

Abschnitt VII.

Optik.

A. Wesen des Lichtes.

§ 337. Wie bei der Wärme, dem Magnetismus und der Elektrizität nahm man auch bei den optischen Erscheinungen an, sie beruhten auf einem besonderen Leuchtstoffe. Die selbstleuchtenden Körper sollten kleinste Teilchen dieses Stoffes aussenden, die mit enormer Geschwindigkeit den Raum durchfliegen, die durchsichtigen Körper durchdringen, an anderen zurückprallen, reflektiert werden. Namentlich Newton bildete diese Theorie, die sog. Emissionstheorie aus. Aber er selbst beobachtete zuerst die Erscheinungen, welche später die Theorie beseitigten, Interferenzerscheinungen, obwohl es seinem mathematischen Talent gelang, auch diese noch durch Häufung neuer Hypothesen durch die Emissionstheorie darzustellen.

Wir haben bei den akustischen Schwingungen die Thatsache kennen gelernt, dass zwei Töne sich gegenseitig vernichten können, weil ihre Schwingungen interferieren. Ebenso zeigt sich, dass Licht zu Licht gefügt unter Umständen Dunkelheit geben kann. Daraus können wir den Schluss ziehen, dass das Licht auch eine Bewegung sein müsse, nicht aber ein Stoff; denn Stoff zu Stoff gefügt kann niemals die Summe 0 geben, wohl aber Bewegung zu Bewegung gefügt, wenn nämlich beide gleich gross, aber entgegengesetzt gerichtet sind. Young (1773—1829), der sich mit Akustik viel beschäftigt hatte und daher die Interferenz kannte, stellte daher die Theorie auf, das Licht bestehe in einer Wellenbewegung, was übrigens schon in der zweiten Hälfte des 17. Jahrhunderts Huygens, wenn auch viel unvollständiger, ausgesprochen hatte. Diese Theorie wird Undulationstheorie genannt.

Analog den Schallwellen in Luft nahm Young longitudinale Schwingungen an; es fragte sich nun aber, was führt die Schwingungen aus? Beim Schall waren es die ponderablen Molekeln, denn durch das Vakuum geht er nicht hindurch. Umgekehrt gehen Lichtstrahlen durch das Vakuum und den Weltraum, den wir nach den astronomischen Thatsachen als Vakuum betrachten müssen; also kann das Licht nicht auf Schwingung ponderabler Molekeln beruhen. Man sah sich daher gezwungen, eine neue Substanz, den Lichtäther, anzunehmen, der den ganzen Weltraum erfülle, im Vakuum allein vorhanden sei, in unseren Körpern den Zwischenraum zwischen den Molekeln ausfülle, kurz überall sei, wo nicht der Raum durch ein ponderables Molekel besetzt ist.

Die Theorie war aber noch nicht richtig; es wurden bald Erscheinungen bekannt, die man Polarisationserscheinungen nannte, welche schliesslich nötigten, die Annahme longitudinaler Schwingungen aufzugeben. Fresnel machte diesen wichtigen Schritt, das Licht als transversale Schwingungen des Aethers aufzufassen, und ihm verdanken wir die Entwicklung der mathematischen Theorie der neueren Optik. — Die Einführung transversaler Schwingungen bietet eine logische Schwierigkeit dar, worauf hier aufmerksam gemacht sei. Sie beruhen, wie wir wissen (§ 181), auf dem Widerstand gegen Formänderung, den wir nur bei festen Körpern kennen. Elastisch muss sich der Lichtäther also wie ein fester Körper verhalten. Dies scheint der Thatsache zu widersprechen, dass der Aether der Bewegung ponderabler Teile, z. B. der Molekeln, keinen erkennbaren Widerstand darbietet. Wir müssen uns aber denken, der Aether sei so beschaffen, dass er sehr kleinen Kräften gegenüber, wie sie z. B. bei seinen Schwingungen erzeugt werden, sich als elastischer Körper verhalte, etwas grösseren Kräften aber nachgebe, zerreisse, so dass er sich hier wie eine Flüssigkeit verhält. Als Beispiel für solches Verhalten können wir Leimgallert nennen, welche ganz wohl transversale Schwingungen ausführen kann, aber doch kleinen Kräften, z. B. dem Druck des Fingers leicht nachgibt.

Die Undulationstheorie konnte nicht die Erscheinungen der Absorption (§ 382) und der Dispersion (§ 365) erklären; Sellmeier und v. Helmholtz führten 1874 eine Wechselwirkung zwischen Aether und Molekeln in die Rechnung ein, wodurch auch dieser Mangel beseitigt wurde. — Endlich ist zu erwähnen, dass in den letzten Jahrzehnten, angeregt durch Maxwell und die sich

häufende Kenntniss von Wechselbeziehungen zwischen Elektrizität, Magnetismus und Licht, eine sog. elektromagnetische Lichttheorie sich zu entwickeln begonnen hat, welche Bewegungen des Aethers als die gemeinsame Ursache aller drei Erscheinungsklassen auffasst.

§ 338. Es ist bei der Akustik (§ 178 und 179) ausführlich besprochen, wie eine Wellenbewegung entsteht, und dass sie dargestellt wird durch $y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$, wo y die Entfernung eines Teilchens aus der Gleichgewichtslage zur variablen Zeit t bedeutet, a die Amplitude, T die Schwingungsdauer, x den Abstand des betrachteten Punktes von einem Anfangspunkt, λ die Wellenlänge. $2\pi \frac{x}{\lambda}$ heisst die Phase der Bewegung. Ferner hatten wir $\frac{1}{T} = n$, die Schwingungszahl, und für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit: $v = n\lambda$. Auch hier gilt das Gesetz, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unabhängig von der Amplitude oder Intensität ist, weil bei den unendlich kleinen Schwingungen die Kraft proportional der Ablenkung ist (§ 180).

In dem isotropen Lichtäther bilden die Wellenflächen (§ 183) eines leuchtenden Punktes konzentrische Kugeln; eine zu ihnen senkrechte Linie nennt man einen Strahl; derselbe ist also eine gerade Linie. In Wahrheit wird im gewöhnlichen Leben eine gerade Linie sogar meist bestimmt durch den Weg eines Strahles.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes, wegen ihrer Grösse lange Zeit für unendlich gross gehalten, wurde zuerst durch Olaf Römer 1670—1676 auf astronomischem Wege bestimmt. Er wollte die Umlaufzeit der Jupitermonde bestimmen aus der Dauer ihrer Verfinsterung, die dadurch entsteht, dass der Jupiter sich zwischen sie und die Sonne stellt. Er fand diese Zeit verschieden, je nachdem die Erde sich dem Jupiter nähert oder sich von ihm entfernt, weil z. B. beim Annähern der Erde die Wiederbeleuchtung schneller gesehen wird, als die Verfinsterung, weil sich inzwischen die Strecke verringert hat, welche der Strahl zurücklegen muss. Aus der Differenz der Verfinsterungsdauern findet man:

$$v = 296\,800 \text{ bis } 304\,000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$$

Im Jahre 1727 machte Bradley eine zweite astronomische Bestimmung; er entdeckte die Aberration des Lichtes, d. h. die

Thatsache, dass die Sterne stets parallel zur Bewegung der Erde verschoben erscheinen, also am Himmel kleine Kreise beschreiben. Das kommt daher, dass sie in einer Richtung erscheinen, welche die Resultante aus der Erd- und Lichtgeschwindigkeit ist. Man kann also letztere aus ersterer und der Aberration berechnen. Bradley fand:

$$v = 295\,000 \text{ bis } 306\,000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$$

Eine Messung in irdischen Entfernungen gelang erst Fizeau 1849 und Foucault 1850. Die Fizeausche Einrichtung ist in Fig. 227 skizziert. L ist eine helle Lichtquelle; von ihr ausgehende Strahlen fallen auf eine Linse A, werden gebrochen und würden in einem Punkte vereinigt werden, wenn sie nicht vorher eine Glasplatte B trafen, die unter 45° gegen sie geneigt ist. Dadurch

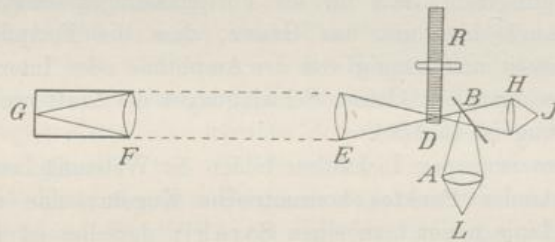


Fig. 227.

werden sie zum Teil abgelenkt und bilden in D einen hellen Punkt, welcher den Brennpunkt einer Linse E bildet. Wie wir sehen werden (§ 355), werden die Strahlen durch E parallel gemacht. Sie durchlaufen nun eine Strecke von einigen Kilometern, treffen eine Linse F, die sie wieder vereinigt; durch einen Spiegel G werden sie nun reflektiert und gezwungen, genau denselben Weg zurückzulaufen.

Sie gehen dabei durch die Glasplatte B zum Teil hindurch und werden durch eine Linse H vereinigt, so dass in J ein heller Punkt entsteht, welchen man sieht. — An dem Punkt D befindet sich aber der Rand eines Zahnrades R; fällt D in die Lücke zwischen zwei Zähnen, so kann das Licht den beschriebenen Weg durchlaufen, fällt es auf einen Zahn, so wird es abgeschnitten. Nun wurde das Zahnrad gedreht: im Augenblick, wo eine Lücke vorbeigeht, kann das Licht seinen Weg beginnen; ist aber bei seiner Rückkehr der

nächste Zahn an der Stelle von D, so kann es nicht nach J gelangen, man sieht nichts. Dreht man aber doppelt so rasch, so ist bei der Rückkehr die nächste Lücke da, man sieht das Licht; bei dreimal so schneller Drehung herrscht wieder Dunkelheit, da der zweite Zahn in D steht u. s. w. Aus der Geschwindigkeit der Umdrehung in den einzelnen Fällen kann man v ermitteln. Fizeau fand $313\,300 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$.

Foucaults Methode gestattete sogar die Messung in einem kleinen Raum (Fig. 228). A ist ein helles Licht; die von ihm ausgehenden Strahlen gehen durch eine um 45° geneigte Glasplatte zum Teil hindurch, fallen auf eine Linse C, welche sie vereinigt;

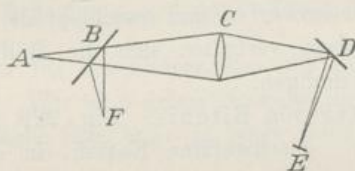


Fig. 228.

aber bevor das geschehen, gelangen sie zu einem rasch rotierenden Spiegel D, der sie ablenkt. Dabei gelangen sie unter anderem auch zu dem festen Hohlspiegel E, der sie zurückwirft, worauf sie wieder an D gespiegelt C passieren, an B zum Teil reflektiert werden und einen hellen Punkt in F bilden. Rotiert nun der Spiegel D so schnell, dass seine Stellung schon etwas verändert ist, während das Licht von D nach E und zurück nach D geht, so werden die zurückgehenden Strahlen von D an eine etwas andere Richtung haben, der Punkt F wird etwas verschoben. Foucault erreichte 1000 Umdrehungen in der Sekunde und es genügte ein Abstand DE von wenigen Metern. Er fand $v = 298\,000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$.

Nach denselben Methoden sind von Cornu (1873) und Michelson (1879) noch genauere Bestimmungen ausgeführt; sie fanden $300\,330$ und $299\,740 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, so dass wir als Mittel $v = 300\,000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$ annehmen können.

Die Geschwindigkeit v ist für Schwingungen von verschiedener Wellenlänge, welche, wie wir sehen werden, die Farbe des

Lichts bedingt, im reinen Lichtäther, im Weltraum, die gleiche, in ponderabler Substanz aber verschieden.

§ 339. Die Lichtwellen wirken schliesslich auf unsere Augennerven durch ihre lebendige Kraft. Die Intensität des Lichts ist also proportional dem Quadrat der Amplitude; sie nimmt umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung ab (vgl. die analogen Verhältnisse beim Schall, § 188). Darauf beruhen die photometrischen Methoden zur Vergleichung und Messung von Helligkeiten. Die Vergleichung zweier Flammen geschieht gewöhnlich nach folgenden Methoden:

1. Methode von Lambert und von Rumford; man lässt die beiden Flammen den Schatten eines Stabes auf einer weissen Wand dicht neben einander entwerfen, und verschiebt sie, bis beide Schatten gleich hell sind; dann verhalten sich die Helligkeiten, wie die Quadrate der Entfernungen.

2. Photometer von Ritchie. Fig. 229 zeigt einen innen geschwärzten Kasten, in dessen Mitte zwei Spiegel *a* und *b* unter 45° geneigt angebracht sind. Darüber hat der Kasten eine Oeffnung *c*, durch die man hineinblickt. Jeder Spiegel erhält Licht von einer Flamme, welche verschoben werden, bis *a* und *b* gleich hell erscheinen.

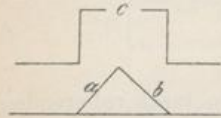


Fig. 229.

3. Photometer von Bunsen. Die beleuchtete Fläche besteht aus einem Papierschirm, der an einzelnen Stellen eingefettet, also durchsichtig gemacht ist. Beleuchtet man ihn von vorn, so erscheinen die fettigen Stellen dunkler, da sie weniger Licht reflektieren; beleuchtet man ihn von hinten, so scheinen sie heller. Wird er von vorn und hinten gleich hell beleuchtet, so verschwinden die Flecke; danach ist also die Entfernung der Flammen zu regulieren.

Man vergleicht dabei mit einer Normalflamme, deren Helligkeit = 1 gesetzt wird. In England gilt die Spermaceti-(Wallrath-)Kerze, welche stündlich 7,78 g bei 45 mm Flammenhöhe verbraucht, als Einheit; in Frankreich der bec carcel, eine Rüb-öllampe; in Deutschland eine Paraffin-Normalkerze, die bei 50 mm Flammenhöhe 7,7 g stündlich verbraucht. In neuester Zeit wird eine sehr konstant brennende Amylacetat-Lampe von Hefner angewandt, während als theoretische Einheit der Helligkeit die Licht-

menge genommen wird, welche von einer Platinfläche von 1 qcm bei deren Schmelztemperatur ausgesandt wird. Eine Idee von den üblichen Helligkeiten gibt folgende Tabelle:

Talglicht	(10 = 1 kg)	0,740
Wachslicht	(10 = 1 kg)	0,945
Stearinlicht	(10 = 1 kg)	0,993
Spermacetikerze	(13 = 1 kg)	1,000
Gasflamme (130 l pro Stunde)		8,819
Glühlampe (gebräuchlichste)		16,000
Bogenlampe 500 bis 5000 und mehr.		

Platineinheit = 20,8 Carrel = 19,5 Amylacetat.

B. Reflexion des Lichtes (Katoptrik).

§ 340. Auch für die Lichtwellen gilt das Huygenssche Prinzip (§ 183). Wir sind durch dasselbe im stande, aus einer Lage der Wellenfläche ihre Lage zu einer beliebigen späteren Zeit



Fig. 230.

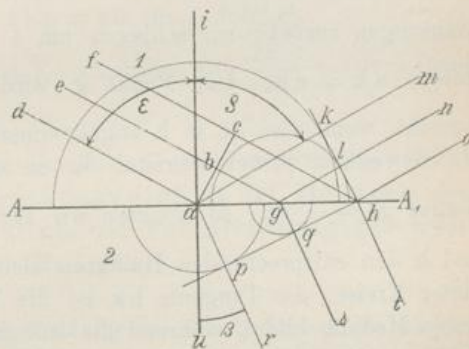


Fig. 231.

zu ermitteln. Sei AB die Lage zu einer Zeit 0, wir wollen die Wellenfläche zur Zeit t finden: wir betrachten jeden Punkt von AB als neues Wellencentrum; von ihm pflanzt sich die Bewegung in der Zeit t nach allen Seiten um vt fort. Wir konstruieren also lauter Kreise mit dem Radius vt, die Einhüllende CD dieser Kreise ist die neue Lage der Wellenfläche.

Befindet sich die Lichtquelle in grosser Entfernung, so werden die Strahlen parallel, die Wellenfläche wird eine Wellenebene senkrecht zu den Strahlen.

Wenn ein Bündel paralleler Strahlen schräg auf die Grenzfläche zweier durchsichtiger Medien fällt, so wird ein Teil des Lichtes reflektiert, ein anderer Teil geht im zweiten Medium fort, aber in veränderter Richtung: das Licht wird gebrochen. Das Gesetz, nach welchem Reflexion und Brechung erfolgen, lässt sich durch das Huygenssche Prinzip leicht ermitteln: Sei in Fig. 231 AA_1 die ebene Grenzfläche der Medien 1 und 2, da, eg und fh drei der parallel auffallenden Strahlen, und zwar liege eg gerade in der Mitte zwischen da und fh. Dann ist $ac \perp da$ eine Wellenebene. Wir ziehen noch in a das Lot, das Einfallslot ia des Strahles da. Die Strahlen sollen sich im ersten Medium mit der Geschwindigkeit v_1 , im zweiten mit v_2 fortpflanzen. Die Wellenebene ac trifft die Grenzfläche zuerst in a, allmählich in den anderen Punkten zwischen a und h. Jeden getroffenen Punkt betrachten wir als neues Wellencentrum. Während ac sich von c bis h verschiebt, wozu die Zeit $t = \frac{ch}{v_1}$ nötig ist, geht von a aus die Bewegung im ersten Medium um $v_1 t = v_1 \frac{ch}{v_1} = ch$ nach allen Richtungen zurück; wir schlagen um a den Halbkreis mit diesem Radius $ak = ch$. Der Punkt g wird nach der Zeit $\frac{1}{2} \frac{ch}{v_1}$ erreicht, wenn also ac in h angekommen ist, hat sich von g aus die Bewegung zurückverbreitet bis zu einem Halbkreis mit dem Radius $gl = \frac{1}{2} ch$; so könnten wir für jeden Punkt zwischen a und h den entsprechenden Halbkreis ziehen. Die Einhüllende aller dieser Kreise, die Tangente hk ist die Wellenfläche, die sich im ersten Medium bildet, während die ankommende Welle von c bis h geht; es ist eine zurücklaufende, reflektierte Welle, deren Strahlen am, gn, ho senkrecht zu hk sind.

Im zweiten Medium sei die Geschwindigkeit v_2 kleiner. In der Zeit $t = \frac{ch}{v_1}$, in der ac von c bis h geht, pflanzt sich im zweiten Medium die Bewegung von a aus bis zu einem Halbkreis mit dem Radius $v_2 t = v_2 \cdot \frac{ch}{v_1} = ap$ fort; wir ziehen diesen Kreis. Vom Punkt g hat sich die Bewegung ebenso bis zu einem Kreis mit dem Radius $\frac{1}{2} v_2 \cdot \frac{ch}{v_1} = gq$ fortgepflanzt. Die Ein-

hüllende der entsprechenden Halbkreise um alle Punkte zwischen a und h, d. h. die Tangente hp ist daher die Wellenebene der gebrochenen Strahlen, welche senkrecht zu ihr stehen, also ar, gs und ht sind. Der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Einfallslot, $\sphericalangle dai = \varepsilon$, heisst der Einfallswinkel, der Winkel zwischen reflektiertem Strahl und Einfallslot, $\sphericalangle mai = \rho$, heisst Reflexionswinkel; der Winkel zwischen gebrochenem Strahl und Einfallslot, $\sphericalangle uar = \beta$, heisst Brechungswinkel. Die Figur ergibt nun $\sphericalangle \varepsilon = \sphericalangle \rho$. Denn $\sphericalangle daA = \sphericalangle fhA$; ferner ist $\triangle ach$ kongruent hkc , da beide rechtwinkelig sind, ah gemeinsam haben und $ak = hc$ nach Konstruktion; folglich $\sphericalangle fha = \sphericalangle kah$; also ist $\sphericalangle daA = \sphericalangle kah$, also auch ihre Ergänzungen zu einem rechten gleich, $\sphericalangle \varepsilon = \sphericalangle \rho$. Wir haben also das Gesetz: Der Reflexionswinkel ist gleich dem Einfallswinkel, beide Strahlen liegen in einer Ebene mit dem Einfallslot. Diese Ebene heisst Einfalls- oder Reflexionsebene.

Das Gesetz der Brechung ergibt sich folgendermaßen:

Es ist $ch = ah \sin \varepsilon$

$ap = ah \sin \beta$, folglich

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{ch}{ap} = \frac{ch}{v_2 \frac{ch}{v_1}} \text{ nach Konstruktion, also } \frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \text{Const.}$$

Also: Der Quotient aus dem sinus des Einfallswinkels und dem sinus des Brechungswinkels ist konstant, und zwar gleich dem Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in den beiden Medien.

§ 341. Wir bleiben vorläufig bei der Reflexion des Lichtes. Es ergibt sich aus dem Reflexionsgesetz leicht die Fähigkeit ebener Spiegel, von den vor ihnen liegenden Gegenständen Bilder zu geben, die scheinbar ebensoweit hinter dem Spiegel liegen, wie der Gegenstand vor dem Spiegel. Wenn von einem Punkte Strahlen ausgehen, die durch Reflexion oder Brechung wieder in einem Punkte wirklich oder scheinbar vereinigt werden, so nennt man diesen zweiten Punkt ein Bild des ersten. Sei (Fig. 232) AB eine spiegelnde Fläche, C ein leuchtender Punkt, CD und CE zwei beliebige von ihm ausgehende Strahlen; sie werden nach F und G reflektiert, so dass $\varepsilon = \rho$, $\varepsilon_1 = \rho_1$ ist. Verlängern wir FD und GE nach rückwärts, so schneiden sie sich im Punkte C_1 , dem Bilde

von C. Nun ist $\triangle CDE$ kongruent $\triangle DC_1E$, wie leicht zu ersehen, also auch die Lote $CH = C_1H$. Man findet also das Spiegelbild eines Punktes, indem man von ihm ein Lot auf den Spiegel oder seine Verlängerung fällt und dasselbe hinter dem Spiegel so weit verlängert, als der Punkt vor dem Spiegel liegt. Von diesem Bilde scheinen die reflektierten Strahlen herzukommen.

Dieselbe Konstruktion kann man für jeden Punkt eines Gegenstandes ausführen; das Bild von CK ist also z. B. C_1K_1 .

Ein Bild, wie das vorliegende, welches nicht durch wirkliches Zusammentreffen der Strahlen gebildet wird, sondern nur durch

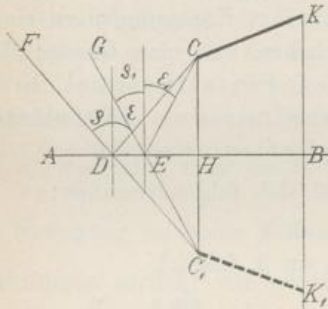


Fig. 232.

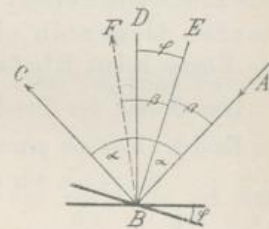


Fig. 233.

Verlängerung der Strahlen in einem Raum, wo sie faktisch gar nicht existieren, wird ein virtuelles Bild genannt. Die ebenen Spiegel liefern also nur virtuelle Bilder.

Zwei unter einem Winkel gegen einander gestellte Spiegel (sog. Winkelspiegel) liefern eine ganze Anzahl Bilder, indem das Bild des einen als neues Objekt für den zweiten dient. Ist der Winkel φ , so lässt sich zeigen, dass die Zahl der Bilder $n = \frac{360}{\varphi} - 1$

ist, wenn $\frac{360}{\varphi}$ eine ganze Zahl ist. Dies wird bei den Kaleidoscopen benutzt.

§ 342. Wird ein Spiegel, auf welchen ein Strahl fällt, um einen $\sphericalangle \varphi$ gedreht, während der einfallende Strahl unveränderte Richtung behält, so dreht sich der reflektierte Strahl um den doppelten Winkel $\delta = 2\varphi$. Sei (Fig. 233) AB der einfallende Strahl, DB das Einfallslot, BC der reflektierte Strahl, so ist $\sphericalangle ABD =$

$\sphericalangle DBC = \alpha$. Der Spiegel wurde um φ gedreht, das neue Einfallslot sei EB, der reflektierte Strahl BF, so ist $\sphericalangle ABE = \sphericalangle EBF = \beta$. Der reflektierte Strahl hat sich gedreht um $\sphericalangle CBF = \sphericalangle CBA - \sphericalangle FBA = 2\alpha - 2\beta = 2\varphi$.

Dies wird benutzt zur Messung sehr kleiner Winkeldrehungen bei der von Poggendorff eingeführten Methode der Spiegelablesung. An dem sich drehenden Körper, z. B. der Magnetnadel eines Galvanometers ist ein kleiner Spiegel A (Fig. 234) befestigt. Ihm gegenüber ist ein Fernrohr B und eine Millimeterteilung C aufgestellt. Durch das Fernrohr sieht man gespiegelt einen Teil-

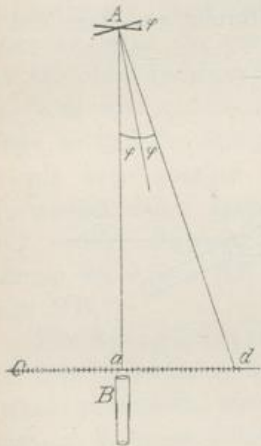


Fig. 234.

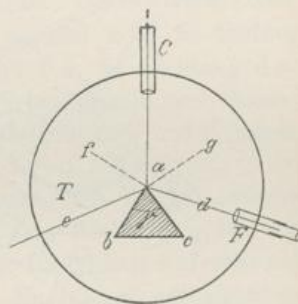


Fig. 235.

strich der Teilung, z. B. den mittelsten a. Dreht sich der Magnet mit dem Spiegel um den $\sphericalangle \varphi$, so sieht man nun im Fernrohr das Bild des Teilstrichs d. Man kann also die Länge ad ablesen. Kennt man noch aA, so ergibt sich $\frac{ad}{aA} = \operatorname{tg} 2\varphi$. Die Feinheit der Methode beruht darauf, dass der um den doppelten Drehwinkel auf der Skala sich verschiebende Strahl dA beliebig lang gemacht werden kann. Die Genauigkeit der Ablesung ist so gross, wie sie ein am Magnet angebrachter Zeiger von doppelter Strahllänge geben würde.

§ 343. Die Spiegelung wird vielfach benutzt; es seien hier noch drei auf ihr beruhende Instrumente angegeben:

Das Reflexionsgoniometer ist ein von Wollaston konstruiertes Instrument, um den Winkel zwischen zwei Flächen eines Krystalls oder Prismas zu bestimmen. Auf einem horizontalen Teilkreis T (Fig. 235) wird das Prisma abc , dessen $\sphericalangle \gamma$ gemessen werden soll, so aufgestellt, dass seine Kante parallel der vertikalen Axe des Teilkreises steht. Um diese Axe ist ein Fernrohr F drehbar, und der Drehungswinkel desselben lässt sich am Kreise ablesen. Am Kreise ist noch ein mit einem Spalt versehenes Rohr C, das Kollimatorrohr (vgl. § 379) befestigt, durch welches ein Bündel paralleler Lichtstrahlen auf die Kante des Prismas fällt, und an dessen Flächen nach rechts und links hin, nach ad und ae reflektiert wird. Man stellt das Fernrohr so, dass erst die

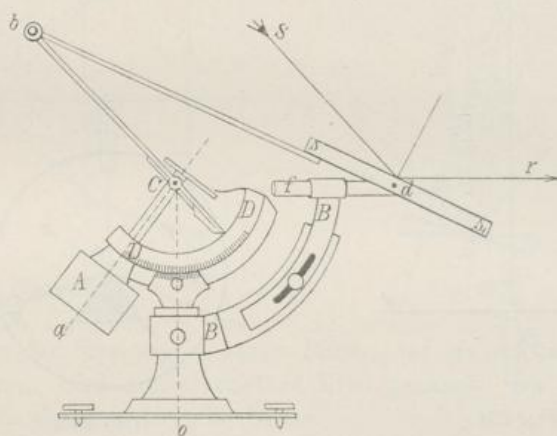


Fig. 236.

Strahlen ad hineingelangen, dann so, dass die Strahlen ae hineingelangen, liest den Drehungswinkel $\sphericalangle dae$ ab. Derselbe ist $= 2\gamma$. Denn nennen wir die Einfallslote af und ag , so ist, da

$$baf = eag = 1R$$

$$\gamma + faC + gaC = 2R \quad \text{oder} \quad faC + gaC = 2R - \gamma,$$

da aber $Caf = fae$, $Cag = gad$, so ist $2(faC + gaC) = eac + cad = 4R - 2\gamma$; der gemessene Winkel dae ergänzt aber $eac + cad$ auch zu $4R$, also ist er $= 2\gamma$.

Der Heliostat wird benutzt, wenn einem Sonnenstrahl, welcher wegen der scheinbaren Bewegung der Sonne seine Richtung ändert, konstante Richtung gegeben werden soll. Von den zahl-

reichen Konstruktionsformen des Instruments sei nur eine erwähnt.

Fig. 236 gibt eine Skizze derselben: aC ist eine Axe, welche durch eine im Kasten A sitzendes Uhrwerk in 24 Stunden einmal umgedreht wird; sie wird parallel der Erdaxe gerichtet, wozu die Teilung DD dient, welche auf die geographische Breite des Ortes eingestellt wird. Man richtet nun den Arm Cb nach der Sonne hin; dann wird er durch das Uhrwerk so gedreht, dass er fortwährend nach der Sonne zeigt, d. h. dass die Sonnenstrahlen ihm parallel auffallen. An der senkrechten Axe des Apparates oC ist der um oC drehbare Arm BB befestigt, welcher sich verlängern oder verkürzen lässt und einen Kreisbogen um C als Centrum bildet; er trägt am oberen Ende in einer Hülse den drehbaren Stab fd . Die Dimensionen sind so gewählt, dass $Cb = Cd$ ist. Die Basis des gleichschenkeligen Dreiecks bCd ist durch eine Stange bs und den Spiegel ss gebildet. Die Sonnenstrahlen fallen, wie wir oben gesehen, dauernd parallel bC , in Richtung Sd auf, werden daher dauernd parallel Cd , in Richtung dr reflektiert, welche Richtung man beliebig bestimmen kann durch Drehung des Armes BB um die vertikale Axe und Aenderung der Länge BB .

Der Spiegelsextant gestattet, den Winkel zwischen zwei entfernten Objekten A und B und dem Beobachter, den sog. Sehwinkel, zu messen, auch wenn der Beobachter auf schwankendem Boden, z. B. einem Schiff, steht. Er besteht aus einem geteilten Bogen KK , in dessen Centrum sich ein mit dem Zeiger J drehbarer Spiegel s befindet. Zeigt J auf den Teilstrich 0 , so steht s parallel einem anderen festen Spiegel s_1 , dessen obere Hälfte unbelegt, durchsichtig ist. Durch das feste Fernrohr F sieht man nach dem Gegenstand A . Ist dieser genügend weit entfernt, so sieht man durch F ausser dem direkten Bilde auch noch das an s und s_1 reflektierte. Muss man aber J und s drehen um den $\sphericalangle \alpha$, bis das Bild von B nach Reflexion an s und s_1 mit dem direkt gesehenen von A zusammenfällt, so hat sich der Strahl sB um den $\sphericalangle 2\alpha = \varphi$ gedreht, man kann also den Sehwinkel φ direkt ablesen. Die Teilung ist meist so gemacht, dass man gleich φ , d. h. 2α abliest; ein Bogen KK von 60° , d. h. ein Sechstel des Kreises, genügt also für Sehwinkel von 120° , die höchstens noch zu messen sind, daher der Bogen nicht länger gemacht wird. Davon rührt der Name des Instrumentes her.

§ 344. Wir haben bisher die Reflexion an ebenen polierten Flächen betrachtet. Der häufigere Fall ist der, dass die Oberfläche uneben ist; dann können wir jedes unendlich kleine Stück derselben als Ebene betrachten, welche gesetzmässig reflektiert. Aber da die Elemente ihre Normalen nach allen möglichen Seiten richten, wird ein auffallendes Strahlenbündel nach allen Seiten zerstreut, es kommt kein Bild der Lichtquelle zu stande. Diese Reflexion, die diffuse Reflexion im Gegensatz zur regelmässigen, ist es, welche uns erlaubt, Körper zu sehen, welche selbst nicht leuchten, wenn nur fremdes Licht auf sie fällt, sie beleuchtet sind; jedes kleine Stück der Oberfläche sendet Strahlen nach allen Seiten, verhält sich also so, als ob es selbst leuchtete. Von einer vorzüglich spiegelnden Oberfläche dagegen, welche gar nicht diffus reflektiert, sehen wir nichts, sondern nur von ihr reflektierte Bilder.

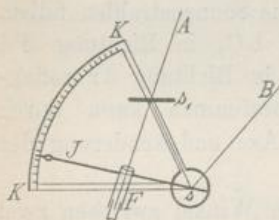


Fig. 237.

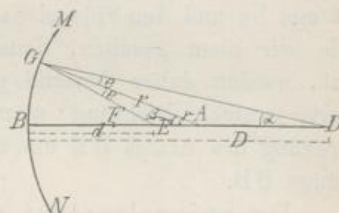


Fig. 238.

Die Menge des an ebenen Flächen regelmässig reflektierten Lichtes hängt von der Politur, der Substanz und dem Einfallswinkel ab; bei senkrechter Reflexion werden z. B. folgende Mengen des auffallenden Lichtes reflektiert: Wasser 2 Prozent; Glas: 4—9 Prozent; Spiegelmetall: 60 Prozent; Quecksilber: 70 Prozent. Die Menge des reflektierten Lichtes nimmt zu mit wachsendem Einfallswinkel (vgl. § 414).

§ 345. Durch gesetzmässig gekrümmte spiegelnde Flächen werden Bilder erzeugt; wir wollen nur spiegelnde Kugelflächen betrachten, und zwar zunächst einen sog. Konkavspiegel. Er besteht aus einer innen polierten Kugelkalotte MBN. Sei A der Krümmungsmittelpunkt; die Linie AB nach dem Mittelpunkt des Spiegels heisst seine Axe; wir denken uns den Spiegel durch einen Kreisschnitt MN begrenzt, sein Durchmesser heisst die Oeffnung des Spiegels. Es befinde sich in D ein leuchtender Punkt; wir

betrachten einen von ihm aus auf den Spiegel fallenden Strahl DG , der mit der Axe den $\sphericalangle \alpha$ bildet; GA steht \perp zum Spiegel als Radius, ist also Einfallslot; der Strahl wird nach E so reflektiert, dass $DGA = e = AGE$ ist. Alle rund um die Axe unter dem Winkel α von D ausgehenden Strahlen befinden sich in der gleichen Lage, gehen daher alle durch den Punkt E . Wir nennen daher E ein Bild von D und zwar ein reelles Bild, weil die von D ausgehenden Strahlen sich in E wirklich wieder treffen.

Wir wollen nun die Lage des Bildes für verschiedene Lagen des leuchtenden Punktes D auf der Axe untersuchen. Wir rechnen alle Strecken vor dem Spiegel, rechts von ihm in der Figur, positiv, links von ihm negativ.

Der Radius der Kugel heisse r , der Abstand des Gegenstandes und des Bildes vom Spiegel D und d . Dann haben wir nach der

$$\text{Figur: Im } \triangle D A G: \frac{DA}{AG} = \frac{\sin e}{\sin \alpha} \text{ oder } \frac{D-r}{r} = \frac{\sin e}{\sin \alpha}.$$

$$\text{Im } \triangle A G E: \frac{AE}{AG} = \frac{\sin e}{\sin \beta} \text{ oder } \frac{r-d}{r} = \frac{\sin e}{\sin \beta}, \text{ folglich}$$

$$\frac{D-r}{r-d} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}. \text{ Ferner folgt: } \frac{r}{GD} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma}; \frac{r}{GE} = \frac{\sin \beta}{\sin \gamma},$$

$$\text{also } \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{GD}{GE}, \text{ also } \frac{D-r}{r-d} = \frac{GD}{GE}.$$

Wir wollen nur Fälle betrachten, wo die Oeffnung des Spiegels sehr klein ist im Vergleich zu seinem Krümmungsradius; dann bleibt $\sphericalangle \alpha$ sehr klein. Wir können dann auch setzen $GD = D$, $GE = d$, und unsere Gleichung wird

$$\frac{D-r}{r-d} = \frac{D}{d} \text{ oder } d = \frac{Dr}{2D-r} \text{ oder } \frac{1}{d} + \frac{1}{D} = \frac{2}{r}.$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich: für $D = \infty$, also einfallende parallele Strahlen, wird $\frac{1}{d} = \frac{2}{r}$, $d = \frac{r}{2}$. Der Punkt F , in welchem sich parallele Strahlen sammeln, heisst der Brennpunkt oder Fokus des Spiegels, $\frac{r}{2} = f$ die Brennweite. Wird D kleiner, rückt der leuchtende Punkt näher, so wird d grösser, das Bild rückt fort; für $D = r$ wird auch $d = r$, Punkt und Bild fallen zusammen in A . Rückt der Punkt zwischen A und F , so fällt das Bild jenseits A , hat der Punkt F erreicht, ist also $D = \frac{r}{2}$, so ist

$d = \infty$, das Bild liegt im Unendlichen, d. h. die Strahlen verlassen den Spiegel parallel. In allen diesen Fällen entsteht also ein reelles Bild vor dem Spiegel. Rückt der Punkt noch näher an den Spiegel, so verlassen die Strahlen ihn divergent, es kann also kein reelles Bild entstehen: die Gleichung $d = \frac{Dr}{2D-r} = \frac{Df}{D-f}$ zeigt, dass d negativ wird, da $f > D$; wir schreiben also $d = -\frac{Df}{f-D}$. Für $D = f$, d. h. leuchtender Punkt im Brennpunkt ist $d = -\infty$, für $D = 0$, d. h. leuchtender Punkt am Spiegel, ist $d = 0$, d. h. das Bild liegt auch am Spiegel. Wir können also sagen: rückt der

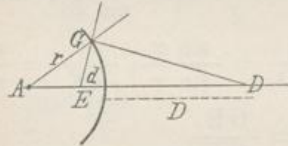


Fig. 239.

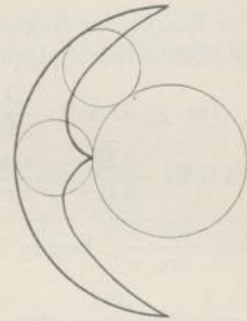


Fig. 240.

leuchtende Punkt aus dem Unendlichen bis zum Spiegel, so geht das Bild vom Brennpunkt bis $+\infty$, erscheint dann in $-\infty$ und kommt auf der negativen Seite bis zum Spiegel.

In diesem letzten Teil, wo d negativ ist, nennt man das Bild ein virtuelles, es existiert nicht wirklich, man kann es nicht auf einem Schirm auffangen, sondern die Strahlen verlassen den Spiegel nur so, als kämen sie von diesem Punkte her.

Die Gleichung $\frac{1}{d} + \frac{1}{D} = \frac{1}{f}$ können wir noch auf eine einfachere Form bringen, indem wir die Abstände vom Brennpunkt aus rechnen, statt vom Spiegel aus. Nennen wir also $FD = A$, $FE = a$, so ist: $D = f + A$, $d = f + a$; daher wird die Gleichung: $a \cdot A = f^2$, d. h. die Brennweite ist die mittlere geometrische Proportionale zwischen den Abständen des Punktes und des Bildes vom Brennpunkt.

Genau dieselbe Gleichung gilt auch für den Konvexspiegel,

bei welchem die gewölbte Seite die spiegelnde ist; nur müssen wir hier (siehe Fig. 239) den Krümmungsradius, also die Brennweite f , und d negativ nehmen, also $\frac{1}{d} - \frac{1}{D} = \frac{1}{f}$ schreiben. Es ergibt sich leicht, dass wenn der leuchtende Punkt aus dem Unendlichen bis an den Spiegel rückt, das Bild auf der anderen Seite vom Brennpunkt bis an den Spiegel rückt; wir haben aber nur virtuelle Bilder.

§ 346. Wir hatten nur die auffallenden Strahlen berücksichtigt, welche den $\sphericalangle \alpha$ mit der Axe bilden. Aber der Winkel α kommt in unseren Endformeln nicht mehr vor; also werden sämtliche Strahlen, welche von D aus den Spiegel treffen, in E , in einem Punkte vereinigt. Dies Resultat kommt aber nur dadurch zu stande, dass wir die Oeffnung des Spiegels sehr klein dachten,

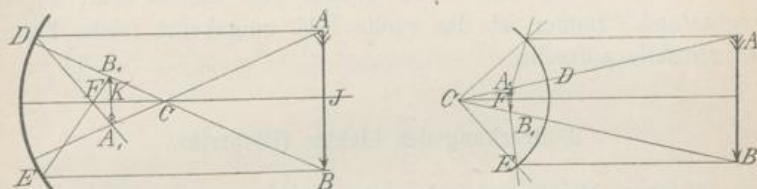


Fig. 241.

daher α sehr klein war. In Wahrheit sind die Spiegel nie von so kleiner Oeffnung, und es lässt sich zeigen, dass dann nicht alle Strahlen in einem Punkte vereinigt werden, sondern sich in einer Fläche schneiden, welche ihre Spitze in der Axe hat, und deren Schnitt mit einer Ebene durch die Axe des Spiegels Brennlinie oder Katakaustik genannt wird. Sie ist eine Epicycloide. Für den Fall paralleler einfallender Strahlen und eines halbkugelförmigen Hohlspiegels entsteht sie durch Rollen eines Kreises mit dem Radius $\frac{f}{2}$ auf einem Kreise mit dem Radius f um den Krümmungsmittelpunkt (siehe Fig. 240). Die Spitze der Katakaustik ist am hellsten, und bleibt allein übrig, wenn die Oeffnung des Spiegels klein gemacht wird.

§ 347. Liegt vor dem Spiegel nicht ein Punkt, sondern ein Gegenstand, so wird von jedem seiner Punkte ein Bild entworfen

wir erhalten ein Bild des Gegenstandes. Dasselbe ist leicht zu konstruieren; in der Fig. 241 ist die Konstruktion des Bildes eines Pfeils für den Konkav- und Konvexspiegel ausgeführt. Der Pfeil ist AB. Von B aus geht unter anderen der Strahl BD durch das Centrum des Spiegels, fällt also senkrecht auf, wird in sich zurückreflektiert, in BD muss also das Bild von B liegen. Von B aus geht auch der der Axe parallele Strahl BE, welcher nach der Reflexion durch den Brennpunkt F gehen muss. Also muss das Bild von B im Durchschnittspunkt dieser beiden Strahlen, in B_1 liegen; ebenso findet man das Bild von A in A_1 , von J in K.

Die Grösse des Bildes im Vergleich zum Gegenstand ergibt sich leicht aus der Figur $\frac{JB}{KB_1} = \frac{CJ}{CK} = \frac{D-r}{r-d} = \frac{D}{d}$ (nach dem früheren [§ 345] bei kleiner Oeffnung). Also Gegenstandsgrösse und Bildgrösse verhalten sich wie die Abstände beider vom Spiegel. Das Bild kann daher grösser oder kleiner sein, als der Gegenstand. Immer ist das reelle Bild umgekehrt (siehe Figur), das virtuelle aufrecht.

C. Brechung des Lichtes (Dioptrik).

§ 348. Wir haben schon das Brechungsgesetz, welches zuerst von Snell gefunden wurde, abgeleitet (§ 340).

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \text{Const} = n,$$

wo ε den Einfallswinkel, β den Brechungswinkel, v_1 und v_2 die Lichtgeschwindigkeit im ersten und zweiten Medium bedeuten. Tritt der Lichtstrahl aus dem Vakuum mit der Geschwindigkeit v_0 , in das Medium 1 mit der Geschwindigkeit v_1 , so ist

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_0}{v_1} = n_1.$$

n_1 heisst der absolute Brechungs-Exponent oder -Quotient oder -Index des Mediums. Ist er für ein zweites Medium n_2 , so ist $\frac{v_0}{v_2} = n_2$, also $\frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1}$, d. h. die Lichtgeschwindigkeiten in zwei Medien verhalten sich umgekehrt, wie ihre absoluten Brechungsexponenten. Der Versuch zeigt, dass die absoluten Brechungsexponenten stets grösser als 1 sind, d. h. dass v_0 den grössten möglichen Wert hat.

Unter Brechungsexponent schlechtweg versteht man gewöhnlich den gegen Luft; derselbe werde mit n bezeichnet, der absolute Brechungsexponent der Luft mit n_L , der absolute des Mediums mit n_1 , so ist:

$$n_L = \frac{v_0}{v_L}; \quad n_1 = \frac{v_0}{v_1}; \quad n = \frac{v_L}{v_1} = \frac{n_1}{n_L}; \quad \text{also } n_1 = n_L n.$$

n_L ist für 0° und 760 mm gleich $1,00029$.

§ 349. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist $v = m\lambda$ oder $= \frac{\lambda}{T}$, wo m die Schwingungszahl, T die Schwingungsdauer, λ die Wellenlänge bedeutet. Wir finden nun, dass v in verschiedenen Medien verschieden ist, also muss für einen Strahl λ sich von Substanz zu Substanz ändern. Nennen wir daher die Wellenlänge eines Strahles im Vakuum und in zwei Substanzen: $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$, so ist,

$$v_0 = \frac{\lambda_0}{T}, \quad v_1 = \frac{\lambda_1}{T}, \quad v_2 = \frac{\lambda_2}{T}, \quad \text{also } n_1 = \frac{v_0}{v_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1}, \quad n_2 = \frac{v_0}{v_2} = \frac{\lambda_0}{\lambda_2}$$

$$\text{also } \frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1},$$

oder die Wellenlänge eines Strahles ändert sich proportional der Geschwindigkeit oder umgekehrt proportional dem Brechungsexponenten.

Der Brechungsexponent, für den Uebergang des Lichtes aus einem Medium 1 in ein Medium 2 ist:

$$n_{1,2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Beim umgekehrten Gang des Strahles aber

$$n_{2,1} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Während also im Vakuum ein Strahl in der Zeit t den Weg w_0 durchläuft, legt er in derselben Zeit im Medium 1 den Weg $w_1 = w_0 \frac{v_1}{v_0} = w_0 \frac{1}{n_1}$ zurück. Also ist $w_1 n_1 = w_0$. Dies nennt man die aufs Vakuum reduzierte Länge des Strahles. Ebenso kann man den Weg w_1 , welchen ein Strahl in einem Medium 1 zurücklegt, reduzieren auf ein Medium 2, d. h. berechnen,

welchen Weg w_2 der Strahl in derselben Zeit im Medium 2 zurücklegen würde; es ist

$$w_1 : w_2 = v_1 : v_2 = n_2 : n_1, \text{ also } w_2 = \frac{n_1}{n_2} w_1 = n_{1,2} w_1.$$

Die Summe aller von einem Strahl durchlaufenen Strecken, jede multipliziert mit dem absoluten Brechungsindex des betreffenden Mediums, heisst nach v. Helmholtz die optische Länge dieses Strahles. Das Brechungsgesetz lässt sich mit Hilfe dieses Begriffs so aussprechen: Der Strahl legt einen solchen gebrochenen Weg zwischen zwei Punkten verschiedener Medien zurück, dass seine optische Länge ein Minimum ist.

