et de phys. (2) **10**, pag. 288. 1819 ; Oeuvr. compl. de FRESNEL **I**, pag. 507; Oeuvr. compl. d'ARAGO **10**, pag. 132.

Zunächst stellte ARAGO die Frage auf, ob polarisirte Strahlen wie gewöhnliche interferiren. In der That zeigten sich die inneren Streifen des Beugungsbildes eines sehr schmalen Körpers unter Anwendung polarisirten Lichtes in gleicher Weise wie beim gewöhnlichen Licht.

FRESNEL liess hierauf die von einem Lichtpunkt kommenden Strahlen durch ein Kalkspathrhomboëder treten, um zu sehen, ob die von den beiden Bildern des leuchtenden Punktes kommenden, rechtwinklig gegen einander polarisirten Strahlenbüschel im gemeinsamen Felde Interferenzstreifen hervorbringen in der Weise, wie bei seinem Spiegelversuch. Durch besondere Anordnungen sorgte er dafür, dass die beiden Strahlen keinen erheblichen Gangunterschied erhielten, was am vollkommensten dadurch erreicht wurde, dass das Licht zwei identische Kalkspathrhomboëder hintereinander in rechtwinklig zu einander gekreuzten Lagen durchsetzte. Der beiden austretenden Strahlenbüscheln gemeinsame Raum zeigte keine Interferenzstreifen. FRESNEL schloss daraus, dass zwei rechtwinklig zu einander polarisirte Lichtstrahlen nicht interferenzfähig sind. — ARAGO gab hiervon einen Beweis, der von der Doppelbrechung unabhängig ist, indem er die beiden von zwei einander nahen Spaltöffnungen kommenden Strahlen, welche im gewöhnlichen Lichte Interferenzstreifen erzeugen, durch zwei identische, unabhängig von einander drehbare Glimmerplatten-Sätze (s. o. pag. 628) polarisirte. Waren dieselben einander parallel, so erschienen die Interferenzstreifen wie beim gewöhnlichen Lichte, waren sie rechtwinklig zu einander, so verschwanden die Streifen völlig. Dies Experiment kann noch bequemer mittelst zweier gleich dicker, unabhängig von einander drehbarer Turmalinplatten ausgeführt werden.

Gemeinsam führten die genannten Physiker das Experiment in der Weise aus, dass sie vor die beiden Spaltöffnungen ein Gypsblättchen schalteten. Es erscheint nur ein Interferenzstreifensystem. Dieses ist als eine Uebereinanderlagerung zweier congruenter Streifensysteme aufzufassen, deren jedes aus der Interferenz der ordentlichen und ausserordentlichen Strahlen entsteht und die sich deshalb decken, weil die Gangunterschiede der in jedem System zur Interferenz gelangenden Strahlen die gleichen sind. Würden die ordentlichen mit den ausserordentlichen Strahlen ebenfalls interferiren können, so müssten noch zwei andere Streifensysteme auftreten, welche in Folge der ungleichen Geschwindigkeiten des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles im Krystall zu beiden Seiten vom centralen Streifensystem in einiger Entfernung von demselben sich befinden müssten. Ihr Ausbleiben beweist die Nicht-Interferenzfähigkeit zweier rechtwinklig zu einander polarisirter Strahlen.

Zerschneidet man das Gypsblättchen in der Mitte zwischen den beiden Spaltöffnungen und dreht den einen Theil um einen rechten Winkel, so verschwindet das centrale Streifensystem und es treten zwei seitliche Systeme auf. Diese rühren nun her von der Interferenz der ordentlichen Strahlen, welche die eine Hälfte des Gypsblättchens durchsetzt haben, mit den ausserordentlichen Strahlen, welche die andere Hälfte des Gypsblättchens durchsetzten und mit ersteren parallel polarisirt sind. Aus dem Verschwinden des centralen Streifensystems schliesst man in gleicher Weise wie vorhin auf die Nicht-Interferenzfähigkeit zweier rechtwinklig zu einander polarisirter Strahlen.

FRESNEL und ARAGO untersuchten weiterhin die Interferenzfähigkeit zweier rechtwinklig zu einander polarisirter Strahlen, welche sie auf dieselbe Polarisations-ebene zurückführten, indem sie dieselben durch einen Kalkspath treten liessen, dessen Hauptschnitt um 45° gegen jede der Polarisations-ebenen der beiden Strahlen geneigt war. Die von ihnen gefundenen Gesetze sind folgende:

- 1) Zwei in derselben Richtung polarisirte Strahlen interferiren wie gewöhnliches Licht.
- 2) Zwei rechtwinklig polarisirte Strahlen interferiren nicht.
- 3) Zwei von einem natürlichen Strahle herrührende rechtwinklig polarisirte Strahlen interferiren auch dann nicht, wenn sie auf dieselbe Polarisationsrichtung gebracht werden.
- 4) Zwei von einem polarisirten Strahle herrührende rechtwinklig polarisirte Strahlen interferiren, wenn sie auf dieselbe Polarisationsrichtung gebracht werden.
- 5) Wenn zwei von einem polarisirten Strahle herrührende rechtwinklig polarisirte Strahlen, auf dieselbe Polarisationsrichtung gebracht, interferiren, so muss in gewissen Fällen der wirklichen Differenz der durchlaufenen Wege eine halbe Wellenlänge zugefügt werden. Diese treten dann ein, wenn die Polarisationsebene, auf welche die beiden Strahlen zurückgeführt werden, mit der ursprünglichen Polarisationsebene nicht in demselben von den Polarisationsrichtungen der beiden Strahlen gebildeten Quadranten liegt.

