IV. *Ueber die Diffraction des Lichts;*
von A. Fresnel.

(*Mémoires de l'acad. roy. des Sciences etc. T. V p. 339* *).

Ehe ich mich mit den zahlreichen und mannigfaltigen Erscheinungen, die man unter dem gemeinschaftlichen Namen *Diffraction* (*Lichtbeugung, Inflexion*) zusammenfaßt, im Speciellen beschäfftige, glaube ich einige allgemeine Betrachtungen über die beiden, die Physiker bisher entzweierenden Ansichten von der Natur des Lichts vorausschicken zu müssen. Newton hat angenommen, daß die von den leuchtenden Körpern ausgesandten Licht-

*) Meinem mehrmaligen Versprechen gemäß überliefere ich hier den Lesern die wichtige Abhandlung des verewigten Fresnel über die Diffraction des Lichts, nebst einigen kürzeren Aufsätzen desselben, wodurch nun die bisher in den Annalen enthaltene Sammlung der auf die Undulationstheorie bezüglichen Arbeiten dieses großen Physikers so gut als abgeschlossen betrachtet werden kann, denn es fehlen nur die vor Jahren mit Biot und Poisson geführten Discussionen und einige minder bedeutende Aufsätze, welche gegenwärtig entbehrlich sind. Die vorliegende Abhandlung enthält, nebst der über die doppelte Strahlenbrechung (Bd. XXIII S. 372 und 494), der über die Reflexion (Bd. XXII S. 90) und der über die Circularpolarisation (die leider nur durch den kurzen, im Bd. XXI S. 276 mitgetheilten Auszug bekannt geworden ist), die Fundamente der heutigen Optik; und man wird es, hoffe ich, deshalb auch nicht mißbilligen, daß ich den gegenwärtigen Ergänzungsband benutzt habe, sie, gleich den eben genannten Untersuchungen, ausführlich in die Annalen aufzunehmen. Sind zwar die Hauptresultate dieser schon vor Jahren erschienenen Abhandlung in einigen Handbüchern, unter andern in denen von Herschel und Baumgartner, mit in die Darstellung der Undulationstheorie verflochten worden, so glaube ich doch nicht, daß das Studium des Originals dadurch für jetzt und künftig überflüssig gemacht ist.

P.

theilchen direct in unsere Augen gelangen, und daselbst durch ihren Stofs die Empfindung des Sehens erzeugen. Descartes, Hook, Huyghens und Euler dagegen haben geglaubt, das Licht erfolge aus den Vibrationen eines überall verbreiteten äufserst feinen Fluidums, welches durch die raschen Bewegungen der Theilchen leuchtender Körper auf eben die Art wie die Luft durch die Schwingungen tönender Körper erschüttet werde. Nach dieser Lehre sind es also nicht mehr die den leuchtenden Körper berührenden Theilchen des Fluidums, welche in das Gesichtsorgan gelangen, sondern blofs die jenen Theilchen eingeprägte Bewegung.

Die erstere Hypothese hat den Vorzug, dafs sie zu einleuchtenderen Folgerungen führt, weil sich auf sie die Sätze der Mechanik leichter anwenden lassen; die andere bietet dagegen unter diesem Gesichtspunkt grofse Schwierigkeiten dar. Allein bei der Wahl eines Systems mufs man nur auf die Einfachheit der Hypothesen Rücksicht nehmen; die Einfachheit der Rechnungen kann beim Abwägen der Wahrscheinlichkeiten von keinem Gewichte seyn. Die Natur wird nicht durch die Schwierigkeiten der Analyse beunruhigt; sie hat nur die Complication der Mittel vermieden. Sie scheint sich vorgenommen zu haben, Viel mit Wenigem auszurichten; dafür bringt die Vervollkommnung der physikalischen Wissenschaften unaufhörlich neue Beweise bei *). Die Astronomie, diefs Ehrenzeichen des menschlichen Geistes, giebt vor Allem eine auffallende Bestätigung hievon. Alle Gesetze Kep-

*) Wenn die Chemie bei ihren Fortschritten eine Ausnahme hiervon zu machen scheint, so rührt diefs ohne Zweifel daher, dafs sie, ungeachtet ihrer raschen Entwicklung seit den letzten dreissig Jahren, noch wenig vorgezückt ist. Man weifs indels bereits, dafs bei den zahlreichen Verbindungen die Verhältnisse, von denen anfänglich jedes einem besonderen Gesetze unterworfen zu seyn schien, gegenwärtig von allgemeinen, sehr einfachen Regeln umfaßt werden.

ler's sind durch das Genie von Newton auf das einzige Gravitationsgesetz zurückgeführt, und dieß hat späterhin dazu gedient, die verwickeltsten und unscheinbarsten Störungen in der Bewegung der Planeten nicht bloß zu erklären, sondern gar zu entdecken.

Hat man sich bei dem Bestreben, die Elemente einer Wissenschaft zu vereinfachen, bisweilen geirrt, so geschah es, weil man Systeme aufstellte, bevor man eine hinlängliche Zahl von Thatsachen gesammelt hatte. Betrachtet man nur Eine Klasse von Phänomenen, so braucht man vielleicht nur eine sehr einfache Hypothese; schreitet man aber aus dem engen Kreis, auf welchen man sich anfangs beschränkt hatte, so werden gleich viele andere Hypothesen erfordert. Hat die Natur sich vorgesetzt, das Maximum der Wirkungen mit dem Minimo der Ursachen zu erreichen, so wird sie dieß grofse Problem in der Gesamtheit ihrer Gesetze gelöst haben müssen.

Es ist ohne Zweifel sehr schwierig, die Grundlagen dieser bewundernswürdigen Oeconomie, d. h. die Ursachen der einfachsten Erscheinungen, unter einem so ausgedehnten Gesichtspunkt zu entdecken. Allein, wenn auch dieß allgemeine Princip der Philosophie der physikalischen Wissenschaften nicht unmittelbar zur Kenntniß der Wahrheit führt, so kann es doch den menschlichen Geist auf die richtige Bahn führen, ihn ablenken von den Systemen, welche die Erscheinungen von einer zu grofsen Zahl verschiedenartiger Ursachen herleiten, und ihn veranlassen, den Lehren, welche auf die kleinste Zahl von Hypothesen gestützt, und in ihren Folgerungen am reichsten sind, den Vorzug zu geben.