§ 350. Die Gleichung $\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = n = \frac{v_1}{v_2}$ lehrt, dass $n > 1$, sobald der Lichtstrahl sich im ersten Medium schneller bewegt als im zweiten; man nennt dann das erste Medium optisch dünner, als das zweite. Geht aber der Strahl in umgekehrter Richtung, so ist das zweite Medium dünner, dann ist $n < 1$. Wir schreiben dann $\sin \varepsilon = n \sin \beta$. Hier kann $\sin \varepsilon$ alle Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wenn der Einfallswinkel ε von 0° bis 90° wächst; es muss also einen Winkel ε geben, für welchen $\sin \varepsilon = n$ wird; dann gibt die Gleichung $\sin \beta = 1$, d. h. $\beta = 90^\circ$, d. h. der gebrochene Strahl wird gar nicht mehr in das zweite Medium eintreten, sondern wird ganz reflektiert, während bei allen kleineren Einfallswinkeln nur ein Teil des Lichtes reflektiert, der andere Teil gebrochen wird. Man nennt diesen Winkel ε , für den $\sin \varepsilon = n$ ist, den Winkel der totalen Reflexion. Es ist z. B. für Wasser — Luft: $n = \frac{3}{4}$, für $\varepsilon = 48^\circ, 5$ wird $\beta = 90^\circ$. Sieht man also von einem Punkte a (Fig. 242) aus unter Wasser in die Höhe, so gehen die Sehstrahlen nur zum Teil aus dem Wasser heraus; man sieht nur in einem kreisrunden Feld bb die Gegenstände über dem Wasser, rund herum aber die Gegenstände auf dem Boden des Wassers durch total reflektierte Strahlen.

§ 351. Geht ein Strahl durch eine von parallelen Ebenen begrenzte Schicht, eine planparallele Platte, eines Mediums hindurch, so wird seine Richtung nicht geändert, sondern er nur sich selbst parallel verschoben. Denn im Punkt a (Fig. 243) haben wir: $\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}$,

im Punkt b: $\frac{\sin \varepsilon_1}{\sin \beta_1} = \frac{v_2}{v_1}$; da aber $\beta = \varepsilon_1$ ist, folgt $\varepsilon = \beta_1$. Die Verschiebung ist dabei: $ac = ab \sin (\beta_1 - \varepsilon_1)$; wenn d die Dicke der Platte bezeichnet, so ist $ae = d = ab \cos \beta = ab \cos \varepsilon_1$, also $ac = d \frac{\sin (\beta_1 - \varepsilon_1)}{\cos \varepsilon_1} = d \sin \varepsilon_1 \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos \beta_1}{\cos \varepsilon_1} \right)$.

§ 352. Ist ein durchsichtiger Körper so geschliffen, dass sich an ihm zwei Ebenen befinden, die sich unter einem Winkel schneiden, so heisst er ein optisches Prisma, die Schnittlinie heisst die brechende Kante des Prisma, der Winkel, den die Ebenen

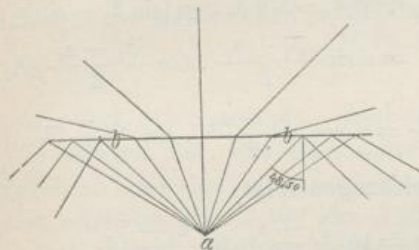


Fig. 242.

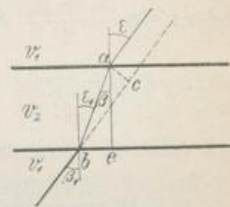


Fig. 243.

bilden, heisst der brechende Winkel des Prisma. Ein senkrecht auf der Kante stehender Schnitt heisst ein Hauptschnitt. Sei in Fig. 244 ABC ein solcher, der brechende Winkel ist γ . Sei

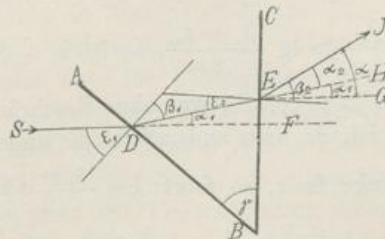


Fig. 244.

SD ein auffallender Strahl, so wird er gebrochen nach DE, dabei abgelenkt um den Winkel α_1 . In E trifft er wieder eine Grenze, wird abermals gebrochen nach EJ, dabei abgelenkt um α_2 . Die ganze Ablenkung ist (wenn wir EG \parallel DF ziehen)

$$\sphericalangle JEG = \alpha = \alpha_1 + \alpha_2.$$

Nun haben wir aus $\triangle DBE$: $\gamma + (90^\circ - \beta_1) + (90^\circ - \varepsilon_2) = 180^\circ$,
 also $\gamma = \beta_1 + \varepsilon_2$; $\alpha_1 = \varepsilon_1 - \beta_1$; $\alpha_2 = \beta_2 - \varepsilon_2$,
 also $\alpha = \varepsilon_1 - \beta_1 + \beta_2 - \varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \beta_2 - \gamma$.

Daraus erkennt man, dass die Ablenkung sich ändert mit dem Einfallswinkel. Es gibt einen Winkel, für den sie ein Minimum ist, nämlich wenn $\varepsilon_1 = \beta_2$; dann ist auch $\beta_1 = \varepsilon_2$, DBE wird ein gleichschenkeliges Dreieck. Dies lässt sich so beweisen: α ist am kleinsten, wenn $\varepsilon_1 + \beta_2$, oder auch $\sin \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2}$ am kleinsten ist. Nun gilt, wenn wir den Brechungsindex des Prisma n nennen: $\sin \varepsilon_1 = n \sin \beta_1$; $\sin \beta_2 = n \sin \varepsilon_2$, also:

$\sin \varepsilon_1 + \sin \beta_2 = n (\sin \beta_1 + \sin \varepsilon_2)$; $\sin \varepsilon_1 - \sin \beta_2 = n (\sin \beta_1 - \sin \varepsilon_2)$
 oder: $\sin \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} \cos \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2} = n \sin \frac{\beta_1 + \varepsilon_2}{2} \cdot \cos \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2}$ (A)

und $\cos \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} \sin \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2} = n \cos \frac{\beta_1 + \varepsilon_2}{2} \cdot \sin \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2}$.

Durch Division beider Gleichungen folgt:

$$\operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} \operatorname{tg} \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2} = \operatorname{tg} \frac{\beta_1 + \varepsilon_2}{2} \operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2}.$$

Nun zeigt die Figur, dass $\varepsilon_1 + \beta_2 > \beta_1 + \varepsilon_2$, folglich $\operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} > \operatorname{tg} \frac{\beta_1 + \varepsilon_2}{2}$, daher muss nach letzter Gleichung entweder $\operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2} > \operatorname{tg} \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2}$ sein, oder beide gleich 0.

Ist $\operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2} > \operatorname{tg} \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2}$, so ist $\varepsilon_1 - \beta_2 > \beta_1 - \varepsilon_2$.

Setzt man $\beta_1 > \varepsilon_2$ voraus, was ohne Beschränkung der Allgemeinheit gestattet ist, da man andernfalls die umgekehrte Richtung des Strahles ins Auge fasst, so folgt: $\cos \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2} > \cos \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2}$, folglich nach (A) $\sin \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} > n \sin \frac{\beta_1 + \varepsilon_2}{2}$, oder da $\beta_1 + \varepsilon_2 = \gamma$, $\sin \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} > n \sin \frac{\gamma}{2}$.

Ist dagegen $\operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1 - \beta_2}{2} = \operatorname{tg} \frac{\beta_1 - \varepsilon_2}{2} = 0$, so ist $\varepsilon_1 = \beta_2$, $\beta_1 = \varepsilon_2$, also nach (A) $\sin \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2} = n \sin \frac{\gamma}{2}$. Folglich erhält man

für $\varepsilon_1 = \beta_2$, $\beta_1 = \varepsilon_2$ den kleinsten möglichen Wert von $\sin \frac{\varepsilon_1 + \beta_2}{2}$, also auch von α . Strahlen, die in dieser Richtung das Prisma durchdringen, nennt man im Minimum der Ablenkung befindlich.

§ 353. Die gewöhnlich benutzte Methode zur Bestimmung des Brechungsexponenten fester Körper beruht auf diesem Fall.

Ist $\varepsilon_1 = \beta_2$, $\beta_1 = \varepsilon_2$, so wird $\alpha = 2\varepsilon_1 - \gamma$, $\varepsilon_1 = \frac{\alpha + \gamma}{2}$ und $\gamma = 2\beta_1$,

also $\beta_1 = \frac{\gamma}{2}$. Daher wird $n = \frac{\sin \varepsilon_1}{\sin \beta_2}$ zu $n = \frac{\sin \frac{\alpha + \gamma}{2}}{\sin \frac{\gamma}{2}}$. Die Formel

zeigt, dass wir n erhalten, wenn wir γ und α bestimmen können. Wie ersteres mit dem Goniometer geschieht, ist in § 343 angegeben. Dasselbe Instrument dient auch, um α zu bestimmen: man setzt das Prisma auf den Teilkreis so, dass der aus C austretende Strahl möglichst wenig abgelenkt wird, dreht das Fernrohr F so, dass der Strahl hineinfällt und liest seine Stellung ab. Dann nimmt man das Prisma fort, dreht das Fernrohr, bis der unabgelenkte Strahl hineinfällt und liest seine Stellung am Teilkreis ab. Die Differenz der Ablesungen gibt α .

Der Brechungskoeffizient von Flüssigkeiten wird bestimmt, indem man dieselben in Hohlprismen aus Glas füllt; die planparallelen Glaswände wirken dabei nicht ablenkend (§ 351). — Sehr zweckmässig benutzt man für Flüssigkeiten den Fall der totalen Reflexion: Bringt man unter ein Prisma abc (Fig. 245) einen Tropfen T der Flüssigkeit, lässt einen Strahl AB auffallen, der gebrochen wird nach BC , so tritt der Strahl im allgemeinen in der Richtung CF aus. Ist aber das Prisma optisch dichter, d. h. stärker brechend als die Flüssigkeit, so wird bei bestimmter Einfallrichtung und für bestimmten Winkel ϑ das Licht total reflektiert werden nach CD und nach Brechung nach DE austreten. Durch Beobachtung des Austrittswinkels ε lässt sich der Brechungsexponent der Flüssigkeit finden. Denn nennen wir den gewöhnlichen Brechungskoeffizienten des Prisma n_1 , den gesuchten der Flüssigkeit n_2 , den von Prisma zu Flüssigkeit n , so ist $n_1 = \frac{v}{v_2}$, wo v die Lichtge-

schwindigkeit in Luft bedeutet, $n_2 = \frac{v}{v_2}$, $n = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$. Bei

der totalen Reflexion ist $\sin \vartheta = n = \frac{n_2}{n_1}$, also $n_2 = n_1 \sin \vartheta$. Aus $\triangle cCD$ folgt:

$$\vartheta = \gamma + \beta, \text{ also } n_2 = n_1 \sin(\gamma + \beta),$$

wo sich β ergibt aus $\sin \varepsilon = n_1 \sin \beta$. Kennen wir also den brechenden Winkel γ des Prisma, seinen Brechungsexponenten n_1 und beobachten ε , so ist n_2 zu berechnen. — Nach diesem Prinzip sind verschiedene Apparate konstruiert, die in sehr bequemer Weise die Bestimmung ausführen lassen.

Die Brechungsexponenten der Gase lassen sich auch in Hohlprismen bestimmen, besser aber mit dem später zu erwähnenden Jaminschen Interferenz-Apparat (§ 397).

Wie wir später ausführlich zu besprechen haben, zeigt sich, dass der Brechungsexponent von der Schwingungszahl des Lichtstrahls, oder was dasselbe ist, von seiner Farbe abhängt. In den folgenden Tabellen¹⁾ sind einige Resultate für gelbes Licht zusammengestellt, und zwar ist, ausser für die Gase, der Brechungsexponent gegen Luft gegeben, für Gase der absolute Brechungsexponent.

Eis	1,309	Steinsalz	1,544
Alaun	1,456	Flintglas	1,6—2,0
Crown Glas	1,534	Borbleiglas	2,130
Quarz	1,544	Diamant	2,420
Bernstein	1,547	Bleichromat	2,926
Wasser	1,333	Schwefelsäure	1,440
Essig	1,347	Olivenöl	1,469
Aether	1,359	Leinöl	1,485
Alkohol	1,363	Kanadabalsam	1,532
Salzsäure	1,401	Kassiaöl	1,600
Salpetersäure	1,410	Schwefelkohlenstoff	1,636
Wasserstoff	1,000143	Kohlenoxyd	1,000340
Sauerstoff	1,000272	Kohlensäure	1,000454
Luft	1,000295	Schweflige Säure	1,000665
Stickstoff	1,000300	Chlor	1,000772

Diese Zahlen beziehen sich auf 0° und 760 mm Druck.

¹⁾ Ausführlicheres siehe in Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, Berlin 1894.

Der Brechungsexponent nimmt mit steigender Temperatur bei den meisten Körpern ab, bei den Gläsern zu, aber in sehr verschiedener Weise. Für Gase ist nach Biot und Arago die brechende Kraft ($n^2 - 1$) oder auch $(n - 1)$ der Dichte proportional.

§ 354. Von besonderer Wichtigkeit ist die Brechung des Lichtes durch gekrümmte Flächen, und zwar durch sphärische Flächen, da diese fast allein benutzt werden. Sei in Fig. 246 MN eine kugelförmige Grenzfläche zwischen den Medien 1 und 2 mit den ab-

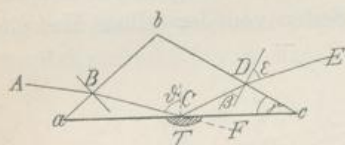


Fig. 245.

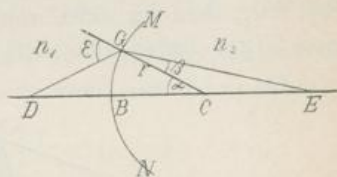


Fig. 246.

soluten Brechungsexponenten n_1 und n_2 . Sei C der Krümmungsmittelpunkt der Fläche, r ihr Radius. In D befinde sich ein leuchtender Punkt, von welchem unter anderen ein Strahl DG unter dem Einfallswinkel ϵ die Fläche trifft. Er werde nach GE gebrochen unter dem $\sphericalangle \beta$, so ist $\frac{\sin \epsilon}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$. Alle von D ausgehenden Strahlen, die unter demselben $\sphericalangle \epsilon$ die Fläche treffen, vereinigen sich in E, dieses ist also ein Bild von D. — Nennen wir $DB = D$, $EB = d$. Wir haben nach der Fig. 246

$$\frac{DC}{DG} = \frac{\sin \epsilon}{\sin \alpha}; \quad \frac{EC}{EG} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}; \quad \frac{DC}{EG} = \frac{\sin \epsilon}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \text{ oder}$$

$$n_2 \frac{EC}{EG} = n_1 \frac{DC}{DG}.$$

Beschränken wir uns, wie bei den Spiegeln, auf den Fall, dass α sehr klein ist, so können wir setzen: $DG = D$, $EG = d$, $EC = d - r$, $DC = D + r$; dann ist

$$n_1 \frac{D+r}{D} = n_2 \frac{d-r}{d} \text{ oder } \frac{n_1}{D} + \frac{n_2}{d} = \frac{n_2 - n_1}{r}.$$

In dieser Gleichung kommt der Winkel α nicht mehr vor, d. h. alle Strahlen, die von D ausgehen, vereinigen sich durch Brechung in E .

Leuchtender Punkt und Bildpunkt heissen konjugierte Punkte; sie können ihre Stelle mit einander vertauschen.

Genau dieselbe Gleichung gilt auch für den Fall, dass die Strahlen nach der Brechung divergent sind, oder dass die brechende Fläche konkav ist, nur sind für diese Fälle d oder d und r negativ zu rechnen (vgl. § 343).

§ 355. Wir gehen nun zu dem praktisch allein wichtigen Fall über, dass wir einen von zwei Kugelflächen begrenzten Körper, eine Linse haben, die auf beiden Seiten von demselben Medium

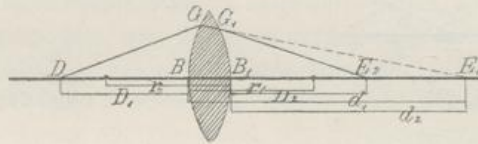


Fig. 247.

umgeben ist. Der Brechungsexponent des Mediums sei n_1 , der der Linse n_2 . D sei der leuchtende Punkt, r_1 der Krümmungsradius der ersten Fläche. Sei $DB = D_1$. Durch Brechung an der ersten Fläche würden die Strahlen nach E_1 gelangen, wenn das Medium der Linse so weit reichte, und ist $BE_1 = d_1$, so wäre nach dem vorigen Paragraphen $\frac{n_1}{D_1} + \frac{n_2}{d_1} = \frac{n_2 - n_1}{r_1}$. Durch die Brechung an der zweiten Fläche mit dem Krümmungsradius r_2 werden aber die Strahlen abermals gebrochen, so dass sie sich in E_2 vereinigen. Betrachten wir E_2G_1 als einfallenden Strahl, E_1G_1G als den gebrochenen, nennen demnach $E_2B_1 = D_2$, und $E_1B_1 = -d_2$ (da die Strahlen nach der Brechung divergent bleiben), so wird dieselbe Gleichung des vorigen Paragraphen für die zweite Brechung:

$$\frac{n_1}{D_2} - \frac{n_2}{d_2} = \frac{n_2 - n_1}{r_2}.$$

Wir wollen die Rechnung nur für einen vereinfachten Fall durchführen, nämlich annehmen, die Linse sei so dünn, dass wir ihre Dicke gegen den Abstand des Bildes vernachlässigen können;

dann ist $d_2 = d_1$ zu setzen, und die Gleichungen für die beiden Brechungen werden:

$$\frac{n_1}{D_1} + \frac{n_2}{d_1} = \frac{n_2 - n_1}{r_1} \quad \text{und} \quad \frac{n_1}{D_2} - \frac{n_2}{d_1} = \frac{n_2 - n_1}{r_2}.$$

addieren wir beide, so folgt:

$$\frac{n_1}{D_1} + \frac{n_1}{D_2} = (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

oder
$$\frac{1}{D_1} + \frac{1}{D_2} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Ist der leuchtende Punkt D unendlich weit entfernt, d. h. fallen parallele Strahlen auf, so wird $D_1 = \infty$, $\frac{1}{D_1} = 0$. Nennen wir in diesem Falle D_2 , den Abstand des Vereinigungspunktes paralleler Strahlen von der Linse, f , so wird also die Gleichung

$$\frac{1}{D_2} = \frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Man nennt f die Brennweite der Linse, den Punkt, in welchem die parallelen Strahlen sich vereinigen, den Brennpunkt. Ist $D_2 = \infty$, so wird ebenso $\frac{1}{D_1} = \frac{1}{f}$, d. h. die Brennweite der Linse ist dieselbe auf beiden Seiten. Führen wir f in obige Gleichung ein, so wird sie

$$\frac{1}{D_1} + \frac{1}{D_2} = \frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Diese Gleichung gilt ganz allgemein für beliebig gestaltete Linsen, welche als unendlich dünn betrachtet werden können; für eine ebene Fläche ist nur das betreffende $r = \infty$ zu setzen, für konkave Flächen r negativ zu nehmen.

§ 356. Die Gleichung für die Linse hat obige einfache Gestalt dadurch angenommen, dass wir die Dicke der Linse vernachlässigten. Auch ohne dies Hilfsmittel lässt sich die Rechnung streng durchführen. Um diese Rechnung zu vereinfachen, sind von Gauss sog. Kardinalpunkte für jedes optische centrierte System eingeführt worden; unter letzterem versteht man eine Reihe von verschiedenen Medien, durch lauter sphärische Flächen von einander geschieden, deren Krümmungsmittelpunkte sämtlich auf einer geraden Linie, der Axe des Systems, liegen. Wir müssen uns hier mit der Angabe der Kardinalpunkte begnügen:

1. Die Brennpunkte sind die Vereinigungspunkte der Strahlen, die im ersten oder letzten Mittel parallel der Axe verlaufen. Ebenen durch die Brennpunkte senkrecht zur Axe heissen Brennebenen.

2. Die Hauptpunkte und die durch sie gelegten Hauptebenen sind dadurch definiert, dass der eine das Bild des anderen ist und die in den Hauptebenen liegenden Bilder gleich gross und gleich gerichtet sind.

3. Die Knotenpunkte sind so gelegen, dass jeder Strahl, der vor der Brechung durch den ersten geht, nach der Brechung parallel zu seiner ersten Richtung durch den zweiten geht.

§ 357. Man unterscheidet unter den Linsen (Fig. 248): 1. Bikonvexe, 2. plankonvexe und 3. konkavkonvexe. Diese drei Arten sind in der Mitte dicker als am Rande, sie machen auffallende Strahlen konvergenter und heissen auch Sammellinsen.

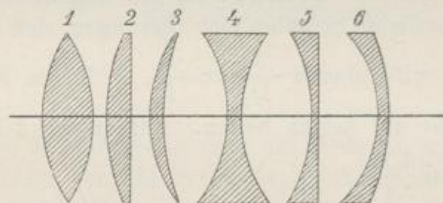


Fig. 248.

Ferner hat man 4. bikonkave, 5. plankonkave und 6. konvexkonkave, welche in der Mitte dünner sind, Strahlen divergenter machen und Zerstreuungslinsen heissen.

Die durch die Linse gehende Linie, welche die Krümmungsmittelpunkte der beiden Flächen enthält, heisst die Axe der Linse, der zur Axe senkrechte Durchmesser der Linse heisst ihre Oeffnung.

Für Glaslinsen in Luft ist $n_2 > n_1$. Daraus folgt, dass $\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$ positiv oder negativ wird, je nach dem Vorzeichen der r . Bei 1. ist r_1 und r_2 positiv, bei 2. r_1 positiv, $\frac{1}{r_2} = 0$, bei 3. r_1 positiv, r_2 negativ, aber $\frac{1}{r_1} > \frac{1}{r_2}$; in diesen Fällen wird daher f positiv, d. h. die Sammellinsen haben reelle (vgl. § 345) Brennpunkte. Ebenso leicht ist zu übersehen, dass

für die Zerstreuungslinsen f negativ wird, sie also virtuelle Brennpunkte besitzen.

§ 358. Da jeder Punkt eines vor einer Sammellinse liegenden Gegenstandes einen konjugierten Bildpunkt jenseits der Linse hat, so ergibt sich, dass die Linsen Bilder entwerfen. Ihre Lage ist leicht durch Konstruktion zu finden: Ist AB der Gegenstand, so geht von B unter anderen der der Axe parallele Strahl BC aus,

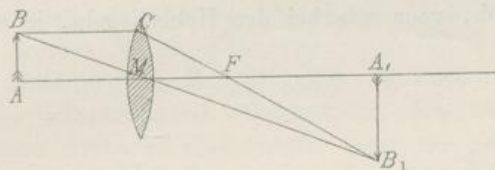


Fig. 249.

der nach der Brechung durch den Brennpunkt F gehen muss. Von B geht auch ein Strahl durch die Mitte M der Linse; da dieser parallele Stücke der brechenden Fläche trifft, geht er unabgelenkt weiter. Das Bild von B muss im Schnittpunkt dieser beiden Strahlen, in B_1 , liegen, A_1B_1 ist also das Bild von AB . Die Formel $\frac{1}{D_1} + \frac{1}{D_2} = \frac{1}{f}$ lässt, ganz ebenso wie bei den Hohlspiegeln, leicht übersehen, wie die Lage des Bildes sich ändert bei Änderung des Gegenstandes. Rückt der Gegenstand aus dem Unendlichen heran, so rückt das reelle umgekehrte verkleinerte Bild aus dem Brennpunkt in die Ferne. Für $D_1 = 2f$ wird auch $D_2 = 2f$, d. h. ein in der doppelten Brennweite liegender Gegenstand hat sein gleich-grosses Bild auch in der doppelten Brennweite. Rückt der Gegenstand bis zum Brennpunkt, so rückt das Bild bis in die Unendlichkeit, es ist jetzt vergrössert. Fällt aber der Gegenstand zwischen Brennpunkt und Linse (Fig. 250), so werden die gebrochenen Strahlen CF und BM divergent, sie schneiden sich rückwärts verlängert in B_1 . Wir haben also jetzt ein aufrechtes, vergrössertes, virtuelles Bild.

Die Zerstreuungslinsen liefern, wie die Konstruktion in Fig. 251 zeigt, stets ein aufrechtes, verkleinertes, virtuelles Bild, wo auch der Gegenstand liegen mag.

Die Grösse des durch Linsen erzeugten Bildes ergibt sich sehr leicht aus der Fig. 249. Nennen wir die Grösse von Bild und

Gegenstand L_1 und L_2 , ihre Abstände von der Linse D_1 und D_2 , so ist $\frac{L_1}{L_2} = \frac{D_1}{D_2}$, die Grössen verhalten sich, wie die Abstände von der Linse.

§ 359. Wir haben bei Ableitung der Linsenformel die vereinfachende Annahme gemacht, der $\sphericalangle \alpha$ (§ 354) sei sehr klein. Ist das nicht der Fall, so treffen sich nicht alle Strahlen, die von einem Punkte der Axe ausgehen, wieder in einem Punkte, sondern schneiden sich, ganz wie bei den Hohlspiegeln, in einer Fläche,

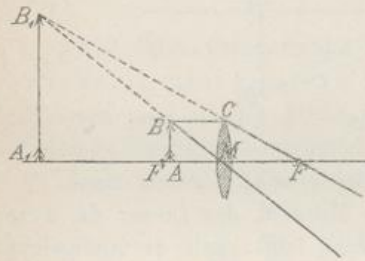


Fig. 250.

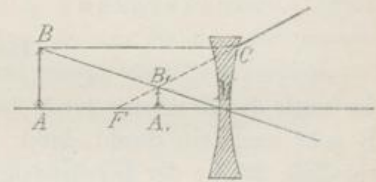


Fig. 251.

deren Schnitt mit einer Ebene durch die Axe, der Ebene der Zeichnung Fig. 252, die Brennlinie oder diakaustische Linie genannt wird. Während also die Centralstrahlen sich alle im Punkte A vereinen, schneiden sich die Randstrahlen in B; es ist

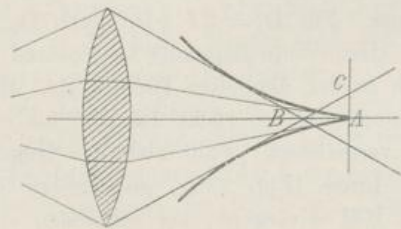


Fig. 252.

klar, dass dadurch kein scharfes Bild des Punktes zu stande kommen kann, eine Ebene in A würde einen hellen Punkt A, umgeben von einem dunkleren Kreise mit dem Radius AC, zeigen. Man bezeichnet diese Erscheinung als sphärische Aberration der Strahlen, die Strecken AB und AC als die sphärische Längen-

und Seitenabweichung der Linse. Die Theorie zeigt, dass diese Seitenabweichung der dritten Potenz der Oeffnung proportional, dem Quadrat der Brennweite umgekehrt proportional ist.

Wir können eine Linse von bestimmtem Material und bestimmter Brennweite noch sehr verschieden gestalten, indem wir die eine Seite immer flacher, die andere desto gewölbter machen. Es lässt sich zeigen, dass bei solchen Linsen die sphärische Aberration verschieden gross ist, und es lässt sich die Linse bester Form berechnen, für welche die Aberration am kleinsten wird. Vollkommen lässt sie sich beseitigen durch Kombination zweier Linsen; ein solches System heisst aplanatisch.

Noch einen anderen Mangel zeigen die Linsen. Wir haben bisher immer stillschweigend vorausgesetzt, dass wir es nur mit Licht von einer Farbe zu thun haben, denn nur dann haben wir einen konstanten Brechungsexponenten. Dagegen wird blaues Licht viel stärker gebrochen als gelbes oder gar rotes. Das weisse Licht enthält aber, wie wir sehen werden, Strahlen von allen Farben. Sendet also der leuchtende Punkt weisses Licht aus, so werden davon die blauen Strahlen am stärksten gebrochen, es entsteht ein blaues Bild am nächsten der Linse, etwas weiter ein grünes, dann ein gelbes, endlich ein rotes; an jeder Stelle, wo wir das Bild auffangen, erhalten wir nur eine Farbe scharf, herum Kreise in den anderen Farben.

Man nennt dies chromatische Aberration. Wie wir später (§ 367) sehen werden, lässt sich auch dieser Mangel beseitigen, indem wir zwei Linsen aus verschiedenen Glassorten vereinigen. Ein solches Paar nennt man eine achromatische Linse.

§ 360. Wir wollen nun die Apparate besprechen, bei welchen die Linsen hauptsächlich benutzt werden.

1. Die Lupe. Die Grösse eines Gegenstandes schätzen wir nach dem Sehwinkel, d. h. dem Winkel, den die von den Rändern des Gegenstandes kommenden Strahlen mit dem Auge bilden. Wir würden daher den kleinsten Gegenstand beliebig gross sehen können, wenn wir ihn beliebig nah ans Auge bringen könnten. Ein normalsichtiges Auge sieht aber Gegenstände nicht deutlich, wenn sie näher als im sog. Nahepunkt, etwa 10 *cm*, liegen.

Die sehr nahen, daher unter grossem Schwinkel, aber auch ganz unscharf erscheinenden Gegenstände in die deutliche Sehweite, d. h. die Entfernung, in welcher wir ohne Anstrengung

deutlich sehen, etwa 25 cm (§ 446), zu rücken, ist Aufgabe der Lupe, einer einfachen Sammellinse von kurzer Brennweite, $FM = f$, innerhalb deren der Gegenstand AB liegt. Die Wirkung dieser Linse ist schon in § 358 besprochen; es entsteht ein aufrechtes, virtuelles Bild A_1B_1 , dessen Entfernung $A_1M = D_2$ von $AM = D_1$ abhängt. Die Linse wird so gehalten, dass für das dicht an der Linse befindliche Auge O die Strecke OA_1 die deutliche Sehweite

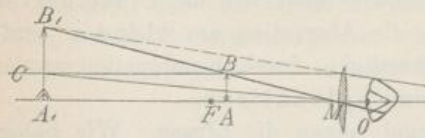


Fig. 253.



Fig. 254.

ist. Die Strecke OM können wir vernachlässigen, das Auge uns in M denken; dann würde, wenn wir $A_1C = AB$ machen, der Gegenstand in der deutlichen Sehweite unter dem Winkel CMA_1 erscheinen, nach Einschalten der Lupe unter dem Winkel B_1MA_1 .

Die Vergrößerung ist: $m = \frac{B_1A_1}{BA} = \frac{A_1M}{AM} = \frac{D_2}{D_1}$. Es gilt aber

für diesen Fall, wo D_2 negativ ist, nach dem früheren die Gleichung: $\frac{1}{D_1} - \frac{1}{D_2} = \frac{1}{f}$ oder $\frac{D_2}{D_1} - 1 = \frac{D_2}{f}$. Also ist die Vergrößerungszahl der Lupe $m = \frac{D_2}{D_1} = 1 + \frac{D_2}{f}$. D_2 ist aber in diesem

Fall die deutliche Sehweite; nennen wir sie w , so ist $m = 1 + \frac{w}{f}$.

Je kleiner f , desto grösser ist also m . Für sehr kleines f muss aber die Linse sehr stark gekrümmt sein, was sphärische Aberration hervorruft; man benutzt daher entweder nur Centralstrahlen, wie in der ersten der in Fig. 254 abgebildeten Lupen, wo überhaupt nur der mittlere Teil der Linse vorhanden ist; oder besser setzt man zwei weniger stark gekrümmte Linsen dicht hinter einander, die Fraunhofer'sche Lupe.

Da die deutliche Sehweite für verschiedene Augen verschieden gross ist, ist die Einstellung der Lupe für sie verschieden, ebenso die Vergrößerung. Je kurzsichtiger das Auge ist, desto schwächer vergrößert die Lupe.

§ 361. 2. Die Camera obscura ist in ihrer einfachsten Form ein Kasten, in dessen Vorderwand sich ein kleines Loch

befindet, während die Hinterwand durch eine matte Glasscheibe gebildet wird. Hier entstehen durch die das Loch passierenden Strahlen Bilder der vor der Kamera liegenden Gegenstände, die aber sehr lichtschwach sind, wenn das Loch klein ist, unscharf, wenn dasselbe gross ist. Daher war es ein grosser Fortschritt, als an Stelle des Lochs eine Linse gesetzt wurde.

Seit die Photographie die Kamera zur Entwerfung der Bilder auf den lichtempfindlichen Platten benutzt, sind die benützten Linsensysteme, Objektive, ausserordentlich vervollkommenet und mannigfaltig gestaltet worden, je nach dem Zweck, dem sie dienen sollen. Sie müssen aplanatisch, achromatisch, möglichst lichtstark sein, ein grosses Gesichtsfeld liefern. Die Lichtstärke wird hauptsächlich

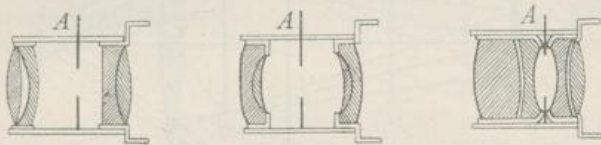


Fig. 255.

bei den Porträtobjekten betont, deren erstes von Petzwal berechnet, von Voigtländer hergestellt wurde. Nicht ganz so lichtstark, aber besser aplanatisch, sind die Objektive von Steinheil, der sog. Aplanat und der lichtstärkere Antiplanet. In der obenstehenden Figur 255 sind die Querschnitte dieser 3 Objektive gegeben. Bei A lassen sich Blenden einschieben, d. h. Platten mit verschieden grossen kreisrunden Oeffnungen, wodurch man sich mehr oder weniger auf die Centralstrahlen beschränken kann. Dadurch wird das Bild schärfer, aber auch lichtschwächer. In neuester Zeit sind sehr vorzügliche Objektive von Zeiss hergestellt, die sog. Anastigmat.

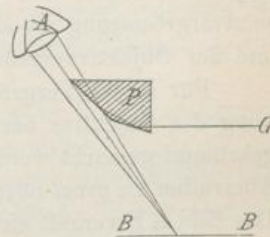


Fig. 256.

Es sei hier auch die allerdings nicht auf Linswirkung beruhende Camera lucida erwähnt, die dazu dient, Gegenstände bequem zu zeichnen. Die Form von Wollaston zeigt Fig. 256.

P ist ein Prisma, welches vor das Auge A geschoben wird, so dass die Hälfte der Pupille davon verdeckt wird, während die andere Hälfte auf das Papier BB blickt. In P werden die vom

Gegenstand G ausgehenden Strahlen zweimal total reflektiert und gelangen dann ins Auge, welches daher gleichzeitig das Papier und den Bleistift und den Gegenstand sieht, der leicht nachgezeichnet wird.

§ 362. Das Mikroskop wird benutzt, wenn man stärkere Vergrößerung haben will, als mit der Lupe zu erreichen ist. Es besteht aus zwei Linsensystemen, dem Objektiv und dem Okular.

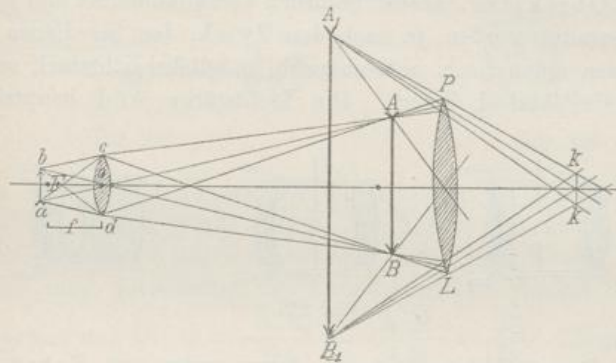


Fig. 257.

Das Objektiv O von kleiner Brennweite f entwirft von dem nahe dem Brennpunkt F gelegenen Gegenstände ab ein umgekehrtes, vergrößertes, reelles Bild AB , welches durch das Okular PL , eine Lupe, betrachtet und daher abermals vergrößert wird. Die Gesamtvergrößerung ist also das Produkt aus der Okularvergrößerung und der Objektivvergrößerung.

Für starke Vergrößerungen wird fast ausschliesslich die Wirkung des Objektivs herangezogen, weil sonst das Okular zu stark gekrümmt gemacht werden müsste, wodurch entweder die sphärische Aberration zu gross oder das brauchbare Gesichtsfeld zu klein wird. Das Bild AB verhält sich nämlich anders, als wenn AB ein leuchtender Gegenstand wäre. In letzterem Falle würden z. B. von B Strahlen nach allen Richtungen ausgehen und PL treffen, ein Bild von B würde entstehen, auch wenn nur die Mitte von PL vorhanden wäre; hier aber ist B durch einzelne bestimmte Strahlen, das Bündel cB , dB gebildet, welche PL allein bei L treffen; decken wir daher den Rand der Linse, so fiel B und B_1 fort. Dadurch ist grosse Oeffnung des Okulars erfordert, kleiner Krümmungsradius und starke Vergrößerung durch dasselbe ausgeschlossen.

Alle Strahlen, welche durch das Objektiv kommen, werden durch das Okular schliesslich in einem Kreise k , dem Okularkreise, gesammelt, der nichts anderes ist, als ein Bild des Objektivs O . In diesen Kreis muss das Auge gebracht werden, und wir haben möglichste Helligkeit, wenn der Okularkreis gleich der

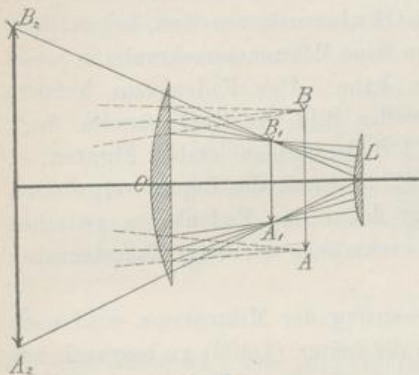


Fig. 258.

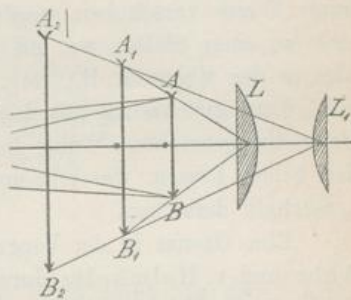


Fig. 259.

Pupillenöffnung ist. Es lässt sich zeigen — worauf wir nicht eingehen wollen —, dass die Helligkeit schnell abnimmt bei wachsender Vergrößerung.

Die Objektive mit sehr kurzer Brennweite sind stets aus mehreren achromatischen Linsen, 2, 3 oder 4, hergestellt. Noch mehr, namentlich in Bezug auf die Helligkeit, ist durch die sog. Immersionssysteme erreicht worden, bei welchen zwischen Objekt und Objektiv eine stärker als Luft brechende Flüssigkeit, Oel, Glycerin u. s. w., gebracht wird.

Die Okulare werden ebenfalls aus zwei Linsen zusammengesetzt, und zwar sind zwei Konstruktionen üblich:

Beim Huygensschen oder Campanischen Okular (Fig. 258) fängt die erste Linse, das sog. Kollektivglas C , die vom Objektiv kommenden Strahlen, welche das Bild AB erzeugen würden, vorher auf, macht sie konvergenter, so dass das kleinere Bild A_1B_1 entsteht. Dies wird dann durch die zweite Linse, die Lupe L , vergrößert betrachtet, so dass es in A_2B_2 erscheint. Durch diese Einrichtung wird das Gesichtsfeld vergrößert.

Beim Ramsdenschen Okular (Fig. 259) dagegen wirken die beiden Linsen als Lupen: ist AB das vom Objektiv entworfene Bild, so vergrößert die erste Linse L dasselbe zu A_1B_1 ; dies liegt

noch innerhalb des Brennpunktes von L_1 , so dass es abermals vergrössert wird zu A_2B_2 .

Das Ramsdensche Okular hat folgenden Vorzug: es kommt sehr häufig vor, dass man die Lage bestimmter Punkte des Bildes fixieren muss, oder Abstände zwischen Punkten messen muss. Dazu dient das Fadenkreuz, welches aus zwei sich kreuzenden Spinnwebfäden hergestellt ist, oder das Okularmikrometer, bei welchem ein solches Fadenkreuz durch eine feine Mikrometerschraube in messbarer Weise verschoben werden kann. Das Fadenkreuz befindet sich an einer Stelle, wo ein reelles Bild des Gegenstandes liegt, also in der Ebene A_1B_1 , resp. AB der beiden letzten Figuren; es wird dann gleichzeitig mit dem Bilde durch die Lupen vergrössert. Beim Huygensschen Okular liegt daher das Fadenkreuz zwischen den beiden Linsen, was sehr unzweckmässig ist, beim Ramsdenschen ausserhalb derselben.

Eine Grenze in der Vergrösserung der Mikroskope wird nach Abbe und v. Helmholtz durch die später (§ 399) zu besprechende Beugung der Lichtstrahlen gezogen. Nach v. Helmholtz' Rechnung ist die Grösse der kleinsten wahrnehmbaren Distanz etwa $\frac{1}{4000}$ mm, was mit der praktisch gefundenen Grenze gut übereinstimmt.

§ 363. Das Fernrohr, welches im Anfang des 17. Jahrhunderts zuerst konstruiert wurde, besteht ebenfalls aus Objektiv und Okular. Ersteres ist stets eine achromatische Linse, letzteres dagegen kann verschieden konstruiert sein: beim astronomischen Fernrohr ist es eine Lupe, welche das vom Objektiv L entworfene umgekehrte, verkleinerte reelle Bild A_1B_1 vergrössert in A_2B_2 zu sehen gestattet; es wird als Lupe das Huygenssche oder Ramsdensche Okular genommen. Die Vergrösserung ist leicht zu bestimmen: AB würde dem unbewaffneten Auge unter dem Sehwinkel $ALB = B_1LA_1$ erscheinen, das Bild A_2B_2 hat den Sehwinkel $B_2lA_2 = B_1lA_1$. Folglich ist die Vergrösserungszahl

$$p = \frac{\sphericalangle B_1lA_1}{\sphericalangle B_1LA_1} = \frac{Lm}{lm}$$

(für kleine Winkel, wie sie allein benutzt werden). Nun ist Lm nahezu die Brennweite F des Objektivs, da nur entfernte Gegenstände betrachtet werden, die ihr Bild dicht am Brennpunkt erzeugen; ebenso ist lm fast gleich der Brennweite f des Okulars, entsprechend der Benutzung der Lupen; also ist nahezu

$p = \frac{F}{f}$; die Länge des Fernrohres ist $= F + f$. Es lässt sich zeigen, dass die Helligkeit ungefähr proportional der Fläche des Objektivs, umgekehrt dem Quadrat der Vergrößerung ist. Ueber 900fache Vergrößerung geht man selten hinaus.

Beim terrestrischen Fernrohr hat das Okular noch die Aufgabe, das Bild umzukehren, so dass es wieder dem Gegenstand

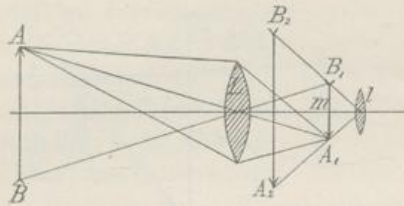


Fig. 260.

gleich gerichtet ist. Die jetzt übliche Form zeigt Fig. 261. AB ist das vom Objektiv entworfene Bild, welches innerhalb der Brennweite von 1 liegt; dadurch bleiben die z. B. von A weiter gehenden Strahlen divergenter. Die Strahlen passieren die Axe durch eine

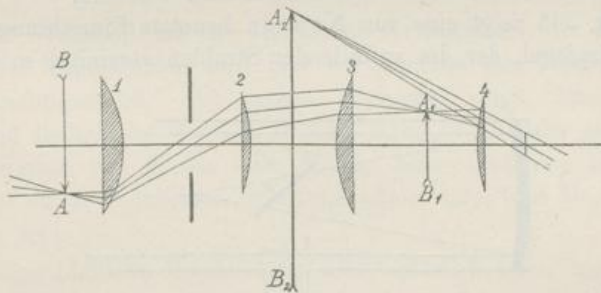


Fig. 261.

Blende, fallen auf 2, welches sie schwach konvergent macht, dann auf 3, welches sie vereinigt, so dass das aufrechte Bild $A_1 B_1$ entsteht, welches durch die Lupe 4 vergrößert in $A_2 B_2$ erscheint.

Das Holländische oder Galileische Fernrohr benutzt als Okular eine Konkavlinse. Es ist lichtstärker, hat kleineres Gesichtsfeld, ist billiger und kürzer und wird daher zu Theatergläsern und Feldstechern benutzt. Bevor das durch das Objektiv O entworfene umgekehrte Bild AB zu stande kommt, treffen die Strahlen

die Bikonkavlinse, welche sie divergent macht und ein vergrössertes, virtuelles, im Vergleich zum Objekt aufrechtes Bild $A_1 B_1$ erzeugt. Hier ist die Länge des Fernrohres $F - f$, die Vergrößerung ebenfalls $\frac{F}{f}$.

Es seien hier auch die Spiegelfernrohre genannt. Die durch Hohlspiegel entworfenen Bilder sind zwar lichtschwächer als die

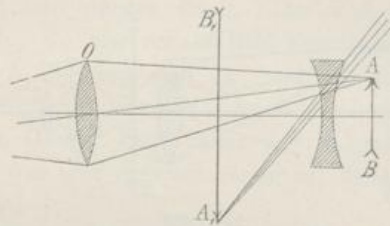


Fig. 262.

Linsensbilder, sie haben aber den grossen Vorzug, frei von chromatischer Aberration zu sein, und sind daher viel zur Konstruktion von Fernrohren benutzt worden, namentlich zu der Zeit, als man chromatische Linsen noch nicht herzustellen verstand.

Fig. 263 zeigt eine von Newton benutzte Einrichtung: S ist der Hohlspiegel, der die auffallenden Strahlen vereinigt, so dass sie

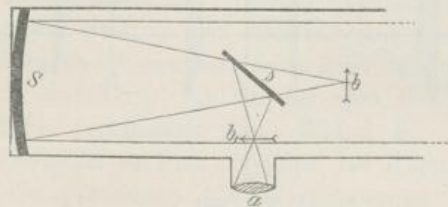


Fig. 263.

das Bild b liefern würden. Sie treffen aber vorher den kleinen ebenen Spiegel s , der sie um 90° ablenkt, so dass das Bild in b_1 zu stande kommt; es wird durch die Lupe a vergrössert betrachtet. — Es gibt noch verschiedene andere Konstruktionen, die alle den Zweck haben, das Bild an eine zur Beobachtung bequemere Stelle zu bringen, als der Brennpunkt des Spiegels ist, wo es direkt erzeugt würde.