Die FRESNEL-ARAGO'schen Versuche sind von STEFAN¹⁾, MACH und ROSICKY²⁾ erweitert und modificirt, indem sie das Princip der spectralen Auflösung von im weissen Licht hervorgerufenen Interferenz- resp. Beugungserscheinungen anwandten.

c) Analytische Darstellung der Lichtbewegung.

Nach der HUYGHENS'schen Undulationstheorie besteht die Lichtbewegung in der Entfernung der Aethertheilchen aus ihrer Ruhelage oder, wie wir kurz sagen wollen, in gewissen Elongationen der Aethertheilchen. Haben wir es mit streng homogenem Licht zu thun, d. h. Licht von einerlei Farbe, so ist die Elongation der Aethertheilchen in einem bestimmten Punkte (sie soll im Folgenden mit s bezeichnet werden) nach den von NEWTON und EULER eingeführten Auffassungen eine periodische Function der Zeit t . Nennt man T die Periode der Lichtbewegung, so ist s entwickelbar in eine Reihe nach den \sin und \cos der Vielfachen der Grösse $\frac{2\pi t}{T}$. Wir sind nun berechtigt, mit dem ersten Glied der Entwicklung abzubrechen, einerseits, da wir Licht, dessen Periode $\frac{1}{2}T$ ist, als wesentlich andere Farbe empfinden, als solches mit der Periode T , und da andererseits Licht einerlei Farbe sich nur noch in seiner Intensität unterscheiden kann, dagegen eine Verschiedenheit, wie sie der Klangfarbe gleich hoher Töne entspricht, nicht wahrzunehmen ist.

Durch Zusammenziehung des \sin und \cos kann man daher den Ansatz machen

$$s = A \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + p \right). \quad (1)$$

A heisst die Amplitude, das Argument des \sin die Phase der Lichtbewegung.

Die Entwicklungen des Folgenden sind nicht daran gebunden, dass s gerade die oben genannte specielle Bedeutung hat, sie gelten vielmehr, falls man überhaupt nur voraussetzt, dass bei der Lichtbewegung die periodische Aenderung irgend einer Vectorsgrösse maassgebend ist. s kann daher auch z. B. eine

¹⁾ J. STEFAN, Wien. Ber. (2) 66, pag. 425. 1872.

²⁾ E. MACH und W. ROSICKY, Wien. Ber. (2) 72. 1875.

elektrische Verschiebung bedeuten, oder eine Drehung, welche ein Volumenelement des Aethers ausführt. Wegen dieser allgemeinen Gültigkeit wird s im Folgenden oft als Lichtvector bezeichnet werden, falls aber die Bequemlichkeit des Ausdrucks es wünschenswerth macht, wird von der speciellen, anfangs erörterten Vorstellung Gebrauch gemacht werden.

Senden zwei leuchtende Punkte P_1 und P_2 gleichgerichtete Erschütterungen nach einem Punkte P und hätten die von P_1 und P_2 einzeln hervorgerufenen Lichtvectors s_1 und s_2 die Werthe:

$$s = A_1 \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \rho_1\right), \quad s_2 = A_2 \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \rho_2\right), \quad (2)$$

so ist der in P resultirende Lichtvector s die Summe der Vectors s_1 und s_2 , d. h. es ist

$$s = s_1 + s_2 = A \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \rho\right). \quad (3)$$

Dabei ist

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\rho_1 - \rho_2), \quad (4)$$

$$\text{tang } \rho = \frac{A_1 \sin \rho_1 + A_2 \sin \rho_2}{A_1 \cos \rho_1 + A_2 \cos \rho_2}. \quad (4')$$

Nach diesen Gleichungen ist der Lichtvector in einem Punkte P leicht zu bilden, falls beliebig viel leuchtende Punkte parallel gerichtete Erschütterungen dorthin senden. — Sind diese nicht mehr parallel, so muss man die einzelnen Lichtvectors in P nach drei zu einander rechtwinkligen Richtungen x, y, z zerlegen. Die Componenten nach derselben Richtung kann man dann nach dem Schema obiger Gleichungen addiren. Hieraus erkennt man, dass die allgemeinste Lichtbewegung, welche in P stattfinden kann, durch die Gleichungen dargestellt wird:

$$u = A \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \rho\right), \quad v = B \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + q\right), \quad w = C \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + r\right), \quad (5)$$

worin u, v, w die Componenten des Lichtvectors nach den rechtwinkligen Richtungen x, y, z bedeuten.