Unter diesem Gesichtspunkt hat das System, welches das Licht aus den Vibrationen eines universellen Fluidums bestehen läßt, grofse Vorzüge vor der Emissionslehre. Es gestattet einzusehen, wie das Licht im Stande ist, so verschiedenartige Modificationen anzunehmen. Ich meine hiemit nicht diejenigen, welche es momentan beim

Durchgang durch Körper annimmt, weil man dieselben immer von der Natur dieser Körper herleiten kann; sondern ich spreche von den bleibenden, ihm mitfolgenden Modificationen, durch welche es neue Kennzeichen erlangt. Man begreift, daß ein Fluidum, als Vereinigung einer Unzahl beweglicher und in gegenseitiger Abhängigkeit stehender Molecüle, vermöge der diesen Molecülen eingeprägten relativen Bewegungen, einer großen Anzahl verschiedenartiger Modificationen fähig ist. Die Vibrationen der Luft und die Mannigfaltigkeit der durch sie im Gehörorgan hervorgebrachten Empfindungen bieten ein merkwürdiges Beispiel hievon dar.

In dem Emissionssysteme dagegen, wo der Gang eines jeden Lichtmolecüls unabhängig von dem der übrigen ist, scheint die Anzahl der verschiedenen Modificationen dieser Molecüle ungemein beschränkt zu seyn. Man kann zu ihrer Transmissionsbewegung noch eine Rotation zu Hülfe nehmen; aber das ist auch Alles. Oscillationsbewegungen sind nur denkbar in Mitteln, welche durch die ungleiche Wirkung ihrer Theilchen auf die einzelnen, mit verschiedenen Eigenschaften begabten Seiten der Lichtmolecüle diese Bewegungen unterhalten würden. Sobald diese Wirkung aufhört, müssen diese Oscillationen ebenfalls aufhören oder in eine Rotationsbewegung übergehen. Demnach sind die Rotationsbewegungen und die Verschiedenartigkeit der Seiten der Lichtmolecüle die einzigen mechanischen Hilfsquellen für die Emissionstheorie, wenn sie die permanenten Modificationen des Lichtes vorstellen will *). Wohl müssen diese

*) Wenigstens so lange man nicht annimmt, die Lichtmolecüle seyen fähig einer Art von Magnetisirung oder innerer Modification, herrührend von der Zersetzung oder ungleichen Vertheilung eines in ihnen enthaltenen, noch feineren Fluidums. Unserer Meinung nach wäre es aber ein Mißbrauch der Analogie wenn man so verwickelte Phänomene in den letzten Theilchen des allerfeinsten Fluidums annehmen wollte.

aber unzulänglich scheinen, wenn man bedenkt, wie viele Phänomene die Optik darbietet. Noch mehr überzeugt man sich davon, wenn man den *Traité de physique expérimentale et mathématique* des Hrn. Biot liest, wo die Hauptfolgerungen aus dem System von Newton sehr detaillirt und mit vieler Klarheit entwickelt sind. Man wird dort sehen, daß man, um die Erscheinungen zu erklären, jedem Lichtmolecüle viele verschiedenartige Modificationen beilegen muß, die oft schwer mit einander zu vereinbaren sind.

Nach dem Undulationssystem entspringt die unendliche Mannigfaltigkeit der verschiedenfarbigen Strahlen, welche das weiße Licht zusammensetzen, ganz einfach aus dem Unterschiede in der Länge der Lichtwellen, wie die verschiedenen musikalischen Töne aus dem Längenunterschiede der Schallwellen hervorgehen. Nach der Newton'schen Theorie kann man diese Mannigfaltigkeit von Farben oder Eindrücken auf das Gesichtsorgan nicht durch Verschiedenheiten der Masse oder der Anfangsgeschwindigkeit der Lichtmolecüle erklären; denn es würde daraus folgen, daß die Dispersion immer der Refraction proportional seyn müßte, wovon die Erfahrung das Gegentheil darthut. Man muß also *nothwendig* die Annahme machen, daß die Molecüle der verschiedenfarbigen Strahlen nicht gleicher Natur seyen. Dadurch hat man denn so viele verschiedenartige Lichtmolecüle, als es Farben verschiedener Nüancen im Sonnenspectrum giebt *).

- *) Die Mathematiker sind bei ihren Untersuchungen über die Vibrationen elastischer Flüssigkeiten zu der Folgerung gelangt, daß die Undulationen von verschiedener Länge sich mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen müssen. Dieß Resultat für ein homogenes Fluidum zugehen, darf man jedoch daraus nicht schließen, daß derselbe Vorgang noch stattfinde, wenn dieses Fluidum sich zwischen den Theilchen eines Körpers von weit größerer Dichte und ganz anderer Elasticität befindet. Sehr möglich ist, daß die Verzögerung, welche die Fortpflanzung der Lichtwellen durch diese Widerstände erleidet, mit der Länge dieser Wellen, so

Nachdem Newton die Reflexion und Refraction durch die Wirkung abstoßender und anziehender, von der Oberfläche der Körper ausgehender Kräfte erklärt hatte, ersann er, um die Erscheinungen der Farbenringe begreiflich zu machen, für die Lichtmoleculë die in gleichen Zeiträumen periodisch wiederkehrenden Anwandlungen der leichten Reflexion und der leichten Transmission. Es war natürlich vorauszusehen, daß diese Zeiträume, wie die Geschwindigkeit des Lichts, in gleichen Mitteln immer gleich seyen, und daß folglich der Durchmesser

wie mit der Gestalt, der Masse und den Zwischenräumen der Theilchen des Mittels veränderlich ist. Und wenn die Dispersion, das unregelmäßigste Phänomen der Optik, bisher noch nicht durch die Undulationstheorie erklärt worden ist, so kann man doch nicht sagen, daß es mit diesem Systeme im Widerspruch stehe. Die Newton'sche Theorie hat die Gesetze dieses Phänomens nicht besser kennen gelehrt; sie nimmt an, die Anziehungen, welche die Körper auf das Licht ausüben, variiren mit der Natur dieser Körper und in verschiedenen Verhältnissen für die einzelnen Gattungen von Lichtmoleculen; allein kann man das, was die Wissenschaft um nichts vereinfacht, und die That-sachen durch eine eben so große Zahl von besonderen Hypothesen ersetzt, eine Erklärung nennen?