§ 364. Es sind noch einige Wirkungen der Lichtbrechung in der Atmosphäre zu erwähnen. Sei S ein Stern, S_a ein von ihm ausgehender Strahl, der bei a in die Atmosphäre tritt. Dieselbe nimmt von oben nach unten an Dichte zu, wir können sie uns in eine Anzahl Schichten von konstanter Dichte geteilt denken. An jeder Grenzfläche wird der Strahl etwas stärker gebrochen, er beschreibt also eine Kurve $S a b c d A$, und infolge davon erscheint der Stern in der Richtung $A d = A S_1$, während er in der Richtung $A P$ liegt, wenn $A P \parallel a S$ ist. $\sphericalangle P A Z = \alpha$ heisst die wahre, $\sphericalangle S_1 A Z = \beta$ die scheinbare Zenithdistanz, und $\delta = \alpha - \beta$ die astronomische Refraktion. Wären alle Schichten eben und parallel, so würde der Strahl so gebrochen, als ginge er direkt aus dem ersten Medium, dem Vakuum, in das letzte. Im ersten Medium ist der Brechungsexponent = 1, der Einfallswinkel = α , im letzten n_0 und β , also $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_0$, oder $\sin(\beta + \delta) = 1,000294 \sin \beta$, woraus sich δ für jeden Winkel β berechnen lässt.

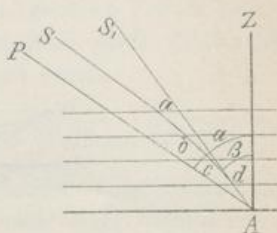


Fig. 264.

In Wahrheit ist die Rechnung verwickelter, da die Luftschichten Kugelschalen sind und der Einfluss der Temperatur zu berücksichtigen ist. Die genaue Rechnung zeigt, dass für am Horizont befindliche Gestirne $\delta > 34'$ wird, d. h. nahe gleich dem Durchmesser von Sonne oder Mond; diese sind uns also noch sichtbar durch Refraktion, wenn sie schon unter den Horizont gesunken sind.

Eine ähnliche Erscheinung tritt natürlich auch bei Strahlen innerhalb der Atmosphäre auf; dadurch erscheint eine Bergspitze von unten gesehen höher. Man nennt dies terrestrische Refraktion.

Endlich ist die Luftspiegelung oder Fata morgana zu erwähnen, welche durch totale Reflexion in den Luftschichten zu stande kommt. Wird in heissen Ländern die Bodenfläche so stark erhitzt, dass die untersten Luftschichten für kurze Zeit heisser und dünner sind als die oberen, so kann ein von dem Punkte a ausgehender und durch terrestrische Refraktion allmählich horizontaler gemachter Strahl schliesslich bei c total reflektiert werden, so dass

er in das bei o befindliche Auge gelangt, welches daher a in der Richtung der Tangente an die Kurve $a c o$, in a_1 erblickt. Ebenso wird der Punkt b in b_1 gesehen, d. h. wir sehen ein umgekehrtes Bild, so als ob der Boden AB eine Wasserfläche wäre, die spiegelt.

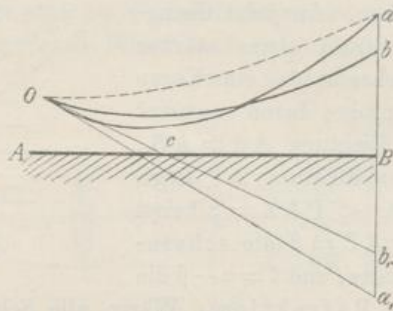


Fig. 265.

Durch andere Strahlen, z. B. den punktiert gezeichneten Strahl $a o$, sehen wir gleichzeitig den Gegenstand selbst.

In nördlichen Gegenden tritt oft die umgekehrte Erscheinung auf, ein Spiegelbild nach oben, durch totale Reflexion an höheren ungewöhnlich erwärmten Schichten.

D. Dispersion des Lichtes.

§ 365. Wird ein weisser Lichtstrahl durch Brechung aus seinem Wege abgelenkt, indem er z. B. durch ein Prisma geht, so zeigt sich, dass er in Farben zerlegt wird. Kommt das Licht von einem Spalt, der der brechenden Kante des Prisma parallel ist, wird dann nach der Brechung auf einem Schirme aufgefangen, so sieht man einen hellen Streifen, der vom am wenigsten abgelenkten Ende beginnend die Farben rot, orange, gelb, grün, blau, indigo, violett zeigt. Dieser Versuch wurde zuerst von Newton 1666 angestellt; er schloss, dass 1. das weisse Sonnenlicht aus verschiedenfarbigen Strahlen zusammengesetzt sein müsse; 2. dass die verschiedenen Farben verschieden stark gebrochen werden. Diese Zerlegung gemischten Lichtes nennt man Dispersion, das durch das Prisma entworfene farbige Bild des Spaltes ein Spektrum. In ihm sind bei Benutzung von Sonnenlicht nicht nur obige 7 Farben, deren Bezeichnung von Newton eingeführt wurde, vorhanden,

sondern unendlich viele; es zeigt sich ein ganz kontinuierlicher Uebergang von einer Farbe zur anderen.

Dass die Farben wirklich im Licht vorhanden sind, nicht durch das Prisma hervorgebracht werden, erkennt man daran, dass alle Prismen aus verschiedener Substanz die gleichen Farben geben, und dass man bei Vereinigung des Spektrums, etwa durch eine Linse, zu einem Punkt wieder weisses Licht erhält.

§ 366. Der Brechungsexponent eines Mediums ist $n = \frac{v_0}{v_1}$,

wo v_0 die Geschwindigkeit im Weltraum bedeutet. v_0 ist unabhängig von der Farbe; denn wenn ein Fixstern nach einer Verfinsternung sichtbar wird, sehen wir ihn sofort weiss, d. h. die verschiedenen Farben gelangen genau in derselben Zeit zu uns. Da aber bei der Brechung durch durchsichtige Substanzen n für verschiedene Farben verschieden, müssen wir schliessen, dass v_1 variabel ist, dass also in dem Lichtäther, der den Zwischenraum zwischen ponderablen Molekeln füllt, die Farbe, d. h. die Wellenlänge, von Einfluss auf die Geschwindigkeit ist (§ 349).

Cauchy hat zuerst (1836) theoretische Untersuchungen hierüber angestellt; er kam zu dem Schluss, dass $v = a - \frac{b}{\lambda^2} - \frac{c}{\lambda^4} + \dots$ sein müsse, wo a, b, c Konstante sind. Daraus folgt:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots,$$

die Cauchysche Dispersionsformel. Die λ sind, wie wir sehen werden, sehr klein, unter $\frac{1}{1000}$ mm, also ist λ^4 in erster Annäherung zu vernachlässigen gegen λ^2 , und man schreibt meist:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

wo A und B für jedes Medium Konstante sind.

Diese Gleichung ist von Wichtigkeit, weil sie, sobald für ein Prisma A und B bekannt sind, aus dem Brechungsexponenten einer Farbe deren Wellenlänge zu berechnen gestattet.

Die Cauchysche Dispersionsformel stellt nur eine grobe Annäherung an die Wahrheit dar. Auf Grund anderer theoretischer Voraussetzungen sind später, z. B. von Briot, Redtenbacher, Ketteler, andere Dispersionsformeln abgeleitet worden.

Bessere Resultate wurden erreicht, als Sellmeier in die Theorie die Annahme einführte, die ponderablen Molekeln des Mediums setzten dem in sie eingelagerten Aether bei seinen Schwingungen einen reibungsartigen Widerstand entgegen.

Vollkommen bewährt hat sich in neuester Zeit eine Formel, welche von Ketteler gegeben ist und sich auch aus einer elektromagnetischen Dispersionstheorie von Helmholtz ableiten lässt:

$$n^2 - a^2 = \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - \frac{M_1}{\lambda_1^2 - \lambda^2}.$$

Hier bedeuten a , M_1 , M_2 , λ_1 und λ_2 Konstante, von welchen die beiden letzteren eine wichtige Bedeutung haben. Sie stellen nämlich die Wellenlängen im Rot und Violett dar, welche von dem Medium des Körpers vollkommen absorbiert werden (vgl. § 368).

§ 367. Die beiden Konstanten der Cauchyschen Dispersionsformel sind für jedes Medium konstant, wechseln aber von einem zum anderen. Die Differenz, $d = n_v - n_r$ für die äussersten violetten und roten Strahlen nennt man die Grösse der Dispersion des betreffenden Mediums; von ihr hängt der Winkel der Zerstreuung oder die Länge des Spektrums ab. Es zeigt sich, dass n , der Brechungs-exponent einer mittleren Farbe, und d von einander nicht abhängen; im allgemeinen zerstreuen allerdings die Substanzen stark, die stark brechen, aber es gibt doch viele Ausnahmen. Die mittlere Ablenkung des Spektrums hängt nur von der Konstanten A der Cauchyschen Formel ab, die Grösse der Zerstreuung aber von B .

Folgende Tabelle gibt für einige Substanzen n für gelbes Licht und d .

	n	d		n	d
Bleiglas	1,7321	0,0677	Wasser	1,333	0,0132
Flintglas	1,7037	0,0371	Schwefelwasserstoff .	1,636	0,0837
„	1,6350	0,0433	Steinsalz	1,544	0,029
Crownglas	1,6114	0,0192	Diamant	2,420	0,056
„	1,5280	0,0204	Chromsaurer Blei .	2,926	0,770

Der Umstand, dass wir also Substanzen haben, welche das Licht relativ stark brechen, schwach zerstreuen, und andere, die es

schwach brechen, stark zerstreuen, ist von der grössten Wichtigkeit für die praktische Optik. Nehmen wir nämlich eine Prisma aus einer stark brechenden, schwach zerstreuen Substanz (z. B. Crownglas) von grossem brechendem Winkel; setzen wir dahinter in umgekehrter Stellung ein Prisma aus schwach brechender, stark dispergierender Substanz (z. B. Flintglas), dessen brechender Winkel so gross gewählt ist, dass die Dispersion beider Prismen gerade gleich ist, so wird sie durch die beiden entgegen wirkenden Prismen gerade aufgehoben werden, die Brechung wird aber bestehen bleiben, da das zweite Prisma viel schwächer wirkt und kleineren brechenden Winkel hat. Wir haben so ein achromatisches Prisma (Fig. 266).

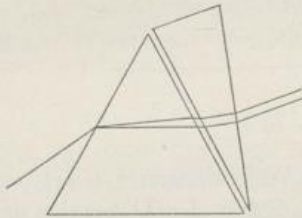


Fig. 266.



Fig. 267.

Linsen können wir als aus Prismen zusammengesetzt betrachten, und wir erhalten eine achromatische Sammellinse (Fig. 359), wenn wir eine Konvexlinse aus Crownglas vereinigen mit einer Konkavlinse aus Flintglas von passenden Krümmungsradien (Fig. 267).

Wir können aber auch das umgekehrte Ziel verfolgen: setzen wir hinter ein Prisma mit grossem Winkel aus stark dispergierender, schwach brechender Substanz ein solches aus schwach dispergierender, stark brechender von kleinem Winkel, so können wir ein zusammengesetztes Prisma erhalten, welches eine mittlere Farbe gar nicht ablenkt, aber doch das Licht zerstreut, ein Spektrum liefert; man nennt es gradsichtiges Prisma, oder Prisma à vision directe.

§ 368. Fast alle Substanzen brechen der Cauchyschen Dispersionsformel entsprechend längere Wellen, rotes Licht, am schwächsten, kürzere stärker. Bei einzelnen ist aber ein abweichendes Verhalten zuerst von Christiansen beobachtet, dann von Kundt näher untersucht worden.

Füllt man z. B. ein Hohlprisma mit Fuchsinlösung, so liefert

dasselbe ein Spektrum, bei welchem die Farben grün, blau, violett schwächer gebrochen sind, als die folgenden rot, orange, gelb. Diese Erscheinung, welche man anomale Dispersion nennt, zeigen solche Substanzen, welche eine bestimmte Farbe stark absorbieren, nicht hindurchlassen, also namentlich Farbstoffe. Kundt hat gefunden, dass der Brechungsindex kurz vor den absorbierten Wellenlängen stark wächst, um hinter denselben wieder mit kleinerem Wert zu beginnen. Die Fig. 268 wird dies anschaulicher

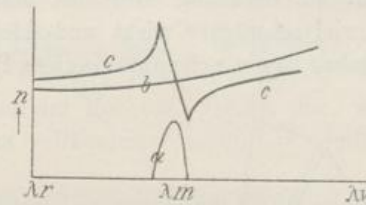


Fig. 268.

machen: auf der x-Axe sind die Wellenlängen von rot nach violett aufgetragen: die Kurve a stellt die Stärke der Absorption dar, welche also nur bei einer Stelle, λ_m , bedeutend wird. Als Ordinaten sind die Brechungsindizes genommen; b gibt die Kurve für das Lösungsmittel des Farbstoffes, c die für diesen an. Die Kurve läuft nicht glatt fort, sondern steigt vor λ_m plötzlich an, um hinter λ_m ganz niedrig wieder zu beginnen. So sind die n von λ_m bis λ_v kleiner als von λ_r bis λ_m , und bei der Brechung muss der zweite Teil des Spektrums vor dem ersten liegen.

Denken wir uns nun einen Körper mit zwei solchen Absorptionsstreifen, etwa einen im Ultrarot bei λ_1 , einen im Ultra-

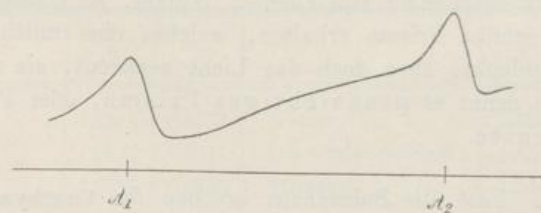


Fig. 269.

violett bei λ_2 , so wird an beiden Stellen ein plötzlicher Fall des Brechungsindex eintreten müssen, und die Dispersionskurve wird etwa das durch Fig. 269 dargestellte Aussehen haben müssen.

Diese Gestalt der Kurve ergibt sich in der That aus der Helmholtz-Kettlerschen Dispersionsgleichung (§ 366). Zwischen den Absorptionsstreifen steigt die Kurve gleichmässig an, und da passt die Cauchysche Formel, aber nicht mehr, sobald man sich den Absorptionsgebieten nähert. Man erkennt so, dass die ganze Dispersion nur eine Folge der Absorption ist; alles, was die Lage der Absorptionsstreifen ändert, z. B. eine Temperaturänderung, muss auch die Dispersionskurve ändern.

E. Wirkungen des Lichtes.

§ 369. Die Transversalschwingungen des Lichtäthers, die Lichtstrahlen, können je nachdem, auf welchen Körper sie treffen, verschiedene Wirkungen ausüben. Wir können folgende unterscheiden:

1. Optische Wirkungen: Breiten wir das Tageslicht durch ein Prisma zu einem Spektrum aus, so sehen wir einen farbigen Streifen, dessen eines Ende rot, das andere violett ist. Die Enden sind nicht scharf begrenzt; nehmen wir direktes Sonnenlicht, so sehen wir das Spektrum nach beiden Seiten länger werden. Nach Methoden, die wir später besprechen werden, kann man nachweisen, dass das äusserste sichtbare Rot einer Wellenlänge von $\lambda = 760 \mu\mu$ (milliontel Millimeter) entspricht, das äusserste Violett $400 \mu\mu$; dazwischen liegen die übrigen Farben mit mittleren Wellenlängen. — Unsere Sehnerven haben daher nur eine beschränkte Empfindlichkeit, sie nehmen nur bestimmte Wellenlängen wahr, grössere und kleinere nicht; in ähnlicher Weise ist ja auch das Gehör beschränkt, so dass wir kleinere Wellen als von 1 mm nicht mehr hören. Es gibt aber sowohl längere als kürzere Wellen, als die sichtbaren. Die längeren Wellen sind zuerst nachgewiesen durch:

2. Wärmewirkungen: Herschel fand 1800, dass ein Thermometer im Spektrum verschoben desto stärker stieg, je längere Wellen auffielen, und dass die Temperaturerhöhung noch zunahm jenseits des roten Endes. Dieser unsichtbare Teil des Spektrums wird der ultrarote genannt. Statt des unempfindlichen Thermometers sind später schmale Thermosäulen (§ 305) namentlich durch Melloni und Bolometer (§ 282) durch Langley zur Untersuchung verwandt worden. Da Glas die langen Wellen nicht durchlässt, muss man Prismen aus Steinsalz oder Flusspat be-

nutzen. — Diese langen Wellen sind dasjenige, was wir als strahlende Wärme wahrnehmen. Rubens hat noch Wellen von $0,06\text{ mm}$ beobachten können. Dass diese Wärmestrahlen wirklich identisch sind mit den Lichtstrahlen, ist auf verschiedene Weise nachgewiesen worden; wir werden darauf noch zurückkommen.

§ 370. 3. Chemische Wirkungen. Jenseits des Violetten liegen im Spektrum die kürzeren Wellen als $400\ \mu\mu$; man nennt sie ultraviolette Strahlen. Sie sind zuerst bemerkt worden durch ihre Fähigkeit, chemische Wirkungen hervorzubringen. Diese Wirkungen sind folgende:

a) Unter Einfluss des Lichts finden manchmal molekulare Umlagerungen statt, es entstehen allotrope Modifikationen oder isomere Verbindungen. So wird z. B. der giftige gelbe Phosphor durch Wärme oder Licht in den nicht giftigen roten übergeführt; ebenso wird Schwefel in eine in Schwefelkohlenstoff unlösliche Modifikation übergeführt; bei Gegenwart verschiedener organischer Substanzen wird Sauerstoff in Ozon verwandelt, der sich durch seine bleichende Kraft kenntlich macht. Ein interessantes Beispiel bietet auch das Chinin: Chininsulfat wird in Chinidin verändert: daher geben moosbedeckte Chinabäume mehr Chinin, und man hält die Arbeitsräume bei der Darstellung von Chinin dunkel.

b) Das Licht führt chemische Verbindungen herbei: gleiche Volumina von Chlor und Wasserstoff verbinden sich im Dunklen nicht, im Licht mit Explosion zu HCl . Oxydation wird in zahllosen Fällen durch das Licht erleichtert; hierher gehört das Bleichen vieler Farbstoffe, welches auf Oxydation beruht.

c) Das Licht zerlegt chemische Verbindungen. Hier sei vor allem die Zerlegung der Kohlensäure genannt: Menschen und Tiere atmen den Sauerstoff der Luft ein, der zur Verbrennung der Kohlenwasserstoffe dient und zum Teil wieder als Kohlensäure ausgeatmet wird. Der grüne Farbstoff der Pflanzen, das Chlorophyll, zerlegt bei Gegenwart von Licht wieder die CO_2 , der Kohlenstoff wird zum Aufbau der Pflanzenzellen verwandt, der Sauerstoff wird frei und so das nötige Quantum desselben immer wieder hergestellt.

Auch die photographischen Prozesse gehören hierher, die meist auf einer Reduktion der Metallsalze beruhen. Namentlich sind es die Haloidverbindungen des Silbers, die benutzt werden. Während lange Belichtung dieselben wirklich reduziert, macht kurze

sie nur leichter reduzierbar. Wird daher eine Platte, welche mit Brom- oder Jodsilber, suspendiert in Kollodium oder Gelatine, überzogen ist, in der Camera obscura für kurze Zeit einem Bilde ausgesetzt, so wird an den hellsten Stellen das Silbersalz von einem schwachen Reduktionsmittel, z. B. einem Eisensalz, zuerst reduziert, an den anderen Stellen langsamer. Das in kleinsten Teilchen ausgeschiedene metallische Silber sieht schwarz aus; es entsteht daher ein Bild, in welchem Hell und Dunkel gerade umgekehrt wie in der Natur verteilt sind, ein sog. Negativ. Die Reduktion nennt man Hervorrufen oder Entwickeln des Bildes. Dasselbe enthält noch an den in der Natur dunkelsten Stellen unreduziertes Silbersalz. Daher wird die Platte nun in eine Lösung gebracht, welche das Silbersalz auflöst, meist unterschwefligsaures Natron, wodurch das Bild fixiert wird. Von dem Negativ werden dann positive Bilder erhalten, indem man unter dem Negativ mit Chlorsilber überzogenes Papier dem Licht aussetzt. Das Chlorsilber wird dadurch an den hellsten Stellen des Negativs am stärksten reduziert, geschwärzt, an den dunkelsten Stellen bleibt es unverändert. Es kann hier nicht näher auf die photographischen Operationen eingegangen werden.

Es zeigt sich, dass es im wesentlichen nur die kurzen Wellen sind, welche diese photographische Wirkung hervorbringen. Entwerfen wir ein Sonnenspektrum auf einer photographischen Platte, so finden wir, dass das rote, gelbe und grüne Licht im allgemeinen gar nicht reduzierend wirkt, wohl aber das blaue, violette und unsichtbare ultraviolette. Doch ist die Grenze, wo die Wirksamkeit beginnt, abhängig von der chemischen Natur der Platte. H. W. Vogel hat die für die Photographie hervorragend wichtige Tatsache gefunden, dass durch Zusatz eines Farbstoffes, welcher grünes, gelbes oder rotes Licht absorbiert, zum Silbersalz auch diese Wellen zu chemischer Wirksamkeit gezwungen werden können. Mit Hilfe der Photographie hat V. Schumann die Lichtstrahlen bis $\lambda = 100 \mu\mu$ verfolgen können.

§ 371. Wir kennen noch eine Wirkung des Lichts, nämlich Hervorrufung von

4. Fluorescenz und Phosphorescenz. Es gibt eine Menge Substanzen, welche von Licht getroffen selbst leuchtend werden; dauert dies Leuchten nur so lange, als das fremde Licht auffällt, so nennt man es Fluorescenz, dauert es länger, so heisst es Phos-

phorescenz. Die verschiedenen Substanzen leuchten dabei in ihnen eigentümlichen Farben; so sendet Chlorophylltinktur rotes Fluorescenzlicht aus, Kaliumplatincyantür gelbes, Uranglas gelbgrünes, Curcuma-Lösung hellgrünes, Aeskulin blaues u. s. w. Im allgemeinen wird das Fluorescenzlicht nur angeregt durch kürzere Wellen, als es selbst besitzt (Gesetz von Stokes), also wird z. B. Uranglas fluorescierend nicht durch rotes und gelbes Licht, sondern nur durch grünes bis ultraviolettes, Aeskulin nur durch violettes und ultraviolettes u. s. w.

Die Phosphorescenz wurde zuerst bei schwefelsaurem Baryt beobachtet, dann besonders bei Calcium-Verbindungen gefunden. Sie wird namentlich durch kurze Wellen angeregt, während, wie Becquerel fand, lange, die ultraroten, sie vernichten.

Es ist sehr möglich, dass diese Erscheinungen auch auf chemischer Wirkung beruhen, dass die Beleuchtung molekulare Umlagerungen hervorbringt, deren Rückbildung mit Lichterzeugung verbunden ist.

Fluorescierende Platten werden benutzt, um das ultraviolette Spektrum sichtbar zu machen, indem dasselbe die sichtbaren Fluorescenzstrahlen an den getroffenen Stellen erregt; die Auslöschung des Phosphorescenzlichtes ist ebenso von Becquerel zur Sichtbarmachung des Ultrarot verwandt. Bringt man z. B. eine mit Balmainscher Leuchtfarbe überzogene, dem Tageslicht ausgesetzt gewesene und daher leuchtende Platte ins Dunkle, und entwirft auf ihr ein Spektrum, so hört das Leuchten auf, wo ultrarote Strahlen hinfallen, es entsteht ein negatives Bild des Spektrums.

F. Emission des Lichtes (Spektralanalyse).

§ 372. Alle Körper senden jederzeit Strahlen von ihrer Oberfläche aus. Solange sie sich auf niedriger Temperatur befinden, handelt es sich nur um Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. So senden nach Langley Körper von 0° Wellen von $\lambda = 28000 \mu\mu$ aus. Je höher die Temperatur steigt, desto kürzere Wellen kommen hinzu; nach Draper beginnen bei etwa 525° C. alle festen Körper rote Strahlen zu emittieren. Bei noch höherer Temperatur kommen dazu gelbe, grüne, blaue, violette, ultraviolette, so dass wir bei der höchsten Temperatur, der Weissglut, weisses Licht haben.

Untersuchen wir das Licht, welches von glühenden festen

Körpern ausgesandt wird, indem wir es zu einem Spektrum ausbreiten, so finden wir alle denkbaren Farben oder Wellenlängen vertreten. Solches Spektrum wird ein kontinuierliches genannt. Wir können daher sagen: alle festen glühenden Körper geben ein kontinuierliches Spektrum, wobei sie sich nur durch verschiedene Intensität unterscheiden.

§ 373. Ganz abweichend verhalten sich Dämpfe. Bringen wir in eine Flamme von hoher Temperatur ein leicht verdampfbare Salz, so werden die sich daraus bildenden Dämpfe glühend, und man sieht, dass die Flamme gefärbt ist, d. h. nicht Strahlen von allen möglichen Farben aussendet. Zerlegt man das Licht in ein Spektrum, so findet man dementsprechend nur einige Farben vertreten, einige helle Stellen, die durch lichtlose Strecken getrennt sind. Also: alle leuchtenden Dämpfe oder Gase geben diskontinuierliche Spektren.

Kirchhoff und Bunsen bewiesen im Jahre 1859 die wichtige Thatsache, dass das entstehende Spektrum nur von der Natur des Dampfes abhängt, und für jede besondere Substanz ein besonderes und charakteristisches sei. Danach kann man die Natur eines Dampfes durch sein Spektrum erkennen. So gibt Na in jeder Flamme stets bestimmte gelbe Strahlen, K rote; finden wir in dem Lichte irgend einer Substanz, die wir verdampfen, die gelbe und die rote Linie, so wissen wir, dass Na und K in der Substanz enthalten war. Diese Art, die Zusammensetzung zu untersuchen, nennt man Spektralanalyse.

§ 374. Ueber die Art und Weise, wie das Leuchten entsteht, können wir uns folgende Vorstellung machen: Wir wissen, dass alle Körper aus getrennten Molekeln bestehen, die in fortwährender Bewegung begriffen sind. Bei festen Körpern haben wir uns die Molekeln sehr nahe liegend zu denken, so dass sie ausserordentlich oft zusammenstossen. Bei Gasen dagegen sind die Zwischenräume gross gegen die Molekeln, die Zusammenstösse relativ selten. Die Molekeln sind zusammengesetzt aus Atomen, wahrscheinlich aus sehr vielen. Bei den Zusammenstössen werden die Molekeln erschüttert, die Atome geraten in Vibrationen, deren Schwingungszahlen jedenfalls bedingt sein müssen durch die spezielle Beschaffenheit des Molekels, die Zahl, Masse, Lagerung der Atome, die zwischen ihnen wirkenden Kräfte.

Zwischen den Molekeln und Atomen liegt überall der Licht-

äther; die translatorische Wärmebewegung der ganzen Molekeln verdrängt ihn nur von einer Stelle zur anderen, die gesetzmässigen Schwingungen der Atome aber erzeugen in ihm identische Schwingungen, welche sich dann als Wärme- oder Lichtwellen nach allen Seiten ausbreiten.

Mit steigender Temperatur werden die Molekularbewegungen schneller, die Zusammenstösse heftiger; daher nimmt die Intensität der Atombewegung und des ausgesandten Lichtes zu, ausserdem müssen wir, um den Thatsachen Rechnung zu tragen, annehmen, dass durch stärkere Stösse schnellere Atomschwingungen angeregt werden, — was zahlreiche Analogien in der Akustik findet, wo ein stärkerer Stoss Obertöne der Stimmgabel erzeugt, stärkerer Luftdruck Obertöne der Pfeifen u. s. w. So erklärt sich, dass mit steigender Temperatur immer kürzere Wellen emittiert werden.

Damit ein Körper Licht aussende, ist die einzige Bedingung, dass seine Atome genügend kräftige Schwingungen ausführen. Es ist aber ganz gleichgültig, wie diese Schwingungen erzeugt wurden. Früher nahm man an, dass nur Wärme das zu thun vermöge; in neuerer Zeit aber, namentlich durch die Untersuchungen von E. Wiedemann, hat sich gezeigt, dass auf sehr verschiedene Weise Licht erregt werden könne. Elektrische Entladungen in verdünnten Gasen erschüttern, wenn wir uns an die Maxwellsche Theorie halten, die Molekeln gewaltig durch die entstehenden und aufgehörenden Spannungen; daher leuchtet das Gas, obwohl, wie zuerst E. Wiedemann nachwies, seine Temperatur die gewöhnliche bleiben kann (§ 323).

Ebenso werden bei chemischen Prozessen, durch welche die Molekeln zerrissen werden, stürmische Atombewegungen erzeugt werden und Licht hervorrufen. Wiedemann nennt den Leuchtvorgang Luminescenz, und unterscheidet je nach der Ursache der Atombewegung Thermoluminescenz, Elektroluminescenz, Chemoluminescenz u. s. w.

In neuerer Zeit neigt man immer mehr zu der Annahme, dass nicht die Bewegung der Atome selbst, sondern die mit und auf ihnen stattfindenden Bewegungen ihrer elektrischen Ladungen, der Elektrons, das Leuchten bedinge. Dies macht keinen wesentlichen Unterschied, solange das Elektron sich nur mit dem Atom bewegt, wohl aber, wenn es sich auf ihm bewegt. Durch letzteres können wir die Luminescenzerscheinungen erklären, und andere später zu besprechende Thatsachen (vgl. § 454).

§ 375. Durch einen Zusammenstoß zweier Molekeln werden alle denkbaren Schwingungen der Atome angeregt; bleibt dann das Molekel sich frei überlassen, so bestehen aber nur die dem Bau entsprechenden Schwingungen. Bei den festen glühenden Körpern, wo die Zusammenstöße fast fortwährende sind, kann das aber nicht der Fall sein, und daher finden wir hier auch im Aether alle denkbaren Schwingungen; das Spektrum ist ein kontinuierliches. — Bei den Dämpfen und Gasen dagegen, wo in relativ langen Pausen die Zusammenstöße stattfinden, machen sich die Eigenschwingungen der Atome geltend, jeder Dampf gibt daher sein besonderes, für ihn charakteristisches Spektrum.

Hier sind nun noch Stufen möglich: wenn das Molekel sehr kompliziert gebaut ist, aus sehr vielen Atomen besteht, wie es bei dem Dampf von Verbindungen und der Elemente bei relativ niedriger Temperatur anzunehmen ist, so ist die Zahl der möglichen Eigenschwingungen eine sehr grosse. Im Spektrum treten dann breitere helle Bänder auf, welche aus zahllosen Linien bestehen. Ein solches Spektrum heisst Bandenspektrum oder kanneliertes Spektrum. Hat dagegen das Molekel einfachen Bau, wie es bei Elementen und hoher Temperatur der Fall ist, so werden nur einzelne ganz bestimmte Schwingungen ausgeführt, das Licht besteht nur aus ganz scharf bestimmten Schwingungen, das Spektrum enthält scharf begrenzte helle Linien. Man nennt es dann Linienspektrum.

§ 376. Wir können danach die Erscheinungen in folgenden einfachen Sätzen zusammenfassen:

1. Jeder feste glühende Körper emittiert ein kontinuierliches Spektrum.

2. Jede Substanz, in leuchtenden Dampf verwandelt, gibt ein ihr eigentümliches, diskontinuierliches Spektrum. Dabei ist vorausgesetzt, dass die Substanz als solche bei der hohen Temperatur des Leuchtens bestehen kann, was bei Verbindungen in den meisten Fällen nicht möglich ist, weil sie dissociiert werden. Dann wird der Dampf die Spektren der Zerfallsprodukte, meist nur das des Metalls zeigen.

3. Der leuchtende Dampf jeder Verbindung und der der Elemente bei niedriger Temperatur geben Bandenspektren.

4. Bei hoher Temperatur und geringer Dichte geben die Dämpfe Linienspektren.

5. Steigerung der Dampfdichte lässt die Linien des Spektrums breiter werden, weil durch die häufigeren Zusammenstöße auch noch die den Eigenschwingungen benachbarten erregt werden.

6. Steigerung der Temperatur macht im allgemeinen das Spektrum immer einfacher, aus weniger Linien bestehend, weil das Molekel immer einfacher wird; andererseits kann sie auch neue Linien hervorbringen.

§ 377. Da die ausgesandten Wellenlängen nur vom Bau des Molekels abhängen, und wir bei chemisch verwandten Substanzen ähnlichen Bau annehmen können, liegt es nahe, Beziehungen zwischen den Spektren chemisch verwandter Stoffe zu suchen. Es ist in dieser Richtung aber noch sehr wenig Sicheres gefunden worden. Andererseits hat man gesucht, einen gesetzmässigen Zusammenhang zwischen den verschiedenen Linien desselben Spektrums zu finden, von der Anschauung ausgehend, das Molekel werde sich wie ein tönender Körper verhalten. So wissen wir, dass eine Saite Schwingungen macht, deren Schwingungszahlen sich wie $1 : 2 : 3 : 4 \dots$ verhalten, während wir bei einer gedackten Pfeife das Verhältnis $1 : 3 : 5 : 7 \dots$ haben. Die Untersuchungen haben aber gezeigt, dass sich die Linien eines Spektrums jedenfalls nicht als harmonische Obertöne darstellen lassen. Von Balmer ist zuerst für Wasserstoff eine Gleichung gefunden worden, welche die Wellenlängen berechnen lässt. Sie lautet: $\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - 4}$, wo h eine Konstante ist, und ergibt für $m = 3$ bis $m = 21$ die bekannten Wasserstofflinien. Sie lässt sich auch schreiben: $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{h} \frac{m^2 - 4}{m^2} = A + \frac{B}{m^2}$; da $\frac{1}{\lambda}$ proportional der Schwingungszahl n ist, so stellt sich dies als spezieller Fall der allgemeineren Formel dar:

$$n = A + \frac{B}{m^2} + \frac{C}{m^4} + \frac{D}{m^6} \dots$$

Kayser und Runge haben nachgewiesen, dass diese Formel die Linien vieler Elemente darstellt, wenn man für m nach einander die Reihe der ganzen Zahlen einsetzt, z. B. für Li, Na, K, Rb, Cs, Mg, Ca, Sr, Zn, Cd, Hg, Al, In, Tl. Wir stehen erst im Anfange dieser Untersuchungen, welche für unsere Kenntnis der molekularen Verhältnisse sehr fruchtbar zu werden versprechen.

§ 378. Es sind nun die Hilfsmittel zu erwähnen, die wir zur Herstellung der leuchtenden Dämpfe besitzen. Leicht flüchtige Salze bringt man an einem Platindraht in Flammen, namentlich die des Bunsenschen Brenners. Genügt die Temperatur nicht, so verdampft man sie im Knallgasgebläse, oder im galvanischen Lichtbogen. Hier kann man auch die Metalle selbst in Form von Stäben statt der Kohlenstäbe verbrennen. — Sehr viel benutzt werden die Funken, die ein Induktionsapparat liefert; springen dieselben zwischen zwei Spitzen, z. B. von Eisen, über, so verdampfen sie sehr kleine Mengen des Metalls und der Funke zeigt das Spektrum des Eisens, daneben natürlich auch das der Luft (vgl. § 324). Sehr bequem ist es häufig für Untersuchung der Salze, dieselben zu lösen, und Funken von der Lösung nach einer Platinspitze überspringen zu lassen.

Gase füllt man in sog. Geisslersche Röhren: dieselben (Fig. 270) bestehen für diesen Zweck aus zwei weiteren Teilen, welche durch eine Kapillare verbunden sind. In die weiteren Teile

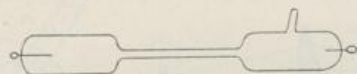


Fig. 270.

sind Platindrähte eingeschmolzen, an welche innen Aluminiumdrähte als Elektroden angesetzt sind, zwischen denen die Funken übergehen. Der eine weitere Teil hat ein Seitenröhrchen, durch welches das Rohr luftleer gemacht, dann mit dem gewünschten Gas gefüllt wird. Das Gas erhält dabei nur geringe Dichte; die Entladungen des Induktoriums bringen dann die ganze Gasmasse zum Leuchten, teils durch direkte Wirkung der Elektrizität, teils durch Temperaturerhöhung infolge des Widerstandes. Am hellsten ist der kapillare Teil, weil hier die ganze Entladung auf kleineren Querschnitt zusammengedrängt ist.

§ 379. Das von den leuchtenden Dämpfen ausgesandte Licht muss weiter zu einem möglichst scharfen Spektrum ausgebreitet werden. Man benutzt dazu Prismen oder Diffraktionsgitter (§ 401), welche auf einem Spektrometer aufgestellt werden.

Wenn von dem Punkt S (Fig. 271) oder einem hier befindlichen Spalte etwa rotes und blaues Licht ausgeht und auf das Prisma fällt, so wird es zerlegt, das rote Bündel wird schwächer

abgelenkt, das blaue stärker; beide Strahlenbündel würden sich hinter dem Prisma schneiden und mischen. Setzen wir aber eine achromatische Linse dahinter, so vereinigt sie jedes Bündel je nach seiner Richtung in zwei Punkten R und B , wir erhalten hier zwei Bilder des Spaltes in roter und blauer Farbe, so als ob wir zwei so gefärbte Spalte in R_1 und B_1 hätten. Sind die Farben von mittlerer Wellenlänge auch vorhanden, so entstehen durch sie unendlich viele Spaltbilder zwischen B und R , wir erhalten ein kontinuierliches Spektrum. Sollen die verschiedenen Farben nicht über einander fallen, so muss der Spalt sehr eng sein; weiter zeigt die Theorie, dass das Spektrum am schärfsten ist, wenn der Spalt sich in unendlicher Entfernung vom Prisma befindet, d. h. wenn das auffallende Strahlenbündel ein paralleles ist.

Danach ist das Spektrometer so eingerichtet (Fig. 272): das Licht fällt ein durch das Kollimatorrohr C ; dasselbe trägt,

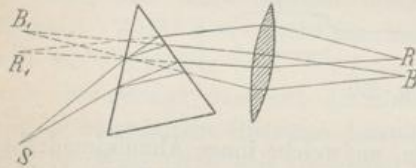


Fig. 271.

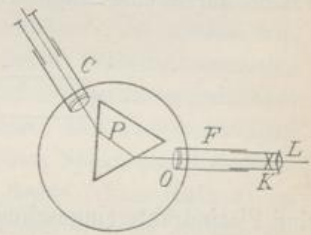


Fig. 272.

dem Prisma P zugewandt, eine achromatische Linse, in deren Brennpunkt am anderen Ende sich der Spalt befindet. Die durch diesen eintretenden Lichtstrahlen werden daher durch die Linse parallel gemacht, fallen so auf das Prisma, werden gebrochen und dispergiert. Sie gelangen in das Fernrohr F , dessen achromatisches Objektiv O in seiner Brennweite ein Spektrum entwirft, welches man durch das mit einem Fadenkreuz K versehene und als Lupe vergrößernd wirkende Okular L betrachtet. Das Fernrohr dreht sich um einen Teilkreis, so dass man die Ablenkung verschiedener Farben und damit den Brechungsindex derselben bestimmen kann. Wie man sieht, ist der Apparat nichts anderes als ein Goniometer (§ 343).

Statt des Prismas kann auch ein Diffraktionsgitter auf das Goniometer gesetzt werden; dann lassen sich direkt die Wellenlängen bestimmen (398).

Bei spektralanalytischen Untersuchungen hat man meist sehr grosse Dispersion nötig, das Spektrum muss sehr lang sein, damit man noch kleine Unterschiede der Wellenlänge beobachten könne. Zu dem Zweck hat man das Licht durch eine ganze Anzahl von hinter einander gestellten Prismen gehen lassen, welche sich bei Drehung des Fernrohrs automatisch verschieben, so dass der

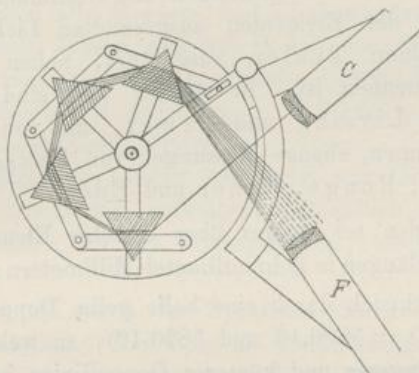


Fig. 273.

beobachtete Strahl stets unter dem Minimum der Ablenkung hindurchgeht. Fig. 273 zeigt einen Teil eines solchen Apparates mit vier Prismen.

Auch die Prismen à vision directe sind zu kleinen handlichen Apparaten benutzt worden (Fig. 274), welche namentlich für sich bewegende Lichtquellen, Blitze, Meteore u. s. w., zweckmässig sind.

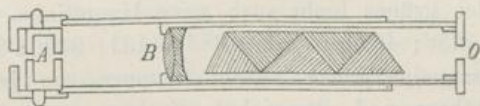


Fig. 274.

Hinter dem Spalt A folgt eine achromatische Linse B, welche ein Bild desselben in der Augenöffnung O entwirft, dazwischen ist das Prisma, aus fünf oder sieben Prismen zusammengesetzt, angebracht.

§ 380. Die Wichtigkeit der Spektralanalyse beruht auf zwei Umständen: sie gestattet uns erstens, Körper auf ihre chemische Zusammensetzung zu untersuchen, die weit von uns entfernt sind,

namentlich also die Himmelskörper, und auf diesem Gebiet hat sie auch die wichtigsten Resultate ergeben. Ferner aber ist sie auch wichtig durch ihre enorme Empfindlichkeit, welche Spuren von Elementen zu entdecken gestattet, bei denen die chemische Analyse längst versagt. So verdanken wir der Spektralanalyse die Kenntnis einer ganzen Anzahl neuer Elemente.

Die genauesten Untersuchungen und Bestimmung der Wellenlängen des von den Elementen ausgesandten Lichtes hat zuerst Kirchhoff, dann Thalén ausgeführt, neben welchen noch Huggins zu nennen ist. In neuerer Zeit sind ausgezeichnete Messungen von Liveing und Dewar, und von Hartley und Adeney zu nennen, ebenso Messungen von Hasselberg, Rowland, Kayser, Runge, Exner und Eder.

Im folgenden sei einiges über einzelne Elemente mitgeteilt, wobei die Wellenlängen in Zehnmilliontel-Millimetern angegeben sind:

Na zeichnet sich durch eine helle gelbe Doppellinie, die sog. D-Linien, aus ($\lambda = 5896,16$ und $5890,19$), zu welcher noch eine ganze Anzahl längerer und kürzerer Doppellinien kommen.

K hat im sichtbaren Teil eine Reihe von Gruppen, die aus vier Linien bestehen, im Ultraviolett eine Reihe von Doppellinien.

Die Hauptlinien sind: 7699; 7666; 6939; 6911; 4047; 4044.

Li zeichnet sich durch rote Linien aus (6708 und 6104) und durch eine ultraviolette Serie, welche mit 4603 beginnt, mit 2359 endet.

Sr besitzt sehr viele Linien, deren stärkste sind: 6502; 6407; 5481; 4608; 4305; 4216; 4078. Das Licht ist rot.

Ba sendet grünes Licht aus; seine Hauptlinien sind: 6497; 6142; 5828; 5536; 4934; 4554; 4282; 4131; 3490; 2335.

Ca besitzt eine ganze Anzahl Gruppen von je drei Linien über das sichtbare und ultraviolette Spektrum verteilt. Dasselbe gilt von

Mg, dessen Hauptlinien, ausser 5183; 5172; 5167, sämtlich im Ultravioletten liegen.

Al ist durch eine grosse Zahl von Linienpaaren charakterisiert, welche im Ultrarot beginnen und bei 1852 endigen.

Im Jahre 1860 entdeckte Bunsen durch das Spektroskop zwei neue Elemente, das Cäsium (hellste Linie 4593 und 4555) und das Rubidium (hellste Linie 6298 und 4202). Dann fand 1861 Crookes das Thallium (Hauptlinie 5350) und 1863 Reich

und Richter das Indium (6193; 5250; 4511; 4102; 3256; 3039), endlich Lecoq das Gallium (4170 und 4031).

Besonders interessant sind die Metalloide, von deren jedem wir zwei oder mehr Spektren kennen. Von Sauerstoff haben wir ein Bandenspektrum und zwei Linienspektren, von Stickstoff ein Liniens- und ein Bandenspektrum, von Kohle ein Liniens- und ein Bandenspektrum, von Wasserstoff zwei Linienspektren. Cl, Br, J, S, Se haben alle Banden- und Linienspektren.

In den letzten Jahren sind eine Reihe neuer Gase als Bestandteile unserer Atmosphäre auf spektroskopischem Wege gefunden, nämlich durch Rayleigh und Ramsay das Argon, durch Ramsay das Helium, Xenon, Neon, Kryton.

Von den Metallen kennen wir meist nur Linienspektren, die zum Teil zahllose Linien enthalten, namentlich im Ultraviolett. Am kompliziertesten ist das Eisenspektrum, welches etwa 5000 Linien besitzt.

Schliesslich sei noch das Spektrum des Blitzes und des Nordlichts erwähnt. Der Blitz als starke elektrische Entladung der Luft zeigt naturgemäss die Bestandteile derselben, also Linien von N, O, H. Das Nordlicht dagegen zeigt neben einigen anderen Linien als Hauptlinie eine, welche keinem bekannten irdischen Elemente angehört, bei etwa $\lambda = 5569$.

§ 381. Während man früher immer annahm, die Spektrallinien hätten unveränderte Lage, hat sich das in neuester Zeit als nicht streng richtig herausgestellt. Humphreys und Mohler fanden, dass wenn man die Lichtquelle unter Druck brennen lässt, stets eine kleine Verschiebung der Linien nach Rot hin eintritt. Dabei zeigt sich, dass nicht alle Linien eines Elementes gleich stark verschoben sind, sondern nur die, welche zu einer Linienserie (§ 377) gehören. Die Erscheinung ist indes noch zu wenig untersucht.

Ferner fand Zeemann, dass wenn man die Lichtquelle in ein starkes Magnetfeld bringt, jede Linie sich in 2 oder mehr spaltet, die symmetrisch zu beiden Seiten der ursprünglichen Linie liegen. Wir kommen auf dies Zeemansche Phänomen noch zurück (siehe § 454).

G. Absorption des Lichtes (Spektralanalyse).

§ 382. Wenn Lichtstrahlen durch ponderable Substanzen gehen, so werden Teile von ihnen zurückgehalten, absorbiert. Wir haben uns den Vorgang so zu denken, dass ein Teil der Energie der Aetherschwingungen an die Molekeln abgegeben wird und entweder in Atombewegung oder in Molekularbewegung, d. h. Wärme verwandelt wird. Die Aetherenergie wird jedenfalls geschwächt, es tritt weniger Licht aus, als ein.

Man unterscheidet die Körper als durchsichtige und undurchsichtige, je nachdem sie noch durch dicke Schichten Licht durchlassen, oder schon in dünnen Schichten alles Licht absorbieren. Unter den durchsichtigen unterscheiden wir wieder farbige und farblose, von welchen erstere einzelne Wellenlängen viel stärker absorbieren, als die übrigen; man spricht dann von auswählender Absorption. Blaues Glas z. B. lässt grünes, blaues und violettes Licht fast ungeschwächt hindurch, während rotes und gelbes sehr stark absorbiert wird. Es sind indessen weder zwischen durchsichtigen und undurchsichtigen, noch zwischen farbigen und farblosen Substanzen scharfe Grenzen zu ziehen; auch reines Wasser absorbiert, wenn die Schicht dick genug ist, das Licht, und Metalle lassen es durch sehr dünne Schichten durchgehen. Ebenso zeigt sich dann der Unterschied in der Absorption verschiedener Wellenlängen: Wasser und Silber lassen z. B. blaues Licht stärker hindurch.