Man erhält die Bahn, welche die Aethertheilchen bei der Lichtbewegung beschreiben, falls man t aus den Gleichungen (5) eliminirt. Es folgt aus (5)

$$\frac{u}{A} \sin(q - r) + \frac{v}{B} \sin(r - \rho) + \frac{w}{C} \sin(\rho - q) = 0, \quad (6)$$

d. h. die Bahn ist eine ebene Curve. Die Gleichungen ihrer Projectionen auf die Coordinatenebenen erhält man durch Elimination von t aus je zweien der Gleichungen (5). So folgt für die Projection die xy -Ebene:

$$\frac{u^2}{A^2} + \frac{v^2}{B^2} - \frac{2uv}{AB} \cos(\rho - q) = \sin^2(\rho - q). \quad (7)$$

Diese Curve stellt eine Ellipse dar, diese ist also die allgemeinste Form der Bahn eines Aethertheilchens. Bezeichnet man das Axenverhältniss derselben durch $\text{tang } i$, den Winkel einer Hauptaxe der Ellipse mit der x -Axe durch ϑ , so ist

$$\sin 2i = \frac{2AB}{A^2 + B^2} \sin(\rho - q), \quad \text{tang } 2\vartheta = \frac{2AB}{A^2 - B^2} \cos(\rho - q). \quad (8)$$

Aus den Gleichungen (5) erkennt man, dass diese Ellipse, falls $\rho > q$ ist, in dem Sinne einer Drehung durchlaufen wird, welche die positive x -Axe mit der positiven y -Axe zur Deckung bringt. Bei Wechsel des Vorzeichens der Phasendifferenz $\rho - q$ ändert sich der Sinn, in welchem die Aethertheilchen die

Ellipse durchlaufen. — Bei stetiger Veränderung jener Phasendifferenz geht die Bahn in der xy -Ebene stetig aus elliptischer Form in zwei gerade Linien über, wie man leicht diskutieren kann aus (7) und (8). Für $p - q = \frac{\pi}{2}$ und $A = B$ geht die Bahn in einen Kreis über.

Es soll jetzt die Schwingungsart näher untersucht werden, wie sie im polarisirten Lichte, z. B. in dem durch einen Kalkspath gegangenen ordinären Strahl, stattfindet. Dass der Lichtvector nicht in der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes liegen kann, dass also die Wellen keine longitudinalen sein können, ergibt sich ohne Weiteres, da sonst die Richtungsunterschiede des polarisirten Lichtes nicht zu erklären wären. Daher erklärte FRESNEL¹⁾ die Lichtbewegung für eine transversale, welchen Gedanken schon vor ihm HOOKE²⁾ ausgesprochen, aber nicht an beweisenden Experimenten durchgeführt hatte, und zwar schloss FRESNEL aus der Nichtinterferenz rechtwinklig zu einander polarisirter Strahlen, dass die Schwingungen geradlinig seien, und entweder in oder senkrecht zur Polarisations-ebene erfolgen. Der von FRESNEL hierfür gegebene³⁾ Beweis, welcher nicht zwingend ist, ist später von VERDET⁴⁾ vervollständigt. Im Folgenden ist derselbe etwas modificirt.

Die Componenten des Lichtvectors in einem Punkte P sind nach den Gleichungen (5) gegeben durch die Ausdrücke:

$$u_1 = A \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + p \right), \quad v_1 = B \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + q \right), \quad w_1 = C \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + r \right).$$

Ausser der durch diese Gleichungen definirten Lichtbewegung soll in P noch eine solche stattfinden, wie sie herrührt von einem rechtwinklig zu dem vorigen polarisirten Strahl, welcher mit ihm die gleiche Intensität besitzt, aber auf seinem Wege einen Phasenunterschied δ gegen die im ersten Strahl stattfindende Lichtbewegung erhalten haben mag. Die FRESNEL-ARAGO'schen Versuche zeigen, dass ein rechtwinklig zu einem anderen polarisirter Strahl dadurch defint ist, dass letzterer um 90° gedreht wird um seine Fortpflanzungsrichtung als Axe. Wählen wir dazu die z -Achse, so werden daher die Componenten des Lichtvectors, wie sie durch den zweiten Strahl in P hervorgerufen werden, gegeben durch:

$$u_2 = B \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + q + \delta \right), \quad v_2 = -A \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + p + \delta \right), \\ w_2 = C \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + r + \delta \right).$$

Die resultirende Lichtbewegung hat die Componenten

$$u = u_1 + u_2, \quad v = v_1 + v_2, \quad w = w_1 + w_2.$$

Nennt man die Amplituden derselben A' , B' , C' , so ist nach der Gleichung (4)

$$A'^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos(\delta + q - p), \\ B'^2 = A^2 + B^2 - 2AB \cos(-\delta + q - p), \\ C'^2 = 2C^2(1 + \cos \delta).$$

Die Intensität eines Lichtstrahls wird nun defint als die innerhalb einer Schwingungsperiode stattfindende mittlere lebendige Kraft der Bewegung der Aethertheile. Diese ist aber, wie man durch Rechnung leicht erhält, proportional

1) FRESNEL, Oeuvr. compl. I, pag. 394.