(Späterer Zusatz). Seit der Abfassung dieser Abhandlung habe ich die Bemerkung gemacht, daß selbst, im Fall man zur Vereinfachung der den Rechnungen zum Grunde liegenden Hypothese annimmt, das vibrirende Mittel sey homogen, doch das von den Mathematikern gefundene Resultat nur dann richtig ist, wenn die Sphäre der wechselseitigen Wirkungen der Moleculë des elastischen Fluidums sehr klein ist gegen die Länge einer Undulation. Sobald die Wirkungssphäre nicht im Verhältniß zur Länge einer Undulation vernachlässigt werden darf, kann man nicht mehr mit Wahrheit sagen, daß die Wellen von verschiedener Länge oder Breite sich mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen. Ich habe in meiner Abhandlung über die doppelte Strahlenbrechung durch ein sehr einfaches Raisonnement gezeigt, daß dann die kurzen (schmalen) Wellen sich etwas weniger schnell als die langen (breiten) fortpflanzen müssen, übereinstimmend mit dem, was man vom Standpunkte der Undulationstheorie aus bei dem Phänomen der Dispersion beobachtet hat.

der Ringe bei schiefen Incidenzen abnehmen müsse, weil dabei der durchlaufene Weg verlängert wird. Dagegen lehrt die Erfahrung, dafs der Durchmesser der Ringe mit der vermehrten Schiefe der Incidenz zunimmt, und dadurch wurde Newton zu dem Schlusse genöthigt, dafs die Anwandlungen an Länge zunehmen, und zwar in einem viel gröfseren Verhältnifs als die vom Licht durchlaufenen Wege. Er mufste auch erwarten, die längsten Anwandlungen in den Mitteln zu finden, welche das Licht mit gröfster Schnelligkeit durchläuft, und welche, nach ihm, die dichtesten Körper sind; denn es war natürlich anzunehmen, dafs die Dauer der Anwandlungen isochron sey in verschiedenen Mitteln. Die Erfahrung belehrte ihn vom Gegentheil: er fand z. B. dafs die Dicke der Luft- und Wasserschichten, welche bei senkrechter Incidenz die nämliche Farbe reflectiren, genau in dem beim Uebergang des Lichts aus Luft in Wasser stattfindenden Verhältnifs des Sinus der Incidenz zum Sinus der Refraction stehen. Diefs ist aber gerade eine der auffallendsten Bestätigungen der Undulationstheorie. Er mufste demnach annehmen, dafs die Länge der Anwandlungen im umgekehrten Verhältnifs der Geschwindigkeit des Lichtes stehen, oder, was auf dasselbe hinausläuft, dafs ihre Dauer sich in demselben Verhältnisse verkürze als das Quadrat ihrer Geschwindigkeit zunehme.

Das Emissionssystem reicht hier demnach so wenig zur Erklärung hin, dafs jede neue Erscheinung eine neue Hypothese erfordert.

Ist die Hypothese von den Anwandlungen schon unwahrscheinlich durch ihre Complication, so wird sie es noch mehr, wenn man den Folgerungen aus derselben weiter nachgeht.

Zunächst mufs man bemerken, dafs diese Hypothese nicht blofs zum Verständnifs der Erscheinungen der Farbringe nach der Emissionstheorie nothwendig ist, sondern auch dafs sie unumgänglich wird, wenn man erklä-

ren will, wie von den auf die Oberfläche eines durchsichtigen Körpers fallenden Lichtstrahlen ein Theil in diesen Körper eindringt, während der andere Theil zurückgeworfen wird. Da auf Seite des brechenden Mittels die Umstände ähnlich und constant sind, so ist klar, daß sie bei den Lichtmolecülen veränderlich und verschieden seyn müssen, oder, mit anderen Worten, daß diese Molecüle gewisse physische Dispositionen mit sich führen müssen, vermöge welcher sie durch einen und denselben Körper bald angezogen, bald abgestoßen werden. Die partielle Reflexion von Licht, welches schon durch eine durchsichtige Platte gegangen ist, an der Oberfläche einer zweiten Platte von gleicher Natur und unter gleicher Neigung beweist, daß diese physischen Dispositionen nicht constant bleiben, sondern in einem und demselben Lichtmolecüle veränderlich sind, und die schönen Beobachtungen von Newton über die Farbenringe lehren die Veränderungen jener Dispositionen kennen. Es wird dann leicht mit Hülfe dieser Hypothesen zu erklären, warum ein Theil der Lichtmolecüle an der Oberfläche durchsichtiger Körper reflectirt, ein anderer dagegen durchgelassen wird, nämlich deshalb, weil bei Ankunft an der Oberfläche die ersteren Lichtmolecüle sich in einer Anwandlung von leichter Reflexion, die letzteren dagegen in einer Anwandlung von leichter Transmission befinden. Allein bei Ankunft an der Oberfläche befinden sich die durchgelassenen Molecüle nicht sämmtlich in der Mitte oder auf dem Maximum der Anwandlung zur leichten Transmission, so wenig wie die reflectirten Molecüle sich nicht sämmtlich auf dem Maximum der Anwandlung zur leichten Reflexion befinden. Wegen der Vielheit der Fälle müssen sie sich auf allen möglichen Graden dieser beiden Arten von Anwandlungen befinden, und die Zahl der Lichtmolecüle, welche im Moment der Ankunft an der Oberfläche in einer gleichen Periode der Anwandlung zur leichten Transmission sind, muß nothwendig viel

geringer seyn als die der Lichtmolecüle, welche sich in verschiedenen Perioden befindet. Allein dieser Unterschied ihrer physischen Dispositionen im Moment, wo sie gebrochen werden, muß einen entsprechenden Unterschied in der Stärke der Anziehungskraft herbeiführen; denn man hat angenommen, daß diese periodischen Dispositionen die von dem brechenden Körper ausgeübte Wirkung modificiren, bis zu dem Grade, daß die Anziehung in Abstoßung übergehe. Wie nun aber auch die Function beschaffen seyn mag, welche die Modificationen der Wirkung des brechenden Mittels in Folge der Variationen der physischen Dispositionen der Lichtmolecüle vorstellt, so ist doch klar, daß sie nicht aus dem Positiven in das Negative übergehen kann, ohne nicht dabei Null und alle übrigen dazwischen liegenden Grade zu durchlaufen. Man kann also nicht voraussetzen, daß alle durchgelassenen Molecüle mit gleicher Stärke angezogen werden; vielmehr muß man annehmen, daß diese Stärke nach der Verschiedenheit ihrer physischen Dispositionen sehr variirt, und daß die Zahl der Molecüle, für welche die beschleunigende Kraft beinahe gleich ist, viel geringer ist als die, für welche sie verschieden ist. Weil es nun aber die Intensität der Anziehungskraft ist, welche die Richtung der gebrochenen Strahlen bestimmt, so müßten diese verschiedene Richtungen einschlagen. Dem widerspricht aber die Erfahrung. Denn man weiß, daß sobald das brechende Mittel durchsichtig und seine Oberfläche gut polirt ist, sehr wenig Licht diffundirt, d. h. unregelmäßig gebrochen wird, vielmehr fast sämtliche Strahlen gleicher Art genau den nämlichen Grad von Inflexion erleiden. Es scheint mir demnach sehr schwierig, die Regelmäßigkeit der Refraction zu vereinbaren mit diesen veränderlichen und periodischen Dispositionen der Lichtmolecüle, welche Dispositionen andererseits in dem Emissionssystem unumgänglich sind, wenn man erklären will, wie von einem durchsichtigen Körper ein

Theil des Lichtes reflectirt und ein anderer durchgesehen wird.