Für die Absorption des Lichts gelten folgende Gesetze:

1. Die Menge J_1 des absorbierten Lichtes ist proportional der des auffallenden J , also $\frac{J_1}{J} = \text{Konst.}$

2. Gleich dicke Schichten eines Körpers absorbieren einen gleichen Bruchteil des auffallenden Lichtes. Haben wir daher einen Körper von der Dicke n , auf den die homogene, d. h. einfarbige Lichtmenge L fällt; denken wir ihn in n Schichten von der Dicke 1 geteilt, nehmen an, eine Schicht absorbiere den Bruchteil yL , lasse also $L - yL = (1 - y)L = xL$ hindurch, so absorbiert die zweite Schicht davon wieder y , es geht hindurch $(1 - y)xL = x^2L$ u. s. w. Aus der n -ten Schicht tritt daher aus x^nL , während absorbiert ist $(1 - x^n)L$. Bei den durchsichtigen farblosen Körpern ist y für

alle Wellenlängen sehr klein, bei den farbigen für einzelne klein, für andere gross, bei den undurchsichtigen für alle Wellenlängen grösser, nämlich nahezu gleich 1. γ heisst der Absorptionskoeffizient.

Wie für die sichtbaren, so sind auch für die ultraroten und ultravioletten Strahlen die Substanzen durchsichtig oder undurchsichtig. Hartgummi z. B. lässt grössere Wellen als 700 $\mu\mu$ vollständig hindurch, Wasser fast gar nicht, auch Glas schwächt sie stark. Ebenso ist Glas für Ultraviolett undurchsichtig; das ist wichtig für die Untersuchung der kurzen Wellen; Prismen und Linsen des Spektrometers müssen dazu aus Quarz oder Flussspat hergestellt werden, welche für kurze Wellen durchsichtig sind. Ebenso müssen Prismen und Linsen für das Ultrarot aus Steinsalz oder Fluorit hergestellt werden, welche beide für lange Wellen gut durchlässig sind. Die atmosphärische Luft ist für kurze Wellen undurchsichtig, daher hört das Sonnenspektrum bei etwa 300 $\mu\mu$ auf. Nach Cornu soll 1 *m* Luft Wellen von 184 $\mu\mu$ völlig absorbieren, 0,1 *m* Luft solche von 157 $\mu\mu$.

§ 383. Auf der Absorption des Lichtes beruhen die natürlichen Farben der Körper. Wir sehen die Körper (wenn sie nicht selbstleuchtend sind) nur, weil sie das auffallende Licht diffus reflektieren (§ 344). Das Licht wird aber nicht in der Grenzfläche selbst reflektiert, sondern dringt bis zu einer sehr geringen Tiefe in die Substanz ein, bevor es zurückgeworfen wird. Auf diesem Wege erleidet es nun Absorption einzelner Farben, das reflektierte Licht enthält also nicht mehr alle Farben, die sich vorher zu weiss mischten, muss also farbig aussehen. Ein grüner Körper z. B. ist nicht ein solcher, der nur grünes Licht aussendet, sondern ein solcher, der alle Bestandteile des weissen Lichtes reflektiert mit Ausnahme der roten Strahlen. Daher kommt es, dass farbige Körper verschieden aussehen können, je nach dem auffallenden Lichte, einzelne Farben z. B. bei Lampenlicht schwer zu untersuchen sind, oder dunkler aussehen; wenn das auffallende Licht aus anderem Farbgemisch besteht — und im Lampenlicht ist viel weniger Blau, als im Tageslicht, es erscheint rot oder gelb gegen dieses, — so muss auch das reflektierte Licht andere Farbe besitzen.

§ 384. Zur genaueren Kenntnis der Absorption müssen wir das durchgegangene Licht zu einem Spektrum ausbreiten, in welchem dann dunkle Partien auftreten, die die absorbierten Wellenlängen

anzeigen. Man unterscheidet bei verschiedenen festen und flüssigen Substanzen folgende Arten der Absorption:

Einseitige Absorption: das eine Ende des Spektrums wird vollständig absorbiert, meist das violette. Beschränkt sich die Absorption auf den unsichtbaren Teil, so kann die Substanz durchsichtig sein, z. B. weisses Glas.

Zweiseitige Absorption, wenn sowohl kurze wie lange Wellen absorbiert werden, nur ein mittlerer Teil durchgeht, wie z. B. bei blauem Glas. Hierher gehören die meisten gefärbten Medien, auch die Metalle.

Schatten nennt man breitere Gruppen von Wellenlängen, die stärker absorbiert werden, so dass das Spektrum hier von einem Schatten durchzogen erscheint.

Absorptionsstreifen sind vorhanden, wenn begrenzte Partien von Wellenlängen stark absorbiert werden, so dass im Spektrum scharfe dunkle Bänder auftreten. Dieser Fall ist besonders auffallend und charakteristisch für die betreffende Substanz; er findet sich z. B. bei vielen Farbstoffen, und ist wichtig für deren Unterscheidung. Als besonders wichtig wären hier ausser den Farbstoffen zu nennen: die übermangansäuren und die chromsäuren Salze, der Blutfarbstoff, die zur Gruppe des Erbium und Didym gehörenden seltenen Erden, von denen die meisten nur mittelst ihrer Absorptionsspektren entdeckt worden sind.

§ 385. Wie bei der Emission, so verhalten sich auch bei der Absorption die Gase und Dämpfe wesentlich verschieden von den festen und flüssigen Körpern. Brewster fand zuerst 1834, dass wenn man weisses Licht durch Dämpfe von salpetriger Säure gehen lässt und es dann zu einem Spektrum ausbreitet, man ein Absorptionsspektrum erhält, welches von zahlreichen feinen schwarzen Linien durchzogen ist. Dasselbe fand sich dann für die übrigen Dämpfe. Wie also feste und flüssige Körper grosse Gruppen von Wellen oder alle emittieren, Gase nur bestimmte Wellenlängen, so absorbieren feste und flüssige Körper auch grosse Gruppen oder alle Wellen, Gase nur bestimmte Wellenlängen. Diese Erscheinung erklärt sich sehr einfach: die Gase senden einzelne Wellenlängen aus, weil ihre Atome die entsprechenden Schwingungen machen; geht nun Licht mit allen möglichen Schwingungen durch das Gas, so versetzt es die Atome in Mitschwingen (§ 210). Dazu wird aber

Aetherenergie verbraucht; wir finden daher im durchgegangenen Licht gerade die Schwingungen oder Wellenlängen geschwächt, welche der Dampf selbst emittieren würde.

§ 386. Diese Thatsachen werden präcise ausgesprochen durch das hervorragend wichtige, von Kirchhoff 1861 bewiesene Gesetz über das Verhältnis zwischen Emission und Absorption. Nennen wir die Intensität des auf einen gegebenen Körper von der Temperatur t fallenden homogenen Lichtes J , den davon absorbierten Teil J_1 , so nennt Kirchhoff $\frac{J_1}{J} = A$ das Absorptionsvermögen des Körpers für die betreffende Farbe. Nennen wir ferner die Intensität des Lichtes derselben Farbe, welches der Körper bei derselben Temperatur t aussendet, sein Emissionsvermögen E , so ist nach Kirchhoffs Gesetz für alle Körper bei derselben Temperatur $\frac{E}{A} = \text{Konst.}$, wo die Konstante also nur von Temperatur und Wellenlänge abhängt. Wir können die Konstante noch näher bestimmen: schwarz nennen wir solche Körper, welche auffallendes Licht wenig reflektieren und durchlassen. Wir können uns einen Körper denken, der gar nichts reflektiert und durchlässt, sondern alles absorbiert, und ihn absolut schwarz nennen; für ihn wäre $J = J_1$, also $A = 1$. Nennen wir sein Emissionsvermögen e , so ist nach dem Kirchhoffschen Gesetz für eine und dieselbe Temperatur und Wellenlänge $\frac{E}{A} = \frac{e}{1}$, $E = eA$, d. h. die Emission einer bestimmten Wellenlänge durch einen Körper ist proportional der Absorption derselben Wellenlänge bei gleicher Temperatur.

Der Proportionalitätsfaktor e ist von Wichtigkeit; wir kennen zwar keinen absolut schwarzen Körper, doch kommt einem solchen eine Substanz wie Russ oder Kohle nahe. Ueber deren Emissionsvermögen e wissen wir: bei niedriger Temperatur werden nur lange Wellen, strahlende Wärme, ausgesandt, für kürzere Wellen ist dann $e = 0$. Bei steigender Temperatur werden bei 525° zuerst rote Wellen ausgesandt, allmählich kommen kürzere hinzu. Also erhält e bei steigender Temperatur für immer kürzere Wellenlängen einen von 0 verschiedenen Wert; für jede Wellenlänge nimmt e mit der Temperatur zu.

Daraus ergibt sich z. B. das Drapersche Gesetz (§ 272); aus $E = eA$ folgt, dass $E = 0$, nur solange $e = 0$, da A nicht gleich 0 ist; sobald aber die Temperatur erreicht ist, wo e z. B. für Rot nicht mehr 0 ist, d. h. bei 525° C., muss auch E von 0 verschieden sein, d. h. alle Körper beginnen bei derselben Temperatur rotes, gelbes u. s. w. Licht auszustrahlen, wie Kohle.

Bei Gasen und Dämpfen haben wir nun gefunden, dass E nur für einzelne Wellenlängen nicht 0 ist; nur für diese wird daher bei derselben Temperatur auch A nicht 0 sein, d. h. ein Dampf wird allein diejenigen Linien stark absorbieren, die er bei derselben Temperatur stark emittiert. Die Folge davon ist, dass das Absorptionsspektrum eines Dampfes sozusagen das negative Bild seines Emissionsspektrums bei derselben Temperatur ist, wir also die Absorptionsspektren genau ebenso zur Analyse benutzen können, wie die Emissionsspektren.

§ 387. Die wichtigste Anwendung dieser letzten Thatsache machte Kirchhoff selbst, die auf das Sonnenspektrum. Der erste, welcher dasselbe genauer untersuchte, war Fraunhofer (1814). Er bemerkte, dass es nicht ein einfaches kontinuierliches Spektrum sei, sondern von zahllosen feinen schwarzen Linien durchfurcht ist, welche anzeigen, dass die diesen entsprechenden Farben oder Wellenlängen fehlen, oder vielmehr stark geschwächt sind. Nach ihm nennt man diese Linien Fraunhofersche Linien. Die stärksten derselben sind von ihm mit Buchstaben benannt worden.

Die erste kleine Zeichnung des sichtbaren Sonnenspektrums stellte Fraunhofer her; Kirchhoff gab eine sehr viel grössere mit etwa 900 Linien, Angström eine noch vollkommeneren mit etwa 1000 Linien. Das ultraviolette Spektrum gab zuerst Cornu einigermaßen genau, das ultrarote Abney. In allerneuester Zeit endlich hat Rowland einen ausgezeichneten photographischen Atlas des sichtbaren und ultravioletten Sonnenspektrums publiziert mit weit über 10 000 Fraunhoferschen Linien. — Die Wellenlängen der wichtigsten Linien sind folgende, gemessen in $\mu\mu$ (Milliontel-Millimeter).

Längste beobachtete	A . . . 759,41	O	b ₁ . . . 518,3792	Mg	
	986,70	B . . . 686,7461	O	b ₄ . . . 516,7501	Mg
Y	{ 899,04	C . . . 656,3054	H	F . . . 486,1496	H
	{ 898,65	D ₁ . . . 589,6156	Na	G . . . 430,8071	?
X ₄	880,61	D ₂ . . . 589,0188	Na	h . . . 410,187	H
X ₁	849,70	E ₁ . . . 527,0497	{ Fe	H . . . 396,862	Ca
Z	822,64		{ Ca	K . . . 393,381	Ca
		E ₂ . . . 526,9722	Fe	L . . . 382,057	Fe

M	{ 372,776	Fe	Q . . . 328,687	Fe	T	{ 302,119	Fe	
	{ 372,720	Fe	R . . . 318,028	Fe		{ 302,076	Fe	
N	358,134	Fe	S ₂ . . . 310,006	Fe	t	299,454	Fe	
O	344,135	Fe	s	304,720	Fe	U	294,799	Fe
Z	336,130	?						

Hinter den Wellenlängen ist das Element bezeichnet, dem die Linie angehört.

§ 388. Es trat die Frage auf, woher diese Linien entstehen. Schon Fraunhofer¹⁾ wies nach, dass einzelne Fixsterne ähnliche Spektren, aber mit anderen Linien zeigen. Würden diese durch Absorption in der Erdatmosphäre hervorgebracht, so müssten die Sonne und alle Fixsterne die gleichen Linien zeigen; folglich müssen sie durch Absorption in einer Dampfhülle entstehen, die jedem Himmelskörper eigentümlich ist, ihn selbst umgibt. Kirchhoff schloss daher, die Sonne bestehe aus einem feurigen Kern, der ein kontinuierliches Spektrum emittiert. Von ihm steigen fortwährend Dämpfe auf, welche die Sonne mit einer dicken Atmosphäre umgeben; sie enthält die Dämpfe der in der Sonne befindlichen Körper, wird Photosphäre genannt, und ist das, was wir sehen. Durch

¹⁾ Die Atlanten des Sonnenspektrums sind: Fraunhofer, Denkschriften d. K. Akademie d. Wissensch. München, 1814—1815, 5. — Kirchhoff, Untersuchungen üb. d. Sonnenspektrum. Abh. d. Berl. Akademie 1861. — Angström, Recherches sur le spectre solaire, Upsala 1868. — H. C. Vogel, Publikationen d. astrophys. Observ. z. Potsdam, 1 (1879). — Fizeau, Ann. de l'observatoire de Bruxelles (2) 11, 1882. — Cornu, Spectre normal du soleil, Paris 1881. — Abney, The solar spectrum, Philos. Transactions Roy. Soc. 177 (1886). — Rowland, Photographic map of the Solar Spectrum, Baltimore 1883.

Absorption in dieser Hülle entstehen die Fraunhoferschen Linien. Es ist danach klar, dass wir nach dem Kirchhoffschen Gesetz aus diesen Linien die chemische Zusammensetzung der Photosphäre und damit der Sonne selbst erkennen können, indem wir die Uebereinstimmung der Wellenlänge der Fraunhoferschen Linien mit den von irdischen Elementen ausgesandten hellen Linien nachweisen. — Im vorigen Paragraphen ist hinter die Fraunhoferschen Linien das Zeichen des Elementes gesetzt, welchem die Linie angehört.

Schon Kirchhoff gelang es, die Anwesenheit einer ganzen Anzahl irdischer Elemente in der Sonne auf diese Weise zu erkennen; Angström und Thalén, dann Lockyer haben diese Untersuchungen fortgesetzt, bis kürzlich Rowland auf Grund sehr vollständiger Spektralphotographien folgende Elemente als in der Sonne sicher vorhanden anführt, wobei die Elemente nach der Zahl der im Sonnenspektrum ihnen angehörenden Linien geordnet ist:

Fe (2000 Linien oder mehr), Ni, Ti, Mn, Cr, Co, C, Va (200 oder mehr), Zr, Ce, Ca (75 oder mehr), Sc, Nd, La, Y (75 oder mehr), Nb, Mo, Pd, Mg (20 oder mehr), Na (11), Si, Sr, Ba, Al (4), Cd, Rh, Er, Zn, Cu (2), Ag, Be, Ge, Sn, Pb, K (1 Linie). Daraus ergibt sich, dass die auf der Erde häufigen Elemente auch in der Sonne reichlich vertreten sind, so dass deren chemische Zusammensetzung nicht wesentlich von der der Erde verschieden sein kann. Auffallend ist nur das Fehlen der meisten Metalloide, woraus Lockyer den Schluss gezogen hat, dieselben seien keine Elemente, sondern zusammengesetzte Körper. Von der Kohle finden sich merkwürdigerweise in der Sonne Banden, welche einer Kohlenstickstoffverbindung zugeschrieben werden.

Die grosse Mehrzahl der Fraunhoferschen Linien wird durch die Anwesenheit der genannten Elemente erklärt. Einige bleiben aber übrig, die von irdischen Elementen nicht bekannt sind, wobei es aber zweifelhaft bleibt, ob sie neuen Elementen angehören, oder nur durch die Temperatur der Sonne, die jedenfalls höher ist, als wir sie erreichen können, bedingt sind.

§ 389. Nicht alle Fraunhoferschen Linien entstehen durch Absorption in der Photosphäre; ein kleiner Teil derselben erscheint nämlich bei niedrigem Sonnenstande, wenn also das Sonnenlicht eine dickere Schicht der Erdatmosphäre zu durchdringen hat, viel dunkler, als bei hohem Sonnenstand. Sie finden sich auch in den Spektren aller Fixsterne wieder, rühren also von den Bestandteilen

der Erdatmosphäre her; man nennt sie terrestrische, tellurische oder atmosphärische Linien. Sie rühren hauptsächlich vom Wasserdampf her, daneben auch vom Sauerstoff, so z. B. die Fraunhoferschen Linien A und B.

§ 390. Die Spektralanalyse hat noch andere wichtige Aufschlüsse über die Sonne gegeben¹⁾. Bei totalen Sonnenfinsternissen hatte man um den Rand der Sonne eigentümliche rote Gebilde herausragen sehen, die man Protuberanzen nennt; sie sind gewöhnlich nicht sichtbar, weil das helle Sonnenlicht sie überstrahlt, sind aber stets vorhanden. Lockyer und Janssen kamen (1868) gleichzeitig auf eine Methode, sie stets sichtbar zu machen: entwirft man ein Bild des Sonnenrandes auf den Spalt des Spektrometers, und macht den Spalt breit, so erscheint an den Stellen des Spektrums, wo das von den Protuberanzen ausgesandte Licht hinfällt, das Bild der Protuberanz, indem das helle Bild der Protuberanz gleichsam den Spalt bildet, und, wie wir wissen, die Linien des Spektrums nur Bilder des Spaltes sind. Das Spektroskop muss dabei sehr grosse Dispersion besitzen, damit das kontinuierliche Spektrum des Sonnenlichtes selbst durch die grosse Ausbreitung genügend geschwächt werde, während das homogene Licht der Protuberanzen nicht zerstreut wird. Lässt man den Spalt eng, so sieht man im gleichen Fall das Spektrum der Protuberanz. Man erkennt dann helle Linien, hauptsächlich die des Wasserstoffs. Die Protuberanzen sind also Eruptionen von Wasserstoff aus dem Innern der Sonne, welche beim Durchbrechen der Photosphäre auch Metaldämpfe mit sich reissen, z. B. Mg, Na, Fe, Ba u. s. w. Die Form der Protuberanzen entspricht dem: sie haben teils die Gestalt von Gasstrahlen, die unter hohem Druck hervorbrechen, teils die Gestalt von Rauchsäulen, wie wir sie bei Vulkanen beobachten können. Sie erreichen die Höhe von 500 000 Kilometer über der Photosphäre.

In ganz derselben Weise kann man die dunklen Flecken, welche auf der Sonnenfläche sichtbar sind, die Sonnenflecke, untersuchen. Das Spektrum zeigt die Fraunhoferschen Linien verbreitert und verstärkt, ein Zeichen, dass wir es mit dichterem kühleren Dampfmassen zu thun haben. Wir haben sie uns daher als Stellen zu denken, wo die Dämpfe sich kondensieren, Wolken

¹⁾ Vgl. C. A. Young, *The Sun*, London 1882.

bilden, die dann in Gestalt von Metallregen auf den Sonnenkern zurückfallen werden.

§ 391. Bei den Protuberanzen und Sonnenflecken ist von Lockyer zuerst eine interessante Erscheinung beobachtet worden, nämlich, dass die Linien, z. B. die des Wasserstoffs, im Spektrum verschoben erscheinen, also kleinere oder grössere Wellenlänge besitzen, als sie sollten. Dies erklärt sich durch Bewegung der Lichtquelle nach dem Dopplerschen Prinzip (§ 222). Nähert sich uns die Lichtquelle, so treffen uns mehr Schwingungen in der Sekunde, entfernt sie sich, so treffen uns weniger, als von der Lichtquelle ausgehen; danach muss die Wellenlänge kleiner oder grösser werden. Ist v die Lichtgeschwindigkeit, u die der Lichtquelle, so wird die Schwingungsdauer T zu $T \left(1 \mp \frac{u}{v}\right)$, also die Wellenlänge λ zu $\lambda \left(1 \mp \frac{u}{v}\right)$. Die glühenden Wasserstoffmassen der Protuberanzen haben nun sehr bedeutende Geschwindigkeit, die wir aus der Verschiebung berechnen können: man hat Geschwindigkeiten bis zu 500 *km* pro Sekunde gemessen.

Die gleiche Erscheinung ist bei den Fixsternen zu beobachten, und ist von höchster Wichtigkeit für die Astronomie. Die Astronomen konnten früher nur die Bewegung der Fixsterne senkrecht zur Sehlinie messen; die Verschiebung der Spektrallinien gibt die Geschwindigkeit in Richtung der Sehlinie, und durch Zusammensetzung beider Komponenten erhält man die wahre Bewegung.

§ 392. Auch auf die übrigen Himmelskörper, Planeten, Monde, Fixsterne, Kometen, Nebelflecke, ist das Spektroskop gerichtet worden und hat mancherlei Aufschlüsse gegeben. Die Planeten und Monde zeigen nur das Sonnenspektrum, sie reflektieren also nur Sonnenlicht; im Spektrum treten aber einzelne neue Absorptionsbanden auf, die die Anwesenheit einer Atmosphäre um die Körper nachweisen.

Die Fixsterne zeigen verschiedene Spektren, und man hat sie danach in vier Klassen geteilt: zur ersten Klasse gehören die weissen Sterne, die ein kontinuierliches Spektrum mit nur sehr wenigen dunklen Absorptionslinien zeigen, welche fast ausschliesslich dem Wasserstoff angehören. Die zweite Klasse bilden die gelben Sterne, deren Spektrum etwa dem Sonnenspektrum gleicht.

Zur dritten und vierten Klasse endlich gehören die farbigen Sterne, deren Spektrum Absorptionsbanden besitzt, ausserdem zum Teil einige helle Linien, namentlich von Wasserstoff.

Die Kometen zeigen stets das Spektrum der Kohlebanden, daneben hat man vereinzelt andere Linien, z. B. die von Na gesehen.

Die Nebelflecke endlich zeigen nur eine Anzahl heller Linien, sie sind also wohl glühende Gasmassen. Der chemische Ursprung der Linien ist unbekannt, nur Wasserstoff ist sicher nachgewiesen.

H. Interferenz des Lichtes.

§ 393. Wir kommen nun zu denjenigen Erscheinungen, welche beweisen, dass das Licht durch eine Schwingungsbewegung¹⁾ zu stande kommt, und welche uns auch die Mittel an die Hand geben, die Schwingungszahlen oder die Wellenlängen zu bestimmen. Wir haben schon besprochen, dass die im nächsten Abschnitt zu behandelnden Erscheinungen der Polarisation uns zwingen, transversale Schwingungen anzunehmen, und so gehen wir gleich von diesen aus.

Ein Strahl, bei welchem die Schwingungen dauernd in derselben Ebene durch den Strahl stattfinden, heisst ein linear polarisierter Strahl; solche Strahlen setzen wir zunächst voraus, obgleich natürliches Licht nicht so beschaffen ist, sondern die Schwingungen bei ihm nach allen Richtungen senkrecht zum Strahl erfolgen.

Die Gleichung für einen linear polarisierten Strahl ist (§ 177)

$$y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right).$$

Sei in gleicher Richtung noch ein zweiter Strahl vorhanden, dessen Gleichung: $y_1 = B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x + \delta}{\lambda} \right)$, der also die gleiche Wellenlänge, aber andere Amplitude und Phase hat. Der Phasenunterschied ist $2\pi \frac{x + \delta}{\lambda} - 2\pi \frac{x}{\lambda} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$. δ wird der Gangunterschied der Wellen genannt.

Nach dem Prinzip von der Koexistenz kleiner Bewegungen (§ 182) erhalten wir die Gesamtbewegung durch Addition beider Bewegungen, also

¹⁾ Vgl. Verdet-Exner, Wellentheorie der Lichtes, Braunschweig.

$$\begin{aligned}
 Y = y + y_1 &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \\
 &\quad + B \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \\
 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) &\left[A + B \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right] + B \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.
 \end{aligned}$$

Setzen wir:

$$\begin{aligned}
 \left[A + B \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right] &= M \cos 2\pi \frac{N}{\lambda} \quad \text{und} \quad B \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = M \sin 2\pi \frac{N}{\lambda}, \\
 \text{so wird } Y &= M \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{N}{\lambda} \\
 &\quad + M \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{N}{\lambda} = M \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x - N}{\lambda} \right).
 \end{aligned}$$

Wir erhalten also als Resultante wieder eine linear polarisierte Welle von derselben Wellenlänge, aber anderer Amplitude und Phase. Die Amplitude ergibt sich aus den Substitutionsgleichungen durch Quadrieren und Addieren derselben zu:

$$M^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda};$$

sie ist also abhängig von dem Gangunterschied δ . Ist derselbe ein Vielfaches der ganzen Wellenlänge, $\delta = m\lambda$, so wird $\cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 1$, also $M = A + B$, die neue Amplitude ist die Summe der alten. Ist dagegen δ ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge, $\delta = \frac{2m+1}{2}\lambda$, so wird $\cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = -1$, $M = A - B$, die neue Amplitude ist gleich der Differenz der alten. Für andere Werte von δ liegt M zwischen diesen Grenzen.

Besonders interessant ist der Fall $A = B$; dann kann je nach dem Phasenunterschied die neue Amplitude zwischen 0 und $2A$ liegen, es kann also der eine Strahl den anderen vollständig vernichten.

Das gleiche Resultat haben wir graphisch in § 184 für akustische Wellen erhalten.

§ 394. Damit die Interferenzerscheinung der gegenseitigen Aufhebung zweier Wellen deutlich erscheine, müssen die beiden Strahlen genau gleiche Wellenlänge besitzen, in einer Ebene

schwingen und nahezu gleiche Intensität haben. Das ist bei natürlichem Lichte aber nur zu erreichen, wenn beide von einem und demselben leuchtenden Punkte herkommen; denn dann werden die nicht zu vermeidenden fortwährenden Aenderungen der Intensität und Schwingungsebene der Lichtquelle ohne Einfluss bleiben, da beide Strahlen sie immer gleichzeitig erfahren.

Wir wollen einige Fälle, in denen Interferenz eintritt, besprechen. E sei zuerst der sog. Fresnelsche Spiegelversuch erwähnt.

Zwei Spiegel $S_1 D$ und $S_2 D$ (Fig. 275) stoßen unter einem Winkel, der sehr nahe zwei Rechte bildet, an einander. Vor ihnen befindet sich ein leuchtender Punkt S ; von demselben entstehen zwei Bilder A und B , und alle Strahlen vor den Spiegeln bewegen sich so, als kämen sie von diesen Bildern her. Ziehen wir AB und senkrecht zu ihrer Mitte CDO , denken uns in O einen Schirm $EF \parallel AB$ aufgestellt. In O treffen sich zwei Strahlen, AO und

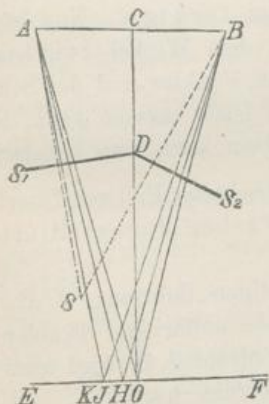


Fig. 275.

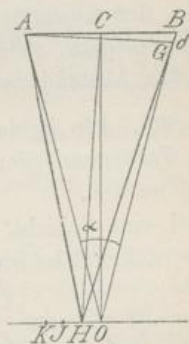


Fig. 276.

BO , die gleich weite Wege durchlaufen haben, also gleiche Phase besitzen. Gehen wir aber auf EF seitwärts, z. B. nach E , so wird der Weg von A immer kürzer, der von B immer länger, es entsteht also ein Gangunterschied. Für den Punkt H sei gerade AH um $\frac{\lambda}{2}$ kleiner als BH , so vernichten sich die Strahlen, es ist Dunkelheit vorhanden. Noch weiter, in J ist der Gangunterschied λ geworden, die Strahlen addieren sich, in K ist er $\frac{3\lambda}{2}$, sie ver-

nichten sich u. s. w. Auf der anderen Hälfte des Schirmes ist es genau ebenso. Dient daher als Lichtquelle ein mit einfarbigem Licht hell beleuchteter Spalt, der parallel der Berührungslinie der Spiegel steht, so erhält man auf dem Schirm eine Reihe heller und dunkler Streifen. Aus ihrem Abstand kann man die Wellenlänge des benutzten Lichtes bestimmen in folgender Weise: Es sei (Fig. 276) $AH = GH$, so ist $GB = \delta$ der Gangunterschied der sich in H treffenden Strahlen. Es heisse $OH = x$, $\sphericalangle AOB = \alpha$. Es ist wegen der Kleinheit der Längen δ , AB und x : $\triangle BAG \sim \triangle HCO$, da beide als gleichschenkelig zu betrachten sind und ihre Seiten senkrecht auf einander stehen, also $\delta : AB = x : CO$ oder $\delta = x \frac{AB}{CO}$.

Nun ist $\frac{AC}{CO} = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}$, also $\frac{AB}{CO} = 2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \operatorname{tg} \alpha$, da α sehr klein ist, also $\delta = x \operatorname{tg} \alpha$.

Für den benachbarten dunklen Streifen, dessen Abstand $OK = x + z$ ist, ist der Gangunterschied $\delta + \lambda$, also $\delta + \lambda = (x + z) \operatorname{tg} \alpha$. Aus beiden Gleichungen zusammen folgt $\lambda = z \operatorname{tg} \alpha$. Nun hängt α in leicht ersichtlicher Weise ab von dem Winkel zwischen den Spiegeln, den Abständen des leuchtenden Punktes und des Schirmes von den Spiegeln, welche Grössen man leicht messen kann, ebenso wie z , den Abstand zweier Streifen; dann kann man λ berechnen.

§ 395. Ein in der Natur oft beobachteter Fall von Interferenz erzeugt Farbenerscheinungen, welche Farben dünner Blättchen genannt werden.

Sei eine Schicht einer durchsichtigen Substanz, z. B. Glas,

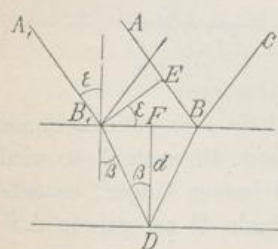


Fig. 277.

gegeben, auf welche ein Bündel paralleler einfarbiger Strahlen auffalle. Ein Strahl AB wird zum Teil reflektiert werden nach BC . Es wird sich ein anderer Strahl A_1B_1 derselben Lichtquelle finden lassen, von dem der gebrochene Anteil B_1D nach Reflexion an der unteren Grenzfläche gerade nach B gelangt, um dann auch in Richtung BC auszutreten. Diese Strahlen können interferieren. Ist $B_1E \perp A_1B_1$, so ist es eine Wellenebene; in B_1 und E haben also die beiden Strahlen gleiche Phase, von da legt bis zum Punkt B der eine den Weg EB in Luft, der andere den B_1DB in Glas zurück.

Ist d die Dicke der Platte, = DF , so ist $B_1DB = 2B_1D = \frac{2d}{\cos \beta}$;
 $EB = B_1B \sin \varepsilon = 2B_1F \sin \varepsilon = 2d \operatorname{tg} \beta \sin \varepsilon$.

Um den Gangunterschied zu finden, haben wir den Weg im Glas auf Luft zu reduzieren (§ 347) durch Multiplikation mit dem Brechungsexponenten n des Glases. Also ist der Gangunterschied

$$\delta = n \frac{2d}{\cos \beta} - 2d \operatorname{tg} \beta \sin \varepsilon$$

oder da

$$n = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} \text{ ist: } \delta = \frac{2d \sin \varepsilon}{\cos \beta} \left(\frac{1}{\sin \beta} - \sin \beta \right) = \frac{2d \sin \varepsilon}{\operatorname{tg} \beta}.$$

Man erwartet, dass, wenn $\delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$, die Strahlen sich vernichten. Das ist aber nicht der Fall. Der eine Strahl ABC wird an der dichteren Substanz reflektiert, der andere B_1DB an der dünneren Luft. Es tritt hier dieselbe Erscheinung ein, die wir bei akustischer Reflexion gefunden haben (§ 193), dass bei Reflexion an dichtem Medium die Bewegung umgekehrt wird, d. h. dass diese Reflexion einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ hervorbringt. Die beiden in der Richtung BC fortgehenden Strahlen haben also einen Gangunterschied $\frac{\lambda}{2} + \delta$, so dass δ ein Vielfaches einer ganzen Welle sein muss, damit die Strahlen sich vernichten (vgl. § 416).

Fällt weisses Licht auf, so werden alle die Farben vernichtet, für welche $\delta = n\lambda$ ist, die anderen nicht; das reflektierte Licht ist daher nicht weiss, sondern farbig und je nach der Dicke d der Schicht ändert sich die Farbe, da δ von d abhängt, und von δ die Wellenlänge der vernichteten Farben. Die Farben dünner Blättchen treten z. B. bei Seifenblasen auf, bei dünnen Oelschichten auf Wasser, dünnen Metalloxydschichten, wie sie z. B. auf elektrolytischem Wege unter dem Namen der Nobilischen Farbenringe erzeugt werden können.

Ist die Platte sehr dick, so verschwinden die Farben; es werden dann nämlich gleichmässig aus allen Teilen des Spektrums Farben vernichtet, und das übrig bleibende Licht macht dann wieder den Eindruck von Weiss, welches man Weiss höherer Ordnung nennt.

Sei z. B. die Platte aus Luft gebildet, die Strahlen sollen senkrecht auffallen. Ist die Dicke $d = 250 \mu\mu$, so würde der Gangunterschied $500 \mu\mu$ betragen, die Strahlen von dieser Wellenlänge würden vernichtet werden, ausserdem solche von der halben Wellenlänge $250 \mu\mu$ (da für sie der Gangunterschied 2λ würde), und noch kürzere, die alle unsichtbar sind. Wäre die Dicke $d = 500 \mu\mu$, so würden die Strahlen, deren Wellenlänge $= 1000 \mu\mu$, $500 \mu\mu$, $333 \mu\mu$ u. s. w., vernichtet, von den sichtbaren also auch nur die von $500 \mu\mu$. Bei einer Platte von $d = 1000 \mu\mu$ würden schon die sichtbaren Wellen 666 , 500 , $400 \mu\mu$ vernichtet, bei $d = 4000 \mu\mu$ schon die 727 , 666 , 615 , 571 , 533 , 500 , 470 , 444 , 433 , $400 \mu\mu$ u. s. w.

Mit dieser Erscheinung verwandt sind die Newtonschen Ringe, welche die erste beobachtete Interferenzerscheinung bilden: Legt man auf eine ebene Glasplatte eine schwach gekrümmte plan-konvexe Linse, so sieht man bei Beleuchtung mit einfarbigem Licht um den Berührungspunkt eine Unzahl heller und dunkler Ringe. Newton fand, dass die Halbmesser der dunklen Ringe sich verhalten wie die Wurzeln aus den geraden Zahlen, die der hellen wie die Wurzeln aus den ungeraden Zahlen. Die Entstehung der dunklen Ringe ist folgende: Zwischen Linse und Glas liegt eine dünne Luftschicht von zunehmender Dicke bei wachsendem Abstand von der mittleren Berührungsstelle, übrigens rings um diese symmetrisch. Von dem auffallenden Licht wird ein Teil an der gekrümmten Linsenfläche reflektiert; mit jedem solchen Strahl vereinigt sich aber ein anderer, der an der unteren Platte reflektiert, also durch die Luftschicht hin und her gegangen ist, und beide interferieren. Die dunklen Ringe liegen da, wo ein Gangunterschied δ von λ , 2λ , 3λ . . . zwischen beiden Strahlen vorhanden ist. Ist der Krümmungsradius der Linse R , der Radius eines dunklen Kreises r , die Dicke der Luftschicht an der Stelle d , so ergibt die

$$\text{Fig. 278: } r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2 \text{ oder } d = \frac{r^2}{2R} - \frac{d^2}{2R}.$$

Da d sehr klein gegen R , so ist das zweite Glied zu vernachlässigen, dann ist $d = \frac{r^2}{2R}$ oder $r = a \sqrt{2d} = b \sqrt{\delta}$ nach vorigem

Paragraphen. Dunkelheit herrscht, wo $\delta = 0, 2 \frac{\lambda}{2}, 4 \frac{\lambda}{2} \dots$

Helligkeit, wo $\delta = 1 \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 5 \frac{\lambda}{2} \dots$, also ergeben sich die Newtonschen Beobachtungen.

Fällt weisses Licht auf, so sind die Ringe farbig; am nächsten der Mitte, wo d noch sehr klein, werden die kürzesten Wellen vernichtet, also blau, das reflektierte Licht ist also rötlich, weiterhin wird grün vernichtet, endlich rot, noch weiter wieder blau u. s. w.

Auch im durchgehenden Licht erscheinen Ringe, aber viel schwächer, weil von den beiden interferierenden Strahlen der eine Omal, der andere 2mal reflektiert ist, ihre Intensität also sehr verschieden ist.

§ 396. Hält man vor die Hälfte des Auges eine dünne Glasplatte und betrachtet ein Spektrum, so erscheint dasselbe von

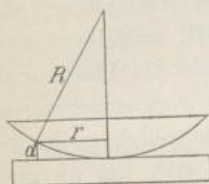


Fig. 278.

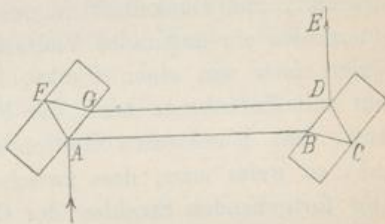


Fig. 279.

schwarzen Streifen, wie breite Fraunhofersche Linien, durchzogen, die man Talbotsche Streifen nennt. Die Streifen entstehen, indem einzelne Farben durch Interferenz vernichtet werden. Die Strahlen, welche im Auge vereinigt werden, gehen teils durch die Glasplatte von der Dicke d , teils durch die ebenso dicke Luftschicht; die Zahl der Wellenlängen in beiden Fällen ist $\frac{d}{\lambda}$ und $\frac{d}{\lambda_1}$, wenn λ_1 die Wellenlänge in Glas bedeutet, oder wenn wir dies auf Luft reduzieren, $n \frac{d}{\lambda}$, also $\delta = n \frac{d}{\lambda} - \frac{d}{\lambda} = (n - 1) \frac{d}{\lambda}$. Die Farben, für welche $\delta = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$, werden vernichtet, an ihrer Stelle findet man im Spektrum dunkle Streifen.

§ 397. Praktisch von besonderer Wichtigkeit ist der Jamin'sche Interferenzrefraktor: Zwei planparallele, gleich dicke Glasplatten sind wie in der Fig. 279 einander parallel aufgestellt. Ein unter 45° in A auffallender Strahl homogenen Lichtes wird teils nach B reflektiert, hier zum Teil gebrochen, wieder reflektiert und tritt in D nach E zum Teil aus. Ein anderer Teil des Strahles

wird aber in A gebrochen und durchläuft den Weg AFGDE. Die Wege beider Strahlen sind genau identisch, es tritt also keine Interferenz auf, wenn die Platten genau parallel sind. Sobald aber die eine Platte gedreht wird, was sich durch eine Mikrometerschraube machen lässt, legt der eine Strahl einen längeren Weg in Glas, einen kürzeren in Luft zurück, es tritt Gangunterschied und Interferenz ein. Fällt ein Strahlenbündel auf, so ist je nach dem Einfallswinkel der Gangunterschied verschieden; auf die zweite Platte sehend erblickt man daher eine grosse Anzahl von Interferenzstreifen. Dreht man die eine Platte, so verschieben sich die Streifen, weil der Gangunterschied an jeder Stelle wächst oder abnimmt, und Dunkelheit immer vorhanden ist, wenn der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge ist. Fixiert man nun einen Punkt, indem man z. B. mittelst Fernrohr mit Fadenkreuz nach der Platte sieht, dreht die Platte und zählt, dass p schwarze Streifen am Fadenkreuz vorübergegangen sind, so weiss man, dass zwischen den in der betreffenden Richtung fortgehenden Strahlen der Gangunterschied sich um $p\lambda$ geändert hat.

Dies Instrument ist von grosser Wichtigkeit geworden, weil es gestattet, sehr kleine Gangunterschiede zu beobachten, relative Wellenlängen-Bestimmungen zu machen und daher Brechungsexponenten, z. B. der Gase, zu bestimmen. Denken wir uns z. B. die Glasplatten parallel, in den Weg des einen Strahles ein dünnes Glasplättchen von der Dicke a gehalten, so treten Interferenzstreifen auf, weil der Strahl im Glas verzögert wird. Wir drehen nun die eine Platte so, dass der Weg des anderen Strahles länger wird; dann können wir offenbar die Wirkung des Plättchens neutralisieren, die Interferenzen verschwinden lassen. Zählen wir, wieviel Streifen am Fadenkreuz beim Drehen vorbeigehen, bis sie verschwinden; es seien p , so wissen wir, dass auf die Dicke a im Glase p Wellenlängen mehr kommen als in Luft. Macht daher in der Luftschicht a das Licht m Schwingungen und ist die Wellenlänge λ , so ist $m\lambda = a$, im Glase aber $(m + p)\lambda_1 = a$, also $\lambda_1 = \frac{a}{\frac{a}{\lambda} + p}$.

Wir können also die Wellenlänge im Glas bestimmen aus der in Luft, daher auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und den Brechungsexponent (vgl. § 349). Ebenso kann man den einen Strahl durch eine Röhre mit einem Gase gehen lassen, dessen

Brechungsexponent, Einfluss der Dichte und der Temperatur u. s. w. untersuchen.

§ 398. Wir haben in der Akustik ausführlich besprochen (§ 195), dass durch Reflexion einer Wellenbewegung am dichteren Medium und Interferenz der ankommenden und reflektierten Wellen stehende Schwingungen gebildet werden, die dadurch charakterisiert sind, dass in Abständen von je $\frac{\lambda}{2}$ Bäuche vorhanden sind, in denen die Bewegung der Teilchen ein Maximum ist, dazwischen liegen Knoten, in denen die Bewegung 0 ist. Es gelang zuerst Wiener, auch beim Licht solche stehende Schwingungen nachzuweisen, und zwar auf photographischem Wege. Nur in den Bäuchen wird das Silbersalz reduziert, so dass die in den Gang der stehenden Schwingungen gebrachte Platte von Kollodium mit Silbersalz von Schichten reduzierten Silbers durchsetzt wird, deren Abstand $\frac{\lambda}{2}$ ist.

Auf dem gleichen Vorgang beruhen die zuerst von E. Becquerel zufällig beobachteten, von Lippmann 1891 absichtlich hergestellten farbigen Photographien. Lassen wir z. B. ein Spektrum auf eine Platte von Kollodium mit Silbersalz fallen, deren Rückseite stark reflektiert (Lippmann bringt dazu hier Quecksilber her), so entstehen in der Platte stehende Schwingungen, in deren Bäuchen das Silber reduziert wird. Diese ausserordentlich dünnen Silberschichten liegen überall im Abstand der halben Wellenlänge des Lichtes, das gerade auf die betreffende Stelle fiel, sie liegen also z. B. viel dichter am blauen Ende des Spektrums, als am roten.

Fällt nun auf eine solche Platte weisses Licht, so dringt es zum Teil durch die Platte durch, ein Teil aber wird an jeder Silberschicht reflektiert, und in der Farbe der Summe aller reflektierten Strahlen sehen wir jede Stelle der Platte. Im auffallenden Licht sind nun alle Farben vorhanden; für jede Farbe haben die von den einzelnen Schichten reflektierten Teile verschiedene Phasen, sie vernichten sich daher grösstenteils. Nur für die Farbe, deren halbe Wellenlänge gleich dem Abstand der Schichten ist, haben alle reflektierten Teile die gleiche Phase, weil der bis zu einer weiteren Schicht eindringende Teil bis zu ihr $\frac{\lambda}{2}$, für den Rück-

weg wieder $\frac{\lambda}{2}$ zu durchlaufen hat. So wird von jeder Stelle gerade nur die Farbe stark reflektiert, welche auf diese Stelle gewirkt und die Silberschichten hervorgebracht hatte, d. h. die photographische Aufnahme des Spektrums zeigt uns im reflektierten Licht die natürlichen Spektralfarben.

§ 399. Eine weitere Reihe von Interferenzerscheinungen entsteht bei der Beugung oder Diffraktion des Lichts. Wir haben das Huygenssche Prinzip besprochen, welches aussagt, dass man die Wirkung eines leuchtenden Punktes A (Fig. 280) auf einen anderen B ersetzen kann durch die Wirkung aller Punkte einer

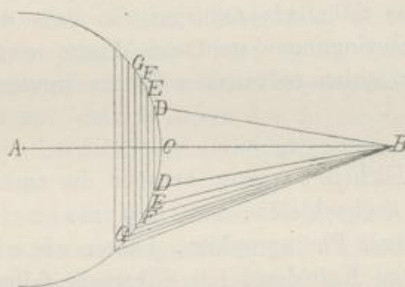


Fig. 280.

Wellenfläche von A. Dies scheint nun der Erfahrung zu widersprechen, dass das Licht sich geradlinig fortpflanzt, dass also von A nur ein Strahl nach B gelangt. Aber der Widerspruch löst sich sehr leicht durch Berücksichtigung der Interferenz.

Auf der Wellenfläche haben alle Punkte gleiche Phase. C liege auf dem Centralstrahl, sei also B am nächsten. Bewegen wir uns auf der Wellenfläche, einer Kugel, von C fort, so wächst der Abstand von B, die Strahlen, die von den verschiedenen Punkten der Wellenfläche nach B gelangen, kommen also dort mit Gangunterschied an.

Es sei D so gelegen, dass DB um $\frac{\lambda}{2}$ länger als CB ist; wir ziehen auf der Kugel um C einen Kreis mit dem Radius CD. Von dieser ganzen Kalotte kommen Strahlen nach B mit Gangunterschieden zwischen 0 und $\frac{\lambda}{2}$ gegen den Centralstrahl. Sei

weiter $BE = BD + \frac{\lambda}{2}$; ziehen wir einen Kreis mit CE um C, so kommen von diesem ringförmigen Stück Strahlen nach B mit den Gangunterschieden $\frac{\lambda}{2}$ bis λ gegen den Centralstrahl, also mit einem Gangunterschied einer halben Wellenlänge gegen die Strahlen der Kalotte. Ziehen wir ebenso BF, BG u. s. w. so, dass sie je um $\frac{\lambda}{2}$ grösser sind, so zerfällt die Wellenfläche in ringförmige Abschnitte, die Huygensschen Zonen, die so beschaffen sind, dass die von jeder Zone nach B gelangenden Strahlen um $\frac{\lambda}{2}$ verschiedenen Gangunterschied haben gegen die Strahlen der benachbarten Zonen, also mit diesen interferieren.