2) HOOKE, Micrographia, London 1665.

3) FRESNEL, Oeuvr. compl. II, pag. 493.

4) VERDET, Compt. rend. 32, pag. 46. 1850.

der Summe der Quadrate der Amplituden der nach den Coordinatenrichtungen genommenen Componenten des Lichtvectors.

Nennen wir daher die Intensität J , und sehen von dem Proportionalitätsfaktor ab, so ist

$$J = A'^2 + B'^2 + C'^2 = 2(A^2 + B^2 + C^2) + 2C^2 \cos \delta - 4AB \sin(q - p) \sin \delta.$$

Man beobachtet nun bei einer Ueberlagerung zweier rechtwinklig zu einander polarisirter Strahlen auf allen Stellen des auffangenden Schirmes, d. h. für jeden Werth von δ , eine constante Intensität. Da also J von δ unabhängig sein soll, so folgt

$$C = 0, \quad AB \sin(q - p) = 0.$$

Erstere Relation besagt, dass die Schwingungen senkrecht zum Lichtstrahl stattfinden, letztere sagt nach der Gleichung (8), dass dieselben geradlinig sind. Da nun die Eigenschaften des Lichtstrahls symmetrisch in Bezug auf seine Polarisationssebene sein müssen, so erfolgen die Schwingungen entweder in der Polarisationssebene oder senkrecht zu ihr. Es ist zu bemerken, dass letzter Schluss nur für isotrope Medien gültig ist, d. h. z. B. für die Schwingungen der durch einen Kalkspath gegangenen Strahlen in Luft. Für die Schwingungen im Krystall selbst ist jener Schluss nicht berechtigt, da dort die Symmetrieeigenschaften aufhören. — Ueber die Versuche, welche man angestellt hat, um zu entscheiden, ob die Schwingungen in oder senkrecht zur Polarisationssebene erfolgen, soll in einem späteren Capitel die Rede sein.

Nach der soeben auseinandergesetzten Schwingungsweise der Aethertheilchen im polarisirten Licht erklären sich das vierte und fünfte der FRESNEL-ARAGO'schen Gesetze (cf. pag. 633) ohne Schwierigkeit.

Die geradlinige Polarisation des Lichtes ist ein specieller Fall der Polarisation welcher immer dann eintritt, wenn wir uns nach einer der eben beschriebenen Methoden nur einen polarisirten Strahl verschaffen, z. B. durch Reflexion oder durch Anwendung einer Turmalinplatte, oder durch ein Polarisationsprisma, welches den einen der zwei Strahlen vernichtet. Durch Zusammensetzung zweier nicht in derselben Ebene polarisirter Strahlen erhält man den allgemeineren Fall polarisirten Lichtes, in welchem nach den obigen Auseinandersetzungen die Aethertheilchen in elliptischer resp. circulärer Form schwingen, die Bewegung geht dann aber stets noch rechtwinklig zur Fortpflanzungsrichtung, d. h. transversal vor sich. Ausser diesen transversal-elliptisch polarisirten Lichtbewegungen, welche im Allgemeinen in durchsichtigen Medien die einzig möglichen sind, kann man nun aber in der That durch gewisse Mittel, z. B. Totalreflexion oder Anwendung absorbirender Medien, auch den oben genannten allgemeineren Fall der schief- resp. longitudinal-elliptischen Lichtschwingungen realisiren.

III. Das natürliche und partiell polarisirte Licht.

Ist das Verhalten eines Lichtstrahls rings um seine Fortpflanzungsrichtung herum das gleiche, so nennen wir ihn einen unpolarisirten oder natürlichen Lichtstrahl. Letztere Bezeichnung rührt daher, weil das von einem leuchtenden Körper ausgehende Licht im Allgemeinen keine Polarisation zeigt, d. h. dies Verhalten das natürliche ist. Indess ist es nicht nöthig, dass ein Lichtstrahl rings um die Fortpflanzungsrichtung wirklich das gleiche Verhalten zeigt, um doch die dem natürlichen Lichte charakteristischen Eigenschaften zu besitzen. Diese letzteren sind folgende:

1) Die Intensität der beiden Strahlen, in welche sich ein Strahl natürlichen Lichtes bei senkrechter Incidenz auf einen doppeltbrechenden Krystall theilt, ist (abgesehen von den durch Reflexion stattfindenden Verlusten, cf. oben pag. 627) von der Orientirung des Krystalls unabhängig. Mit anderen Worten, die Amplitude der Componente des Lichtvectors, welche nach einer beliebigen, senkrecht zur Fortpflanzung liegenden Richtung genommen wird, ist von der Lage derselben unabhängig.