Die Hypothese von den Anwandlungen ist durch ihre Complication nicht blofs unwahrscheinlich, sondern auch in ihren Folgerungen schwierig mit den Thatsachen zu vereinbaren, denn sie reicht nicht einmal aus zur Erklärung der Phänomene der Farbenringe, für welche sie ersonnen ward. Sie zeigt zwar, wie die Intensität des an der zweiten Oberfläche der Luftschicht reflectirten Lichts von dem in dieser Schicht durchlaufenen Wege abhängt; allein sie erklärt nicht die an der ersten Oberfläche erzeugten Variationen der Reflexion. Nun aber beweist die Erfahrung, dafs die dunkeln Theile der Ringe nicht blofs aus einer Schwächung der zweiten Reflexion, sondern noch aus einer der ersten hervorgehen.

Um sich davon zu überzeugen, braucht man nur ein Glasprisma auf ein Glas zu legen, dessen untere Seite geschwärzt ist, so dafs das Auge merklich kein anderes Licht als das erhält, welches an den zwei Oberflächen der zwischen den beiden Gläsern befindlichen Luftschicht reflectirt wird. Legt man das Prisma so, dafs es seitwärts über das Glas hinausragt, und dafs der Berührungspunkt dem Rande des letzteren nahe liegt, so kann man die dunkeln Ringe leicht mit dem Theil der Grundfläche des Prisma's vergleichen, welcher seitwärts über das Glas hinausragt und nur das Product einer einzigen Reflexion in das Auge sendet. Man sieht dabei, wenn man homogenes Licht anwendet, dafs dieser Theil des Prisma's weit stärker erleuchtet ist als die dunkeln Ringe, welche demnach nicht als hervorgehend aus der Unterdrückung der unteren Reflexion zu betrachten sind, sondern noch aus einer beträchtlichen Schwächung der oberen Reflexion, besonders an den dunkelsten Punkten des ersten und zweiten Ringes, wo alle Reflexion erloschen scheint, sobald die Gläser gut polirt sind und das einfallende Licht hinreichend vereinfacht worden ist. Klar ist, dafs wenn diefs nicht

mehr von den übrigen Ringen gilt, die Ursache davon bloß in dem Mangel der Homogenität des Lichtes liegt. Wenn man indess auch nicht dahin gelangt, daselbst ein vollkommenes Schwarz hervorzubringen, so kann man doch die Ringe leicht bis zur sechsten Ordnung so dunkel machen, daß die Schwächung der oberen Reflexion evident wird.

Diese Erscheinung scheint mir nach der Newton'schen Theorie schwierig erklärbar. Vielleicht sagt man, die Lichtmoleküle werden, bei Ankunft an der (unteren) Oberfläche des Prisma's, vom (darunter liegenden) Glase angezogen. Wirklich ist diese Hypothese in aller Strenge zulässig für den schwarzen Fleck in der Mitte, wo der Contact der beiden Gläser sehr innig ist; allein dieß gilt nicht mehr für die dunkeln Ringe, welche den Fleck umgeben. Abgesehen von der Unwahrscheinlichkeit, daß die Anziehung der Körper auf die Lichtmoleküle sich bis in so merkliche Entfernungen erstreckt: wie läßt sich begreifen, daß dasselbe Glas, welches diese Moleküle in der Entfernung zwei anzieht, sie in der Entfernung drei abstößt, in der Entfernung vier wiederum anzieht, und so fort?

Weit natürlicher ist dagegen die Annahme, daß diese Erscheinung hervorgehe aus der Einwirkung des an der zweiten Oberfläche der Luftschicht reflectirten Lichts auf das an der ersten Oberfläche zurückgeworfene, und daß diese Einwirkung variirt mit dem Unterschied der durchlaufenen Wege. Die Farbenringe führen demnach, wie die Erscheinungen der Diffraction, zu dem Satz von der gegenseitigen Einwirkung der Lichtstrahlen, wiewohl sie ihn nicht mit derselben Evidenz wie die letzteren beweisen.

In der Undulationstheorie ist dieser Satz eine nothwendige Folge aus der Fundamentalthypothese. Man begreift nämlich, daß wenn zwei Systeme von Lichtwellen einem und demselben Punkt im Raum ganz entgegengesetzte Bewegungen einzuprägen trachten, sie einander

schwächen, und, wenn die beiden Impulse gleich stark sind, sogar vollständig zerstören müssen, daß sie dagegen einander nothwendig verstärken, sobald die Oscillationen in gleicher Richtung vollzogen werden. Die Intensität des Lichts wird demnach abhängen von den respectiven Lagen der beiden Wellensysteme, oder, was dasselbe ist, von dem Unterschied der durchlaufenen Wege, sobald sie aus gemeinschaftlicher Quelle herkommen *). Im entgegengesetzten Fall, wo die Lichtwellen von zwei leuchtenden Punkten herkommen, erleiden die Vibrationen zwar nothwendig dieselben Störungen, und mit großer Schnelligkeit hinter einander, allein diese treten nicht mehr gleichzeitig und auf gleiche Weise ein, weil eben die Vibrationen unabhängig von einander sind. Dadurch verändern sich dann die Wirkungen des gegenseitigen Einflusses der beiden aus diesen Punkten entspringenden Wellensysteme mit jedem Augenblick, und das Auge nimmt sie folglich nicht mehr gewahr **).

*) Mittelst des Interferenzprincips läßt sich das Gesetz der Farbenringe für die senkrechte Incidenz leicht erklären, und ohne die Annahme, daß die Schiefe der Luftschicht irgend eine Veränderung in der Länge der hindurchgehenden Lichtwellen herbeiführe, sieht man, weshalb der Durchmesser der Ringe mit Zunahme des (vom Perpendikel gezählten) Einfallswinkels wächst. Diefes Princip führt zu einer sehr einfachen Formel, welche die Erscheinungen sehr wohl darstellt, mit Ausnahme des Falls einer sehr großen Schiefe der einfallenden Strahlen; wenigstens weichen die Resultate, welche sie für diesen Fall giebt, merklich von den Beobachtungen Newton's ab. Allein möglicherweise rührt dieser Unterschied zwischen der Theorie und Erfahrung davon her, daß das gewöhnliche Refraktionsgesetz Abänderungen erleidet, wenn die Strahlen zwischen zwei so genäherten Gläsern wie die, welche die Farbenringe reflectiren, in großer Schiefe hindurchgehen.