Nennen wir die Lichtmengen, die von den einzelnen Zonen nach B kommen: $m_1, m_2, m_3 \dots$, so ist die ganze Helligkeit in B: $M = m_1 - m_2 + m_3 - m_4 + \dots$

Die abwechselnden Vorzeichen bedeuten die entgegengesetzten Phasen, durch welche die Wirkung der Zonen sich teilweise aufhebt. M ist also eine Reihe, deren Glieder abwechselndes Vorzeichen haben und, wie die Figur und die Ueberlegung zeigt, immer kleiner werden, weil der für die Helligkeit in Betracht kommende Querschnitt der Strahlenbündel immer kleiner wird. Eine einfache Rechnung über die Grösse der Querschnitte der Zonen zeigt ferner, dass $m_2 = \frac{m_1 + m_3}{2}$, $m_4 = \frac{m_3 + m_5}{2}$ u. s. w., also wird

$$M = m_1 - \frac{m_1 + m_3}{2} + m_3 - \frac{m_3 + m_5}{2} + m_5 - \dots = \frac{m_1}{2},$$

d. h. von dem gesamten von der Wellenfläche ausgehenden Lichte hebt sich alles durch Interferenz auf bis auf die Hälfte des von der ersten Zone ausgehenden Lichtes. Da die Wellenlänge ausserordentlich klein ist, ist es auch der Durchmesser der ersten Zone, es kommt also auch nach dem Huygensschen Prinzip nach B nur Licht von dem Punkte C, der dem direkten Strahle AB entspricht.

§ 400. Die angestellte Betrachtung zeigt aber zugleich, dass zum Zustandekommen obigen Resultates die Mitwirkung aller Zonen nötig ist, dass aber, wenn wir etwa durch Schirme die Strahlen einzelner Zonen abblenden können, die Reihe für M ganz verschiedene Werte annehmen muss. Wir wollen für einzelne Fälle

sehen, welches Resultat zu stande kommt, soweit sich das ohne umständliche Rechnungen machen lässt. Für die Zeichnung ergeben sich die Grössen der Zonen nach willkürlicher Einheit gemessen zu

$$m_1 = 81, m_2 = -70, m_3 = 59, m_4 = -49, m_5 = 38, m_6 = -28, \\ m_7 = 19, m_8 = -11 \text{ u. s. w.}; \Sigma m = M \text{ wird} = 41.$$

Setzen wir nun z. B. in den Gang der Strahlen einen kleinen kreisförmigen Schirm S, der gerade m_1 aufhebt, so kommt nach B: $M_1 = M - m_1 = -40$. Wir haben also in B dieselbe Helligkeit wie ohne Schirm, nur entgegengesetzte Phase, trotzdem der direkte Strahl abgeblendet ist; das Licht ist also scheinbar um den Schirm herumgegangen, gebeugt worden, woher der Name dieser Erscheinungen rührt. Für die Punkte rings um B aber ist der Schirm von Einfluss. Wie man aus der Fig. 281 leicht ersieht, wird z. B. nach C noch Licht von der ersten Zone kommen, also

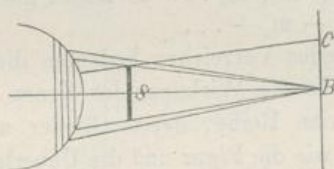


Fig. 281.

zu M_1 eine positive Grösse gefügt werden, die Helligkeit wird abnehmen; der helle Punkt B ist also von einem dunklen Ringe umgeben. Weitere Ueberlegung zeigt leicht, dass eine ganze Anzahl abwechselnd heller und dunkler Ringe entstehen, deren Intensitätsunterschied immer kleiner wird, je mehr wir uns von B entfernen, bis schliesslich gleichförmige Beleuchtung eintritt, wie ohne Schirm. Benutzen wir nicht homogenes, sondern weisses Licht, so entstehen farbige Ringe.

Setzen wir andererseits einen Schirm in den Gang der Strahlen, der durch ein kleines Loch nur die Strahlen m_1 und m_2 durchlässt, alles übrige abblendet, so haben wir in B: $M_2 = m_1 - m_2 = 11$, also sehr geringe Helligkeit, trotzdem der direkte Strahl nicht gehindert wäre. Auch hier ergibt sich leicht, dass abwechselnd helle und dunkle Ringe um die Mitte entstehen, bis in einiger Entfernung volle Dunkelheit eintritt.

Ebenso ergibt sich, dass, wenn wir einen Schirm vorschieben, der die Hälfte aller Zonen deckt, vom Rande seines Schattens aus

nach der hellen Seite abwechselnd Maxima und Minima folgen, bis schliesslich volle Helligkeit erreicht ist, während andererseits der Schatten nicht mit voller Dunkelheit einsetzt, sondern erst allmählich dieselbe erreicht.

Wie man leicht einsieht, können alle diese und ähnliche Beugungserscheinungen nur eintreten, wenn wir einzelne der Huygensschen Zonen an der Mitwirkung hindern, d. h. wenn die Schirme und Oeffnungen in ihnen sehr klein sind. Dann aber treten sie auch immer ein, und wir sehen z. B. bei dem ersten betrachteten Falle von B aus nicht ein klares Bild der kleinen kreisrunden Oeffnung, sondern ein Beugungsbild. — Dies ist der Grund, weshalb man bei Mikroskopen nicht beliebige Vergrösserung erreichen kann; denn mit solcher ist Verkleinerung der Objektivlinsen verbunden, deren sehr kleine Oeffnung schliesslich Beugung hervorruft, so dass sich Beugungsbilder über das Bild des Gegenstandes legen und letzteres fälschen.

§ 401. Die angedeuteten Beugungserscheinungen, welche durch kugelförmige Wellen hervorgebracht werden, nennt man Fresnelsche Beugung. Erheblich lichtstärker und praktisch wichtiger sind die sog. Fraunhoferschen Beugungserscheinungen, welche bei parallelen Strahlenbündeln auftreten. Sie werden beobachtet, indem man parallele Strahlen auf die beugende Oeffnung fallen lässt und hinter letztere eine Linse setzt; diese vereinigt jedes Strahlenbündel, welches parallel einer Richtung auf sie fällt, in einem Punkte, welcher da liegt, wo eine durch den Mittelpunkt der Linse jener Richtung parallel gezogene Linie, eine sog. Nebenaxe, die Brennebene trifft. Die Strahlen werden hier vereinigt mit den Phasenunterschieden, die sie in einer zur Nebenaxe senkrechten Ebene vor der Linse hatten, da die Linse keine Gangunterschiede hervorbringt. Die Strahlen, welche durch den Rand der Linse gehen, haben zwar längere Wege in der Luft, dafür kürzere im Glase zu durchlaufen, und beides kompensiert sich gerade, wie sich zeigen lässt.

Es falle also paralleles einfarbiges Licht senkrecht auf einen Spalt, dessen Querschnitt AB (Fig. 282) ist. Nach Huygens' Prinzip betrachten wir jeden Punkt der Oeffnung AB , welche ja ein Stück der Wellenebene ist, als neues Centrum, von welchem Strahlen nach allen Seiten gehen mit gleicher Phase in AB . Die Strahlen, die senkrecht zum Spalt weiter gehen, erhalten keinen

Phasenunterschied, werden also durch die Linse L im Brennpunkt F vereinigt, wobei sie sich einfach summieren, also ein helles Spaltbild erzeugen. Betrachten wir aber ein Bündel, welches den $\sphericalangle \alpha$ mit der Normalen bildet, so werden die Strahlen vereinigt in G mit dem Phasenunterschied, den sie in der zu ihrer Richtung senkrechten Ebene AC haben. Die Gangunterschiede entstehen, indem die verschiedenen Strahlen von der Wellenebene AB verschieden lange Wege bis AC zurückzulegen haben. Sei die Richtung α eine solche, dass $BC = \lambda$, der Gangunterschied zwischen den äussersten Randstrahlen also eine Wellenlänge ist, dann können wir das Bündel in zwei gleiche Hälften teilen, AD bis HJ und HJ bis BE:

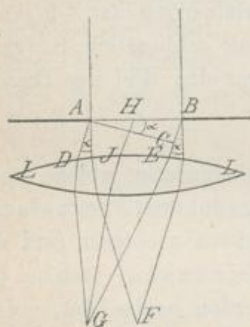


Fig. 282.

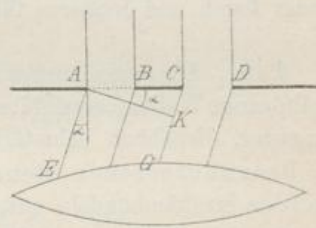


Fig. 283.

in der ersten Hälfte sind gegen den ersten Strahl gerechnet die Gangunterschiede 0 bis $\frac{\lambda}{2}$ vorhanden, in der zweiten solche von $\frac{\lambda}{2}$ bis λ . Zu jedem Strahl der ersten Hälfte findet sich also in der zweiten Hälfte ein anderer, der eine halbe Wellenlänge Phasendifferenz hat, beide Hälften vernichten sich daher bei ihrer Vereinigung durch die Linse, im Punkte G herrscht Dunkelheit.

Nehmen wir eine andere Richtung, die noch grösserem α entspricht, so wird $BC = \frac{3\lambda}{2}$; dann können wir das Strahlenbündel in drei Teile teilen mit den Gangunterschieden 0 bis $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{2}$ bis λ , λ bis $\frac{3\lambda}{2}$. Hiervon vernichten sich die beiden ersten, das letzte bleibt bestehen. In dieser Richtung bekommen wir also auf einem

Schirm in der Brennebene wieder Helligkeit, aber viel kleinere als in F, da nur $\frac{1}{3}$ der Strahlen wirkt. Wächst α noch mehr, so wird $BC = \frac{4\lambda}{2}$. Dann können wir uns das Bündel in vier Teile geteilt denken, von welchen sich das erste gegen das zweite, das dritte gegen das vierte bei Vereinigung durch die Linse aufheben. Auf dem Schirme erhalten wir also in dieser Richtung völlige Dunkelheit. Noch weiter wird $BC = \frac{5\lambda}{2}$; dann bleibt $\frac{1}{5}$ der Strahlen, die anderen $\frac{4}{5}$ vernichten sich, wir haben wieder Helligkeit, aber noch geringere u. s. w.

Nennen wir die Breite des Spaltes $AB = a$, so ergibt die Figur: $BC = a \sin \alpha$. Wir haben also Lichtmaxima, wenn $a \sin \alpha = \frac{0\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$, Lichtminima, wenn $a \sin \alpha = \frac{2\lambda}{2}, \frac{4\lambda}{2}, \frac{6\lambda}{2}, \dots$

Auf dem Schirm bekommen wir ganz schwarze Streifen in Richtungen, die gegeben durch $\sin \alpha = \frac{2n}{a} \cdot \frac{\lambda}{2}$ ($n = 1, 2, 3 \dots$), dazwischen hellste Stellen, die aber an Helligkeit abnehmen, je weiter wir von der Mitte fortgehen. Zwischen den dunklen und den hellsten Stellen nimmt die Intensität allmählich ab und zu, die Maxima liegen in den Richtungen

$$\sin \alpha = \frac{2n+1}{a} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots).$$

Nun seien zwei Spalte von der gleichen Breite a mit dem undurchsichtigen Zwischenraum, dem Balken, von der Breite b gegeben. In der Richtung α , wo ein Spalt Dunkelheit gab, werden auch zwei Spalte Dunkelheit geben, da jeder Spalt für sich Dunkelheit gibt; aber es treten noch neue Minima auf, indem die Bündel der beiden Spalten sich durch Interferenz vernichten können, wo jeder Spalt allein Licht gibt; das ist offenbar der Fall, wenn zwischen den symmetrisch gelegenen Randstrahlen (Fig. 283) AE und CG ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$ vorhanden ist, d. h. wenn $CK = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \dots$ Es ist aber $CK = (a + b) \sin \alpha$.

Also treten neue Minima auf in der Richtung: $\sin \alpha = \frac{2n+1}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2}$,
für $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

Haben wir vier gleiche Spalten von der gleichen Breite a mit den Zwischenräumen b , so bleiben die Minima, wo 1 Spalt solche hat und wo 2 Spalte sie geben, aber es treten noch neue hinzu in den Richtungen, wo der erste und dritte Spalt ihre Wir-

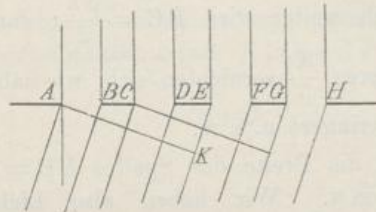


Fig. 284.

kung aufheben, weil dann auch der zweite und vierte sich vernichten. Das ist der Fall, wenn (Fig. 284) $EK = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$
Da aber $EK = EA \sin \alpha = 2(a+b) \sin \alpha$ ist, sind neue Minima in den Richtungen $\sin \alpha = \frac{2n+1}{2(a+b)} \cdot \frac{\lambda}{2}$.

Es ist leicht zu übersehen, dass bei 8, 16 ... Spalten immer neue Minima auftreten in Richtungen

$$\sin \alpha = \frac{(2n+1)\lambda}{8(a+b)}, \quad \sin \alpha = \frac{(2n+1)\lambda}{16(a+b)} \dots$$

Die Intensität des Lichtes auf einem Schirme in der Brennebene lässt sich am anschaulichsten graphisch darstellen. Wir wollen annehmen $a = b$. Dann liegen

bei 1 Spalt: Maxima in Richtungen $\sin \alpha = 0, \frac{3\lambda}{2a}, \frac{5\lambda}{2a}, \frac{7\lambda}{2a} \dots$

Minima " " $\sin \alpha = \frac{2\lambda}{2a}, \frac{4\lambda}{2a}, \frac{6\lambda}{2a} \dots$

bei 2 Spalten: neue Minima in Richtungen $\sin \alpha = \frac{1\lambda}{4a}, \frac{3\lambda}{4a}, \frac{5\lambda}{4a} \dots$

" 4 " " " " $\sin \alpha = \frac{1\lambda}{8a}, \frac{3\lambda}{8a}, \frac{5\lambda}{8a} \dots$

" 8 " " " " " $\sin \alpha = \frac{1\lambda}{16a}, \frac{3\lambda}{16a}, \frac{5\lambda}{16a} \dots$

In der Fig. 285 sind auf der x-Axe die wachsenden α aufgetragen, indem für $\frac{\lambda}{a}$ eine beliebige Längeneinheit genommen wurde, als Ordinaten die Intensitäten, und zwar weit gestrichelt für einen Spalt, fein gestrichelt für 2 Spalte, punktiert für 4 Spalte, ausgezogen für 8 Spalte. Man erkennt, wie die wachsende Zahl der Spalte einige Lichtmaxima beseitigt, die übrigen immer enger begrenzt, dazwischen allmählich alles Licht vernichtet; die übrig bleibenden Maxima aber werden immer heller, da immer mehr

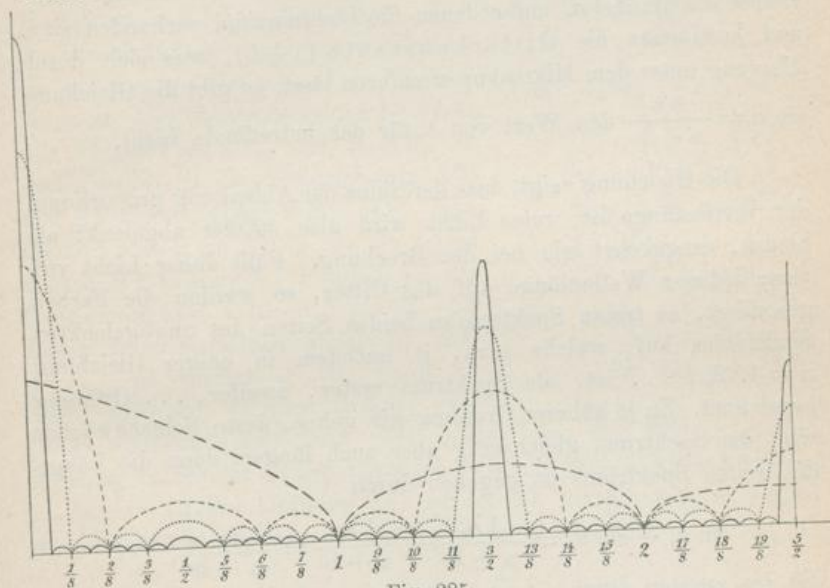


Fig. 285.

Spalte ihr Licht zufügen. In der Figur ist die Intensitätszunahme nur angedeutet, bei 8 Spalten sollte das erste Maximum 64mal so hoch sein, als bei einem Spalt.

Sind sehr viel Spalte vorhanden, Hunderte oder Tausende, so ergibt sich, dass ganz scharf begrenzte Maxima nur übrig bleiben in den Richtungen $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{a+b}$ für $n = 1, 2, 3 \dots$, dazwischen herrscht völlige Dunkelheit. Die Maxima nehmen allmählich an Helligkeit ab, und zwar ist, wie die Theorie zeigt, die Helligkeit des m -ten Bildes $\frac{1}{m^2 \pi^2}$, wenn die Helligkeit des auf die Spalte fallenden Lichtes $= 1$ gesetzt ist.

§ 402. Eine Reihe von Spalten mit dazwischen liegenden undurchsichtigen Balken nennt man ein optisches Gitter oder Diffraktionsgitter. Dies Instrument ist von der grössten Wichtigkeit für die Bestimmung der Wellenlängen. Setzt man es auf das Tischchen des Goniometers (§ 379) an die Stelle des Prisma, so fällt durch den Kollimator paralleles Licht auf. Durch das Objektiv des Fernrohres wird in der Ebene seines Brennpunktes das Interferenzbild entworfen, welches durch das Okular als Lupe vergrössert betrachtet wird. Messen wir durch Drehen des Fernrohres die Winkel α , unter denen die Lichtmaxima vorhanden sind, und bestimmen die Gitterkonstante $(a+b)$, was sich durch Messung unter dem Mikroskop ausführen lässt, so gibt die Gleichung $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{a+b}$ den Wert von λ für das betreffende Licht.

Die Gleichung zeigt, dass der Sinus der Ablenkung proportional der Wellenlänge ist; rotes Licht wird also stärker abgelenkt als blaues, umgekehrt wie bei der Brechung. Fällt daher Licht von verschiedener Wellenlänge auf das Gitter, so werden die Farben gesondert, es treten Spektren zu beiden Seiten des unabgelenkten Spaltbildes auf, welche man, je nachdem in obiger Gleichung $n = 1, 2, 3 \dots$ ist, als Spektrum erster, zweiter, ... Ordnung bezeichnet. Zu je höherer Ordnung wir gehen, desto lichtschwächer wird das Spektrum, gleichzeitig aber auch länger; denn die Länge des ersten Spektrums ist gegeben durch

$$\sin \alpha_r - \sin \alpha_v = \frac{1\lambda_r}{a+b} - \frac{1\lambda_v}{a+b} = \frac{\lambda_r - \lambda_v}{a+b},$$

die des zweiten durch

$$\sin \alpha_r - \sin \alpha_v = \frac{2\lambda_r}{a+b} - \frac{2\lambda_v}{a+b} = \frac{2(\lambda_r - \lambda_v)}{a+b}.$$

Das Spektrum zweiter, dritter Ordnung ist also annähernd 2, 3 ... mal so lang, als das erster Ordnung. Daher fallen in den höheren Ordnungen die Spektren über einander; denn es kann werden $\sin \alpha = \frac{n\lambda_1}{a+b} = \frac{m\lambda_2}{a+b}$; also die Wellenlängen λ_1 des n -ten und λ_2 des m -ten Spektrums fallen zusammen. Z. B. mit $\lambda = 760 \mu\mu$ der ersten Ordnung fällt $\lambda = \frac{1}{2} \times 760 = 380 \mu\mu$ der zweiten, $\lambda = \frac{1}{3} \times 760 = 253 \mu\mu$ der dritten zusammen.

Nennen wir die Gitterkonstante $a + b = \varepsilon$, so können wir unsere obige Formel schreiben $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{\varepsilon}$. Sie gilt nur, wenn

das Licht senkrecht auf das Gitter fällt. Wir wollen die Gleichung auf anderem Wege für den allgemeineren Fall ableiten, wo das Licht schräg auffällt. Sei in Fig. 286 AC ein Stück der Gitterfläche, A, B, C entsprechende Punkte der Spalte, also $AB = BC = \varepsilon$. Das einfallende parallele Licht bilde mit dem Einfallslot den Winkel α , das gebeugte den Winkel β . Die gebeugten Strahlen geben maximale Helligkeit in solchen Richtungen, für welche der Gangunterschied

der Strahlenbündel benachbarter Strahlen ein ganzes Vielfache einer Wellenlänge ist. Der Gangunterschied zwischen den Strahlen $A_1A_1A_2$ und $B_1B_1B_2$ ist aber, wenn wir die Wellenebenen AD und AF ziehen, gleich $DB + BF$. Nun ist $DB = AB \sin BAD = \varepsilon \sin \alpha$ und ebenso $BF = \varepsilon \sin \beta$. Folglich ist der Gangunterschied $\varepsilon (\sin \alpha + \sin \beta)$. Ist dieser Gangunterschied gleich $1\lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$, so wächst er von Spalt zu Spalt um die gleiche Grösse, wir

haben maximale Helligkeit. Wir haben also das Bild in erster Ordnung da, wo der Gangunterschied zwischen benachbarten Bündeln 1λ ist, in zweiter Ordnung da, wo er 2λ beträgt u. s. w. Allgemein können wir also die Gittergleichung schreiben

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{n}{\varepsilon} \lambda.$$

§ 403. Gitter sind zuerst von Fraunhofer hergestellt, indem er Drähte neben einander aufspannte oder eine Glasplatte mit Russ überzog und mittelst der Teilmaschine Striche in den Russ zog. Später versilberte man das Glas und zog mit Diamant Ritzen in das Silber; dann wurde direkt die Glasfläche geteilt; dabei sind zwar die Balken nicht undurchsichtig, sondern nur dicker im Glase, aber wie der Versuch und die von Quincke zuerst entwickelte Theorie zeigt, bleiben die Erscheinungen dieselben. Ebenso treten die gleichen Erscheinungen auf, wenn das Licht von einer geritzten Fläche reflektiert wird. In neuerer Zeit benutzt man namentlich solche Reflexionsgitter, bei denen die Teilung in Spiegelmetall

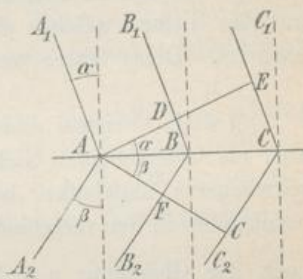


Fig. 286.

ausgeführt wird. Die vorzüglichsten Gitter derart wurden von Prof. Rowland in Baltimore hergestellt, bei welchen bis zu 800 Linien per Millimeter neben einander gezogen werden. Je grösser diese Linienzahl, desto kleiner ist die Gitterkonstante, desto grösser also die Länge der Spektren, die Dispersion.

Rowland hat noch in anderer Hinsicht die Gitter ausserordentlich vervollkommenet; er bringt die Teilung nicht auf einer ebenen, sondern einer sphärisch gekrümmten Spiegelmetallplatte an, auf einem Hohlspiegel. Hier vereinigt sich die Wirkung des Gitters mit der Fähigkeit der Hohlspiegel, Bilder zu entwerfen. Es werden dadurch die Linsen entbehrlich gemacht: vom Spalt fällt das Licht auf das Gitter, welches direkt scharfe Spektren auf einen Schirm entwirft. Diese Gitter werden Konkavgitter genannt.

§ 404. Prisma und Gitter zerlegen das Licht in Spektren; aber sie unterscheiden sich wesentlich; beim Prisma wird rot am schwächsten abgelenkt, beim Gitter blau. Der Hauptunterschied beruht aber in der verschiedenen Art der Dispersion, die bei Prismen nach der Gleichung $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$, bei Gittern nach $\sin \alpha = c \lambda$ eintritt. Beim Prisma wächst also die Ablenkung umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge, beim Gitter proportional der Wellenlänge; daraus folgt, dass beim Prisma die langen Wellen sehr stark zusammengedrängt sind.

Die Fig. 287 zeigt in dem oberen und unteren Streifen ein gleich langes Sonnenspektrum mit den wichtigsten Fraunhoferschen Linien entworfen durch Gitter und Prisma. Weiter sind alle prismatischen Spektren unähnlich, da ja A und B von Substanz zu

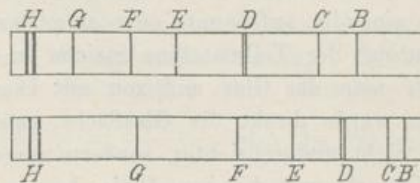


Fig. 287.

Substanz variieren; die Gitterspektren sind sich ähnlich. Man nennt das Gitterspektrum normales Spektrum; bei einem solchen sind

also die Abstände der Linien proportional der Differenz der Wellenlängen.

§ 405. Aehnliche Beugungserscheinungen, wie durch einen oder mehrere Spalte, erhält man auch durch anders geformte Oeffnungen. Namentlich Schwers hat solche Fälle theoretisch und experimentell untersucht und durchweg Uebereinstimmung mit der Theorie gefunden.

Hierher gehören auch zahlreiche Fälle von Farbenerscheinungen, die wir in der Natur beobachten, z. B. an Perlmutter und ähnlichen Stoffen; dieselben bestehen aus dünnen Schichten, welche quer durchschnitten ein Reflexionsgitter bilden. Ebenso sind die Farben vieler Insekten nur Interferenzfarben, von der Struktur ihrer Flügel herrührend.

Es sei hier noch ausdrücklich bemerkt, dass alle besprochenen Interferenzerscheinungen in ganz gleicher Weise bei den sichtbaren, wie bei den ultravioletten und ultraroten, d. h. den Wärmestrahlen beobachtet werden, wodurch die Identität der Wärmestrahlen mit Aetherschwingungen bewiesen wird.

§ 406. Es sind noch einige atmosphärische Erscheinungen zu erwähnen, die allerdings nur teilweise auf Interferenz beruhen, der Regenbogen und die Höfe.

Einen Regenbogen sehen wir, wenn wir im Rücken die Sonne, vor uns Wassertropfen haben. Eine Linie von der Sonne durch das Auge des Beobachters trifft das Centrum des Regenbogens, welcher innen violett, aussen rot ist. Oft ist er umgeben von einem zweiten schwächeren Bogen, der innen rot, aussen violett ist. Der Innenraum des ersten Bogens ist ziemlich hell, der Zwischenraum zwischen beiden Bogen dunkel. Die Erscheinung erklärt sich so: sei SA die Richtung, in welcher die Sonnenstrahlen auf den Tropfen fallen. Der Strahl wird gebrochen, gleichzeitig dispergiert, in B reflektiert, in D abermals gebrochen, so dass er nach DE austritt; er ist dabei um den Winkel $360 - \alpha$ abgelenkt. Zeichnet man nun verschiedene Strahlen, die näher oder weiter entfernt von dem mittleren Strahl S_1C auffallen, so findet man, dass sie je nach dieser Entfernung verschieden stark abgelenkt werden. Das parallele, den Tropfen treffende Lichtbündel wird also zerstreut und daher geschwächt. Es lässt sich aber zeigen, dass Strahlen, die in einer bestimmten Entfernung vom Strahle S_1C (Fig. 288) den Tropfen

treffen, am schwächsten abgelenkt werden, so dass α am grössten. Die dieser Richtung benachbarten Strahlen bleiben also nahezu parallel, in ihrer Richtung sehen wir daher grössere Helligkeit. Der Winkel α dieser Strahlen beträgt für rotes Licht $42,5^\circ$, für violettes Licht 40° . In diesen Richtungen gegen die einfallenden Sonnenstrahlen, d. h. auch gegen die Verbindungslinie von Auge und Mittelpunkt des Regenbogens, sehen wir also den roten und violetten Kreis, deren Breite gleich dem scheinbaren Durchmesser der Sonne, $30'$ ist. Dazwischen liegen die Ringe mit allen anderen Farben, der Bogen stellt also ein unreines Spektrum dar. Innerhalb des Bogens sehen wir alle stärker abgelenkten Strahlen, die sich zu

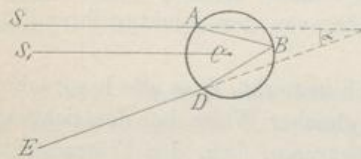


Fig. 288.

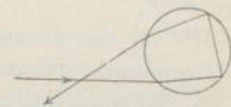


Fig. 288a.

Weiss mischen, ausserhalb aber kann kein Licht hingelangen, da sich dort nur weniger abgelenktes Licht befinden könnte, als das den Bogen bildende, und dieser dem Minimum der vorkommenden Ablenkung entspricht.

Der zweite Bogen entsteht in ähnlicher Weise durch Strahlen, welche zweimal im Innern reflektiert sind (Fig. 288a), daher ist er sehr viel lichtschwächer; er erscheint unter einem Winkel von ungefähr $51,5^\circ$.

Bisweilen sieht man innerhalb des Hauptbogens und ausserhalb des Nebensbogens noch dicht anliegende überzählige Bogen; sie entstehen durch Interferenz.

Was endlich die Höfe anbetrifft, die häufig um Sonne und Mond sichtbar sind, so entstehen sie meist durch Reflexion und Brechung an den Eiskrystallen, sechsseitigen Pyramiden und Nadeln, aus denen die hohen Cirruswolken bestehen. Je nach deren Stellung zur Lichtquelle sind die Höfe Ringe, welche ihre konkave oder konvexe Seite der Lichtquelle zuwenden; am häufigsten sieht man einen weissen, innen rot gefärbten Ring. Die Erscheinungen sind zu verwickelt, als dass wir näher darauf eingehen könnten.

I. Polarisation und Doppelbrechung.

§ 407. Wir haben aus den Interferenzerscheinungen erkannt, dass das Licht in Schwingungen des Lichtäthers bestehe; dieselben lehrten aber nichts darüber, ob die Schwingungen longitudinale oder transversale seien. Dass sie transversal sind, beweisen vielmehr erst die Erscheinungen des polarisierten Lichtes, zu deren Besprechung wir nun übergehen.

Um die Erscheinungsweise des polarisierten Lichtes kennen zu lernen, sei zunächst folgender Versuch besprochen: Der Kalkspat, kohlsaure Kalk, findet sich in Rhomboedern krystallisiert, oder lässt sich leicht in solche spalten. An einem solchen (Fig. 289) gibt es zwei Eckpunkte, in welchen drei stumpfe Winkel zusammenstossen. Ihre Verbindungslinie, oder vielmehr deren Richtung, heisst die krystallographische Hauptaxe des Krystalls. Wir lassen senkrecht auf die eine Fläche eines solchen Kalkspates einen Lichtstrahl fallen: dann finden wir, dass aus dem Krystall zwei Strahlen in verschiedener Richtung austreten. Der eine ist von seinem Wege nicht abgelenkt, wie wir es bei dem senkrechten Durchgang durch die planparallelen Flächen von vornherein erwarten; man nennt ihn den ordentlichen oder ordinären Strahl; der zweite Strahl aber ist gebrochen worden, er heisst der ausserordentliche oder extraordinäre Strahl. Drehen wir den Krystall um den einfallenden Strahl als Axe, so wird die Ablenkungsebene des extraordinären Strahls mitgedreht, und wir finden, dass derselbe stets abgelenkt ist in einer Ebene, die durch die Hauptaxe des Krystalls und die kurze Diagonale der Eintrittsfläche gelegt werden kann. Eine solche Ebene nennt man einen Hauptschnitt des Krystalls.

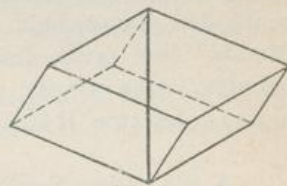


Fig. 289.

Wir bedecken jetzt die Austrittsfläche des Lichts am Krystall mit einem Blatt Papier, welches ein Loch hat, so dass wir nach Belieben nur den ordinären oder extraordinären Strahl austreten lassen können. Es trete der ordinäre Strahl aus und falle auf einen zweiten Krystall, der ebenso mit einem Blatt Papier versehen ist, so dass nur der ordinäre Strahl hindurch kann. Dann finden wir: der ordinäre Strahl des ersten Krystalls geht ungeschwächt als

ordinärer Strahl auch durch den zweiten, wenn die beiden Hauptschnitte parallel stehen; er geht gar nicht durch, wenn sie einen rechten Winkel bilden. Bei jedem anderen Winkel zwischen den Hauptschnitten geht nur ein Teil durch, so dass bei Drehen des zweiten Krystalls ganz kontinuierlicher Uebergang von Helligkeit zu Dunkelheit stattfindet.

Lassen wir dagegen den extraordinären Strahl aus dem ersten Kalkspat austreten, so geht derselbe ungeschwächt als ordinärer Strahl durch den zweiten Krystall, wenn die Hauptschnitte gekreuzt stehen, geht als ordinärer gar nicht durch, wenn sie parallel stehen.

Die aus dem ersten Krystall tretenden Strahlen zeigen somit ganz neue Eigenschaften, wir müssen bei ihnen rechts und links von oben und unten unterscheiden; liegt der erste Hauptschnitt etwa horizontal, so geht der Strahl durch den zweiten Krystall, wenn dessen Hauptschnitt auch horizontal steht, aber nicht, wenn er senkrecht steht.

Man bezeichnet einen solchen Strahl, der nach verschiedenen Seiten verschiedenes Verhalten zeigt, als polarisierten Strahl, und da die Seitlichkeit in Beziehung zum Hauptschnitt steht, sagt man, der ordinäre Strahl sei polarisiert im Hauptschnitt, nennt den Hauptschnitt die Polarisationssebene des ordinären Strahls. Der extraordinäre Strahl verhält sich ebenso wie der ordinäre, wenn wir ihn um 90° drehen; daher sagt man, er sei senkrecht zum Hauptschnitt polarisiert.

§ 408. Diese Erscheinungen zwingen uns zur Annahme transversaler Lichtschwingungen. Rein longitudinale Schwingungen können sich unmöglich verschieden rings um den Strahl herum verhalten. Fänden die Schwingungen irgendwie geneigt gegen die Fortpflanzungsrichtung statt, so könnten wir sie in drei Komponenten, eine in Richtung des Strahls, zwei senkrecht dazu und zu einander, zerlegen. Wäre eine longitudinale Komponente überhaupt vorhanden, so müsste sie nach Passieren des ersten Krystalls auch bei allen Stellungen durch den zweiten gehen; da wir aber bei gekreuzter Lage völlige Dunkelheit finden, kann eine longitudinale Komponente nicht existieren, das Licht muss rein transversal schwingen.

Es könnte noch gleichzeitig in verschiedenen Ebenen senkrecht zum Strahl schwingen; dann wäre aber nicht einzusehen, warum

bei einer bestimmten Stellung der Hauptschnitte gar nichts hindurchgeht. Wir kommen so zum Schluss — den wir gleich noch streng beweisen werden —, dass im ordinären Strahl nur transversale Schwingungen in einer konstanten Ebene stattfinden. Einen solchen Strahl nennt man linear polarisiert. Auch der extraordinäre Strahl ist linear polarisiert, aber seine Polarisationssebene steht senkrecht zum Hauptschnitt.

Wir haben gefunden, dass die Ebene, in welcher die Lichtschwingungen im ordinären Strahl stattfinden, die Schwingungsebene, in irgend einer Beziehung zum Hauptschnitt, der Polarisationssebene, stehen muss, aber wir wissen nicht, ob beide zusammenfallen oder irgend einen Winkel mit einander bilden. Die Theorie zeigt, dass dies von den Annahmen abhängt, welche man über das Verhalten des Lichtäthers macht: Fresnel nahm an, dass der Lichtäther stets die gleiche Elasticität besitze, dagegen in verschiedenen Medien verschiedene Dichtigkeiten; daraus folgerte er: Schwingungsebene und Polarisationssebene stehen senkrecht zu einander. Danach würden also die Schwingungen des ordinären Strahls senkrecht zum Hauptschnitt, der Polarisationssebene, stattfinden, die des extraordinären im Hauptschnitt. Neumann nahm dagegen an, die Dichte des Lichtäthers sei konstant, seine Elasticität variabel; dann fallen Schwingungs- und Polarisationssebene zusammen.

Trotz vielfacher Versuche hat sich zwischen den beiden Theorien keine Entscheidung fällen lassen. Wir wollen uns an die Fresnelsche Auffassung halten.

§ 409. Den Beweis, dass linear polarisiertes Licht nur transversale Schwingungen in einer Ebene ausführt, lieferten Fresnel und Arago, indem sie experimentell fanden: zwei Strahlen mit gleicher Polarisationssebene interferieren wie gewöhnliches Licht; dagegen schwächen sich zwei Strahlen, deren Polarisationssebenen senkrecht auf einander stehen, niemals, ihre Intensitäten summieren sich immer, welches auch der Phasenunterschied der Wellen sein mag.

Daraus lässt sich der Beweis folgendermassen führen: Es wird angenommen, dass sich die Lichtschwingungen wie alle anderen Schwingungen nach dem Satz vom Parallelogramm in Komponenten zerlegen lassen, in der Ebene oder im Raume. Zwei Strahlen mögen die Richtung OP verfolgen, ihre Schwingungen sollen in den be-

liebigen Richtungen OM und ON erfolgen. OM bilde mit den Koordinatenachsen die Winkel α, β, γ , ON die Winkel a, b, c . Die Wellen seien gegeben durch die Gleichungen (§ 393):

$$\rho = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \text{ und } \rho' = B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d-\delta}{\lambda} \right), \text{ d. h.}$$

sie sollen die gleiche Wellenlänge, verschiedene Amplitude und den Phasenunterschied $2\pi \frac{\delta}{\lambda}$ haben.

Wir zerlegen die Schwingungen nach den Koordinatenrichtungen in je drei Komponenten:

$$\begin{aligned} x &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cos \alpha; & y &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cos \beta; \\ z &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cos \gamma \text{ und } x' = B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d-\delta}{\lambda} \right) \cos a; \\ y' &= B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d-\delta}{\lambda} \right) \cos b; & z' &= B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d-\delta}{\lambda} \right) \cos c. \end{aligned}$$

Durch Addition der Komponenten für jede Koordinatenrichtung erhalten wir die Komponenten der resultierenden Bewegung, die wir X, Y, Z nennen wollen. So wird:

$$\begin{aligned} X &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cos \alpha + B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d-\delta}{\lambda} \right) \cos a \\ &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cos \alpha + B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \cos a \\ &\quad + B \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \cos a = \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) [A \cos \alpha \\ &\quad + B \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \cos a] + \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} \right) \cdot B \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \cos a, \end{aligned}$$

oder $X = C_x \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} + \frac{D_x}{\lambda} \right)$, wenn gesetzt wird:

$$C_x \cos 2\pi \frac{D_x}{\lambda} = A \cos \alpha + B \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \cos a,$$

$$C_x \sin 2\pi \frac{D_x}{\lambda} = B \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \cos a.$$

Aus diesen beiden Substitutionsgleichungen folgt durch Quadrieren und Addieren:

$$C_x^2 = A^2 \cos^2 \alpha + B^2 \cos^2 a + 2AB \cos \alpha \cos a \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

Auf gleiche Weise ergibt sich:

$$Y = C_y \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} + \frac{D_y}{\lambda} \right); Z = C_z \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda} + \frac{D_z}{\lambda} \right),$$

wobei $C_y^2 = A^2 \cos^2 \beta + B^2 \cos^2 b + 2AB \cos \beta \cos b \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$

und $C_z^2 = A^2 \cos^2 \gamma + B^2 \cos^2 c + 2AB \cos \gamma \cos c \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$.

Nennen wir die Amplitude der resultierenden Bewegung R, so ist $R^2 = C_x^2 + C_y^2 + C_z^2$, also

$$R^2 = A^2 (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma) + B^2 (\cos^2 a + \cos^2 b + \cos^2 c) + 2AB \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} (\cos \alpha \cos a + \cos \beta \cos b + \cos \gamma \cos c) = A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} (\cos \alpha \cos a + \cos \beta \cos b + \cos \gamma \cos c).$$

Daraus würde folgen, dass die Amplitude der Resultante vom Phasenunterschied δ abhängt; nach dem zweiten Fresnel-Arago'schen Gesetze ist aber für senkrecht zu einander polarisierte Strahlen stets $R^2 = A^2 + B^2$, also muss das dritte Glied im Ausdruck für $R^2 = 0$ sein. Da aber weder A noch B noch $\cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$ für jeden Wert von δ Null sind, muss $\cos \alpha \cos a + \cos \beta \cos b + \cos \gamma \cos c = 0$ sein. Dies ist die bekannte Bedingung dafür, dass OM und ON senkrecht zu einander stehen; dass sie auch senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung OP stehen, folgt dann aus dem ersten Satze: nach Drehung der einen Schwingungsebene um 90° sollen die Strahlen sich ganz verhalten wie gewöhnliches Licht, also z. B. sich vernichten können, wenn sie $\frac{\lambda}{2}$ Phasenunterschied haben. Dies ist aber nur möglich, wenn beide Schwingungen jetzt zusammenfallen, folglich müssen sie vorher beide senkrecht zum Strahl gestanden haben.

§ 410. Es ist bewiesen, dass ein linear polarisierter Strahl nur Schwingungen in einer Ebene senkrecht zum Strahl ausführt. Da es möglich ist, natürliches Licht ohne Schwächung in zwei senkrecht zu einander polarisierte Strahlen zu zerlegen, kann auch das natürliche Licht nur transversale Schwingungen enthalten. Es kann sich daher vom linear polarisierten Licht nur dadurch unterscheiden, dass in ihm die Schwingungen nicht in einer Ebene,

sondern in allen möglichen, die durch den Strahl gelegt werden können, stattfinden. Wir können entweder annehmen, dass diese verschiedenen Schwingungen gleichzeitig stattfinden, oder besser, dass im natürlichen Licht die Polarisations Ebene fortwährend, viele millionenmal in der Sekunde, sich ändert.

Denkt man sich die im natürlichen Licht in jedem Moment gleichzeitig nach allen Richtungen stattfindenden oder sehr schnell gleichmässig nach allen Richtungen wechselnden Schwingungen in zwei zu einander senkrechte Komponenten zerlegt (Fig. 290), so erkennt man leicht, dass man es sich ersetzt denken kann durch

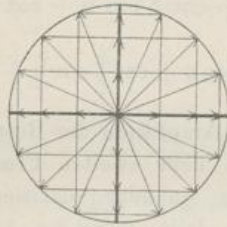


Fig. 290.

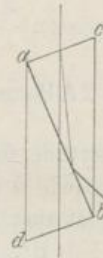


Fig. 291.

zwei gleich starke, senkrecht zu einander polarisierte Strahlenbündel, wobei wir als Polarisationsrichtungen jede beliebige zwei senkrechte Durchmesser nehmen können.

§ 411. Bevor wir die einzelnen Fälle besprechen, in welchen ein Lichtstrahl linear polarisiert wird, wollen wir eine Vorrichtung erwähnen, die zur Erkennung dieses Zustandes benutzt wird, das Nicolsche Prisma, oder kurz der Nicol: ein Kalkspatrhomboeder wird so geschliffen, dass bei d und c (Fig. 291) Winkel von 68° entstehen; dann wird es längs der Linie ab durchgesägt, so dass $\sphericalangle cab = 89^\circ 17'$ ist; die beiden Hälften werden mit Kanadabalsam, dessen Brechungsexponent gleich dem des extraordinären Strahls im Kalkspat ist, wieder zusammengekittet. Fällt ein natürlicher Lichtstrahl etwa parallel cb auf, so wird er, wie wir in § 404 sahen, in den ordinären und extraordinären linear polarisierten Strahl gespalten, welche verschieden stark gebrochen werden. Der extraordinäre Strahl geht unabgelenkt in den Krystall, durch die Balsamschicht, und tritt aus. Der ordinäre Strahl dagegen wird stärker gebrochen, fällt sehr schräg auf die Balsamschicht, und wird an ihr

total reflektiert (§ 350), so dass er an die geschwärzte Seitenfläche des Krystalls kommt und hier absorbiert wird. Durch das Nicol geht also nur der extraordinäre Strahl durch, welcher senkrecht zum Hauptschnitt polarisiert ist, also im Hauptschnitt schwingt.

Fällt linear polarisiertes Licht, dessen Schwingungsrichtung und Amplitude PP_1 sei (Fig. 292), auf ein Nicol, dessen Hauptschnitt NN_1 mit PP_1 den $\sphericalangle \alpha$ bilde, so wird das Licht in zwei Komponenten: $AO = OP \cos \alpha$ und $BO = OP \sin \alpha$ zerlegt. Nur die erste Komponente, die im Hauptschnitt schwingt, wird durchgelassen, die Intensität des austretenden Lichtes ist also proportional dem \cos des $\sphericalangle \alpha$. Drehen wir das Nicol, so geht in einer Stellung — $NN_1 \parallel PP_1$ — alles Licht durch; dann ist die Schwingungsebene des beobachteten Lichtes parallel dem Hauptschnitt des Nicol, also bekannt. Drehen wir weiter, so wird das Licht immer schwächer, nach Drehung um 90° ist Dunkelheit vorhanden; bei noch weiterem Drehen nimmt die Intensität wieder zu, bei 180° haben wir volle Helligkeit u. s. w.

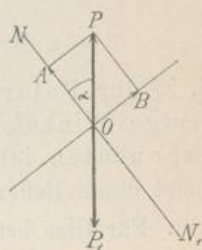


Fig. 292.

Von auffallendem natürlichem Lichte dagegen wird bei jeder Stellung des Nicol die Hälfte durchgelassen werden, da es nach allen denkbaren Richtungen schwingt. Ein Gemisch von natürlichem und linear polarisiertem Licht endlich wird bei Drehen des Nicol Helligkeitsunterschiede zeigen, aber bei keiner Stellung wird völlige Dunkelheit eintreten, weil zwar das polarisierte Licht völlig abgeschnitten werden kann, aber nicht das natürliche.

§ 412. Malus beobachtete 1810 zufällig, dass einmal von einem Spiegel reflektiertes natürliches Licht sich nicht nach allen Richtungen ein zweites Mal reflektieren lasse, sondern dass dies ohne Lichtschwächung nur möglich sei, wenn die Einfall- oder Reflexionsebenen der beiden Spiegel parallel stehen. Das einmal reflektierte Licht erweist sich bei Untersuchung mit einem Nicol als teilweise polarisiert in der Einfallsebene, also als senkrecht zu ihr, d. h. parallel der Glasfläche schwingend. Solches Licht wird also nur dann vollständig reflektiert, wenn die zweite Spiegelfläche auch parallel den Schwingungen steht.

Das einmal reflektierte Licht ist im allgemeinen nur teilweise polarisiert; es fand sich aber, dass es vollständig linear polarisiert

wird, wenn es unter einem bestimmten Einfallswinkel auffällt, dessen Grösse von der reflektierenden Substanz abhängt. Man nennt diesen Winkel den Polarisationswinkel.

Brewster erkannte, dass der Einfallswinkel der Polarisationswinkel p ist, bei welchem der reflektierte und gebrochene Strahl einen rechten Winkel mit einander bilden.

Dann ergänzen sich (Fig. 293) auch der Einfallswinkel und der Brechungswinkel β zu 90° , also wird die Gleichung

$$n = \frac{\sin p}{\sin \beta} = \frac{\sin p}{\sin (90 - p)} = \operatorname{tg} p,$$

d. h. der Polarisationswinkel einer Substanz ist derjenige Winkel, dessen Tangente gleich dem Brechungs-exponenten ist. Da n von der Farbe abhängt, kann weisses Licht durch Reflexion nie völlig polarisiert werden.

Für Glas beträgt der Polarisationswinkel etwa 60° .