2) Diese Eigenschaft des natürlichen Lichtes geht im Gegensatz zu dem circular polarisirten Lichte nicht verloren, wenn man seinen nach zwei senkrechten Richtungen genommenen Componenten eine beliebige Phasendifferenz ertheilt (z. B. durch Totalreflexion oder Durchgang durch eine Platte eines doppeltbrechenden Mediums).

Diese Eigenschaften des natürlichen Lichtes kann man nur¹⁾ erklären, wenn man annimmt, dass die Schwingungsweise eines natürlichen Lichtstrahls in einer für das Auge nicht mehr wahrnehmbaren schnellen Zeitfolge wechselt, dass also die beiden zu einander und zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Componenten des Vectors eines natürlichen Lichtstrahls durch die Formeln ausgedrückt werden:

$$u = \sum A \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + p \right), \quad v = \sum B \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + q \right), \quad (9)$$

wo die Summen über die verschiedenen successiven Schwingungen zu erstrecken sind.

Die beiden genannten charakteristischen Eigenschaften polarisirten Lichtes drücken sich, wie VERDET²⁾ gezeigt hat, in den Gleichungen aus:

$$\sum A^2 = \sum B^2, \quad \sum AB \cos(p - q) = 0, \quad \sum AB \sin(p - q) = 0. \quad (10)$$

Hiernach kann man auf unendlich viel Arten Licht von den Eigenschaften des unpolarisirten sich hergestellt denken, z. B. kann man $p - q = 0$ oder $= \pi$ annehmen, den Lichtstrahl also aus nur geradlinig polarisirten Einzelstrahlen zusammengesetzt denken.

DOVE³⁾ hat in der That bei einem Lichtstrahl, welcher ein schnell rotirendes NICOL'Sches Prisma durchsetzte, alle Eigenschaften des natürlichen Lichtes constatirt. — Man erhält aber auch natürliches Licht, wenn man der Phasendifferenz $p - q$ alle möglichen Werthe beilegt. — Am einfachsten kann man natürliches Licht dadurch sich hergestellt denken, dass die Aethertheilchen zunächst eine gewisse Anzahl mal eine bestimmte Ellipse durchlaufen, darauf aber eine andere Anzahl mal eine andere Ellipse, deren Lage zu der ersten leicht aus den Gleichungen (10) abzuleiten ist. Der Durchlaufungssinn der ersten Ellipse muss dem der zweiten entgegengesetzt sein, da $p - q$ wegen der letzten der Gleichungen

¹⁾ Von vielen Autoren werden die Eigenschaften natürlichen Lichtes dadurch zu erklären gesucht, dass sie annehmen, es seien in jedem auch noch so schmalen Strahl natürlichen Lichtes ausserordentlich viele Strahlen verschiedenen, aber im Laufe der Zeit nicht wechselnden Polarisationszustandes enthalten. Diese Erklärung ist aber deshalb unzulässig, weil Erschütterungen einer Anzahl benachbarter Punkte, auch wenn sie für jeden Punkt anders gerichtet sind, Wellen entstehen lassen, deren Polarisationszustand eine stetige Function des Ortes ist. Also auch in diesem Falle würde an jeder Stelle des Raumes die Lichtbewegung einen gewissen, mit der Zeit sich nicht ändernden Polarisationszustand besitzen, welcher mit den Eigenschaften des natürlichen Lichtes nicht verträglich wäre.

²⁾ VERDET, Ann. de l'Ecole norm. 2, pag. 291. 1865; Mondes 8, pag. 252. 1865.

³⁾ DOVE, POGG. Ann. 71, pag. 97. 1847.

(10) nicht in der Summe einerlei Vorzeichen haben darf, und da mit dem Vorzeichen dieser Grösse der Durchlaufungssinn wechselt (pag. 634).

Jedenfalls ist es nicht möglich, durch ein Experiment näheren Aufschluss über die Natur der Aetherschwingungen im unpolarisirten Licht zu erhalten, wie STEFAN¹⁾ versucht hat, da, wie STOKES²⁾ gezeigt hat, zwei aus Einzelstrahlen zusammengesetzte Vibrationssysteme, welche in den vier Grössen: ΣA^2 , ΣB^2 , $\Sigma AB \cos(p - q)$, $\Sigma AB \sin(p - q)$ übereinstimmen, völlig gleiche optische Wirkung haben — nach STOKES Benennung äquivalente Systeme sind. Bei der dargelegten Auffassung des natürlichen Lichtes ist das dritte der FRESNEL-ARAGO'schen Gesetze (cf. pag. 633) leicht erklärt. Während nämlich ein Einzelstrahl des natürlichen Lichtstrahls wohl ein gewisses Interferenzstreifensystem hervorbringen würde, so bringt ein anderer Einzelstrahl, dessen Polarisationssebene nicht in demselben von den senkrecht aufeinander stehenden Polarisationsebenen der beiden Polarisatoren gebildeten Quadranten liegt, nach dem letzten der FRESNEL-ARAGO'schen Gesetze ein Fransensystem hervor, dessen Minima auf die Maxima des ersten fallen. Daher interferiren zwei senkrecht zu einander polarisirte Strahlen natürlichen Lichtes nicht, auch wenn sie auf dieselbe Polarisationssebene gebracht werden.