**) Eine ausführlichere und elementare Darstellung der Theorie der Interferenzerscheinungen findet man im Artikel *Licht* im Supplement zur französischen Uebersetzung der Thomson'schen Chemie von Riffault. (Mitgetheilt in den *Annal.* Bd. III S. 89, 303; Bd. V 223, und Bd. XII S. 197 und 366. *P.*)

Nach der Emissionstheorie kann man die gegenseitige Einwirkung zwischen den Lichtmoleculen nicht gestatten, weil die Unabhängigkeit dieser Moleculen nothwendig ist für die Regelmäßigkeit ihres Ganges. Allein es scheint, als könne man jene Erscheinungen auf eine analoge Weise durch die Annahme erklären, daß die durch den Stoß der Lichtmoleculen gegen die Netzhaut veranlaßten Vibrationen des optischen Nerven nach der Art, wie diese Stöße einander folgen, an Stärke variiren *). Man begreift nämlich, daß, wenn zwei Moleculen nach einander auf Einen Punkt der Netzhaut treffen, die Intensität der daraus hervorgehenden Erschütterung abhängen muß von dem Verhältniß der Dauer einer Vibration des optischen Nerven zu dem Zeitraum, welcher zwischen zwei Stößen verstreicht, denn der zweite Stoß kann die von dem ersten erzeugten Vibrationen eben so gut schwächen als verstärken, je nachdem er ihnen beim Zusammentreffen in gleicher oder entgegengesetzter Bewegung mit der seinigen begegnet. Allein diese Hypothese reicht nicht aus, denn man muß noch annehmen, daß die Lichtmoleculen, welche auf einer und derselben Kugelfläche liegen, von dem leuchtenden Punkt, weil sie ihn zum Centrum haben, gleichzeitig ausgegangen sind, und daß die verschiedenen Moleculen, welche einander folgen, periodisch in gleichen Zeiträumen ausgesandt werden, wie wenn diese Aussendung das Resultat von Vibrationen wäre. Auch nach dem Undulationssystem kann man die aus dem gegenseitigen Einfluß der Lichtstrahlen hervorgehenden Erscheinungen nur dann begreifen, wenn diese Strahlen aus einer gemeinschaftlichen Quelle herkommen; allein hier ist der gleichzeitige Abgang der Strahlen eine unmittelbare Folge der angenommenen Theorie, während er bei der Emissionstheorie eine neue Hypothese

*) Diese dem Emissionssystem angepaßte Erklärung der Interferenzerscheinungen rührt von Hrn. Young her.

these erfordert. Nach der Undulationstheorie hängt die Farbe der Lichtstrahlen, oder die Empfindung, welche diese im Auge hervorrufen, von der Dauer der Oscillationen oder der Länge der Wellen ab, und daraus ist klar, daß das Intervall zwischen dem Accorde und der Discordanz, welches durch die Dicke der Luftschicht an den Punkten des Auftretens der dunkeln und hellen Punkte bestimmt wird, mit der angewandten Lichtart variiren muß. Nach dem Emissionssystem, wo die Verschiedenartigkeit der Farbe aus der verschiedenen Natur der Lichtmolecüle entspringt, muß man annehmen, daß die Zeiträume zwischen dem Abgang der einem leuchtenden Theilchen entweichenden Lichtmolecüle, oder, wenn man lieber will, die Vibrationen dieses Theilchens mit der Natur der von diesem ausgesandten Lichtmolecüle variiren, und daß sie immer gleich seyen für die Molecüle derselben Art. Diese letztere Hypothese scheint ganz willkürlich zu seyn, so lange es schwierig ist den Grund von derselben einzusehen. Indefs müßte sie durchaus dem Emissionssystem hinzugefügt werden, wenn man in dieses das so fruchtbare Interferenzprincip einführen wollte.

Daß das Emissionssystem so viele und verwickelte Hypothesen bedarf, ist nicht sein einziger Mangel. Ich werde weiterhin in dieser Abhandlung zeigen, daß, selbst wenn man alle eben genannten Hypothesen annimmt, die Emissionstheorie dennoch nicht zu einer vollständigen Erklärung der Erscheinungen führt, daß vielmehr die Undulationstheorie die einzige ist, welche von allen bei der Diffraction des Lichtes vorkommenden Phänomenen Rechenschaft giebt.

Lichtbeugung. Erster Abschnitt.

Nichts scheint nach der Emissionstheorie einfacher zu seyn, als das Phänomen des Schattenwerfens, vor Allem wenn der leuchtende Gegenstand ein bloßer Punkt ist,

und doch giebt es keine verwickeltere Erscheinung. Nimmt man an, die Oberfläche der Körper besitze eine Abstoßungskraft, welche fähig sey die Richtung der sehr dicht vorbeigehenden Lichtstrahlen abzuändern, so hat man nur zu erwarten, daß die Schatten breiter werden und gegen den Umfang hin sich in den beleuchteten Theil allmählig verlaufen. Indefs sind sie umsäumt von drei sehr deutlich gefärbten Fransen, wenn man sich des weissen Lichts bedient, und von einer viel grösseren Anzahl dunkler und heller Zonen, wenn das angewandte Licht beinahe homogen ist. Wir nennen diese Fransen *äussere*, und geben den Namen *innere Fransen* denen, welche man im Innern schmaler Schatten wahrnimmt.

Bei Annahme der Newton'schen Theorie ist die erste Idee, welche sich darbietet, die, daß die Fransen durch eine von der Oberfläche des Körpers ausgehende abwechselnd anziehende und abstossende Kraft erzeugt werden. Ich will zunächst dieser Theorie in ihren Folgerungen nachgehen, und zeigen, daß sie nicht mit der Erfahrung übereinstimmt. Allein zuvor muß ich aus einander setzen, was für Beobachtungsmittel ich angewandt habe.

Wie bekannt geht die Wirkung einer vor dem Auge gehaltenen Lupe dahin, daß sie den Gegenstand oder das Bild, welches sich in ihrem Brennpunkt befindet, getreu auf der Netzhaut wieder giebt, wenigstens allemal, wenn die Gesamtheit der Strahlen, welche das Bild zusammensetzen, auf die Oberfläche der Lupe fällt. Man kann demnach die Fransen, statt sie mit einer weissen Pappscheibe oder mattgeschliffenen Glastafel aufzufangen, direct mit einer Lupe beobachten, wo man dieselben dann so sieht, wie sie in dem Brennpunkt dieser vorhanden sind. Man braucht nur die Lupe auf den leuchtenden Punkt zu richten, und sie dabei zwischen dem Auge und dem Gegenstand so aufzustellen, daß der Vereinigungspunkt der gebrochenen Strahlen auf die Mitte der Pupille

fällt, was man daran erkennt, daß das gesammte Feld der Lupe erleuchtet scheint. Dieß Verfahren, schon vorzüglicher als die beiden andern, weil es erlaubt, die Diffractionerscheinungen, selbst in einem sehr schwachen Lichte, bequem zu studiren, hat noch den Vortheil, daß es erlaubt, die äußeren Fransen fast bis zum Orte ihrer Entstehung zu verfolgen. Als ich mit einer Lupe von zwei Millimeter Brennweite und in einem fast homogenen Licht die Fransen sehr nahe an ihrem Ursprung betrachtete, jedoch so, daß ich noch die dunkle Zone fünfter Ordnung unterscheiden konnte, schien mir der Abstand dieser Zone vom Rande des Schattens, bei Vergleichung mit den Abtheilungen eines Mikrometers, kleiner als anderthalb Hundertel eines Millimeters, und ich erblickte die drei ersten Fransen innerhalb eines Raumes, der nicht ein Hundertel eines Millimeters überschritt. Bediente man sich einer convexeren Linse, so würde man ohne Zweifel diesen Raum noch mehr verringern. Man kann demnach annehmen, daß die dunkeln und hellen Zonen vom Rande des Körpers selbst ausgehen, falls man nicht die Genauigkeit über 0,01 Millimeter treibt, eine Genauigkeit, die indess hinreicht, und nicht einmal überschritten werden kann, sobald die Fransen, wie die, welche man für gewöhnlich beobachtet, etwas breit sind.