§ 413. Die besprochene Erscheinung gilt für die Reflexion an allen durchsichtigen Medien. Bei diesen wird aber nur ein Teil des auffallenden Lichtes reflektiert, ein anderer, und zwar der grössere Teil dringt ein und wird gebrochen. Wenn nun im reflektierten Licht ein Teil polarisiert ist, so ist es klar, dass, wie Arago experimentell fand, im gebrochenen Licht eine genau gleiche Menge polarisierten Lichtes vorhanden sein muss, aber senkrecht zu jener, d. h. senkrecht zur Einfallsebene polarisiert; denn die polarisierte Menge des reflektierten Lichtes ist die eine Komponente, d. h. die Hälfte (§ 410) einer bestimmten Menge natürlichen Lichtes, die andere Hälfte findet sich im gebrochenen Licht. So erklärt sich das experimentelle Ergebnis, dass bei senkrecht auffallendem Licht der durchgehende Strahl unpolarisiert ist, die Menge des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes mit dem Einfallswinkel wächst und ein Maximum erreicht, wenn der Polarisationswinkel erreicht ist. Das durchgehende Licht ist aber niemals ganz polarisiert, da stets mehr Licht gebrochen als reflektiert wird.

Lassen wir aber ein Lichtbündel unter dem Polarisationswinkel durch eine ganze Anzahl paralleler Glasplatten gehen, durch einen sog. Plattensatz, so wird an jeder Grenzfläche ein in der Einfallsebene polarisierter Bruchteil reflektiert, das durchgehende Licht also von dieser Schwingungskomponente immer mehr gereinigt, so dass aus 10 bis 20 Platten fast nur noch in der Einfallsebene

schwingendes Licht austritt. Der Plattensatz lässt sich daher wie ein Nicol benutzen.

Der Malussche Versuch erklärt sich nun leicht; einmal reflektiertes Licht ist teilweise oder auch ganz polarisiert; fällt es auf eine zweite Glasplatte, so wird es vollständig reflektiert, wenn beide Einfallsebenen parallel sind. Bilden sie aber den $\sphericalangle \alpha$, so können wir die Schwingungen in zwei Komponenten zerlegen; nur die mit $\cos \alpha$ multiplizierte Komponente wird in der zweiten Einfallse-

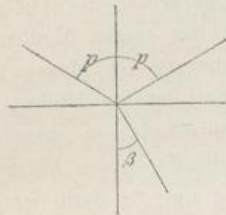


Fig. 293.

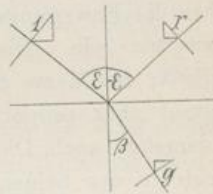


Fig. 294.

ebene polarisiert sein, also reflektiert werden; stehen endlich die Einfallsebenen senkrecht zu einander, so hat das ankommende polarisierte Licht gar keine Komponente, welche reflektiert werden könnte.

§ 414. Fresnel, dem wir hauptsächlich die Ausbildung der Undulationstheorie verdanken, hat die bei der Reflexion und Brechung eintretenden Erscheinungen theoretisch abgeleitet, indem er von folgenden Annahmen ausging:

1. Die kinetische Energie eines Strahles bleibt unverändert bei seiner Zerlegung in einen reflektierten und gebrochenen Strahl.
2. Die Lichtschwingungen lassen sich nach dem Satze vom Parallelogramm in Komponenten zerlegen.
3. In der Grenzfläche zweier Medien machen die Aethertheilchen beider Medien identische Schwingungen.
4. Der Aether besitzt in allen Medien die gleiche Elasticität, aber verschiedene Dichte.

Wir wollen untersuchen, was sich auf Grund dieser Annahmen ergibt, wenn linear polarisiertes Licht an die Grenzfläche zweier Medien kommt.

1. Das Licht sei senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, d. h. es schwinde in ihr. Die Amplitude des einfallenden Strahles sei 1,

die des reflektierten r , des gebrochenen g ; der Einfallswinkel sei ε , daher der Reflexionswinkel $-\varepsilon$, der Brechungswinkel β .

Wir zerlegen die Schwingungen in Komponenten parallel und senkrecht zur Grenzfläche. Nach der dritten Fresnelschen Annahme sollen in der Grenzfläche die parallelen Komponenten im ersten Medium gleich der im zweiten sein, also (Fig. 294)

$$1 \cdot \cos \varepsilon + r \cos (-\varepsilon) = g \cos \beta \text{ oder } (1+r) \cos \varepsilon = g \cos \beta \quad (1)$$

Die Komponenten senkrecht zur Grenzfläche schwingen in verschiedenen Medien, also in Aether von verschiedener Dichte; hier muss daher die Bewegungsmenge (§ 52) im ersten Medium gleich der im zweiten sein. Die Bewegungsmenge ist Masse mal Geschwindigkeit; die Masse der Volumeinheit ist die Dichte, die Geschwindigkeit aber proportional der Amplitude, so dass wir für Bewegungsmenge auch Dichte mal Amplitude setzen können. Die Aetherdichte in den beiden Medien sei d und δ ; dann ist also

$$1 \cdot \sin \varepsilon \cdot d + r \sin (-\varepsilon) d = g \sin \beta \cdot \delta, \text{ oder } (1-r) \sin \varepsilon = g \sin \beta \frac{\delta}{d}$$

In der Akustik (§ 201) ist erwähnt worden, dass die analytische Mechanik ergibt, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit

einer Wellenbewegung proportional ist $\sqrt{\frac{e}{d}}$, wo e den elastischen

Widerstand des Mediums, d seine Dichte bedeutet. Nennen wir daher die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den beiden Medien v

und v_1 , so ist $v : v_1 = \sqrt{\frac{e}{d}} : \sqrt{\frac{e}{\delta}}$ oder nach § 348:

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = n = \frac{v}{v_1} = \sqrt{\frac{\delta}{d}}, \text{ also } \frac{\delta}{d} = \frac{\sin^2 \varepsilon}{\sin^2 \beta} = n^2. \quad (2)$$

Setzen wir dies oben ein, so ergibt sich

$$(1-r) \sin \varepsilon = g \sin \beta \frac{\sin^2 \varepsilon}{\sin^2 \beta}, \quad (1-r) \sin \beta = g \sin \varepsilon. \quad (3)$$

Aus (1) und (3) folgt durch Elimination von g :

$$r = \frac{\sin \beta \cos \beta - \sin \varepsilon \cos \varepsilon}{\sin \varepsilon \cos \varepsilon + \sin \beta \cos \beta}, \quad r = -\frac{\operatorname{tg}(\varepsilon - \beta)}{\operatorname{tg}(\varepsilon + \beta)}. \quad (4)$$

2. Das einfallende Licht sei in der Einfallsebene polarisiert, schwinde also senkrecht zu ihr, d. h. parallel der Grenzfläche, dann folgt aus der dritten Fresnelschen Annahme

$$1 + r = g \quad (5)$$

Wir müssen in diesem Fall die erste Fresnelsche Hypothese hinzunehmen, dass die kinetische Energie im ankommenden Strahl gleich der Summe der Energien im reflektierten und gebrochenen Strahl ist. Die kinetische Energie ist gleich der halben Masse mal Quadrat der Geschwindigkeit, die Masse aber gleich Volumen mal Dichte, die Geschwindigkeit proportional der Amplitude.

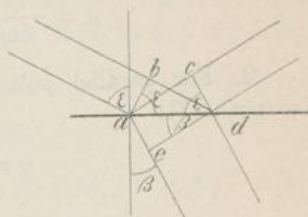


Fig. 295.

Sei in Fig. 295 ab eine Wellenfläche des ankommenden Bündels, dc eine solche des reflektierten, de des gebrochenen. Von dem Augenblick an, wo das ankommende Bündel die Grenzfläche in a erreicht, bis zu dem, wo die Wellenfläche d erreicht, wird im ankommenden Bündel das Volumen abd mal der senkrecht zur Zeichnung vorhandenen Tiefe t bewegt; im reflektierten Bündel das Volumen acd.t, im gebrochenen ade.t

$$abd \text{ ist } \frac{ab \cdot bd}{2} = \frac{ad \cos \varepsilon \cdot ad \sin \varepsilon}{2} = \frac{ad^2 \sin \varepsilon \cos \varepsilon}{2};$$

$$\text{ebenso } adc = \frac{ad^2 \sin \varepsilon \cos \varepsilon}{2}, \quad aed = \frac{ad^2 \sin \beta \cos \beta}{2}.$$

Die bewegten Massen sind folglich:

$$\frac{ad^2 t \sin \varepsilon \cos \varepsilon \cdot d}{2}, \quad \frac{ad^2 t \sin \varepsilon \cos \varepsilon \cdot d}{2}, \quad \frac{ad^2 \cdot t \sin \beta \cos \beta \cdot \delta}{2},$$

und die erste Annahme ergibt:

$$\frac{ad^2 t \sin \varepsilon \cos \varepsilon \cdot d \cdot 1^2}{4} = \frac{ad^2 t \sin \varepsilon \cos \varepsilon \cdot d \cdot r^2}{4} + \frac{ad^2 t \cdot \sin \beta \cos \beta \cdot \delta \cdot g^2}{4}$$

oder $(1 - r^2) \sin \varepsilon \cos \varepsilon \cdot d = g^2 \sin \beta \cos \beta \cdot \delta$, oder nach (2)

$$(1 - r^2) \sin \beta \cos \varepsilon = g^2 \sin \varepsilon \cos \beta \quad \dots \quad (6)$$

Dividieren wir durch (5), setzen rechts noch $g = (1 + r)$, so folgt

$$r = - \frac{\sin(\varepsilon - \beta)}{\sin(\varepsilon + \beta)} \quad \dots \quad (7)$$

Wir haben damit die Amplituden r des reflektierten Bündels für beide Fälle gefunden, es sind noch die Amplituden des gebrochenen Strahles zu ermitteln:

1. Für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht ist nach (1) $g = (1 + r) \frac{\cos \varepsilon}{\cos \beta}$, oder wenn wir den Wert von r aus (4) einsetzen und umformen:

$$g = \frac{2 \sin \beta \cos \varepsilon}{\sin \beta \cos \beta + \sin \varepsilon \cos \varepsilon} \quad \dots \quad (8)$$

2. Für parallel polarisiertes Licht folgt aus (5) $g = 1 + r$, also nach (7):

$$g = \frac{2 \cos \varepsilon \sin \beta}{\sin (\varepsilon + \beta)} \quad \dots \quad (9)$$

§ 415. Aus den Amplituden lassen sich die Intensitäten ermitteln; sie sind dem Quadrat ersterer proportional, solange die Schwingungen im gleichen Medium stattfinden. Nennen wir also die Intensität des einfallenden Lichtes $J_e = 1$, so ist die des reflektierten $J_r = r^2$. Die Intensität des gebrochenen Lichtes J_g können wir dann nach der Annahme ermitteln, dass die Energie ungeändert bleibe, also $J_g = 1 - J_r = 1 - r^2$.

Die Annahme der Konstanz der Energie hat uns die Gleichung (6) geliefert: $1 - r^2 = \frac{\sin \varepsilon \cos \beta}{\sin \beta \cos \varepsilon} g^2$. Setzen wir dies ein, und die Werte von g aus (8) und (9), unterscheiden die Fälle, wo das einfallende Licht senkrecht zur Einfallsebene und in ihr polarisiert ist, durch die Indices s und p , so erhalten wir

$$J_{se} = 1; J_{sr} = \frac{\operatorname{tg}^2 (\varepsilon - \beta)}{\operatorname{tg}^2 (\varepsilon + \beta)}; J_{sg} = \frac{\sin 2\varepsilon \sin 2\beta}{(\sin \beta \cos \beta + \sin \varepsilon \cos \varepsilon)^2};$$

$$J_{pe} = 1; J_{pr} = \frac{\sin^2 (\varepsilon - \beta)}{\sin^2 (\varepsilon + \beta)}; J_{pg} = \frac{\sin 2\varepsilon \sin 2\beta}{\sin^2 (\varepsilon + \beta)}.$$

Diese wichtigen Gleichungen lassen eine grosse Zahl von Schlüssen ziehen. Ist das einfallende Licht weder in der Einfallsebene noch senkrecht zu ihr polarisiert, sondern bildet seine Polarisationsebene P einen $\sphericalangle \alpha$ mit der Einfallsebene A — man sagt, das Licht ist unter dem Azimuth α gegen die Einfallsebene polarisiert —, so finden die Schwingungen senkrecht zu P , nach B statt (Fig. 296).

Ist die Amplitude des einfallenden Lichtes 1, so zerlegen wir sie in zwei Komponenten: $BC = \sin \alpha$, die senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, und $BD = \cos \alpha$, die in der Einfallsebene

polarisiert ist. Jede Komponente folgt nun obigen Gleichungen, so dass die Intensität des reflektierten und gebrochenen Lichtes wird:

$$J_{nr} = \sin^2 \alpha J_{sr} + \cos^2 \alpha J_{pr} \quad \text{und} \quad J_{ng} = \sin^2 \alpha J_{sg} + \cos^2 \alpha J_{pg}.$$

Ist das einfallende Licht natürliches mit der Intensität 1, so betrachten wir es als bestehend aus zwei Bündeln mit der Intensität $\frac{1}{2}$, von denen eins in der Einfallsebene, das andere senkrecht dazu polarisiert ist (§ 410), erhalten also:

$$J_{nr} = \frac{1}{2} (J_{pr} + J_{sr}) \quad \text{und} \quad J_{ng} = \frac{1}{2} (J_{sg} + J_{pg}).$$

§ 416. Auch das Brewstersche Gesetz über den Polarisationswinkel ergibt sich leicht: es ist $J_{nr} = \frac{1}{2} J_{pr} + \frac{1}{2} J_{sr}$, wovon der erste Teil in der Einfallsebene polarisiert ist, der zweite senkrecht dazu. Wann ist das reflektierte Licht völlig in der Einfallsebene polarisiert? Offenbar wenn $J_{sr} = 0$ ist; aber $J_{sr} = \frac{\text{tg}^2 (\varepsilon - \beta)}{\text{tg}^2 (\varepsilon + \beta)}$; dies ist = 0, entweder für $\text{tg} (\varepsilon - \beta) = 0$, d. h. $\varepsilon = \beta$, d. h. wenn keine Brechung vorhanden, was hier keinen Sinn hat; oder für

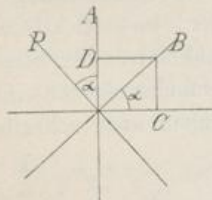


Fig. 296.

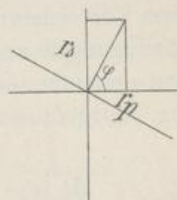


Fig. 297.

$\text{tg} (\varepsilon + \beta) = \infty$, d. h. $\varepsilon + \beta = 90^\circ$, also wenn der Einfallswinkel und Brechungswinkel sich zu 90° ergänzen, wie das Brewstersche Gesetz aussagt.

Wird Licht, welches unter dem Azimuth α gegen die Einfallsebene linear polarisiert ist, reflektiert, so wird dabei die Polarisationsebene gedreht. Denn die Amplituden der reflektierten Strahlen sind:

$$r_s = -\sin \alpha \frac{\text{tg} (\varepsilon - \beta)}{\text{tg} (\varepsilon + \beta)} \quad \text{und} \quad r_p = -\cos \alpha \frac{\sin (\varepsilon - \beta)}{\sin (\varepsilon + \beta)}.$$

Sie setzen sich zusammen zu einem linear polarisierten Strahl, dessen Azimuth wir φ nennen wollen. Dann ist (Fig. 297):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{r_s}{r_p} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \cdot \frac{\operatorname{tg} (\varepsilon - \beta) \sin (\varepsilon + \beta)}{\operatorname{tg} (\varepsilon + \beta) \sin (\varepsilon - \beta)} = \operatorname{tg} \alpha \frac{\cos (\varepsilon + \beta)}{\cos (\varepsilon - \beta)}.$$

Da $\cos (\varepsilon + \beta) < \cos (\varepsilon - \beta)$, folgt $\operatorname{tg} \varphi < \operatorname{tg} \alpha$, also $\varphi < \alpha$, d. h. durch die Reflexion wird das Polarisationsazimuth verkleinert.

$$\text{Wir hatten: } r_p = -\frac{\sin (\varepsilon - \beta)}{\sin (\varepsilon + \beta)}, \quad r_s = -\frac{\operatorname{tg} (\varepsilon - \beta)}{\operatorname{tg} (\varepsilon + \beta)}.$$

Ist daher die Gleichung des einfallenden Lichtes mit der Amplitude t für irgend eine Stelle vor dem Einfallspunkt

$$y = \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right),$$

so wird für irgend eine Stelle nach der Reflexion

$$y' = -\frac{\sin (\varepsilon - \beta)}{\sin (\varepsilon + \beta)} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} - \frac{x'}{\lambda} \right),$$

wo der Gangunterschied x' von der Lage der betrachteten Punkte des Strahles abhängt.

Ist das zweite Medium optisch dünner, so ist $\beta > \varepsilon$, das negative Vorzeichen von y' verschwindet. Ist aber das zweite Medium optisch dichter, so ist $\beta < \varepsilon$, die Verschiebung y' behält das negative Vorzeichen; das heisst aber: im reflektierten Strahl ist die Schwingungsbewegung der des ankommenden Strahles entgegengesetzt gerichtet, es hat eine Phasenänderung von einer halben Schwingung stattgefunden; denn wir können auch schreiben:

$$y' = +\frac{\sin (\varepsilon - \beta)}{\sin (\varepsilon + \beta)} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} - \frac{x' + \frac{\lambda}{2}}{\lambda} \right).$$

Also die Fresnelschen Gleichungen ergeben die Thatsache, von der wir schon bei den Farben dünner Blättchen Gebrauch gemacht haben (§ 395), dass bei Reflexion an dichteren Medien die Phase des reflektierten Strahls um eine halbe Schwingung verzögert wird.

Wir können weiter den Fall der totalen Reflexion aus den Gleichungen ableiten: Ist das einfallende Licht von der Intensität 1 unter dem Azimuth α polarisiert, so ist die Intensität des reflektierten Lichtes (§ 415):

$$J_{ar} = \cos^2 \alpha \frac{\sin^2 (\varepsilon - \beta)}{\sin^2 (\varepsilon + \beta)} + \sin^2 \alpha \frac{\operatorname{tg}^2 (\varepsilon - \beta)}{\operatorname{tg}^2 (\varepsilon + \beta)}.$$

Dies lässt sich durch Einführung des Brechungsexponenten $n = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta}$ umformen in

$$J_{ar} = \cos^2 \alpha \left[\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} - \cos \varepsilon}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} + \cos \varepsilon} \right]^2 \\ + \sin^2 \alpha \left[\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} - n^2 \cos \varepsilon}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} + n^2 \cos \varepsilon} \right]^2.$$

Wird nun $\sin \varepsilon = n$ (§ 350), so werden beide Klammern zu 1, also $J_{ar} = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha = 1$, d. h. alles Licht wird reflektiert.

Wird nun der Einfallswinkel ε noch grösser, so wird $\sin \varepsilon > n$, die Intensität daher imaginär, die Formeln verlieren ihre Bedeutung. Fresnel vermutete, dass die eine Komponente ins zweite Medium bis zu gewisser Tiefe eindringe und dadurch eine Verzögerung erleide; dann aber entsteht eine andere Art der Lichtbewegung, zu deren Betrachtung wir nun übergehen.

§ 417. Wir haben bisher Strahlen zusammengesetzt, die gleiche Schwingungsebene, verschiedene Phase hatten (§ 393); das ergab die Interferenzerscheinungen. Dann haben wir Strahlen zusammengesetzt, die verschiedene Schwingungsebenen, aber gleiche Phase hatten (z. B. § 416); wir erhielten linear polarisiertes Licht. Es erübrigt noch, Strahlen zusammen zu setzen, die verschiedene Schwingungsebene und verschiedene Phase haben (vgl. § 215). Wir wollen annehmen, die Schwingungsebenen stehen senkrecht zu einander.

Die Wellen seien gegeben durch: $x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{\lambda} \right)$
 $= A \sin \psi$ und $y = B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{1'}{\lambda} \right) = B \sin (\psi - \alpha)$, wo
 $\alpha = 2\pi \frac{1' - 1}{\lambda}$ der Phasenunterschied ist, der dem Gangunterschied $1' - 1$ entspricht (§ 393). Aus den Gleichungen folgt:

$$\sin \psi = \frac{x}{A}, \quad \cos \psi = \sqrt{1 - \sin^2 \psi} = \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}};$$

$$\frac{y}{B} = \sin \psi \cos \alpha - \cos \psi \sin \alpha = \frac{x}{A} \cos \alpha - \sin \alpha \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

$$\text{oder } \frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \alpha = \sin^2 \alpha.$$

Dies ist aber die Gleichung einer Ellipse; wenn daher zwei senkrecht zu einander polarisierte Strahlen mit einem Phasenunterschied in gleicher Richtung fortgehen, so beschreibt jeder Punkt des Lichtäthers im allgemeinen eine elliptische Bahn. So beschaffenes Licht nennt man elliptisch polarisiert.

Wir wollen als speziellen Fall annehmen, die Amplituden seien gleich, $B = A$, so wird die Gleichung:

$$x^2 + y^2 - 2xy \cos \alpha = A^2 \sin^2 \alpha,$$

deren Bedeutung abhängt von α , dem Phasenunterschied.

Für $l' - l = 0$ wird $\alpha = 0$; $\cos \alpha = +1$; $\sin \alpha = 0$; die Gleichung wird $x^2 + y^2 - 2xy = 0$ oder $x = y$. Die Kurve ist eine gerade Linie im ersten und dritten Quadranten, unter 45° gegen die Axen.

Für $l' - l = \frac{\lambda}{4}$ wird $\alpha = \frac{\pi}{2}$; $\cos \alpha = 0$; $\sin \alpha = +1$; $x^2 + y^2 = A^2$, die Gleichung eines Kreises.

Für $l' - l = \frac{\lambda}{2}$ wird $\alpha = \pi$; $\cos \alpha = -1$; $\sin \alpha = 0$, $x^2 + y^2 + 2xy = 0$, oder $x = -y$, die Gleichung einer geraden Linie durch den zweiten und vierten Quadranten.

Für $l' - l = \frac{3\lambda}{4}$ wird $\alpha = \frac{3\pi}{2}$; $\cos \alpha = 0$, $\sin \alpha = -1$, $x^2 + y^2 = -A^2$, wieder die Gleichung eines Kreises.

Für $l' - l = \lambda$ wird $\alpha = 0$; $\cos \alpha = +1$; $\sin \alpha = 0$; $x^2 + y^2 - 2xy = 0$, $x = y$, wir sind wieder beim ersten Fall.

Für alle anderen Phasenunterschiede ist das Licht elliptisch polarisiert; beträgt aber der Gangunterschied ein Vielfaches einer halben Wellenlänge, so ist die Resultante linear polarisiert; beträgt der Gangunterschied ein ungerades Vielfache einer viertel Wellenlänge, und sind die Komponenten gleich stark, so entsteht eine kreisförmige Bewegung, das Licht heisst zirkular polarisiert. Sind in diesem letzten Falle die Amplituden nicht gleich gross, so haben wir auch jetzt elliptisch polarisiertes Licht, die Axen der Ellipse fallen aber zusammen mit den Polarisations-ebenen der Komponenten, während sie im allgemeinen schräg dagegen liegen.

Die Fig. 298 zeigt die Bewegung für den Fall, dass die beiden Komponenten gleich gross sind für Gangunterschiede, die um $\frac{\lambda}{8}$

wachsen. Für Gangunterschiede zwischen 0 und $\frac{\lambda}{2}$ findet die Bewegung in einer Richtung, etwa dem Sinne des Uhrzeigers, statt, für Gangunterschiede zwischen $\frac{\lambda}{2}$ und λ im entgegengesetzten Sinne.

§ 418. Fragen wir, wie elliptisch und zirkular polarisiertes Licht erkennbar sind, so ist klar, dass ein Nicol in jeder Stellung Teile davon durchlässt; bei zirkular polarisiertem Licht werden wir bei Drehung des Nicols stets die gleiche Helligkeit haben, es wirkt wie natürliches Licht. Bei elliptischer Polarisation werden wir ein Helligkeitsmaximum haben, wenn der Hauptschnitt des Nicol parallel

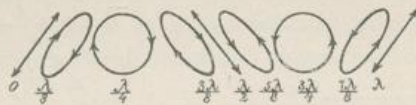


Fig. 298.

der grossen Axe der Ellipse steht, ein Minimum in dazu senkrechter Stellung; dieselbe Erscheinung bietet aber auch ein Gemisch von natürlichem und linear polarisiertem Licht.

Wir müssen uns also nach anderen Hilfsmitteln umsehen, und wollen eines derselben hier beschreiben, obwohl es auf der Doppelbrechung der Krystalle beruht.

Wir haben schon vom Kalkspat (§ 407) gesehen, dass auffallendes Licht in zwei senkrecht zu einander polarisierte Komponenten zerfällt wird, welche verschieden gebrochen werden. Das beweist, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des ordinären und extraordinären Strahles verschieden sind, d. h. ihre Wellenlängen sind verschieden (§ 349). Ganz ebenso verhält sich Quarz. Gehen daher durch eine Quarzplatte, deren Flächen parallel der Axe sind, die beiden Strahlen durch, so erhalten sie einen Gangunterschied, dessen Grösse von der Dicke der Platte abhängt.

Das elliptisch oder zirkular polarisierte Licht enthält zwei zu einander rechtwinkelig schwingende Komponenten, die einen Gangunterschied haben; lassen wir sie noch durch eine Quarzplatte gehen, so wird der Gangunterschied vermehrt oder vermindert, je nach der Stellung des Quarzes; hat er eine passende Dicke, so kann der Gangunterschied auf ein Vielfaches einer halben Welle gebracht werden, d. h. die Resultante in linear polarisiertes Licht verwandelt

werden, was bei einem Gemisch von natürlichem und linear polarisiertem oder rein natürlichem Lichte nicht der Fall ist.

Man benutzt hierzu den Babinetschen Kompensator, welcher aus zwei Quarzkeilen besteht (Fig. 299), deren Axe in den Flächen ab und cd liegt; aber liegt im oberen Keil die Axe $\parallel ab$, so liegt sie im unteren Keil senkrecht dazu. Daher geht der ordinäre Strahl, welcher den ersten Keil senkrecht zum Hauptschnitt schwingend passiert hat, durch den zweiten Keil als extraordinärer Strahl und umgekehrt. Im Quarz bewegt sich der ordinäre Strahl schneller als der extraordinäre; die Schwingung parallel ab wird also verzögert im ersten Keil, beschleunigt im zweiten Keil gegen



Fig. 299.

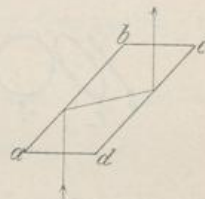


Fig. 300.

die Schwingung senkrecht zu ab . Geht also das Licht durch beide Keile an einer Stelle, wo sie gleich dick sind, so heben sich die Wirkungen beider auf. Verschiebt man aber von dieser Stellung die Keile nach der einen oder anderen Seite, so kann man eine der Komponenten beliebig verzögern. Kennt man die Dickenänderung der Keile, welche einer gemessenen Verschiebung entspricht — und sie ist durch den Keilwinkel gegeben —, kennt man ferner die Geschwindigkeit beider Strahlen im Quarz (deren Bestimmung siehe § 431), so kann man den Gangunterschied messen, der zu den Komponenten von elliptisch oder zirkular polarisiertem Licht hinzugefügt werden muss, um linear polarisiertes Licht zu erzeugen, es lässt sich daher der ursprüngliche Gangunterschied mittelst des Babinetschen Kompensators bestimmen.

§ 419. Elliptisch polarisiertes Licht tritt auf, wenn linear polarisiertes Licht von durchsichtigen Substanzen reflektiert wird unter einem Einfallswinkel, welcher grösser als der der totalen Reflexion ist. Zwischen den beiden reflektierten Komponenten, welche in der Einfallsebene und senkrecht zu ihr polarisiert sind, ist also ein Gangunterschied δ eingetreten, der 0 ist beim Winkel

der totalen Reflexion, wächst mit zunehmendem Einfallswinkel. Fresnel fand z. B., dass, wenn Licht in Glas unter dem Winkel von $54,5^\circ$ reflektiert wird, ein Gangunterschied von $\frac{1}{8} \lambda$ hervorgebracht wird; wird es zweimal unter diesem Winkel reflektiert, so wird daher der Gangunterschied $\frac{\lambda}{4}$. Ist das einfallende Licht linear polarisiert unter dem Azimuth 45° , so werden beide Komponenten auch gleich stark, dann bekommen wir also durch zweimalige Reflexion zirkular polarisiertes Licht. Fresnel stellte dazu das sog. Fresnelsche Parallelepipedon (Fig. 300) aus Glas her, dessen Winkel bei a und c $54,5^\circ$ bilden; fällt daher auf die eine Fläche ad Licht senkrecht auf, welcher unter 45° gegen die Einfallsebene polarisiert ist, so verlässt es bc kreisförmig polarisiert. Lässt man es durch ein zweites Parallelepipedon gehen, so wächst der Phasenschied auf $\frac{\lambda}{2}$, das Licht ist wieder linear polarisiert, aber die Polarisationsebene steht senkrecht zu der des einfallenden Lichtes. Das Parallelepipedon kann daher auch zur Unterscheidung von zirkular polarisiertem und natürlichem Licht dienen.

Jamin wies später nach, dass bei jeder Reflexion an durchsichtigen Medien, auch unter kleinen Einfallswinkeln, die eine Schwingung verzögert wird gegen die andere, aber so wenig, dass die Beobachtung ausserordentlich schwierig ist. Dabei zeigte sich, dass einzelne Körper die der Einfallsebene parallel polarisierte Komponente verzögern, er nannte sie positive; andere verzögern die senkrechte Komponente, er nannte sie negative; einige, die neutralen, bringen gar keine Wirkung hervor. So sind nach Jamin

positiv: Diamant, Flintglas, Kalkspat, Quarz, Alkohol;
negativ: Alaun, Glycerin;
neutral: Flussspat, Wasser.

§ 420. Einen zweiten Fall der elliptischen Polarisation bietet die Reflexion der Metalle, welche sich von der an durchsichtigen Substanzen schon äusserlich dadurch unterscheidet, dass der gebrochene Stahl absorbiert wird. Hier ist das reflektierte Licht nie linear polarisiert, auch wenn linear polarisiertes auffällt, sondern stets elliptisch polarisiert; es werden also zwei Komponenten mit Gangunterschied reflektiert, und zwar ist die senkrecht zur

Einfallsebene polarisierte Komponente verzögert. Die Intensität der Komponenten und der Phasenunterschied hängen vom Polarisationsazimuth und dem Einfallswinkel ab. Denjenigen Einfallswinkel, bei welchem der Gangunterschied $\frac{\lambda}{4}$ wird, nennt man die Hauptincidenz des betreffenden Metalls; ist dann noch das Azimuth passend gewählt, so dass die Komponenten möglichst gleich stark sind, so entsteht durch eine Reflexion zirkular polarisiertes Licht, durch zwei wieder linear polarisiertes.

Die Reflexion an Metallen und die verwandte an stark absorbierenden Medien ist namentlich von Brewster, Jamin, Quincke genauer untersucht worden. Die Erscheinungen sind sehr schwer zu verfolgen, da die augenblickliche Beschaffenheit der Oberfläche eine grosse Rolle spielt.

§ 421. Ausser der regelmässigen Reflexion an polierten Flächen kennen wir die diffuse an matten oder staubigen Flächen; auch diese bringt Polarisation hervor, indem jeder reflektierte Strahl polarisiert ist in der Ebene, die man durch den einfallenden und den diffus reflektierten Strahl legen kann.

So ist das diffuse Tageslicht polarisiert, da dasselbe durch Reflexion des Sonnenlichtes an dünnen Wasserbläschen und Staubtheilchen, welche die Atmosphäre erfüllen, entsteht.

Die Polarisationssebene des Lichtes, welche von irgend einem Punkt des Himmels herkommt, ist die Ebene, welche man durch diesen Punkt, den Beobachter und die Sonne legen kann. Da letztere sich in 24 Stunden einmal herumdreht, thut dies auch die Polarisationssebene des Himmelslichtes, so dass man durch deren Bestimmung angenähert die Tageszeit bestimmen kann (Wheatstones Polaruhren). — Uebrigens finden sich am Himmel einige sog. neutrale Punkte, deren Licht unpolarisiert ist; wir wollen darauf nicht weiter eingehen.

§ 422. Die isotropen Körper sind dadurch charakterisiert, dass in ihnen nach allen Richtungen um jeden beliebigen Punkt die Molekeln in gleicher Weise gelagert sind, daher auch die gleichen Kräfte ausüben, also auch, was uns hier speziell interessiert, die gleichen Elastizitäten hervorrufen. Dagegen verhalten sich die anisotropen Körper anders: wenn wir von einem Punkt im Innern des Körpers nach verschiedenen Richtungen Linien gezogen denken, so sind z. B. die Widerstände gegen Dehnung ver-

schieden je nach der Richtung. Zu den anisotropen Körpern gehören vor allem die Krystalle des zweiten bis sechsten Systems (§ 94), welche mit bestimmten Richtungen bestimmte Eigenschaften der Elastizität verbinden. Wir können aber auch künstlich anisotrope Körper herstellen, z. B. indem wir Körper von zwei Seiten pressen oder dehnen, Gläser plötzlich kühlen u. s. w. In diesen Fällen sind aber die elastischen Eigenschaften nicht an bestimmte Richtungen, sondern an bestimmte Linien geknüpft, an einem bestimmten Punkte ist die Dichte ein Maximum, in einer bestimmten Linie die Spannung am kleinsten u. s. w. (§ 444).

Die optischen Erscheinungen zwingen uns zu der Annahme, dass der Lichtäther von den ponderablen Molekeln, zwischen die er gelagert ist, beeinflusst wird, und zwar bei anisotropen Körpern in der Weise, dass seine Elastizität gleichfalls in verschiedenen Richtungen verschieden ist. Wir haben oben gesehen, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Wellenbewegung abhängig ist von der Elastizität; daher müssen zwei Strahlen, deren Schwingungen in verschiedenen Ebenen ausgeführt werden, mit verschiedener Geschwindigkeit durch einen Krystall fortgehen, selbst wenn sie in gleicher Richtung verlaufen; der elastische Widerstand wird eben der transversalen Schwingung entgegengesetzt, nicht der Fortpflanzung.

Erfahrungsgemäss steht in den Krystallen die Schwingungsrichtung der sich am langsamsten fortpflanzenden Strahlen senkrecht zu der Schwingungsrichtung der sich am schnellsten fortpflanzenden. Fällt natürliches Licht auf den Krystall, so wird es in zwei senkrecht zu einander polarisierte Komponenten zerlegt, nach der Richtung der grössten und kleinsten Elastizität, so dass zwei Strahlen entstehen, welche sich mit der grössten und kleinsten möglichen Geschwindigkeit fortpflanzen. Da der Geschwindigkeit im zweiten Medium der Brechungsexponent umgekehrt proportional ist, so müssen die beiden Strahlen verschieden stark gebrochen werden, der schnellere weniger. Wir kommen so zu dem Resultat, welches wir schon beim Kalkspat kennen lernten (§ 407), dass auffallendes natürliches Licht in zwei senkrecht zu einander polarisierte, verschieden gebrochene Strahlen zerlegt wird, welche Erscheinung man Doppelbrechung nennt.

§ 423. Unter Hauptschnitt eines Kalkspats verstanden wir (§ 407) eine Ebene, welche durch die Axe und die kurze Diagonale

einer Seitenfläche des Rhomboeders gelegt werden kann. Lassen wir einen Strahl natürlichen Lichtes in einem Hauptschnitt auf einen Kalkspat fallen, unter allen möglichen Neigungen gegen die Axe, und bestimmen jedesmal die Brechungsexponenten der entstehenden Strahlen, so finden wir: der ordinäre Strahl, welcher im Hauptschnitt polarisiert ist, also senkrecht zu ihm oder auch zur Axe schwingt, hat stets denselben Brechungsexponenten $n_o = 1,654$ (für gelbes Licht). Der extraordinäre Strahl, der im Hauptschnitt schwingt, also in verschiedener Neigung gegen die Axe, je nach der Neigung des einfallenden Strahls gegen dieselbe, hat verschiedene Brechungsexponenten. Und zwar ist derselbe am kleinsten, $n_e = 1,483$, wenn der Strahl senkrecht zur Axe durchgeht, die Schwingungen also parallel der Axe erfolgen, er wächst, je kleiner der Winkel zwischen Axe und Strahl wird, und wird am grössten $n_e = 1,654 = n_o$, wenn der extraordinäre Strahl parallel der Axe durchgeht, seine Schwingungen also senkrecht zur Axe erfolgen, wie sie es beim ordinären Strahl stets thun.

In Richtung der Axe besitzen somit beide Strahlen identische Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, die Strahlen werden daher gar nicht getrennt, die Doppelbrechung existiert nicht in dieser Richtung. Eine Richtung des Krystalls, in welcher keine Doppelbrechung eintritt, nennt man eine optische Axe des Krystalls; da der Kalkspat und alle Krystalle des zweiten und dritten Systems eine derartige Richtung besitzen, heissen sie optisch einaxige Krystalle.

Was wir für eine durch die kurze Diagonale der Seitenfläche gelegte Ebene gefunden haben, gilt, wie der Versuch zeigt, für jede Ebene, welche durch die krystallographische oder die damit zusammenfallende optische Axe geht, wir können daher jede solche Ebene Hauptschnitt nennen. Alle Strahlen, die mit der Axe den gleichen Winkel bilden, verhalten sich gleich; um die Axe herum ist alles symmetrisch angeordnet.

§ 424. Unter Wellenfläche (§ 183) verstanden wir eine Fläche, welche durch die Endpunkte aller Linien geht, die von einem Wellencentrum nach allen Richtungen gezogen werden können, und deren Länge proportional der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der betreffenden Richtung gemacht wurde. Für isotrope Körper ist die Wellenfläche eine Kugel. In den Krystallen aber können sich in jeder Richtung Strahlen mit zwei verschiedenen Geschwindigkeiten be-

wegen, je nach der Schwingungsrichtung; folglich wird die Wellenfläche aus zwei Schalen bestehen müssen, einer für den ordinären, einer für den extraordinären Strahl.

Es wird genügen, wenn wir einen Schnitt dieser Schalen mit einem Hauptschnitt betrachten; denn da alles symmetrisch rings um die Axe ist, werden durch Rotation des Schnittes um die Axe die Flächen entstehen, welche daher Rotationsflächen sind.

Der Brechungsexponent des ordinären Strahls ist konstant, daher auch seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit; die Wellenfläche für ihn muss eine Kugel sein. Der Brechungsexponent des extraordinären

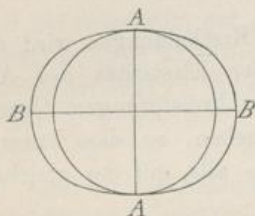


Fig. 301.

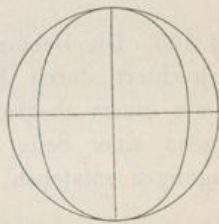


Fig. 302.

Strahls ist beim Kalkspat ein Minimum senkrecht zur Axe, in Richtung BB (Fig. 301), ein Maximum parallel der Axe, in Richtung AA. Also muss die Fortpflanzungsgeschwindigkeit am grössten sein senkrecht zur Axe, am kleinsten, und zwar gleich der des ordinären Strahls, parallel der Axe, dazwischen hat sie allmählich abnehmende Werte. Die Messungen zeigen, dass der Schnitt eine Ellipse ist. Folglich ist die Wellenfläche des einaxigen Krystalls eine Kugel und ein abgeplattetes Rotationsellipsoid, die sich in der Rotationsaxe berühren.

Einaxige Krystalle, bei welchen der Brechungsexponent des extraordinären Strahls im allgemeinen kleiner ist als der des ordinären, wie beim Kalkspat, Turmalin, Smaragd, heissen negative oder repulsive Krystalle; bei anderen, z. B. Quarz, Eis, schwefelsaures Kali, ist der Brechungsexponent des extraordinären Strahls stets grösser als der des ordinären; sie heissen positive oder attraktive Krystalle. Ihre Wellenfläche ist durch Fig. 302 dargestellt.

Die Kenntnis der Wellenfläche gestattet nach dem Huygenschen Prinzip die Lichtbrechung in Krystallen ganz ebenso zu verfolgen, wie wir es früher (§ 340) für isotrope Körper machten:

sei in Fig. 303 BC die Grenze des Krystalls, AB die Richtung der Axe; es falle ein paralleles Bündel senkrecht auf, zwei Strahlen mögen in D und E treffen. Wir konstruieren um diese Punkte die Wellenflächen in der richtigen Stellung, d. h. die gemeinsame Rotationsaxe parallel der Krystallaxe, ziehen an die beiden Kreise und an die Ellipsen die gemeinsamen Tangenten FG und HJ, so sind DF und EG Strahlen des ordinären, DH und EJ solche des extraordinären Bündels.

Fällt das Licht schräg auf, so gibt Fig. 304 die ohne weiteres verständliche Konstruktion, wo wieder DF und EG Strahlen des ordentlichen, DH und EJ Strahlen des ausserordentlichen Bündels sind.

§ 425. Die Uebersicht über die Erscheinungen wird wesentlich erleichtert durch Betrachtung der Elastizität des Aethers. Wenn wir einem elastischen Stabe von kreisförmigem Querschnitt von irgend einer Seite einen Stoss geben, so dass transversale Schwingungen entstehen, so laufen sie alle mit der gleichen Ge-

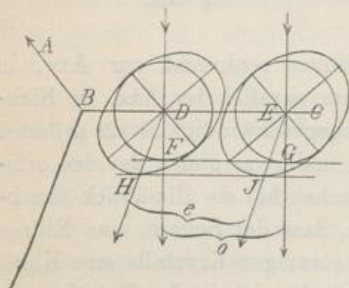


Fig. 303.

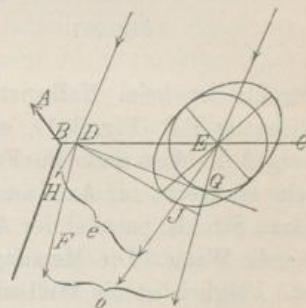


Fig. 304.

schwindigkeit längs des Stabes fort, da sein elastischer Widerstand nach allen Richtungen identisch ist. Nehmen wir aber einen Stab von elliptischem Querschnitt, so bietet er den grössten Widerstand gegen Verbiegung in der Ebene der grossen Axe, den kleinsten in der Ebene der kleinen Axe, in dazwischen liegenden Ebenen mittlere Widerstände; demnach ist auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit transversaler Schwingungen längs des Stabes verschieden je nach der Schwingungsrichtung. Der Versuch zeigt, dass bei einem seitlichen Stoss derselbe in zwei Komponenten nach den Ebenen der grossen und kleinen Axe zerlegt wird, so dass zwei transversale Wellen durch den Stab fortlaufen, die eine mit der möglichst grossen Ge-

schwindigkeit und Schwingungen in der Ebene der grossen Axe, die andere mit der kleinsten Geschwindigkeit und Schwingungen parallel der kleinen Axe.

Dasselbe muss bei Lichtschwingungen der Fall sein; wenn die Elastizität des Aethers nach verschiedenen Richtungen bekannt ist, muss die Zerlegung in zwei senkrecht zu einander polarisierte Strahlen sich ohne weiteres ergeben. Fresnel hat eine Hypothese aufgestellt, welche durch die Versuche vollkommen bestätigt wird; er nimmt an, die Elastizität des Aethers für Schwingungen parallel der Axe sei am grössten bei negativen Krystallen, am kleinsten bei positiven, die Elastizität für Schwingungen senkrecht zur Axe am kleinsten bei negativen, am grössten bei positiven Krystallen. Wir wollen nur negative Krystalle weiter betrachten; die grösste Elastizität sei proportional α^2 , die kleinste β^2 ; dann soll für Schwingungen, welche den $\sphericalangle \varphi$ mit der Axe bilden, die Elastizität proportional sein zu $\rho^2 = \alpha^2 \sin^2 \varphi + \beta^2 \cos^2 \varphi$; für gleichen Winkel φ rings um die Axe ist die Elastizität identisch. Denken wir uns von einem Punkte im Krystall nach allen Richtungen Linien gezogen, deren Länge wir proportional der Elastizität in der betreffenden Richtung machen, und legen wir durch die Endpunkte aller Linien eine Fläche, so entsteht eine geschlossene Schale, welche man die Elastizitätsfläche nennt. Wie die obigen Annahmen zeigen, ist dieselbe in unserem Fall, d. h. für einaxige Krystalle, eine Rotationsfläche mit der optischen Axe als Drehungsaxe, und wie die Gleichung für den Radiusvektor ρ^2 zeigt, ist es ein Rotationsellipsoid. Für negative Krystalle ist es ein verlängertes, für positive ein abgeplattetes Rotationsellipsoid.

Sei SM (Fig. 305) ein Strahl natürlichen Lichtes, der auf den Krystall fällt, dessen Fortpflanzungsverhältnisse im Krystall wir untersuchen wollen. Wir konstruieren die Elastizitätsfläche mit der Rotationsaxe AA parallel der optischen Axe. Durch den Mittelpunkt M legen wir senkrecht zu SM die Ebene, in welcher die Schwingungen stattfinden müssen; sie schneidet das Ellipsoid im allgemeinen in einer Ellipse BECD, deren grosse Axe BC, deren kleine DE ist. In Schwingungen parallel diesen Richtungen spaltet sich die ankommende Schwingung, es entstehen zwei Wellen mit verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Da die Axen senkrecht zu einander stehen, sind die Strahlen senkrecht zu einander polarisiert. — Es ist leicht zu übersehen, dass, wenn wir für verschiedene Richtungen von SM in der Ebene der Zeichnung die

entsprechenden dazu senkrechten Schnitte konstruieren, alle dieselbe kleine Axe DE gemeinsam haben, während die grosse Axe BC bei wachsendem Einfallswinkel wächst und gleich AA wird, wenn $SM \perp AA$ einfällt. Also von den beiden entstehenden Strahlen bewegt der eine sich stets unter gleicher Elastizität, daher mit gleicher Fortpflanzungsgeschwindigkeit, der andere mit variabler.

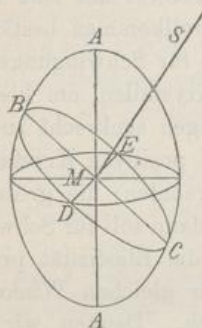


Fig. 305.

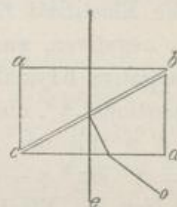


Fig. 306.

Fällt das Licht aber parallel AA auf, so wird der Schnitt ein Kreis, das Licht schwingt nach allen Richtungen gleich leicht, es tritt keine Doppelbrechung auf.

Wie sich aus der Elastizitätsfläche die Wellenfläche ergibt, ist leicht ersichtlich.