Die Auffassung des natürlichen Lichtes als eine Succession verschiedener Schwingungen besitzt, wie AIRY³⁾ zuerst bemerkt hat, noch die Schwierigkeit, dass die Veränderungen der Lage und Gestalt der Vibrationsellipse des natürlichen Lichtes, wenn dieses in der Farbe absolut homogen sein soll, nicht als continuirlich gedacht werden können. Denn bei continuirlicher Aenderung der Bahn kann die resultirende Bewegung als aus zwei Bewegungen verschiedener Schwingungsdauer zusammengesetzt angesehen werden. So ist bei einer gleichmässigen Drehung der Polarisationssebene linear polarisirten Lichtes, wie beim DOVE'schen Experiment, der Lichtstrahl als aus zwei entgegengesetzt rotirenden, circular polarisirten Strahlen der Schwingungszahlen $N + n$ und $N - n$ zusammengesetzt anzusehen, wo N die Schwingungszahl des einfallenden Lichtes bedeutet, n die Zahl der Umdrehungen der Polarisationssebene in der Sekunde.

Dass diese Auffassung richtig ist, hat RIGHI⁴⁾ durch ein Experiment gezeigt, in welchem durch geeignete Anordnungen die beiden circular polarisirten Strahlen verschiedener Schwingungszahl in geradlinige, gleichgerichtet polarisirte Strahlen verwandelt werden, welche zur Interferenz gelangen. In diesem Falle hängt die resultirende Amplitude von der Zeit ab, und in der That beobachtete RIGHI eine Bewegung der Interferenzstreifen, indem durch einen festen Punkt des auffangenden Schirmes zwei n Interferenzfransen in der Sekunde hindurchwanderten, entsprechend der Differenz zwei n der Schwingungszahlen der interferirenden Strahlen. Diese Erscheinung ist, ganz dem der Schwebungen zweier fast gleich hoher Töne analog.

Diese Schwierigkeit, welche LIPPICH⁵⁾ zu complicirten Annahmen über die Aetherschwingungen im natürlichen homogenen Lichte veranlasst hat, fällt aber nicht sehr ins Gewicht, wenn man annimmt, dass die Aenderungen der Bahn der Aethertheilchen nur sehr langsam im Verhältniss zu ihrer Schwingungs-

¹⁾ STEFAN, Wien. Ber. 50, pag. 380. 1864; POGG. Ann. 124, pag. 623. 1864.

²⁾ STOKES, Phil. Mag. (4) 3, pag. 316. 1852.

³⁾ AIRY, Cambr. Trans. 4, pag. 79, 198. 1831.

⁴⁾ RIGHI, Journ. de Phys. (2) 2, pag. 437. 1883.

⁵⁾ LIPPICH, Wien. Ber. (2) 48, pag. 146. 1863.

geschwindigkeit vor sich gehe, dass also in dem betrachteten Beispiel n sehr klein gegen N sei, da in diesem Falle die Homogenität des Lichtes wenigstens sehr annähernd erhalten bleibt.

Dass nun in der That diese Annahme berechtigt ist, haben FIZEAU und FOUCAULT¹⁾ gezeigt, welche durch spectrale Zerlegung der von einem FRESNEL'schen Spiegel hervorgebrachten Interferenzfigur noch Interferenzen bei einem Gangunterschied von 4000 Wellenlängen beobachteten.

Noch in anderer Weise hat FIZEAU²⁾ gezeigt, dass bei einer Phasendifferenz, wie sie 50000 Wellenlängen entspricht, noch die Interferenzen ganz ungestört auftreten. Er beobachtete die Ringe eines NEWTON'schen Farbenglases, welches durch eine Flamme beleuchtet war, die ein Gemisch von vier Theilen rektificirten käuflichen Methylalkohols mit einem Theil absoluten Alkohols lieferte. Die geringe Menge des in beiden vorhandenen Kochsalzes färbte die Flamme rein gelb, so dass in ihr nur die D -Linie, welche im wesentlichen aus zwei verschiedenen Wellenlängen besteht, auftrat. Durch Vergrößerung des Abstandes wanderten die Ringe und die Zahl der durch eine bestimmte Marke hindurchgegangenen Ringe giebt direkt die Vergrößerung des Gangunterschiedes der beiden an der Vorder- und Rückfläche der Luftsicht reflektirten, zur Interferenz gelangenden Lichtstrahlen in Wellenlängen an. Betrug dieselbe 500 Wellenlängen, so verschwanden die Ringe, weil die dunkeln Stellen der von dem einen Bestandtheil der D -Linie gelieferten Interferenzfigur auf die hellen Stellen der von dem anderen Bestandtheil der D -Linie gelieferten Ringe fallen. Bei 1000 Wellenlängen Gangunterschied waren die Interferenzen wieder sehr deutlich. FIZEAU konnte 52 Reihen deutlicher Ringe vorübergehen lassen, ohne dass die Interferenzen aufhörten.