Mißt man nun die äußeren Fransen bei gleichem Abstände vom Schirm (dem schattenwerfenden Körper) und bringt diesen näher an den leuchtenden Punkt, so sieht man dieselben bedeutend breiter werden. Dennoch muß der Winkel zwischen der vom leuchtenden Punkt zum Rand des Schirms gezogenen Tangente und den einfallenden Strahlen, welche durch den Ursprung der Fransen gehen, fast Null seyn, weil die Fransen an ihrem Entstehungsort nicht über ein Hundertel eines Millimeters von einander entfernt sind; mithin können die Variationen dieses Winkels keinen merklichen Einfluß auf die Breite der Fransen haben, und folglich wäre man,

um diese Verbreiterung zu erklären, zu der Annahme genöthigt, daß die Abstoßungskraft zunähme in dem Maasse als der opake Körper dem leuchtenden Punkte näher kommt; diese Annahme würde aber unbegreiflich seyn, weil die Intensität dieser Kraft offenbar nur abhängen kann von dem Abstände, in welchem das Lichtmolecül neben dem opaken Körper vorbeigeht, von der Gröfse und Gestalt, Dichte, Masse und Natur des Körpers, welche Dinge aber, der Hypothese nach, sämmtlich constant bleiben.

Allein, selbst wenn man annähme, daß die dunkeln und hellen Zonen viel weiter vom Rande des Schirms entspringen, was die Zunahme ihrer Divergenz bei vermehrter Annäherung an den leuchtenden Punkt zu erklären scheint, ist es unmöglich, die Resultate der Erfahrung zu vereinbaren mit der Formel, welche sich aus der von uns discutirten Hypothese ergibt.

Die folgende Tafel giebt die Abstände des dunkelsten Punktes der dunkeln Zone vierter Ordnung von dem Rande des geometrischen Schattens *) für verschiedene Entfernungen des opaken Körpers vom leuchtenden Punkt. Diese Messungen sind gemacht mit einem Mikrometer, bestehend aus einer Linse, in deren Brennpunkt ein Seidenfaden ausgespannt ist, und einer Mikrometerschraube, welche erstere in Bewegung setzt. Mittelst einer in hundert Theile getheilten Scheibe, vor welcher sich ein an der Schraube befestigter Zeiger bewegt, kann man die Verschiebung des Seidenfadens bis auf ein Hundertel des Millimeters bestimmen.

Die Versuche sind angestellt mit einem rothen, fast homogenen Lichte, erhalten mittelst eines gefärbten Glases, welches die Eigenschaft hat, nur die rothen und ei-

*) *Geometrischen Schatten* nenne ich den Raum zwischen den geraden Linien, welche vom leuchtenden Punkt tangentiell zu den Rändern des Schirms gezogen werden; dieser Schatten wäre es, der geworfen würde, wenn das Licht keine Inflexion erlitt.

nen kleinen Theil der orangefarbenen Strahlen hindurchzulassen. Mit einem Prisma würde man zwar ein homogeneres Licht erhalten haben, allein man wäre dann auch bei verschiedenen Beobachtungen nicht mehr seiner Identität gewiss gewesen, was doch hier das wesentlichste Erforderniß war.

No. der Beobachtungen.	Abstand des opaken Körpers vom		Abstand d. Mitte d. dunkeln Zone vierter Ordnung vom Rande des geometrischen Schattens.
	leuchtend. Punkt.	Mikrometer.	
1	0,1000 Met.	0,7985 Met.	5,96 Millimeter
2	0,510	1,005	3,84
3	1,011	0,996	3,12
4	2,008	0,999	2,71
5	3,018	1,003	2,56
6	4,507	1,018	2,49
7	6,007	0,999	2,40

Bezeichnet man mit a und b respective die Abstände des opaken Körpers vom leuchtenden Punkt und vom Mikrometer, so wie mit d den Abstand des Randes dieses Körpers vom Ursprungsort der dunkeln Zone vierter Ordnung, und mit r die Tangente des Winkels der kleinen durch die Abstofsungskraft erzeugten Inflexion, so hat man für den Abstand des dunkelsten Punktes dieser dunkeln Zone vom Rande des geometrischen Schattens den Ausdruck: $br + \frac{d(a+b)}{a}$. Wenn nun r und d un-

verändert blieben für alle respectiven Abstände des leuchtenden Punktes vom opaken Körper und vom Mikrometer, so reichten zwei Beobachtungen zur Bestimmung des Werthes dieser beiden Größen hin. Combinirt man aber die erste mit der letzten Beobachtung, so findet man $d=0^{\text{mm}},5019$ und $r=1,8164$, und man müßte dem zufolge annehmen, daß die dunkle Zone vierter Ordnung an ihrem Ursprunge um ein halbes Millimeter vom Rande des opaken Körpers entfernt wäre. Substituirt man diese

Werthe in der Formel und wendet sie auf die intermediären Beobachtungen an, so bekommt man die folgenden Zahlen, von denen mehr, wie man sieht, sehr stark von den Resultaten der Erfahrung abweichen.

No. der Beobachtungen.	Abstand des opaken Körpers vom		Abstand d. dunkelst. Punkt. d. vierten Zone v. Rande d. geometrischen Schattens.		Unterschied.
	leuchtend. Körper.	Mikrometer.	nach der Beobacht.	nach der Formel.	
1	0 ^m ,1000	0 ^m ,7985	5 ^{mm} ,96		
2	0 ,510	1 ,005	3 ,84	3 ^{mm} ,32	-0 ^{mm} ,52
3	1 ,011	0 ,996	3 ,12	2 ,81	-0 ,31
4	2 ,008	0 ,999	2 ,71	2 ,57	-0 ,14
5	3 ,018	1 ,003	2 ,56	2 ,49	-0 ,07
6	4 ,507	1 ,018	2 ,49	2 ,46	-0 ,03
7	6 ,007	0 ,999	2 ,40		

Will man die Bildung der Fransen von abwechselnden Dilatationen und Condensationen der nahe beim dunkeln Körper vorbeigehenden Strahlen ableiten, so wird man noch zu einer anderen, den Thatsachen widersprechenden Folgerung geleitet, zu der nämlich, daß die Centra der dunkeln und hellen Zonen sich nach geraden Linien fortpflanzen müßten, welche die Axen der dilatirten oder condensirten Zonen wären. Nun beweist aber die Erfahrung, daß ihre Bahnen Hyperbeln sind, deren Krümmung für die äußeren Fransen sehr merklich wird, sobald der schattenwerfende Körper hinreichend vom leuchtenden Punkt entfernt ist.