§ 426. Da die aus dem Krystall austretenden Lichtstrahlen polarisiert sind, bieten die Krystalle ein bequemes Mittel zur Herstellung polarisierten Lichtes. Der einfachste Apparat dazu ist das achromatisierte Kalkspatprisma: an ein Kalkspatprisma abc (Fig. 306), dessen brechende Kante parallel der Axe liegt, ist ein Glasprisma cbd gekittet, dessen Brechungsexponent gleich dem des extraordinären Strahls ist. Der extraordinäre Strahl e geht daher gerade durch, der ordinäre wird auf die Seite gelenkt. Man erhält so aber nur ein kleines völlig polarisiertes Gesichtsfeld. — Wesentlich besser ist daher das Nicolsche Prisma (§ 411). — Ein drittes Mittel bietet eine Turmalinplatte, deren Flächen parallel der Axe liegen. Der Turmalin besitzt die Eigentümlichkeit, bei nicht gar zu dünner Schicht den ordentlichen Strahl vollkommen zu absorbieren, so dass nur der ausserordentliche, dessen Schwingungen parallel der Axe erfolgen, austritt.

§ 427. Bei den einaxigen Krystallen war die Elastizität des Aethers nach verschiedenen Richtungen symmetrisch in Bezug auf die Axe, die Elastizitätsfläche ein Rotationsellipsoid. Offenbar ist das nicht der allgemeinste mögliche Fall, sondern die Elastizitätsfläche kann ein dreiachsiges Ellipsoid sein. Das ist in der That bei den optisch zweiachsigten Krystallen der Fall: die Erscheinungen werden bei ihnen so kompliziert, dass die Verhältnisse nicht empirisch erkannt, sondern zuerst theoretisch durch Fresnel, Cauchy und andere berechnet, dann experimentell bestätigt wurden.

Wir nehmen an, die Elastizitätsfläche sei ein dreiachsiges Ellipsoid; nennen wir die Länge der halben grössten Axe a^2 , die der mittleren b^2 , der kleinsten c^2 , so geben sie die Grösse der Elastizität in drei zu einander senkrechten Richtungen. In jeder anderen Richtung, welche mit diesen die Winkel α , β , γ bildet, ist dann die Grösse ρ^2 der Elastizität: $\rho^2 = a^2 \cos^2 \alpha + b^2 \cos^2 \beta + c^2 \cos^2 \gamma$.

Die Wellenfläche nimmt in diesem Fall eine sehr komplizierte Gestalt an; wir wollen die Schnitte konstruieren, welche sie mit

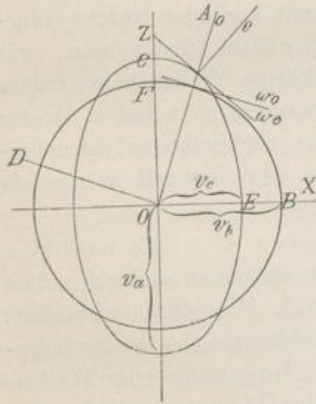


Fig. 307.

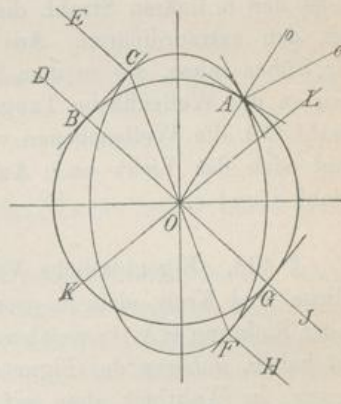


Fig. 308.

drei zu einander senkrechten Ebenen bildet, die wir durch die Axen der grössten, mittleren und kleinsten Elastizität legen können. Diese Richtungen seien OX, OY, OZ, die Schwingungen, die nach ihnen erfolgen, mögen sich fortpflanzen mit der Geschwindigkeit v_a , v_b , v_c , wo $v_a > v_b > v_c$.

Wir betrachten zuerst die Ebene durch OX und OZ, welche also die Richtung der grössten und kleinsten Elastizität enthält.

Wenn ein Strahl sich in der Richtung OX bewegt, können die Schwingungen in ihm nach OZ oder nach OY erfolgen, also mit kleinster oder mittlerer Elastizität; je nachdem hat er die Geschwindigkeit v_c oder v_b , kommt in der Zeiteinheit bis zu den Punkten E oder B. Bewegt sich ein Strahl nach OZ, so schwingt er längs OX oder OY, hat daher die grösste oder mittlere Geschwindigkeit v_a oder v_b , kommt bis C oder F. Bewegt er sich in einer anderen Richtung, z. B. OA, so schwingt er entweder nach OD, hat also eine Geschwindigkeit zwischen v_a und v_c , oder nach OY, hat also die Geschwindigkeit v_b . Wie auch der Strahl gehen möge, immer haben wir als eine mögliche Schwingungsrichtung OY, als Geschwindigkeit v_b , ein Teil des Schnittes muss ein Kreis mit dem Radius v_b sein. Die Radiivektoren des anderen Schnittes aber liegen zwischen $v_a > v_b$ und $v_c < v_b$, die Kurve ist eine Ellipse mit den Axen v_a und v_c .

Jeder den Krystall in der betrachteten Ebene durchdringende Strahl zerfällt somit in zwei Komponenten, die rechtwinklig zu einander polarisiert sind; die eine Komponente hat als Schnitt der Wellenfläche einen Kreis, also konstante Geschwindigkeit, sie bildet den ordinären Strahl, die andere mit variabler Geschwindigkeit den extraordinären. Aus der Wellenfläche findet man, wie wir früher sahen, die zu dem Strahl gehörige Wellenebene, indem man an die Wellenfläche Tangentialebenen legt; so hat z. B. der Strahl OA die Wellenebenen w_o und w_e ; senkrecht zu ihnen bewegt sich das Licht nach Austritt aus dem Krystall weiter als Strahl o und e.

§ 428. Eigentümliche Verhältnisse entstehen dadurch, dass Ellipse und Kreis sich in vier Punkten A (Fig. 306) schneiden: zu der Richtung OA, in welcher beide Strahlen gleiche Geschwindigkeit haben, gehören der Figur nach zwei Tangential- oder Wellenebenen, in Wahrheit aber auf der Wellenfläche unendlich viele, so dass ein im Krystall die Richtung OA verfolgender Strahl bei seinem Austritt einen Strahlenkonus bildet, dessen Schnitt mit unserer Ebene die Strahlen A_o und A_e sind. Man nennt diese Erscheinung äussere konische Refraktion.

Ferner gibt es vier Tangentialebenen, welche Kreis und Ellipse gemeinsam berühren, z. B. BC. Daraus folgt, dass der Strahl DB und EC nach demselben Punkte O des Krystalls gelangen. In Wahrheit berühren diese Tangentialebenen nicht nur in zwei Punkten,

sondern die Wellenfläche in einem Kreise; Strahlen, welche ausserhalb des Krystalls in der Richtung DB auffallen, werden im Krystall in den Konus BO, CO verwandelt; dies heisst innere konische Refraktion.

Verfolgen wir die Strahlen weiter, so verwandeln sie sich nach Austritt aus dem Krystall wieder in parallele Strahlen FH und GJ. Wenn daher auf einen Krystall in der Richtung DO ein Strahlenbündel auffällt, so verlässt es den Krystall als einfacher Strahl, es ist keine Doppelbrechung vorhanden. Da wir eine Richtung, in welcher keine Doppelbrechung vorhanden ist, eine optische Axe genannt haben, ist BG eine solche. Der Krystall hat offenbar zwei

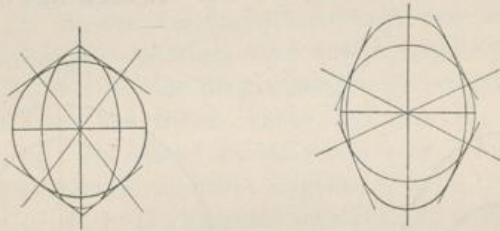


Fig. 309.

solche Richtungen BG und KL, er wird daher optisch zweiaxig genannt. Die beiden Axen liegen, wie wir sehen, in der Ebene der grössten und kleinsten Elastizität; sie wird auch optische Axenebene genannt.

Die Richtungen OA und die entsprechende zweite nennt man sekundäre optische Axen.

Auch unter den zweiaxigen Krystallen unterscheidet man positive und negative, je nachdem die Axe der mittleren Elastizität an Grösse näher der der grössten oder der der kleinsten Elastizität steht. Der betrachtete Schnitt hat in den beiden Fällen die Formen Fig. 309, im ersten Falle halbiert die Axe der kleinsten Elastizität den spitzen Winkel zwischen den Axen, den Axenwinkel, im zweiten Fall die Axe der grössten Elastizität. Die Halbierende des Axenwinkels nennt man die erste Mittellinie.

§ 429. Es bleiben uns noch die beiden anderen Querschnitte der Wellenfläche zu untersuchen. Wir betrachten die Ebene OX, OY (Fig. 310). Ein Strahl OX kann nach OY oder OZ schwingen, hat danach die Geschwindigkeit v_o oder v_e , kommt bis B oder C.

Der Strahl OY schwingt nach OX oder OZ , bewegt sich mit den Geschwindigkeiten v_a und v_c , kommt bis D oder E . Jeder andere in dieser Ebene verlaufende Strahl kann nach OZ schwingen, er hat dann die Geschwindigkeit v_c ; oder er schwingt in einer anderen Richtung in der Ebene, hat dann eine Geschwindigkeit zwischen v_a und v_b . Die Schnittkurve besteht also aus einem Kreis mit dem Radius v_c und einer ihn einschliessenden Ellipse mit den Axen v_a und v_b .

Betrachten wir endlich den Schnitt mit der Ebene OY und OZ , so ist stets eine mögliche Schwingung parallel OX , ihre Geschwindigkeit also v_a , während die andere Schwingung in der Ebene zwischen der Richtung OY und OZ liegt, ihre Geschwindig-

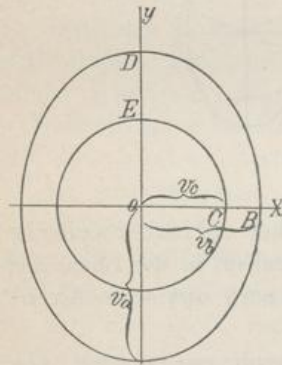


Fig. 310.

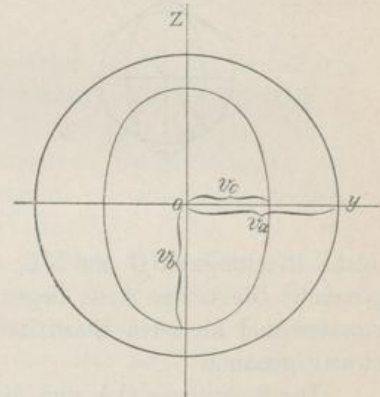


Fig. 311.

keit also zwischen v_b und v_c . Der Schnitt ist daher gebildet aus einer Ellipse mit den Axen v_b und v_c und einem sie umgebenden Kreise mit dem Radius v_a .

Die Kenntnis der drei Querschnitte gibt noch kein Bild von der Wellenfläche; es zeigt sich aber, dass zu ihrer Konstruktion nur die Grössen v_a , v_b , v_c nötig sind oder die ihnen umgekehrt proportionalen drei Brechungsexponenten. Bei roher Beschreibung der Wellenfläche kann man sagen, sie bestehe aus zwei Schalen, welche im grossen und ganzen ähnliche konzentrische dreiaxige Ellipsoide sind; aber das äussere Ellipsoid ist an vier Punkten trichterförmig eingedrückt, das innere darunter herausgedrückt, so dass sich beide Flächen in vier Punkten berühren.

§ 430. Die Gestalt der Elastizitätsfläche bedingt allein das Verhalten der Körper: ein dreiaxiges Ellipsoid gibt zweiaxige Krystalle; ist die mittlere Axe näher der grössten oder kleinsten, so ist der Krystall positiv oder negativ. Wird die mittlere Elastizitätsaxe gleich der grössten oder kleinsten, so wird die Elastizitätsfläche ein abgeplattetes oder verlängertes Rotationsellipsoid, der Krystall ist einaxig positiv oder negativ. Werden endlich alle drei Axen gleich, so wird die Elastizitätsfläche eine Kugel, wir haben einen isotropen Körper. Wie man sieht, sind alle Möglichkeiten damit erschöpft.

§ 431. Zu bemerken ist noch, dass die Wellenfläche nur für eine Farbe gilt, da von der Farbe v abhängt, dass daher für verschiedene Farben die optischen Axen andere Lage haben. Es gibt auch Krystalle, in denen die Elastizitätsachsen für verschiedene Farben verschiedene Lage und Grösse haben, so dass der Krystall für einzelne einaxig, für andere zweiaxig sein kann. Auf diese komplizierten Fälle können wir nicht eingehen.

Die Wellenfläche ist bekannt, sobald v_a, v_b, v_c gegeben sind; man erhält sie aus den drei Brechungsexponenten n_a, n_b, n_c . Es werden zu deren Bestimmung Prismen aus dem Krystall geschliffen, deren Kanten parallel den drei Elastizitätsachsen stehen. Haben wir z. B. ein Prisma parallel OX, und bestimmen für verschiedene Einfallswinkel die Brechungsexponenten der beiden austretenden Strahlen, so finden wir einen konstanten Exponenten n_a , den anderen variabel zwischen n_c und n_b , somit ist n_a gefunden.

Da in Richtung einer Elastizitätsaxe im Krystall zwei senkrecht zu einander — nämlich parallel zu den beiden anderen Axen — polarisierte Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit fortgehen, so kann man Platten, welche senkrecht zu einer Axe geschnitten sind, benutzen, um einen bekannten Gangunterschied zwischen beiden Komponenten zu erzeugen. So enthält Glimmer in seinen natürlichen Oberflächen die Axe der grössten und mittleren Elastizität, Gips die der grössten und kleinsten Elastizität. Ein Blättchen Glimmer von der Dicke $0,0043 \text{ mm}$, oder ein Gipsblättchen von $0,0151 \text{ mm}$ bringen einen Gangunterschied von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge für gelbes Licht hervor, werden daher Viertel-Undulations-Blättchen genannt, sie werden viel benutzt zur Erzeugung und Untersuchung zirkular oder elliptisch polarisierten Lichtes.

§ 432. Wenn linear polarisiertes Licht auf eine Krystallplatte fällt, wird es im allgemeinen in zwei rechtwinkelige Komponenten zerlegt, welche bei ihrem Austritt aus dem Krystall einen Gangunterschied haben. Lassen wir sie durch ein Nicol oder einen ähnlichen Apparat gehen, so geht von jeder Komponente im allgemeinen wieder nur ein Teil durch, der z. B. beim Nicol im Hauptschnitt schwingt. Diese beiden Teile haben also gleiche Schwingungsebene und Phasendifferenz, müssen interferieren und sich schwächen oder stärken. Die Vorrichtung, welche das auffallende Licht polarisiert, z. B. auch ein Nicol, wird Polarisator genannt, das zweite Nicol (oder Turmalin, oder Plattensatz) Analysator.

Dabei entsteht ein wesentlicher Unterschied, ob die beiden Nicols parallel oder gekreuzt stehen: Sei in der ersten Fig. 312 N_1 die Schwingungsrichtung des aus dem Polarisator austretenden

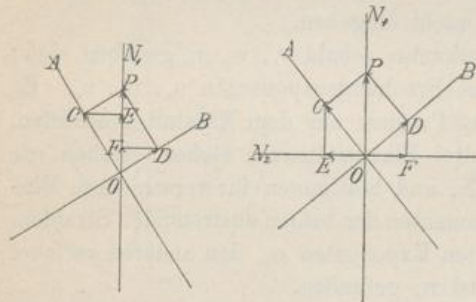


Fig. 312.

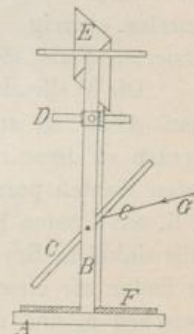


Fig. 313.

Lichtes, OP die Amplitude; seien OA und OB die Schwingungsrichtungen, welche der Krystall durchlässt. Dann wird OP zerlegt in die Komponenten OC und OD . Ist ON_1 auch die Schwingungsrichtung, die der Analysator durchlässt, so wird von CO die Komponente OE , von OD die OF austreten. Diese Komponenten liegen nach gleicher Seite. Wenn dagegen, wie in der zweiten Figur, der Analysator N_2 unter rechtem Winkel gegen N_1 steht, so entstehen die Komponenten OE und OF , die nach entgegengesetzten Seiten liegen. Wenn daher bei dem durch die Platte hervorgebrachten Phasenunterschied zwischen OC und OD die Komponenten sich addieren würden bei parallelen Nicols, werden sie sich subtrahieren bei gekreuzten Nicols, diese fügen gewissermassen

einen Phasenunterschied einer halben Schwingung hinzu im Vergleich zu parallelen Nicols.

Man verwendet zwei Arten der Untersuchung, indem man paralleles oder konvergentes Licht durch die Platte gehen lässt. Zu ersterer Methode benutzt man meist den Nörembergischen Polarisationsapparat (Fig 313): Auf einem Fussbrett A sind zwei Säulen B befestigt; zwischen ihnen dreht sich die Axe einer Glasplatte C. Darüber befindet sich, von der einen Säule getragen, eine zweite horizontale Glasplatte D, die als Träger der Krystallplatten dient; endlich ist oben ein drehbares Nicolsches Prisma E, der Analysator, angebracht. Auf dem Brett A ist ein Spiegel F befestigt. Fällt von G her Tageslicht auf C, so kann es bei richtiger Neigung von C unter dem Polarisationswinkel, d. h. vollständig polarisiert, nach F reflektiert werden. Da es senkrecht auffällt, wird es wieder reflektiert, geht durch G durch und wird durch den Nicol E durchgelassen oder nicht, je nach dessen Stellung.

Zur Beobachtung in konvergentem Licht dient das sog. Polarisationsmikroskop (Fig. 314):

Der Spiegel A reflektiert das Tageslicht in den Apparat; es wird durch die beiden Linsen B und D auf die Oeffnung eines Diaphragmas E konzentriert und beim Passieren des Nicols C polarisiert. Das Diaphragma liegt in der Brennweite einer sehr dicken (oder mehrerer) Linsen F, welche jeden von E ausgehenden Strahlenkegel in ein Bündel paralleler Strahlen verwandelt, welche nun die Krystallplatte G in allen möglichen Richtungen durchdringen; in der Figur sind drei solcher Bündel gezeichnet. Die Strahlen fallen auf eine dicke Linse H, die in ihrer Brennweite, im Diaphragma J, jedes parallele Bündel in einem Punkte vereinigt. Durch die Lupe K wird das in J entstehende Bild vergrößert; die Strahlen müssen aber noch den Analysator L passieren. Wie aus der Figur leicht ersichtlich, wird die Mitte des Bildes in J gebildet durch Strahlen, welche den Krystall senkrecht durchlaufen haben, die seitlichen Teile durch Strahlen, welche den Krystall in immer schrägerer

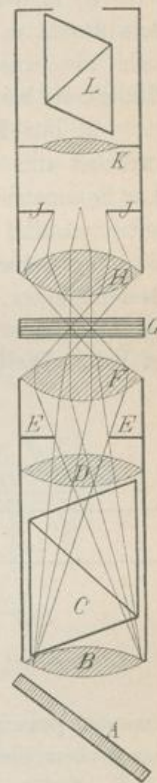


Fig. 314.

Richtung passiert haben, je mehr der betrachtete Punkt am Rande von J liegt. Wir übersehen so mit einem Blick die Interferenzen von Strahlen, die in verschiedenen Richtungen die Krystallplatte durchlaufen haben.

§ 433. Wir wollen untersuchen, welche Erscheinungen einaxige Platten bei dieser Beobachtungsweise zeigen müssen.

1. Die Flächen der planparallelen Platte stehen senkrecht zur optischen Axe.

a) In parallelem Licht gehen alle Strahlen parallel der Axe durch, es findet keine Doppelbrechung statt, die Platte verhält sich wie eine Glasplatte, d. h. bei parallelen Nicols haben wir Helligkeit, bei gekreuzten Dunkelheit.

b) Für Beobachtung in konvergentem Licht brauchen wir zunächst nur einen Hauptschnitt zu betrachten, da rings um die Axe Symmetrie herrscht. Es falle einfarbiges Licht auf, die Nicols sollen parallel stehen; Fig 315 zeigt einen Hauptschnitt, der 45° mit der Schwingungsebene der Nicols bildet. In der Mitte des Gesichtsfeldes, A, erscheinen Strahlen, welche parallel der Axe durchgegangen sind, also keine Doppelbrechung erleiden; die Mitte ist hell. Weiter fort von der Mitte geht ein Strahl C etwas geneigt durch, der doppelt gebrochen wird

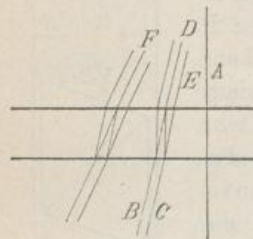


Fig. 315.

in den ordinären Strahl D und den extraordinären E; beide haben gleiche Helligkeit, da sie senkrecht zum Hauptschnitt und in ihm schwingen, also beide 45° mit der Schwingungsebene des auffallenden Lichtes bilden. Es existiert daneben ein anderer Strahl B, dessen extraordinärer Bestandteil auch in der Richtung D austritt, so dass von D zwei senkrecht zu

einander polarisierte, gleich starke Strahlen mit einem bestimmten Gangunterschied ausgehen, von welchen durch den Analysator je die Hälfte durchgelassen wird. Diese Hälften müssen interferieren. Sei bei der betrachteten Neigung der Strahlen gegen die Axe und der Dicke der Platte der Gangunterschied zwischen

o und e gerade $\frac{\lambda}{2}$ der benutzten Farbe, so vernichten sich die Strahlen, der Richtung D entspricht im Bilde eine dunkle Stelle. Gehen wir noch mehr an den Rand des Bildes, so werden dort

Strahlen vereinigt, die auch gleiche Intensität, aber wachsenden Gangunterschied haben, da sie immer schräger durch die Platte gehen, ihre Wege in ihr also länger werden. Ist bei zunehmender Neigung der Gangunterschied λ geworden, so haben wir wieder einen hellen Punkt, etwa der Richtung F entsprechend, dann wird er $\frac{3\lambda}{2}$, es herrscht wieder Dunkelheit u. s. w. So bekommen wir abwechselnd Lichtmaxima und -minima, zwischen welchen ein allmählicher Uebergang stattfindet.

Wir haben den Hauptschnitt betrachtet, der 45° mit der Schwingungsebene des Nicols bildet; er ist dadurch ausgezeichnet, dass die Komponenten o und e gleich stark sind, also völlige Dunkelheit eintreten kann. In den anderen Hauptschnitten ist für gleiche Neigung der Strahlen derselbe Gangunterschied vorhanden, es wird also auf Kreisen rings um die Mitte abwechselnd Verstärkung und Schwächung eintreten; da aber je nach der Richtung des Hauptschnitts der ordinäre oder extraordinäre Strahl stärker ist, werden die Minima nicht 0 sein können. Fassen wir einen

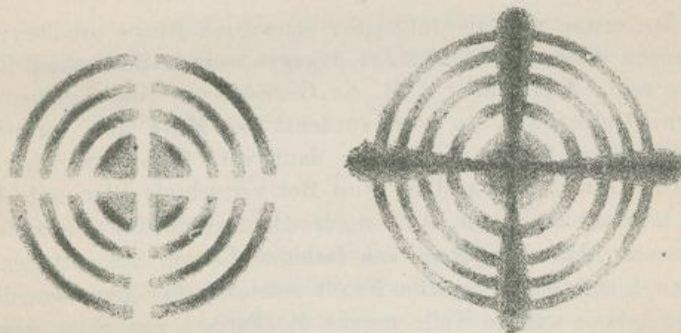


Fig. 316.

Hauptschnitt ins Auge, der parallel dem Polarisator steht, so wird das aus dem Polarisator kommende Licht im Krystall überhaupt nicht in zwei Komponenten zerlegt, sondern geht ganz als extraordinärer Strahl durch, welche Neigung es auch haben mag; ebenso geht es ungeschwächt durch den parallelen Analysator. In dieser Richtung ist also die ordinäre Komponente Null, im Bilde müssen wir eine helle Linie sehen.

Im Hauptschnitt, der senkrecht zum Polarisator steht, ist umgekehrt die extraordinäre Komponente Null, das Licht geht ganz

als ordinärer Strahl durch und auch durch den Analysator, wir haben auch in dieser Richtung eine helle Linie.

Die Gesamterscheinung, die wir sehen müssen, ist also ein System von dunklen und hellen Ringen der benutzten Farbe, durchzogen von einem hellen Kreuz, dessen Arme parallel und senkrecht zu den Nicols stehen. Die dunklen Ringe sind ganz schwarz unter 45° gegen die Kreuzarme, werden nach diesen hin allmählich heller. Drehen wir den Krystall in seiner Ebene, so bleibt alles unverändert.

Drehen wir den Analysator um 90° , d. h. stellen wir die Nicols gekreuzt, so ist, wie wir § 428 sahen, die Wirkung so, als ob wir einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ zwischen den Komponenten zufügen. Wo wir bisher Helligkeit hatten, tritt also Dunkelheit ein und umgekehrt, wir haben wieder helle und dunkle Ringe, durchzogen von einem schwarzen Kreuz (Fig. 316).

Für Licht von kleinerer Wellenlänge wird schon bei geringerer Neigung der Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$ werden, wir werden näher der Axe den ersten und die folgenden schwarzen Ringe erhalten; für Farbe von grösserer Wellenlänge dagegen werden die dunklen Ringe weiter sein. Fällt daher z. B. ein Gemisch von roten, gelben und blauen Strahlen auf, so wird zunächst der Mitte Blau vernichtet, Rot mit etwas Gelb herrscht vor; dann wird Gelb vernichtet, Rot und Blau sind übrig, endlich wird Rot vernichtet, Blau mit etwas Gelb herrscht vor; dann wird wieder Blau vernichtet u. s. w. Wir bekommen also ein System von farbigen Ringen bei auffallendem weissen Licht; bei gekreuzten Nicols entstehen die komplementären Farben, da in diesem Falle gerade die Farben vernichtet werden, die im anderen bestehen bleiben.

Die Ringe liegen desto dichter neben einander, je schneller mit zunehmender Neigung der Gangunterschied wächst, d. h. je dicker die Platte ist, und je grösser der Geschwindigkeitsunterschied zwischen dem ordinären und extraordinären Strahle ist, je stärker doppelbrechend der Krystall ist.

Man nennt die Linien mit gleicher Farbe isochromatische Kurven.

§ 434. 2. Die Flächen der Platte sind parallel der Axe oder schräg gegen sie geneigt:

a) In parallelem Licht: sei die Dicke der Platte so gross, dass zwischen den Komponenten ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ des benutzten einfarbigen Lichtes zwischen e und o eintritt; seien die Nicols parallel. Liegt die Axe der Platte parallel den Nicols, so geht alles Licht unzerlegt durch den Apparat, wir haben volle Helligkeit; wird aber die Platte gedreht, so wird das Licht des Polarisators in zwei Komponenten zerlegt, die sich (bei Durchgang durch den Analysator) desto mehr schwächen, je mehr ihre Intensität gleich gross war. Ist die Platte um 45° gedreht, so ist also volle Dunkelheit, die bei Weiterdrehen wieder abnimmt, bis bei 90° wieder volle Helligkeit vorhanden ist.

Sind die Nicols gekreuzt, so herrscht Dunkelheit, wenn die Richtung der Axe parallel einem der Nicols steht, unter 45° die grösste Helligkeit.

Ist die Platte so dick, dass sie für eine bestimmte Farbe den Gangunterschied λ hervorbringt, so muss gerade das Umgekehrte eintreten; bei parallelen Nicols wird diese Farbe am hellsten sein, wenn die Axenrichtung 45° mit den Nicols bildet, bei gekreuzten Nicols wird sie unter 45° vernichtet werden.

Geht weisses Licht durch die Platte, so wird für eine Farbe der Gangunterschied $\frac{2n+1}{2}\lambda$, für eine andere $\frac{2n+2}{2}\lambda$, für eine dritte $\frac{2n+3}{2}\lambda$ sein u. s. w.; es werden einzelne Farben vernichtet werden, andere nicht, so dass eine Mischfarbe entsteht, die bei parallelen und gekreuzten Nicols komplementär ist. Drehen wir eine solche Platte zwischen den Nicols, so wechselt nur die Helligkeit zwischen einem Maximum und 0; lassen wir die Platte unverändert liegen und drehen den Analysator, so ändert sich die Farbe, verwandelt sich nach Drehung um 90° jedesmal in die komplementäre.

Ist die Platte nicht ganz genau gleich dick, so zeigen verschiedene Stellen verschiedene Interferenzfarben.

Ist die Platte sehr dick oder ihre Doppelbrechung sehr stark, so werden so viele gleichmässig über das Spektrum verteilte Farben ausgelöscht, dass der Rest sich wieder zu Weiss mischt; man nennt es Weiss höherer Ordnung. Untersucht man solches Weiss durch ein Spektroskop, so erhält man kein kontinuierliches Spektrum,

sondern dasselbe durchzogen von zahlreichen schwarzen Streifen, entsprechend den ausgelöschten Farben.

b) In konvergentem Licht zeigen nur sehr dünne Platten Interferenzfarben, und zwar in der Mitte dieselben, wie in parallelem Licht. Mit zunehmender Neigung wird die Weglänge der Strahlen grösser, aber nicht immer gleichzeitig der Gangunterschied; wenn sich die Strahlen durch Neigung der Axe nähern, nimmt ihre Geschwindigkeitsdifferenz ab, also auch ihr Gangunterschied trotz wachsender Weglänge. In einer zu dieser Richtung senkrechten wird die Geschwindigkeitsdifferenz konstant bleiben, also mit wachsender Weglänge der Gangunterschied zunehmen; in dazwischenliegenden Richtungen wird beides sich aufheben, der Gangunterschied konstant bleiben. Es lässt sich zeigen, dass isochromatische Kurven entstehen, welche zu Hyperbeln gehören.

§ 435. Bei den zweiaxigen Krystallen werden die Erscheinungen so verwickelt, dass wir uns mit oberflächlicher Darlegung begnügen müssen:

1. In parallelem Licht bleibt eine senkrecht zu einer Axe geschnittene Platte in jeder Stellung hell oder dunkel, je nachdem die Nicols parallel oder gekreuzt stehen, da keine Doppelbrechung vorhanden. Schräg gegen eine Axe geschnitten zerlegt die Platte die Strahlen in zwei Komponenten, muss also die Erscheinungen der einaxigen Krystalle zeigen.

2. In konvergentem Licht zeigen senkrecht zu einer optischen Axe geschnittene Platten helle und dunkle Ringe, die aber elliptisch sind; parallel der Axenebene geschnittene Platten zeigen Hyperbeln, wie die einaxigen Krystalle.

Von praktischer Wichtigkeit sind nur die Platten, die senkrecht zur ersten Mittellinie geschnitten sind. Ist der Winkel zwischen den optischen Axen klein, wie z. B. bei Salpeter, Topas, Zucker, so sieht man bei einfarbigem Licht um Punkte, welche den parallel den Axen durchgehenden Strahlen entsprechen, abwechselnd helle und dunkle Lemniskaten. Sind die Nicols gekreuzt, die optische Axenebene parallel einem Nicol, so ist ausserdem ein schwarzes Kreuz vorhanden, dessen einer Arm, der durch die Pole geht, dunkler und schärfer begrenzt ist als der andere. Bei Drehen des Krystalls verwandelt sich das Kreuz in eine Hyperbel (Fig. 317).

Diese Erscheinung lässt sich ebenso erklären, wie wir es für die einaxigen Krystalle genauer durchgeführt haben: Die Strahlen, welche die Pole bilden, sind nicht doppelt gebrochen, da sie parallel den Axen durchgehen, also muss es bei gekreuzten Nicols hier dunkel sein. Wenn weiter die Axenebene parallel einem Nicol steht, z. B. dem Polarisator, so geht dessen Licht ganz als extraordinärer Strahl durch, wird aber durch den Analysator nicht durchgelassen, also muss Dunkelheit in der Axenebene, der Linie durch die Pole, herrschen. In der dazu senkrechten Richtung schwingendes Licht könnte durch den Analysator und den Krystall gehen, geht aber

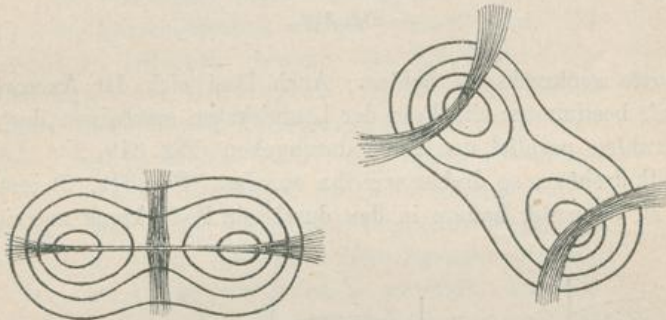


Fig. 317.

durch den Polarisator gar nicht durch; damit ist das dunkle Kreuz erklärt. — Gehen wir von einem Brennpunkt nach der Seite, so haben wir dort immer zwei Komponenten vereinigt, die Gangunterschied besassen; die Grösse des Gangunterschiedes ist aber abhängig von der Richtung, in welcher wir uns vom Brennpunkt entfernen, nämlich am kleinsten in Richtung nach der anderen Axe, am grössten senkrecht dazu. So entstehen als isochromatische Kurven, welche Punkte mit gleichem Gangunterschied verbinden, die Lemniskaten. Je dicker die Platte, desto enger werden die Kurven.

Fällt weisses Licht auf, so wird die Erscheinung viel verwickelter; für jede Farbe entsteht ein Lemniskatensystem; da aber die Axen für verschiedene Farben verschieden sind (§ 431), so sind die Lemniskaten in den verschiedenen Farben nicht homopolar, sondern schneiden sich (Fig. 318). Auch die dunklen Hyperbeln werden dann farbig gesäumt, um so mehr, je verschiedener die Axen für verschiedene Farben liegen. Man nennt dies Dispersion der Axen.

§ 436. Diese Erscheinungen sind wichtig, weil sie die Natur eines Körpers, ob isotrop, ein- oder zweiachsig, erkennen lassen, und die Lage der Elastizitätsachsen zu bestimmen gestatten. Sehen wir z. B. ein symmetrisch liegendes Lemniskatenbild, so wissen wir: der Krystall ist zweiachsig, die Axe des Mikroskops ist parallel einer Elastizitätsaxe, die zweite senkrecht zu ihr im Mittelpunkt des Bildes,



Fig. 318.

die dritte senkrecht zu beiden. Auch lässt sich der Axenwinkel dadurch bestimmen: die Pole der Lemniskaten erscheinen dort, wo die Strahlen parallel den Axen durchgehen (Fig. 319, 1). Ist der Krystall drehbar, so drehen wir ihn so, dass (Fig. 319, 2) erst der eine Pol, dann der andere in den durch ein Fadenkreuz markierten

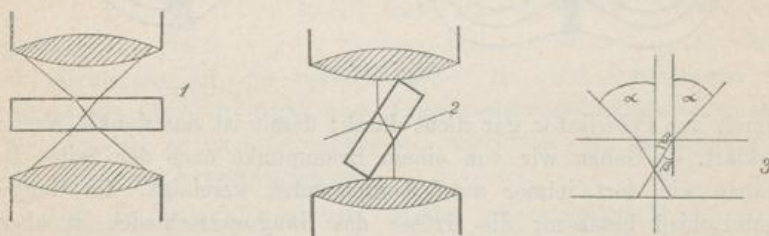


Fig. 319.

Mittelpunkt des Gesichtsfeldes kommt. Die Drehung gibt uns den sog. scheinbaren Axenwinkel 2α (Fig. 319, 3); daraus ergibt sich aber der wahre, 2β sehr leicht, denn $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_0$, gleich dem mittleren Hauptbrechungsindex.

§ 437. Geht weisses Licht durch einen durchsichtigen Körper, so werden alle Farben gleich stark, oder einzelne stärker absorbiert, so dass das austretende Licht farbig ist. Ist der Körper isotrop, so ist es einerlei, in welcher Richtung die Strahlen durchgehen, nicht aber bei Krystallen; bei ihnen hängt von der Schwingungsrichtung die Absorption ab. Geht bei einem einaxigen Krystall

Licht parallel der Axe durch, so schwingt es stets senkrecht zur Axe; das in dieser Richtung schwingende Licht trete mit der Farbe A aus. Geht Licht senkrecht zur Axe durch, so schwingt ein Teil senkrecht zur Axe, tritt mit der Farbe A aus, ein anderer Teil schwingt parallel der Axe, er habe die Farbe B. Während dann parallel der Axe Licht mit der Farbe A austritt, hat es senkrecht zur Axe die Mischfarbe $A + B$, die von A verschieden sein kann. Man nennt diese Erscheinung Dichroismus. Bei den zweiachsigem Krystallen mit drei verschiedenen Elastizitätsrichtungen gibt es natürlich drei mögliche Farben A, B, C; man beobachtet stets ein Gemisch von zweien, wodurch die Verschiedenheit weniger deutlich wird. Um sie sicher zu erkennen, benutzt man die dichroskopische Lupe von Haidinger, Fig. 320. Sie besteht aus einer Linse A und Kalkspatrhomboeder B in einer Fassung, welche unten bei L ein kleines viereckiges Loch hat, während oben bei O die Oeffnung zum Durchsehen ist. Man sieht infolge der Doppelbrechung zwei Bilder von L, welche die beiden Schwingungen getrennt enthalten; die Länge von B ist so gewählt, dass die Bilder sich gerade berühren, wobei ein kleiner Farbenunterschied schon deutlich wird.



Fig. 320.

§ 438. Der Quarz zeigt die Eigenschaften eines positiven einaxigen Krystalls, daneben aber noch eine besondere Eigentümlichkeit: lässt man einfarbiges, z. B. durch ein Nicol N_1 linear polarisiertes Licht parallel der Axe durchgehen, und setzt dahinter ein zum ersten gekreuztes zweites Nicol N_2 , so sollte Dunkelheit herrschen, da parallel der Axe keine Doppelbrechung stattfindet. Das ist aber nicht der Fall, sondern wir müssen N_2 um einen gewissen Winkel drehen, um vollständige Dunkelheit zu erhalten. Dies beweist, dass das Licht nach Durchgang durch den Quarz auch noch linear polarisiert ist, aber in einer anderen Ebene, der Quarz hat die Polarisationssebene gedreht. Man findet unter den Quarzen solche, die die Polarisationssebene im Sinne des Uhrzeigers, rechts herum, oder entgegengesetzt, links herum, drehen, und nennt sie Rechtsquarze und Linksquarze.

Die Untersuchung zeigt, dass der Winkel, um welchen die Polarisationssebene gedreht wird, proportional der Dicke der durchlaufenen Quarzschicht ist, und von der Wellenlänge des Lichtes

abhängt, nämlich dem Quadrat der Wellenlänge nahezu umgekehrt proportional ist (genauer nach Stefan für 1 mm Plattendicke:

$$\sphericalangle \alpha = \frac{816}{\lambda^2} - 1,75,$$

wobei die Wellenlängen in Zehntausendstel-Millimetern gemessen sind). Die Drehung durch 1 mm Quarz beträgt für Licht, welches den Fraunhoferschen Linien entspricht, in Graden:

B	D	E	F	G	H
15,03	21,7	27,5	32,5	42,4	51,0.

Fällt daher weisses polarisiertes Licht auf den Quarz, so wird dasselbe in seine Farben zerlegt und fächerförmig ausgebreitet; ist in Fig. 321 N_1 die Richtung des ersten Nicols, so wird nach Durchgang durch einen Rechtsquarz rotes Licht in der Richtung R

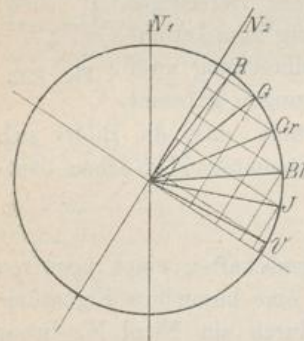


Fig. 321.

schwingen, gelbes nach G u. s. w. Der Quarz wirkt also auf weisses Licht depolarisierend, ein zweites Nicol kann nie Dunkelheit geben. Steht z. B. sein Hauptschnitt nach N_2 , so wird von rotem Licht fast alles durchgelassen, Gelb und Grün noch stark, Blau und Violett sehr schwach; das Licht ist also rötlich. Drehen wir N_2 rechts herum, so wird allmählich Grün vollständig durchgelassen, noch später Blau. Man erkennt also den Rechtsquarz daran, dass bei Drehung des Analysators rechts herum die durchgelassenen Farben in der üblichen Reihenfolge der Spektralfarben folgen, während beim Linksquarz Blau, Grün, Rot folgen.

Ist die Quarzplatte dick, 10 mm oder mehr, so liegen die verschiedenen Farben nach allen Richtungen im Kreise herum und mehrere über einander: z. B. ist bei 10 mm H um 510° gedreht, bildet also mit N_1 den Winkel 150° , während B um 155° gedreht ist, Rot und Violett liegen also über einander. So entsteht völlige Depolarisation und Weiss höherer Ordnung.

§ 439. Zur Erklärung dieser Erscheinung bemerkt Fresnel folgendes: jeder linear polarisierte Strahl kann betrachtet werden

als Resultante zweier zirkular polarisierter, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegen; denn:

$$y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

$$= \left[\frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + \frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x - \frac{\lambda}{4}}{\lambda} \right) \right]$$

$$+ \left[\frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) - \frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x - \frac{\lambda}{4}}{\lambda} \right) \right].$$

Stellt die positiv und negativ hinzugefügte Grösse eine Schwingung senkrecht zu der y -Axe dar, so sind die Ausdrücke in den eckigen Klammern entgegengesetzt zirkular polarisierte Strahlen.

Wenn wir nun annehmen, im Quarz trete parallel der Axe eine solche Zerlegung ein, die beiden Komponenten bewegten sich aber mit verschiedener Geschwindigkeit weiter, so muss eine Drehung der Polarisationssebene resultieren; schwingt das auffallende Licht längs AB (Fig. 322), bewegt sich die zirkulare Schwingung rechts herum schneller, so dass sich beide etwa in C treffen, so haben wir nach Durchgang durch den Quarz die Schwingungsebene CD . —

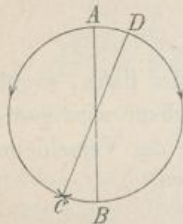


Fig. 322.

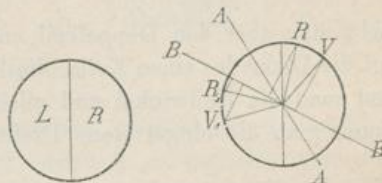


Fig. 323.

Fresnel hat auch den experimentellen Nachweis für die Richtigkeit der Hypothese liefern können, indem er durch Brechung die beiden zirkulären Komponenten trennte.

§ 440. Diese Eigenschaft des Quarzes wird zu mehreren Apparaten benutzt:

1. Der Biquarz besteht aus zwei an einander gekitteten halbkreisförmigen Platten von Rechtsquarz und Linksquarz (Fig. 323). Fällt unter AA schwingendes Licht auf, so wird es durch beide

Hälften als farbige Fächer RV und R_1V_1 nach verschiedenen Seiten gedreht. Steht davor ein Nicol BB , so lässt er von R_1 mehr durch als von R , die linke Platte L erscheint röter als die rechte. Nur wenn BB parallel oder senkrecht zu AA steht, sind beide Hälften des Biquarzes gleich gefärbt. Da das Auge für Gleichheit der Färbung an einander stossender Flächen sehr empfindlich ist, kann man BB sehr genau einstellen und so die Schwingungsrichtung AA viel genauer finden, als wenn man das Nicol BB nur auf grösste Dunkelheit stellte. Besonders empfindlich ist die Methode, wenn der Biquarz $3,75\text{ mm}$ dick ist, weil die kleinste Abweichung des Analysators von der normalen Stellung die dabei entstehende Mischfarbe, die sog. *teinte sensible*, deutlich auf der einen Hälfte rot, auf der anderen blau färbt.

2. Der Rotationskompensator dient dazu, Drehung der Polarisationssebene aufzuheben oder zu messen. Er besteht (Fig. 324) aus zwei Quarzkeilen von Rechts- und Linksquarz. Lässt man Licht gerade in der Mitte, wo die Keile gleich dick sind, durchgehen, so wird die Polarisationssebene erst nach rechts, dann ebenso viel nach links gedreht, der Kompensator ist wirkungslos. Ver-



Fig. 324.

schiebt man aber den Doppelkeil nach rechts oder links, so überwiegt die Dicke des einen Keils, die Polarisationssebene wird gedreht. Kennt man die Keilwinkel und misst die Grösse der Verschiebung, so kann man die eingetretene Drehung berechnen.

§ 441. Der Quarz zeigt die Rotationspolarisation nur in Richtung der Axe. Es gibt noch eine ganze Anzahl Körper, welche die gleiche Fähigkeit besitzen; von einaxigen Krystallen wären z. B. Zinnober und Benzil zu nennen. Aber auch Krystalle des regulären Systems, welche nicht doppelbrechend sind, drehen die Polarisationssebene, und zwar beim Durchgang in jeder Richtung, z. B. chloresaures und bromsaures Natron. Ferner gibt es eine grosse Menge von Flüssigkeiten, welche drehen (man nennt sie aktive Flüssigkeiten), z. B. Lösungen von Rohrzucker, Dextrin, Kampher, Zitronenöl, Terpentinöl, Weinsäure, weinsaure Salze u. s. w. Die Drehung ist auch hier proportional der Dicke

der Schicht, ausserdem aber der Konzentration. Terpentinöl und Kampher drehen sogar als Dampf. Manche Substanzen drehen rechts oder links, wie der Quarz; so gibt es zwei isomere Arten von Weinsäure, die rechts und links drehen, und zwei ebenso drehende Reihen von Salzen bilden; beide Weinsäuren kommen aber auch gemischt vor als die isomere Traubensäure, welche nicht dreht, inaktiv ist. Die drehenden Krystalle zeigen vielfach unsymmetrische, sog. hemiedrische Flächen, aus deren Lage man erkennen kann, ob sie rechts oder links drehen.

§ 442. Die Rotationspolarisation ist technisch von grosser Wichtigkeit, da sie benutzt wird, den Zuckergehalt von Lösungen zu bestimmen; füllt man die Lösung stets in dasselbe Rohr von gegebener Länge, so ist ja die Drehung dem Zuckergehalt proportional, dieser lässt sich daher aus jener berechnen. Man hat daher verschiedene Apparate, sog. Saccharimeter, konstruiert, welche die Drehung möglichst genau messen lassen sollen.

Das älteste Instrument ist das Saccharimeter von Soleil (Fig. 325); *c* ist ein Nicol, welches das einfallende Licht polarisiert, *d* ein Biquarz, *f* ein Rotationskompensator, der mittelst Mikrometerschraube verschoben werden kann, *g* ein Nicol, *h* ein kleines

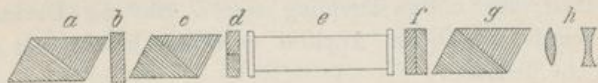


Fig. 325.