Hieraus ist also zu schliessen, dass, falls wirklich das natürliche Licht in einer Succession verschiedener Schwingungszustände besteht, dieselben so langsam vor sich gehen, dass in einem Zeitraum, welcher grösser als 50000 Schwingungsdauern ist, das Licht noch als wesentlich von einerlei Schwingungsart anzusehen ist. Der Zeitraum von 50000 Schwingungsdauern hat ungefähr den Werth $2 \cdot 10^{-15}$ sec.

Ist daher dies eine untere Grenze für die Dauer der Constanz des Schwingungszustandes natürlichen Lichtes, so kann man auch eine obere für dieselbe angeben, innerhalb deren also das natürliche Licht seinen Schwingungszustand schon oft gewechselt haben muss. Mit Hilfe der HERTZ'schen Versuchsanordnung kann man die Dauer einer einzelnen elektrischen Entladung unter den Werth $2 \cdot 10^{-9}$ sec herabdrücken. Würde das von einer solchen Entladung herrührende Licht keine nachweisbaren Spuren von Polarisation enthalten, so würde $2 \cdot 10^{-9}$ sec ein Werth für jene obere Grenze sein. — Diesbezügliche Versuche sind bei diesen schnellen Entladungen noch nicht angestellt.

Ein Vibrationssystem, welches einer oder mehreren der Gleichungen (10) nicht genügt, entspricht dem sogen. partiell polarisirten Licht. Es lassen sich stets zwei Richtungen x und y , welche senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung liegen, auffinden, für welche die zweite jener Gleichungen erfüllt ist. Die nach diesen Richtungen genommenen Componentensummen ΣA^2 und ΣB^2 sind ein Maximum resp. Minimum. Die Differenz $\Sigma A^2 - \Sigma B^2$ wird als Quantum des

¹⁾ FIZEAU und FOUCAULT, Ann. de chim. et de phys. (3) 26, pag. 138. 1849.

²⁾ FIZEAU, Ann. de chim. et de phys. (3) 66, pag. 429. 1862; POGG. Ann. 119, pag. 87. 1863.

im Strahl enthaltenen polarisirten Lichtes bezeichnet. Ist die letzte der Gleichungen (10) gleichzeitig mit der zweiten derselben erfüllt, so kann man den Lichtstrahl als aus einem natürlichen und einem linear polarisirten Strahle zusammengesetzt denken. Ist die letzte der Gleichungen (10) nicht erfüllt, so kann der Strahl aus einem natürlichen und einem elliptisch polarisirten entstanden gedacht werden. — Bei Zusammensetzung eines natürlichen Strahles mit einem circular polarisirten ist die erste der Gleichungen (10) erfüllt, nach Durchgang des Strahles durch eine doppelbrechende Platte aber nicht mehr.

Ein partiell polarisirter Lichtstrahl ist daran zu erkennen, dass er sich beim Durchgang durch einen doppelbrechenden Krystall in zwei Strahlen theilt, deren Intensität mit dessen Lage wechselt, aber nie ganz verschwindet.

Man erhält partiell polarisirtes Licht bei der Reflexion und Brechung eines natürlichen, auf ein durchsichtiges Medium einfallenden Strahles. ARAGO¹⁾ hat das Gesetz aufgestellt und durch ein einfaches Experiment bestätigt, dass der reflektirte und gebrochene Strahl gleiche Quantitäten polarisirten Lichtes enthalten, und zwar liegt die Ebene der grössten Intensität im reflektirten Lichte senkrecht zu der im gebrochenen. Dies Gesetz folgt direkt aus der Ueberlegung, dass die Intensität des reflektirten und gebrochenen Strahles zusammen gleich der Intensität des einfallenden sein müssen, und zwar einzeln für die Componenten, welche parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirt sind.

Ebenfalls ist das blaue Himmelslicht partiell polarisirt. — Ueber die Bestimmungsmethoden des Quantum der Polarisation cf. unten.

IV. Dichte des Lichtäthers.

Während die Entwicklungen des Vorigen nur basirten auf der undulatorischen Natur des Lichtes, dagegen unabhängig von specielleren Vorstellungen über dieselbe waren, so hat der Begriff der Dichte des Lichtäthers nur einen Sinn, wenn man sich auf den mechanischen Standpunkt der Lichttheorie stellt, nach der die kinetische Energie der Lichtbewegung gemessen wird durch das halbe Produkt aus der Dichte des Lichtäthers in das Quadrat der Geschwindigkeit seiner Theilchen. — Die Dichte ist als sehr klein, aber nicht als streng Null anzunehmen, da die Energie der Lichtbewegung einen durchaus merkbaren und messbaren Betrag besitzt.