Als der Körper 3^m,018 vom leuchtenden Punkt abstand, maß ich, erst bei 0^m,0017, dann bei 1^m,003 und zuletzt bei 3^m,995 Entfernung vom Körper, den Abstand des dunkelsten Punktes der dunkeln Zone dritter Ordnung vom Rande des geometrischen Schattens, und fand ihn respective: 0^{mm},08; 2^{mm},20 und 5^{mm},83. Verbindet man den ersten und letzten Punkt durch eine gerade Linie, so findet man für die Ordinate, welche dem dazwi-

chen liegenden Punkt entspricht, $1^{\text{mm}},52$ statt $2^{\text{mm}},20$; der Unterschied hievon ist $0^{\text{mm}},68$, d. h. etwa anderthalb Mal so groß als die Zwischenräume zwischen den Mitten der dritten und zweiten Zone; denn dieser Zwischenraum beträgt bei $1^{\text{m}},003$ Abstand von dem dunkeln Körper nur $0^{\text{mm}},42$. Es ist also klar, daß der Unterschied von $0^{\text{mm}},68$ nicht von einer aus dem verwaschenen Umrisse der Fransen entsprungene Ungenauigkeit der Beobachtungen hergeleitet werden kann. Nicht besser würde er sich durch die Annahme erklären lassen, daß die bei $3^{\text{m}},995$ Abstand vom Körper gemachte Beobachtung unrichtig sey. Zwar mußten die Beobachtungen, weil die Fransen bei diesem Abstand breiter sind, weniger genau seyn; allein erstlich bemerkte ich bei mehrmaliger Wiederholung derselben nur Schwankungen von höchstens drei oder vier Hunderteln eines Millimeters, und überdies würde, selbst wenn man bei dieser Messung einen Fehler von einem halben Milimeter annähme, nur ein Unterschied von $0^{\text{mm}},13$ daraus für den Abstand $1^{\text{m}},003$ erfolgen. Mithin beweist dieser Versuch vollkommen, daß die äußeren Fransen krumme Linien beschreiben, die nach außen hin convex sind.

Die folgende Tafel enthält diese Curven, bezogen auf ihre Sehnen, für verschiedene Beobachtungsreihen, deren jede bei einem constanten Abstand des opaken Körpers vom leuchtenden Punkt angestellt wurde. Bei der vierten Reihe habe ich zunächst angenommen, daß die Sehne die beiden äußersten Beobachtungspunkte verbinde, und darauf habe ich sie vom Rande des dunkeln Körpers selbst ausgezogen, von welchem (dem Rande) der Ursprung der Fransen, wie man gesehen, sehr wenig entfernt ist. Bei den übrigen Reihen verbindet die Sehne ebenfalls den Rand des dunkeln Körpers und den entferntesten Punkt.

Abstand des schat-
tenwerfenden Kör-
pers vom

Ordinaten der Curven der dunkeln Fransen,
bezogen auf ihre Sehnen, in Millimetern.

leuch-
tend.
Punkt.

Mikro-
meter.

a.
b.
Millimeter.

1. Ordn. | 2. Ordn. | 3. Ordn. | 4. Ordn. | 5. Ordn.

Erste Reihe.

510	0	0	0	0	0	0
	110	0,19	0,29	0,35	0,40	0,44
	501	0,14	0,21	0,25	0,30	0,34
	1005	0	0	0	0	0

Zweite Reihe.

1011	0	0	0	0	0	0
	116	0,23	0,35	0,42	0,49	0,55
	502	0,27	0,40	0,51	0,57	0,63
	996	0,21	0,30	0,38	0,42	0,49
	2010	0	0	0	0	0

Dritte Reihe.

2008	0	0	0	0	0	0
	118	0,26	0,38	0,47	0,54	0,60
	999	0,34	0,48	0,60	0,68	0,76
	2998	0	0	0	0	0

Vierte Reihe,

bezogen auf die Sehne von dem ersten zum letzten Punkt.

3018	1,7	0	0	0	0	0
	253	0,30	0,45	0,56	-	-
	500	0,38	0,53	0,65	-	-
	1003	0,38	0,56	0,68	-	-
	1998	0,31	0,45	0,54	-	-
	3002	0,17	0,23	0,28	-	-
	3995	0	0	0	0	0

Vierte Reihe,

bezogen auf die Sehne vom Körpernd zum letzten Punkt.

3018	0	0	0	0	0	0
	1,7	0,04	0,06	0,08	-	-
	253	0,34	0,50	0,63	0,73	0,83
	500	0,41	0,58	0,72	0,85	0,94
	1003	0,41	0,60	0,74	0,87	0,97
	1998	0,32	0,48	0,57	0,67	0,75
	3002	0,18	0,25	0,30	0,38	0,39
	3995	0	0	0	0	0

Abstand des schattenwerfenden Körpers vom		Ordinaten der Curven der dunkeln Fransen, bezogen auf ihre Sehnen, in Millimetern.				
leuchtend. Punkt.	Mikrometer.					
a.	b.	1. Ordn.	2. Ordn.	3. Ordn.	4. Ordn.	5. Ordn.
Millimeter.	Millimeter.					
Fünfte Reihe.						
4507	0	0	0	0	0	0
	131	0,27	0,40	0,50	0,58	0,66
	1018	0,32	0,48	0,59	0,71	0,81
	2506	0	0	0	0	0
Sechste Reihe.						
6007	0	0	0	0	0	0
	117	0,23	0,33	0,42	0,49	0,53
	999	0	0	0	0	0

Man sieht also, die Hypothese von Condensationen und Dilatationen, erzeugt durch die Wirkung des Körpers auf die Lichtstrahlen, ist unzulänglich zur Erklärung der Diffractionerscheinungen. Mittelst des Interferenzprinzips dagegen läßt sich einsehen nicht nur warum die Fransen ihre Breite verändern, wenn man sich dem leuchtenden Körper nähert oder von ihm entfernt, sondern auch warum die hellen und dunkeln Zonen krummlinig sind. Das Gesetz der Interferenzen oder der gegenseitigen Einwirkung der Lichtstrahlen ist eine unmittelbare Folge der Undulationstheorie; überdiß ist es durch so viele verschiedenartige Versuche bewiesen und bestätigt, daß man es als eins der ausgemachtsten Sätze der Optik betrachten kann.