Fernrohr, welches auf *d* eingestellt ist. *f* wird auf 0 gestellt, so dass es keine Drehung bewirkt, dann *g* so gedreht, dass beide Hälften des Biquarzes gleich gefärbt sind, dann steht $g \parallel c$. Nun wird die Röhre *e* mit Zuckerlösung eingelegt; dadurch wird die Polarisationsebene gedreht, der Kompensator muss verschoben werden, um die Drehung zurückzunehmen, bis der Biquarz wieder gleich gefärbt ist. Die nötige Verschiebung wird an der Mikrometerschraube abgelesen, und gibt den Zuckergehalt, nachdem einmal für eine bekannte Lösung der Wert der Verschiebung bestimmt ist. — Da die Zuckerlösungen häufig durch Verunreinigungen gefärbt sind, ist noch ein Nicol *a* und Quarzplatte *b* vor *c* gesetzt; je nach Stellung dieser Teile gegen *c* (§ 438) fällt verschiedenfarbiges Licht auf *c*, wodurch man die Färbung der Lösung kompensieren kann.

Etwa zehnmal empfindlicher ist das Polaristrobometer von Wild (Fig. 326): a ist das Nicol, welches das einfallende Licht polarisiert, es sitzt drehbar in einer Kreisteilung; b ist die Zucker-
röhre; c, eine sog. Savartsche Platte, besteht aus Kalkspat-
platten, deren Endflächen 45° mit der optischen Axe bilden und
deren Hauptschnitte senkrecht zu einander stehen. Solche Platten
zeigen zwischen zwei Nicols durch Interferenz isochromatische Kurven,
parallele Linien, und zwar am stärksten, wenn die Schwingungs-
ebene des einfallenden Lichtes mit dem Hauptschnitt des ersten
Kalkspats Winkel von 0° oder 90° bildet; die Streifen verschwinden,
wenn der Winkel 45° beträgt. d ist ein Fernrohr, e der Analysator.

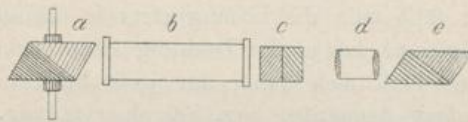


Fig. 326.

a wird so gestellt, dass ohne Zuckerlösung die Interferenzstreifen
verschwinden; legt man b ein, so ist die Ebene des auf c fallenden
Lichtes gedreht, die Streifen erscheinen; durch Drehung von a
können sie zum Verschwinden gebracht werden, was sich sehr genau
machen lässt; die nötige Drehung von a gibt die Drehung der
Polarisationsebene. Dieser Apparat wird am besten mit gelbem
Natriumlicht benutzt.

Noch neuer sind die sog. Halbschattenapparate, welche
von Jellet und Laurent angegeben wurden; ihre Beschreibung
würde uns zu weit führen.

§ 443. Die Doppelbrechung und Polarisation durch die Krystalle
ist zur Konstruktion von Photometern benutzt worden, die wir
noch besprechen müssen. Eine Skizze des Wildschen Photo-
meters gibt Fig. 327. Die beiden Lichtquellen befinden sich in A
und B; von ihnen ausgehende Strahlen fallen auf die rechtwinkligen
Glasprismen C und D, werden an der Hypotenusenfläche total
reflektiert, ebenso noch einmal von den Prismen E und F, so dass
wir nun zwei dicht an einander stossende helle Flächen a und b,
je von einer Lichtquelle mit natürlichem Licht beleuchtet haben.
Das Nicol G lässt von beiden die Hälfte durch. Die beiden Licht-
bündel fallen nun auf das Kalkspatrhomboeder H, welches jedes

in ein ordinäres und ein extraordinäres Bündel spaltet; sie sind gleich stark, wenn der Hauptschnitt des Kalkspats 45° mit dem des Nicols bildet. Die Dicke des Kalkspats ist so gewählt, dass das ordinäre Bündel b_0 von b gerade mit dem extraordinären a_0 von a zusammenfällt, so dass die Fläche c von zwei senkrecht zu einander polarisierten Lichtbündeln beleuchtet ist. Sind sie gleich hell, so erscheint c von natürlichem Licht beleuchtet. Ist aber b_0 nicht gleich a_0 , so kann man durch Drehen des Nicols G die eine Komponente schwächen, die andere stärken, bis sie gleich sind; aus dem Drehungswinkel lässt sich leicht das ursprüngliche Helligkeitsverhältnis berechnen. Um deutlich zu erkennen, ob die Bündel

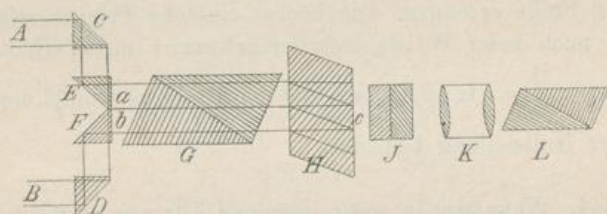


Fig. 327.

gleich hell sind, d. h. ob von c natürliches Licht ausgeht, ist dahinter eine Savartsche Platte J (§ 442), ein Fernrohr K und ein Nicol L aufgestellt. Sobald c noch eine Spur polarisierten Lichtes aussendet, sieht man die Interferenzstreifen, die verschwinden, sobald $b_0 = a_0$ ist.

Es sei noch das Glansche Photometer beschrieben, welches nicht nur die Gesamtintensität zweier Lichtquellen, sondern auch die Intensität der einzelnen Farben zu vergleichen gestattet. A (Fig. 328) ist ein Spalt, durch dessen untere Hälfte das Licht

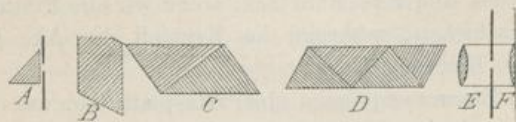


Fig. 328.

der einen Lichtquelle frei eintritt, während die obere Hälfte durch ein total reflektierendes Prisma bedeckt ist, welches die Strahlen der zweiten Quelle hineinwirft. Beide Bündel gehen nun durch

ein Kalkspatrhomboeder B, welches so dick ist, dass die zwei entstehenden Bilder über einander liegen und sich gerade berühren; die untere Hälfte des oberen ordinären Bildes enthält Licht vom freien Spalt, die obere Hälfte des unteren extraordinären Bildes Licht vom reflektierenden Prisma; diese beiden Bündel sind senkrecht zu einander polarisiert. Sie gehen nun durch das Nicol C, welches gestattet, durch Drehung das eine oder andere zu schwächen oder zu stärken. Die Strahlen gehen noch durch das Prisma à vision directe (§ 367) D und ein kleines Fernrohr E; in demselben sieht man zwei Spektren über einander von den verschiedenen Lichtquellen, kann durch die Schieber F beliebige Stellen abgrenzen, das andere Licht abblenden und nun durch Drehung von B gleiche Helligkeit an der betrachteten Stelle erzeugen. Die höchst einfache Theorie zeigt, dass hier wie auch beim Wildschen Instrument das Verhältnis der Intensitäten: $\frac{I_1}{I_2} = \operatorname{tg}^2 \alpha$ ist, wenn α den Drehungswinkel des Nicols aus seiner Nullstellung bedeutet.

§ 444. Wenn wir in sonst isotropen Körpern ungleiche Spannung nach verschiedenen Richtungen erzeugen, so werden sie doppeltbrechend. Diese künstliche Doppelbrechung zeigen z. B. gepresste Glasstücke, schnell gekühltes Glas, ungleich eintrocknende Schichten, z. B. von Gelatine, Fischaugen u. s. w. Sie unterscheidet sich von der natürlichen Doppelbrechung sehr wesentlich dadurch, dass die Elastizität in bestimmten Linien verschieden ist, nicht in bestimmten Richtungen (§ 422). Wenn wir z. B. einen Querschnitt eines cylindrischen Glasstabes durch einen umgelegten und stark gespannten Draht von allen Seiten zusammenpressen, so zeigt er im Polarisationsmikroskop das schwarze Kreuz und Ringe der einaxigen Krystalle. Aber die Axe liegt hier wirklich in der Mitte des Stabes, das Bild verschiebt sich, wenn wir die Platte sich selbst parallel verschieben, während im Krystall die Axe keine Linie, sondern eine Richtung ist.

Durch Zusammenpressen einer Glasplatte von zwei Seiten kann man auch zweiaxige Krystalle nachahmen. Kundt hat gezeigt, dass Glasplatten, durch welche tönende longitudinale Schwingungen gehen, doppeltbrechend werden.

K. Physiologische Optik.

§ 445. Wir müssen noch kurz auf den Bau und die Fähigkeiten des menschlichen Auges eingehen. Wir können das Auge mit einer Camera obscura vergleichen, wie der Photograph sie benutzt. Der Augapfel, von welchem Fig. 329 einen horizontalen Schnitt zeigt, besitzt mehrere Hüllen: die äusserste ist die Sehnhaut oder Sclerotica *s*, welche undurchsichtig weiss ist; nur der mittlere vorderste Teil, der stärker gewölbt ist, die Hornhaut oder Cornea *c*, ist durchsichtig. Die Sehnhaut ist innen mit

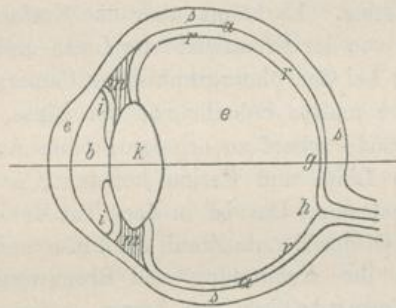


Fig. 329.

einer zweiten Hülle bekleidet, der Aderhaut oder Choroidea *a*, die aus Blutgefässen und schwarzen Pigmentzellen besteht. Sie geht vorn in die farbige Iris, *i*, über, welche in der Mitte ein Loch, die Pupille hat. Dicht hinter der Pupille liegt die Krystalllinse *k*; vor ihr, zwischen Linse und Cornea, ist der Raum *b* mit wässriger Flüssigkeit, Augenfeuchtigkeit oder Humor aqueus, hinter ihr der Raum *e* mit dem Glaskörper (Humor vitreus) ausgefüllt. Die Linse besteht aus einem elastischen bikonvexen Gallertkörper, welcher durch eine krause Haut, die Zonula Zinnii, an dem Ciliarmuskel *m* angewachsen ist.

Die innerste Hülle des Auges bildet die zwischen Glaskörper und Choroidea gelegene Netzhaut (Retina), *r*, in welcher sich die bei *h* ins Auge tretenden Sehnerven ausbreiten. Den wichtigsten Teil der Retina bildet die Schicht der Stäbchen und Zapfen, welche der die Lichtwirkung aufnehmende Apparat zu sein scheinen. Auf der Netzhaut unterscheidet man noch zwei ausgezeichnete

Stellen; der gelbe Fleck *g*, der dort liegt, wo die Augenaxe die Retina trifft; namentlich ein Teil desselben, die Netzhautgrube, besteht nur aus Zapfen, die hier kleiner sind und dichter neben einander liegen, als es sonst im Auge der Fall ist. Mit dieser Stelle sehen wir am schärfsten, sie ist aber sehr klein. Dagegen ist der blinde Fleck, *h*, wo der Sehnerv eintritt, ziemlich ausgedehnt; hier liegen gar keine Zapfen und mit diesem Teil des Auges sehen wir nichts.

§ 446. Die Cornea, Augenfeuchtigkeit und Krystalllinse wirken zusammen, wie eine Bikonvexlinse. Dieselbe entwirft also, wie das photographische Objektiv, ein Bild der vor ihr liegenden Gegenstände auf der Retina. Es hängt aber die Entfernung des Bildes von der Linse ab von der Brennweite der Linse und der Entfernung des Gegenstandes; bei der photographischen Camera verändert man die Entfernung der matten Scheibe von der Linse, um verschieden entfernte Gegenstände scharf zu erhalten; beim Auge aber ist der Abstand zwischen Linse und Retina konstant, es muss also die Brennweite variabel sein. Das ist in der That der Fall: der Ciliarmuskel kann mittelst der Zonula Zinnii die Linse mehr oder weniger spannen, dadurch ihre Krümmung und Brennweite ändern. Man nennt dies Akkommodation des Auges.

Bei einer mittleren, das Auge nicht ermüdenden Spannung sehen wir die Gegenstände deutlich, die sich etwa in 250 *mm* Entfernung befinden; diese Entfernung heisst normale mittlere Sehweite. Der nächste noch deutlich sichtbare Punkt, der Nahepunkt, liegt in etwa 120 *mm* Entfernung, während der Fernpunkt für das gesunde Auge im Unendlichen liegt.

§ 447. Bei den normalsichtigen, emmetropischen Augen beträgt die deutliche Sehweite 250 *mm*. Es gibt aber auch kurzsichtige oder myopische Augen, bei welchen Bilder entfernter Gegenstände vor der Netzhaut entworfen werden, also undeutlich erscheinen. Hier hilft man durch Verlängerung der Brennweite, Vorsetzen einer Zerstreuungslinie nach. Andererseits entwerfen die fernsichtigen oder hypermetropischen Augen von nahen Gegenständen Bilder hinter der Netzhaut; hier macht man die Brennweite kleiner durch Vorsetzen von Sammellinsen. Endlich ist zu erwähnen, dass mit zunehmendem Alter die Akkommodationsfähigkeit des Auges nachlässt, die Linse nicht mehr genügend ge-

wölbt werden kann, um sehr nahe Gegenstände scharf zu sehen; man bezeichnet dies als Presbyopie; schon vom siebenten bis neunten Lebensjahre an beginnt das Nachlassen dieser Akkommodationsfähigkeit.

Das Auge weist künstlichen optischen Apparaten gegenüber Vorzüge, aber namentlich auch grosse Mängel auf. Als Vorzug wäre das grosse Gesichtsfeld zu nennen; wir verstehen darunter den Winkel zwischen den äussersten gleichzeitig gesehenen Gegenständen mit dem Auge; er beträgt für jedes Auge horizontal 160° , vertikal 120° , für beide Augen zusammen horizontal über 180° .

Die sphärische Aberration (§ 359) tritt auch im Auge auf, wir können sie durch Zusammenziehen der Pupille verkleinern, welche also wirkt wie die Blenden bei photographischen Objektiven. Die chromatische Aberration (§ 359), welche wir bei künstlichen Apparaten ganz vermeiden können, ist im Auge sehr stark vorhanden; ist das Auge für rotes Licht auf „unendlich“ gestellt, so beträgt die deutliche Sehweite für violettes nur 70 cm.

Ferner hat das Auge den Fehler des Astigmatismus; man versteht darunter die Erscheinung, dass eine horizontale Linie nicht gleichzeitig mit einer in derselben Ebene liegenden vertikalen scharf gesehen wird. Der Fehler rührt daher, dass die brechenden Flächen nicht sphärisch gekrümmt sind, sondern ein horizontaler Schnitt einen anderen Krümmungsradius besitzt, als ein vertikaler oder irgend ein anderer, und daher Strahlen, welche durch einen horizontalen Schnitt des Auges eintreten, eine andere Brennweite haben, als solche, welche durch einen vertikalen Schnitt des Auges kommen. Man hilft hier nach durch Benutzung cylindrischer Brillengläser.

Während das Gesichtsfeld sehr gross ist, sehen wir doch nur den Teil des Bildes scharf, welcher auf die Netzhautgrube fällt, und dieser Teil entspricht einem Sehwinkel von nur 1° . Dieser Uebelstand wird dadurch geringer, dass wir die Augen fortwährend bewegen, also immer andere Stellen des Bildes scharf sehen. Der Teil, mit dem wir am schärfsten sehen, ist aber nicht zugleich der, welcher für sehr schwaches Licht am empfindlichsten ist. Man kann sich leicht davon überzeugen, dass sehr schwache Sterne unsichtbar werden, wenn man sie fixiert, wieder erscheinen, wenn man daneben sieht, ein Beweis, dass die seitlich vom gelben Fleck liegenden Teile der Retina empfindlicher sind.

§ 448. Jedes Auge erzeugt für sich ein Bild, man erkennt dies, wenn man einen nahen Gegenstand fixiert; dann sieht man alle ferneren doppelt, und umgekehrt. Die Bilder, welche auf den Zapfen liegen, müssen diese, und damit den Sehnerven reizen, der Reiz wird auf das Gehirn übertragen, und hier müssen sich die Reize beider Augen zu der Wahrnehmung der Gegenstände vereinigen. Wie das geschieht, geht die Physik nichts an. Die Zusammenwirkung beider Augen hat aber noch einen wichtigen Zweck: wir sehen wenigstens nahe Gegenstände mit beiden Augen von etwas verschiedenen Seiten, und die Vereinigung dieser etwas verschiedenen Bilder bringt in uns die Wahrnehmung der Körperlichkeit der Gegenstände, der drei Dimensionen, hervor. Diese Thatsache ist zur Konstruktion des Stereoskops benutzt worden, welches zuerst von Wheatstone hergestellt wurde. Zeichnen oder photographieren wir denselben Gegenstand von zwei etwas verschiedenen Standpunkten, und sorgen dafür, dass jedes Auge nur ein Bild sieht, beide aber dieselben an der gleichen Stelle des Raumes, so vereinigen sie sich zu einem körperlichen Eindruck.

Wheatstone stellte zwei Spiegel s (Fig. 330) unter rechtem Winkel an einander, die Bilder wurden an die Stellen b gebracht; dann erblicken sie die Augen a an der Stelle c zusammenfallend.

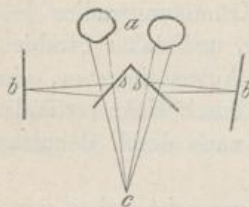


Fig. 330.

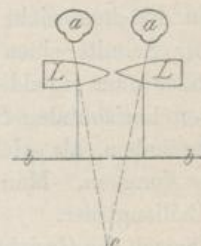


Fig. 331.

Zweckmässiger ist das Brewstersche Stereoskop (Fig. 331), welches dasselbe durch Brechung in den Linsen L erreicht. Sind die Bilder ganz identisch, z. B. von derselben Druckplatte gedruckt, so machen sie auch zusammen einen Flächeneindruck; die kleinsten Unterschiede lassen aber wenigstens einzelne Stellen körperlich erscheinen.

Man hat auf diese Weise nachgemachtes Papiergeld erkennen können.

§ 449. Ein Lichteindruck wirkt momentan auf das Auge, denn wir sind im stande, Funken, die nur ein milliontel Sekunde dauern, zu sehen. Dagegen hört die Lichtempfindung nicht gleichzeitig mit dem Licht auf, sondern dauert noch einen merklichen Bruchteil einer Sekunde länger; wird eine glühende Kohle schnell bewegt, so sehen wir die Bahn, welche sie während längerer Zeit beschrieben hat. Wenn daher Lichteindrücke schnell auf einander folgen, so mischen sie sich: rotiert eine Scheibe mit schwarzen und weissen oder gelben und blauen Sektoren, so erscheint sie grau oder grün; sind alle Spektralfarben aufgetragen, so erscheint die Scheibe weisslich, welchen Versuch man zum Beweise der Zusammensetzung des weissen Lichtes benutzt.

Auf derselben Thatsache beruhen die stroboskopische Scheibe und das Zootrop; ihr Prinzip ist, durch eine Reihe schnell vor dem Auge passierender Spalte nur in einzelnen Momenten den Durchblick auf eine Reihe ebenso schnell wechselnder Bilder zu gestatten; stellen diese denselben bewegten Gegenstand in kurz auf einander folgenden Momenten dar, so verbinden sich die Bilder im Auge und man glaubt die Bewegung zu sehen. Sind die Bilder gar Momentphotographien (Muybridge und Anschütz), so wird der höchste Grad der Naturwahrheit erreicht.

§ 450. Ueber die Farbenempfindung können wir nur wenige Worte sagen, wenn wir nicht zu tief in das Gebiet der Physiologie hineingeraten wollen. Die Lichtempfindung ist wesentlich verschieden von der Schallempfindung; bei letzterer unterscheiden wir deutlich den einzelnen Ton vom Klang, das Ohr zerlegt den Klang in Töne (§ 189). Beim Licht macht uns ein Gemisch reiner Spektralfarben einen ebenso einfachen Eindruck, wie die einfache Farbe, dem Weiss des Sonnenlichtes sehen wir die Zusammengesetztheit nicht an. Wir können Weiss nicht nur durch Mischung aller Spektralfarben erhalten, sondern auch zweier, dreier; auch diese verschiedenen „Weiss“ können wir nicht unterscheiden. Zwei Farben, welche sich gegenseitig zu Weiss ergänzen, nennt man komplementäre Farben. Der Versuch zeigt weiter, dass wir durch Mischung dreier Farben: Rot, Grün und Violett, alle existierenden Farbenempfindungen hervorrufen können. Die von Young aufgestellte, von v. Helmholtz weiter ausgeführte sog. Young-Helmholtzsche Farbentheorie nahm daher an, im Auge seien drei Arten von Nerven vorhanden, von welchen die

einen namentlich durch Rot, die anderen durch Grün, die dritten durch Violett erregt werden. Die Farbenblindheit wurde durch Schwächung oder Fehlen einer dieser Nervenarten erklärt.

In neuerer Zeit hat indessen die Untersuchung Farbenblinder zu Widersprüchen mit dieser Theorie geführt, während eine andere, die Heringsche Theorie bestätigt wurde. Nach Hering beruht das Sehen auf einem chemischen Prozesse in der Sehsubstanz. Es sollen drei Arten solcher Substanzen im Auge vorhanden sein, deren Menge beim Sehakt ab- und zunimmt. Die erste Substanz soll beim Abnehmen den Eindruck des Weiss, beim Zunehmen den des Schwarz hervorbringen, ebenso die zweite Gelb und Blau, die dritte Grün und Rot. Daraus würde folgen, dass nie ein Gemisch von Gelb und Blau, von Grün und Rot gleichzeitig zur Empfindung kommen kann, wie es in der That der Fall ist, wohl aber z. B. Gelb mit Weiss, Schwarz, Grün, Rot; Grün mit Weiss, Schwarz, Gelb und Blau u. s. w. Die Heringsche Theorie scheint sich in der That den Erscheinungen am besten anzupassen.

§ 451. Wenn auf das Auge längere Zeit dieselbe Farbe wirkt, man z. B. auf ein kreisförmiges rotes Stück Papier blickt, so wird das Auge für die Farbe müde, die Empfindung der Farbe wird schwächer und schwächer. Sieht man darauf auf eine weisse Fläche, so wirkt auf die Stelle, wo das runde rote Bild im Auge lag, das im weissen Licht befindliche Rot viel schwächer, als das dazu komplementäre Grün, wir glauben daher eine grüne runde Scheibe zu sehen. Man bezeichnet diese Erscheinung als Nachbild mit subjektiver Farbe. Dem verwandt sind die Kontrasterscheinungen, durch welche wir neben einer grellen Farbe ihre komplementäre Farbe zu sehen glauben; so erscheint ein schmaler grauer Papierstreifen auf grasgrünem Grunde rot.

Es seien endlich noch folgende Punkte erwähnt: ein weisser Streifen auf dunklem Grund scheint breiter, als ein gleich breiter schwarzer auf weissem Grund; eine helle Mondsichel scheint einem grösseren Kreise anzugehören, als der übrige nur schwach sichtbare Mond. Man nennt dies Irradiation und erklärt es entweder (v. Helmholtz) dadurch, dass die Strahlenbündel nicht in wirklichen Punkten, sondern in kleinen Zerstreuungskreisen vereinigt werden, wodurch jede helle Fläche grösser erscheinen muss; oder (Plateau) durch ein wirkliches Umsichgreifen der Lichtwirkung, wie man es auf photographischen Platten leicht beobachten kann.

Das Auge ist mannigfachen Täuschungen ausgesetzt in Bezug auf Schätzung von Dimensionen und Richtungen. In Fig. 332 sind zwei Quadrate $abcd$ und $a_1b_1c_1d_1$ gezeichnet; trotzdem erscheint das erste höher, das zweite breiter, weil wir eine Länge desto grösser schätzen, je mehr sie angefüllt oder in Unterabteilungen geteilt ist.

In Fig. 333 sind zwei genau gleich grosse Sektoren a und b gezeichnet, aber man muss sich durch Messung überzeugen, dass a nicht wesentlich grösser ist.

Endlich sind in Fig. 334 vier parallele Linien gezeichnet, welche von verschiedenen geneigten schrägen Linien durchschnitten



Fig. 332.



Fig. 333.

sind, und dadurch durchaus nicht mehr parallel erscheinen. Es gibt eine grosse Menge solcher optischen Täuschungen; man muss



Fig. 334.

auf sie bei Bauwerken mitunter Rücksicht nehmen, wenn nicht ein sehr störender Eindruck entstehen soll.

L. Beziehungen zwischen Licht, Elektrizität, Magnetismus.

§ 452. Wir haben in der Physik zwei grosse Klassen von Erscheinungen, die Gravitation und die elektrischen und magnetischen Wirkungen, welche nach der üblichen Auffassung Fern-

wirkungen sind, d. h. welche von einem Körper ausgehen, an einem weit entfernten Körper zur Erscheinung kommen, ohne dass wir im dazwischenliegenden Raume eine Wirkung wahrnehmen. Derartige Fernwirkungen widerstreben aber eigentlich dem Verstande, wir können nur eine Wirkung begreifen, die sich von Teilchen zu Teilchen bis in die Ferne fortpflanzt.

Auf dem Gebiete der Elektrizität war es Faraday, welcher die Fernwirkung zu beseitigen suchte; wir haben in § 261 kurz auseinandergesetzt, wie er für die Wirkung in den Körpern selbst solche im umgebenden Medium substituierte in Richtung der Kraftlinien, und wie es ihm gelang, auf diese Weise die Erscheinungen ebensogut zu beschreiben, als es nach der alten Auffassung möglich war. Wenn wir aber die Wirkungen im Raum suchen, so muss irgend etwas vorhanden sein, welches die Wirkungen fortpflanzt; da wir als solche überall gegenwärtige Substanz den Lichtäther kennen gelernt haben, liegt es nahe, zu untersuchen, ob er nicht auch der Träger der elektrischen und magnetischen Wirkungen sein könne. Faraday und nach ihm Maxwell suchten in dieser Richtung die Theorie zu erweitern, und Maxwell gelang es, die elektrischen Formeln in der Weise umzugestalten, dass sie ausser den bekannten elektrischen Erscheinungen auch noch unbekannte darstellten, welche sich als transversale Schwingungen ergaben, die sich mit beliebiger Wellenlänge, aber immer mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes fortbewegten. Damit war die elektromagnetische Theorie des Lichtes begründet, welche eine bedeutende Stütze darin fand, dass man eben die richtige Fortpflanzungsgeschwindigkeit erhielt.

Wenn der Lichtäther der Träger der elektrischen und optischen Wirkungen ist, so müssen wir erwarten, dass beide Reihen von Erscheinungen nicht ganz unabhängig von einander sein können, sondern sowohl elektrische Vorgänge optische Erscheinungen hervorrufen können, als auch umgekehrt; die magnetischen Wirkungen werden dabei auf gleicher Stufe mit den elektrischen stehen, da wir sahen (§ 307), dass wir den Magnetismus als beruhend auf Molekularströmen betrachten können. Wir wollen diejenigen Wechselwirkungen, die bisher bekannt geworden sind, der Reihe nach kurz besprechen.

§ 453. Faraday fand, dass, wenn ein durchsichtiges Dielektrikum zwischen den Polen eines starken Magneten oder Elektro-

magneten, oder im Innern einer stromdurchflossenen Spirale liegt, und man einen linear polarisierten Strahl in Richtung der Kraftlinien hindurch gehen lässt, die Polarisationssebene gedreht wird. Die Drehung findet im allgemeinen in derselben Richtung statt, in welcher der Strom fließt, oder in welcher die Molekularströme fließen, die wir als Erzeuger des Magnetismus betrachten. Es besteht daher ein wesentlicher Unterschied zwischen der natürlichen und der sog. elektromagnetischen Drehung der Polarisationssebene: bei der natürlichen Drehung ist dieselbe bestimmt in Bezug auf Richtung des Strahles, d. h. haben wir ein Quarzstück A (Fig. 335), auf welches ein Strahl BC fällt, welcher rechts gedreht werden möge; ist die zweite Fläche des Quarzes etwa versilbert, so dass der Strahl reflektiert wird nach CD, so wird nun CD auch rechts gedreht in Bezug auf die Strahlenrichtung, d. h. für einen Beobachter in D. Die Drehung auf dem Wege BC ist also entgegengesetzt der auf dem Wege CD, wenn man sie von derselben Seite her betrachtet, beide heben sich auf. Bei der elektromagnetischen Drehung aber wird sowohl bei dem Wege BC als bei BD die Polarisationssebene in der Stromrichtung gedreht, die Drehung also verdoppelt.

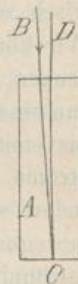


Fig. 335.

Spätere Versuche, namentlich von Wiedemann, Verdet, Becquerel zeigten, dass fast alle durchsichtigen festen und flüssigen Substanzen die Polarisationssebene elektromagnetisch drehen, und zwar ist die Drehung am stärksten, wenn die Richtung der Strahlen mit der der magnetischen Kraftlinien zusammenfällt. Die Grösse der Drehung ist proportional der Länge der durchstrahlten Schicht und der magnetischen Intensität des Feldes, und hängt weiter von der Natur der Substanz ab. Die Grösse der Drehung bei der Dicke 1 im magnetischen Felde von der Intensität 1 nennt man die Verdetsche Konstante der betreffenden Substanz. Dieselbe ist meist positiv, für einzelne Substanzen negativ.

Es gelang Kundt und Röntgen nachzuweisen, dass auch in Gasen und Dämpfen eine solche Drehung hervorgebracht wird. — Endlich fand Kundt, dass in sehr dünnen Eisenschichten, welche das Licht hindurchlassen, bei Magnetisierung derselben ein linear polarisierter hindurchgehender Lichtstrahl im Sinne der Molekularströme gedreht wird; dasselbe fand sich für Nickel und Kobalt.

Kerr beobachtete, dass die Polarisationssebene des Lichtes gedreht wird, welches von einem polierten Magnet reflektiert wird, und zwar ist hier die Drehung entgegengesetzt der Richtung der Molekularströme.

§ 454. Es ist schon in der Optik (§ 381) das Zeemansche Phänomen erwähnt, welches darin besteht, dass das Spektrum einer Lichtquelle sich ändert, wenn man sie in ein kräftiges Magnetfeld bringt. Die Linien spalten sich, und die Teile liegen symmetrisch zu der ursprünglichen Linie. Wir können dies so erklären: Wir können uns um die magnetisierten Teilchen Ströme kursierend denken, in einer Ebene senkrecht zu den Kraftlinien (§ 308). Ist nun einerseits der Lichtäther dasjenige Medium, dessen Schwingungen das emittierte Licht bedingen (§ 374), sind andererseits elektrische Ströme bewegter Lichtäther, so sieht man, dass die Emission verändert wird, wenn wir durch ein magnetisches Feld eine zirkuläre Bewegung des Lichtäthers zu seiner gewöhnlichen hinzufügen. Die gewöhnliche, im allgemeinsten Fall in elliptischen Bahnen erfolgende Bewegung des Aethers der emittierenden Atome können wir in zwei entgegengesetzt gerichtete zirkuläre Bewegungen zerlegen (§ 439). Von ihnen wird die eine durch die Wirkung des Magnetfeldes beschleunigt, die andere ebensoviel verzögert werden müssen, wir erhalten also zwei Schwingungen des Aethers, von denen die eine schneller, die andere langsamer erfolgt, als die Bewegung ohne Magnetfeld, d. h. die einfache Spektrallinie wird in zwei symmetrisch zu ihr gelegene gespalten. Nach dieser Erklärung müssten die beiden Komponenten entgegengesetzt zirkulär polarisiertes Licht enthalten. Das bestätigt in der That der Versuch.

Das Gesagte bezieht sich nur auf Lichtstrahlen in Richtung der Kraftlinien; für Strahlen senkrecht dazu treten andere Erscheinungen auf, die wir aber nicht näher verfolgen wollen.

§ 455. Eine weitere Reihe von Erscheinungen bestätigt direkt die Anschauung Faradays (§ 259), dass ein elektrisch oder magnetisch polarisiertes Medium sich in einem Zustande mechanischer Spannung befindet. Kerr beobachtete zuerst, dass ein stark elektrisiertes Dielektrikum doppelbrechend wird; überzieht man z. B. die Seiten einer Glasplatte mit Stanniol und bringt diese Belegungen mit den Konduktoren einer Elektrisiermaschine in Verbindung, so wird das Glas doppelbrechend; ebenso ist es mit Flüssigkeiten, in

die man Elektroden taucht, z. B. Schwefelkohlenstoff, Benzol, Oele. Einzelne Substanzen erscheinen dabei in Richtung der Kraftlinien gedehnt, andere verkürzt zu werden.

Aus der elektromagnetischen Lichttheorie hat Maxwell geschlossen, die Wurzel aus der Dielektrizitätskonstante (S. 250) einer Substanz müsse gleich ihrem Brechungsexponenten sein. Es sind zahlreiche Bestimmungen von den verschiedensten Beobachtern gemacht worden, welche die Richtigkeit des Maxwellschen Schlusses zweifellos erscheinen lassen; besonders gut ist die Uebereinstimmung bei Gasen. Auch für krystallinische Körper, die in verschiedenen Richtungen verschiedene Brechungsexponenten haben, fand Boltzmann die Dielektrizitätskonstanten verschieden; so fanden sich für Schwefel die Konstanten: 4,77; 3,97; 3,81; während die Quadrate der Hauptbrechungsexponenten sind: 4,60; 3,89; 3,59.

§ 456. Die bisher angeführten Thatsachen zeigten eine Wirkung der Elektrizität auf Licht; es gibt auch umgekehrt Wirkungen des Lichtes auf die Elektrizität. Am auffallendsten ist die Aenderung des Leitungswiderstandes des Selens durch Licht. Wenn man Selen auf 190° erhitzt und es langsam abkühlen lässt, erhält man eine Modifikation, deren Widerstand sich erheblich bei Belichtung ändert; geschieht diese Belichtung periodisch, und wird die Selenplatte in einen Stromkreis eingeschaltet, der noch ein Telephon enthält, so erzeugen die Intensitätsschwankungen des Stromes Töne. Bell hat auf diese Weise ein Instrument konstruiert, welches die Sprache über grössere Strecken zu vermitteln gestattet, das Photophon: man spricht gegen die Hinterwand eines dünnen, sehr schwach gekrümmten Hohlspiegels, der Licht auf eine weit entfernte Selenzelle wirft. Durch die Schallschwingungen ändert sich die Krümmung des Spiegels, daher auch die Konzentration der Strahlen auf dem Selen und somit dessen Widerstand, und man soll in dem Telephon die gesprochenen Worte hören ¹⁾.

Eine zweite Wirkung des Lichtes auf die Elektrizität ist von Hertz gefunden worden: macht man die Funkenstrecke, z. B. bei einem Induktionsapparat, so gross, dass die Funken gerade nicht mehr überspringen können, und belichtet dann die Elektroden mit

¹⁾ Vielleicht beruht diese Wirkung auch nur auf Aenderung der Molekularstruktur des Selens durch Lichtschwingungen.

ultravioletten Strahlen, so gehen wieder Funken über, die Schlagweite ist vergrößert worden. Nur die aller kürzesten Lichtwellen wirken in dieser Weise, Sonnenlicht, welches nur Schwingungen bis zur Wellenlänge $\lambda = 300 \mu\mu$ besitzt, ist weniger wirksam. Die weitere Untersuchung hat gezeigt, dass die Wirkung namentlich auf die negative Elektrizität ausgeübt wird, welche bei Beleuchtung die Elektrode leichter verlässt: belichtet man den Knopf eines negativ geladenen Elektroskops (§ 248), so fallen die Blattgoldstreifen schnell zusammen, die Elektrizität wird zerstreut, während bei einem positiv geladenen Elektroskop die Wirkung sehr gering ist.

Neuere Untersuchungen, namentlich von Elster und Geitel, zeigen, dass durch die Bestrahlung die Luft leitend wird, und zwar soll die Leitfähigkeit, ganz wie bei den Elektrolyten (§ 295) darauf beruhen, dass eine Ionisierung eintritt, d. h. dass die Luftmolekeln in positiv und negativ geladene Teilchen zerspalten werden. Wir haben (§ 327) das Gleiche schon als eine Wirkung der Kathodenstrahlen und der Röntgenstrahlen kennen gelernt.

Eine solche Ionisierung von Gasen wird in neuerer Zeit in sehr vielen Fällen angenommen, z. B. auch in Flammgasen. Ausser der Leitfähigkeit hat man in allen solchen Fällen noch ein Kennzeichen für Ionisierung: man hat gefunden, dass in Luft, die mit Wasserdampf gesättigt ist, derselbe sich leicht kondensiert, Nebel bildet, wenn Ionen gegenwärtig sind. Solche Nebelbildung tritt nun z. B. durch Röntgenstrahlen, durch die Verbrennungsgase von Flammen u. s. w. ein.

Da man ferner gefunden hat, dass namentlich die negativ geladenen Ionen die Fähigkeit der Kondensation besitzen, so wollen Elster und Geitel dadurch die Luftelektrizität erklären: durch das Sonnenlicht wird die Luft ionisiert, an den negativen Ionen vornehmlich kondensiert sich der Wasserdampf und schlägt sie dadurch nieder, und die Luft bleibt positiv geladen zurück.

Becquerel hat gefunden, dass von Uran Strahlen, die sog. Becquerelstrahlen, ausgehen, welche den Röntgenstrahlen in ihren Wirkungen sehr verwandt sind: sie machen die Luft leitend, sie durchdringen undurchsichtige Körper, schwärzen photographische Platten u. s. w. Man hat dann aus der Pechblende noch verschiedene Körper abscheiden können, die sich ganz ähnlich verhalten. Zwei von ihnen hat man Radium und Polonium genannt, unter der Annahme, dass man es mit unbekanntem chemischen Elementen zu thun habe. Wir können auf die Wirkungen dieser

sog. radioaktiven Substanzen, die noch ganz rätselhaft sind, hier nicht näher eingehen.

§ 457. Die bei weitem wichtigsten und interessantesten Versuche, welche die Maxwell'sche Hypothese der elektromagnetischen Aetherschwingungen zur Gewissheit erheben, verdanken wir Hertz. Wir haben besprochen (§ 254), dass bei Entladung einer Leidner Flasche oder eines Kondensators oscillierende Bewegung der Elektrizität eintritt, indem dieselbe zwischen den Belegungen hin und her schwingt. Die Theorie zeigt, dass die Schwingungsdauer in diesen Fällen von der Kapazität des Kondensators und der Beschaffenheit der Leitung abhängt, aus ihnen berechnet werden kann. Solche elektrische Schwingungen treten auch in folgendem Falle ein: sei in Fig. 336 J ein Induktionsapparat, A die Elektroden, zwischen welchen die Funken übergehen. Sie seien nach beiden Seiten ver-

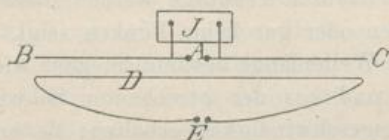


Fig. 336.

längert, so dass sie einen geraden Draht BC mit Unterbrechungsstelle A bilden. BC ist geladen, bevor ein Funke übergeht, und im Moment des Funkens entstehen in BC elektrische Schwingungen, die aufhören, sobald der Funke vorbei, also bei A keine Leitung mehr vorhanden ist. Die Schwingungen bringen im ganzen Raum ringsherum Induktionswirkungen hervor. Spannen wir parallel zu BC einen anderen Draht D, dessen Enden durch Kugeln gebildet sind, die zwischen sich eine kleine Funkenstrecke E lassen, so werden auch in D durch Induktion Schwingungen erzeugt. Dieselben können aber nur dann kräftig werden, wenn die Schwingungsdauer für D identisch ist mit der in BC; wenn wir also für D Drähte von verschiedener Länge und Beschaffenheit nehmen, so werden wir in ihnen stärkere oder schwächere Schwingungen erhalten; sie äussern sich in Funken bei E. Wir können diese Erscheinung geradezu Mitschwingen oder Resonanz (§ 210) nennen, denn sie ist identisch mit der Wirkung von Resonatoren, nur dass wir hier Schwingungen der Elektrizität oder des Lichtäthers, dort solche der Luft haben.

Wir wollen annehmen, wir hätten einen passenden Resonator D hergestellt, in welchem daher kräftige Schwingungen induziert und deutliche Funken bei E erzeugt werden. Wir können ihn dann zu zahlreichen Untersuchungen über Existenz und Beschaffenheit der induzierten Schwingungen im ganzen Raum benutzen, etwa wie wir für sichtbare Schwingungen das Auge, für unsichtbare die photographische Platte benutzen. In dieser Weise vorgehend fand Hertz, dass die Intensität der induzierten Schwingungen mit der Entfernung von J abnimmt. Durch Isolatoren pflanzen sich die Schwingungen fort, Isolatoren verhalten sich wie durchsichtige Körper gegen Licht; Leiter dagegen lassen die Schwingungen nicht durch, sondern reflektieren sie. Ueberziehen wir daher eine Wand des Zimmers mit Blech, so werden die Schwingungen fortdauernd reflektiert und sie interferieren nun mit den ankommenden. Es bilden sich dadurch im Raume stehende Schwingungen (§ 195) mit Knoten und Bäuchen aus, die dadurch kenntlich werden, dass der Leiter D in ihnen die stärksten oder gar keine Funken zeigt. Auf diese Weise konnte Hertz die Wellenlänge bestimmen, ganz wie wir es akustisch machen (§ 196), und aus der berechneten Schwingungszahl auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit erhalten; sie ergab sich in Luft zu etwa $320\,000 \frac{km}{sec}$, in Kupfer zu $200\,000 \frac{km}{sec}$.

§ 458. Beim Schall, namentlich aber beim Licht, sprechen wir von Strahlen, und verstehen darunter, dass die Lichtwirkung sich in geraden Linien fortpflanzt, durch einen Schirm abgeschnitten werden kann. Hertz gelang es glänzend nachzuweisen, dass auch die Induktionswirkung sich in Strahlen ausbreitet. Er benutzte Schwingungen, die etwa ein tausendmillionstel Sekunde Schwingungsdauer und 33 cm Wellenlänge hatten. Dann warf ein Metallschirm Schatten, d. h. er hielt die Induktionswirkung hinter sich ab. Lichtstrahlen werden weiter nach dem Reflexionsgesetz reflektiert, z. B. durch Hohlspiegel konzentriert; genau dasselbe geschah mit den elektrischen Strahlen, als Hertz einen mächtigen Hohlspiegel aus Zinkblech bog, in dessen Fokus der Leiter D viel stärkere Funken zeigte, als rings herum im Raum. Ebenso liess sich konstatieren, dass bei der Reflexion an ebenen Flächen der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel ist. Auch gebrochen werden die elektrischen Strahlen durch einen für sie durchsichtigen Körper, d. h. einen Isolator. Hertz benutzte ein Prisma aus Pech von 30° brechen-

dem Winkel, 1,5 *m* Höhe. Die Funken erscheinen jenseits des Prisma am stärksten in einer Richtung, welche um etwa 22° gegen die der einfallenden abgelenkt war; daraus ergibt sich ein Brechungsexponent von etwa 1,7, während der optische Brechungsexponent zwischen 1,5 und 1,6 gefunden wird.

Endlich gelang es Hertz auch, den Polarisationserscheinungen ähnliche Erscheinungen herzustellen. Die primäre Funkenbahn stand vertikal, erzeugte also in einer Vertikalebene Schwingungen, welche wir als linear polarisierte Schwingungen bezeichnen müssen. Die primäre Funkenbahn befand sich im Brennpunkt eines vertikalen Cylinderspiegels, so dass durch Reflexion ein paralleles Bündel vertikal schwingender Strahlen ausging. Die sekundäre Funkenbahn stand ebenso im Brennpunkt eines zweiten Cylinderspiegels. Wenn beide Spiegel einander zugewandt und vertikal standen, so wurden die Strahlen auf dem sekundären Leiter konzentriert und es traten in ihm starke Funken auf. Wurde aber der eine Spiegel mit seinem Leiter um 90° gedreht, so dass die Spiegel gekreuzt gegen einander waren, so blieben die Funken aus. Wurde zwischen die parallel gestellten Leiter und Spiegel ein Gitter aus Kupferdrähten, die im Abstand von 3 *cm* parallel gespannt waren, gebracht, so hörten in der sekundären Funkenstrecke die Funken auf, sobald die Gitterdrähte den Leitern parallel waren; sie bestanden ungeschwächt weiter, wenn das Gitter um 90° gedreht wurde. Waren die Leiter und Spiegel gekreuzt, so dass keine Funken sichtbar waren, so traten sie sofort auf, als das Gitter zwischen sie gebracht wurde unter einem Winkel von 45° der Drähte gegen die Leiter. Die auf das Gitter fallenden Schwingungen werden also nur durchgelassen, wenn die Drähte senkrecht zur Schwingungsrichtung stehen, nicht wenn sie parallel stehen; bei einer mittleren Stellung werden die Schwingungen in zwei Komponenten zerlegt, von welchen nur die eine durchgelassen wird; das Gitter verhält sich somit ganz wie ein Nicolsches Prisma.

Durch diese schönen Versuche hat Hertz ganz zweifellos bewiesen, dass die Ausbreitung der Induktionswirkung sich genau so verhält, wie die Ausbreitung der Lichtwellen; wir können die besprochenen Wellen ebensogut Lichtwellen von grosser Wellenlänge nennen, als elektrische Wellen. Nach dieser Auffassung würden die Aetherwellen je nach ihrer Wellenlänge vier verschiedene Wirkungen hervorbringen: die kürzesten chemische Wirkungen, die längeren, bis etwa 760 $\mu\mu$, optische Wirkungen, noch

längere, bis etwa 0,1 *mm*, Wärmewirkungen; die längsten Wellen endlich wären elektrische.

Es ist zu hoffen, dass die Hertz'schen Versuche durch innige Verbindung der Elektrizität und Optik unsere Kenntnisse über das Wesen der Elektrizität, die bisher noch gleich Null sind, wesentlich fördern werden. Jedenfalls ist durch sie erwiesen, dass die elektrischen Induktionswirkungen keine Fernwirkungen sind, und das ist wohl der wesentlichste Kern dieser Versuche.

§ 459. Die Hertz'schen Versuche haben später zu einer praktischen Verwendung geführt, der drahtlosen Telegraphie. Elektrische Schwingungen auf einem Drahte werden ja nach allen Richtungen durch den Aether fortgepflanzt und erzeugen in einem entfernten passend gestimmten Resonator auch Schwingungen. Es ist daher klar, dass wir in die Ferne Signale geben können. Damit aber die Entfernung erheblicher werde, musste ein empfindlicheres Reagens gefunden werden, als es der Hertz'sche Resonator ist. Branly entdeckte nun, dass wenn man Metallpulver in ein Röhrchen füllt und an den Enden zwei Drähte hineinsteckt, die mit Elementen verbunden sind, kein Strom durchgeht, weil der Widerstand unendlich gross ist. Sobald aber das Röhrchen von elektrischen Schwingungen getroffen wird, wird es leitend, eine z. B. in den Stromkreis eingeschaltete elektrische Klingel läutet. Bei Aufhören der elektrischen Schwingungen muss man das Rohr erschüttern, damit es seine Leitfähigkeit wieder verliert.

Mit diesem Apparat, dem sog. Kohärer, ist es gelungen, bis auf mehrere Kilometer Entfernung hin Signale zu übermitteln und die Einrichtung technisch so zu gestalten, dass man mit dem Morseschreiber Depeschen aufnehmen kann.