THOMSON²⁾ hat eine untere Grenze für die Dichtigkeit des Lichtäthers angegeben auf Grund der von POUILLET gemessenen Sonnenstrahlung. Dieselbe beträgt $1240 \text{ cm}^2 \cdot \text{gr} \cdot \text{sec}^{-2}$.

Dieser Betrag von Energie muss gleich sein der Energie, welche in einer schwingenden Aethermasse von $V \text{ cm}^3$ Volumen enthalten ist, wo V die in cm und sec ausgedrückte Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes bezeichnet. Die kinetische Energie der Volumeneinheit ist nun jedenfalls kleiner als $s \cdot v^2$, wo s die Dichte des Aethers, d. h. die Masse der Volumeneinheit, v die grösste Geschwindigkeit der schwingenden Theilchen bedeutet. Setzt man $v : V = n$, so folgt

$$s > \frac{4}{n^2} \cdot 10^{-29}.$$

¹⁾ ARAGO, Oeuvr. compl. 7, pag. 323 u. 379. 1812; das Gesetz ist nur verificirt beim Durchgang des Lichtes durch eine Platte. Es gilt für diese und ebenso für einen Plattensatz (cf. pag. 628) aus denselben Gründen, wie sie hier bei der Brechung an nur einer einzigen Fläche bestehen.

²⁾ W. THOMSON, Trans. Roy. Soc. Edinb. 21, pag. 57. 1854.

Ueber n haben wir direkt keine Anhaltspunkte. Nach THOMSON ist n jedenfalls kleiner als $\frac{1}{50}$, da schon in der Nähe der Sonne v viel kleiner als V sein muss. Daraus würde folgen

$$s > 10^{-25}.$$

Um zu einer Schätzung von n zu gelangen, stellt GLAN¹⁾ die Ueberlegung an, dass die Lichtschwingungen ohne Zerreissung des Aethers stattfinden müssen, und dass daher die Dilatation seiner Längeneinheit einen gewissen grössten Betrag δ nicht überschreiten könne. δ steht mit n in der Beziehung $\delta = \sqrt{1 + n^2} - 1$. Indem GLAN annimmt, dass δ ungefähr gleich dem für Wasser oder Glas gültigen Werthe sei, folgt

$$s > 10^{-18}.$$

Eine obere Grenze der Dichte des Lichtäthers hat GRAETZ²⁾ berechnet auf Grund der MAXWELL'schen Molekularwirbeltheorie in Verbindung mit der Beobachtung von KUNDT über die magnetische Drehung der Polarisationssebene des Lichtes beim Durchgang durch Eisen. Er findet

$$s < 9 \cdot 10^{-16}.$$

Diese Zahl kann keinen Anspruch auf grosse Zuverlässigkeit machen, da zu ihrer Ermittlung mehrere nicht erwiesene Hypothesen nothwendig sind. In noch weit höherem Maasse tritt dies ein bei den von WOOD³⁾ zur Ermittlung der Aetherdichte angestellten Ueberlegungen. P. DRUDE.

Theorie des Lichtes für durchsichtige Medien.

I. Experimentelle Thatfachen. Uebersicht über die verschiedenen Theorien.

Wenn für eine gewisse Klasse von Naturerscheinungen eine Theorie ausgebildet werden soll, so heisst das, aus einigen Grundhypothesen die beobachteten Erscheinungen deduktiv ableiten. Eine Theorie ist um so vollkommener, je wahrscheinlicher die angenommenen Hypothesen durch andere bekannte physikalische Thatfachen gemacht werden, je geringer ihre Anzahl ist, und je mannigfaltiger die durch sie erklärten Erscheinungen sind.

Die Anforderungen, die an eine Theorie des Lichtes zu stellen sind, welche nach den erwähnten Gesichtspunkten vollkommen zu nennen wäre, sind ausserordentlich hohe, einmal, weil die optischen Erscheinungen so mannigfaltiger Art sind, wie in kaum einem anderen Zweige der Physik, und andererseits, weil wir über die Eigenschaften des Lichtäthers, an welche die anzunehmenden Hypothesen anzuknüpfen haben, durch keine Eigenschaften der ponderablen Materie, welche unseren Messungen direkter zugänglich ist, Aufschluss erhalten. Diesen hohen Anforderungen hat bisher noch keine Lichttheorie genügt, indem noch keine Theorie das Gesamtgebiet der optischen Erscheinungen umfasst, und auch einige der Hypothesen, welche zur theoretischen Darstellung eines Partialgebietes angenommen sind, nicht als unmittelbar nothwendige erscheinen, sondern vielmehr nur nachträglich durch den Erfolg gerechtfertigt werden.

Aber auch eine unvollkommene Theorie kann dadurch von grossem Werthe für die Forschung sein, dass sie in einfachster, ökonomischer Weise ein grosses

1) GLAN, WIED. ANN. 7, pag. 655. 1879.

2) GRAETZ, WIED. ANN. 25, pag. 165. 1885.

3) WOOD, Phil. Mag. (5) 20, pag. 389. 1885.