Grimaldi hat zuerst die Wirkung entdeckt, welche die Lichtstrahlen auf einander ausüben. In der letzten Zeit hat der berühmte Thomas Young durch einen einfachen und sinnreichen Versuch gezeigt, daß die inneren Fransen aus dem Zusammentreffen der an den beiden Seiten des Körpers gebeugten Strahlen entspringen. Er fing nämlich mit einem Schirm einen dieser Lichtstrahlen auf, und dadurch verschwanden die inneren Fransen immer

vollständig, von welcher Gestalt, Masse und Natur der Körper auch seyn mochte, und gleichviel, ob der Lichtbündel vor oder hinter dem Körper aufgefangen ward.

Die lebhaftesten und schärfsten Fransen erzeugt man, wenn man in eine Papp- oder Metallscheibe zwei parallele und einander hinreichend nahe, sehr feine Schlitzte macht, und vor diesem so durchschlitzten Schirm einen leuchtenden Punkt aufstellt. Beobachtet man alsdann den Schatten mit einer zwischen dem schattenwerfenden Körper und dem Auge gehaltenen Lupe, so sieht man, sobald das Licht gänzlich durch beide Oeffnungen geht, eine große Anzahl recht deutlich farbiger Fransen, welche verschwinden, so wie man das Licht von einer der Schlitzte auffängt.

Dieselben Fransen, und zwar mit noch reineren und lebhafteren Farben, erhält man auch, wenn man zwei Lichtbündel, die aus einer gemeinschaftlichen Quelle abstammen, an zwei Metallspiegeln regelmässig und so reflectiren läßt, daß sie unter einem sehr kleinen Winkel zusammentreffen. Um sie hervorzubringen, muß man ja dafür sorgen, daß an den Kanten, in welchen sich die beiden Spiegel berühren, oder wenigstens an einer Stelle dieser Kanten, die Oberfläche des einen Spiegels nicht merklich vor der andern hervorrage, damit der Unterschied der durchlaufenen Wege sehr klein sey für die Strahlen, welche sich in dem gemeinschaftlichen Stück der beiden Lichtfelder vereinigen *). Ich bemerke im

*) Im weissen, und selbst in einem möglichst homogenen Licht gewahrt man immer nur eine ziemlich eingeschränkte Zahl von Fransen, weil das Licht, welches man, so weit es sich ohne zu große Schwächung seiner Intensität thun läßt, vereinfacht hat, immer noch aus heterogenen Strahlen besteht, folglich dunkle und helle Streifen von ungleicher Breite erzeugt, die in dem Maasse, als sie sich von der ersten Ordnung entfernen, über einander greifen und zuletzt einander vollständig auslöschen. Deshalb erblickt man keine Fransen mehr, sobald der Unterschied der durchlaufenen Wege ein wenig beträchtlich ist. —

Vorbegehen, dafs nur allein die Undulationstheorie die Idee zu diesem Versuche angeben konnte, dafs ein solcher Versuch zu zarte Vorsichtsmafsregeln und so langes Probiren erfordert, dafs es fast unmöglich wäre, durch Zufall auf ihn geführt zu werden.

Nimmt man einen der Spiegel fort, oder fängt man das von ihm reflectirte Licht auf, sey es vor oder nach der Reflexion, so verschwinden die Fransen, wie bei den vorhergehenden Versuch. Was ferner klar zeigt, dafs diese Fransen durch das Zusammentreffen der beiden Lichtbündel, und nicht durch die Wirkung der Spiegelränder gebildet werden, ist dafs, das die Fransen immer senkrecht stehen auf der die beiden Bilder des leuchtenden Punkts verbindenden Linie, wie auch dieser Punkt gegen die Spiegelränder geneigt seyn mag, wenigstens in der Ausdehnung des gemeinschaftlichen Feldes der beiden regelmäfsig reflectirten Lichtbündel *).

Da die Fransen, welche man im Innern des Schattens eines schmalen Körpers beobachtet, oder die, welche man mit zwei Spiegeln erhält, offenbar aus dem gegenseitigen Einflufs der Lichtstrahlen hervorgehen, so deutet die Analogie darauf hin, dafs dasselbe auch der Fall seyn müsse mit den äufseren Fransen, welche die Schatten der von einem leuchtenden Punkt erhellten Körper umsäumen. Die erste Hypothese, welche sich beim

Was das Detail dieses Versuchs und seine Erklärung durch das Interferenzprincip betrifft, so kann man darüber das schon erwähnte Supplement zur französischen Uebersetzung von Thomson's Chemie zu Rathe ziehen. (S. Annal. Bd. V S. 224.)

- *) Wenn die Fransen sich über dieses gemeinschaftliche Feld hinaus erstrecken, so entspringen ihre äufseren Theile aus dem Zusammentreffen der an einem der Spiegel regelmäfsig reflectirten Strahlen mit den am Rande des andern gebeugten, und die Richtung derselben mufs also verschieden seyn. Betrachtet man das Phänomen mit Aufmerksamkeit, so sieht man, dafs in dem einen wie in dem andern Fall die Gestalt und die Lage der Fransen immer mit der Interferenztheorie übereinstimmen.

Nachdenken darbietet, ist die: daß diese Fransen erzeugt seyn durch das Zusammentreffen der directen Strahlen mit dem an Rande des Körpers reflectirten, die inneren Fransen aber durch die gegenseitige Wirkung der an beiden Seiten des opaken Körpers in den Schatten gebeugten Strahlen, und daß ferner diese gebeugten Strahlen von der Oberfläche selbst oder von unendlich nahen Punkten an derselben ausgehen. Diefs scheint die Meinung des Hrn. Young gewesen zu seyn, und auch ich habe dieselbe anfangs angenommen, ehe ich die Erscheinungen, welche mir die Unrichtigkeit dieser Hypothese darthaten, gründlicher studirt hatte. Ich will indeß zunächst diese Hypothese entwickeln und die aus ihr abgeleiteten Formeln beibringen, damit man sie leichter vergleichen könne mit der Theorie, welche ich statt ihrer aufgestellt habe.

Es sey R (Taf. II Fig. 5) der strahlende Punkt, AA' der undurchsichtige Körper, $F T'$ die weiße Pappe, mit der man den Schatten auffängt, oder die Brenn-Ebene der Lupe, mit der man die Fransen beobachtet. $R T$ und $R T'$ sind die den Körper tangirenden Strahlen und, T und T' die Gränzen des geometrischen Schattens. Durch a bezeichne ich den Abstand RB des leuchtenden Punktes vom undurchsichtigen Körper, und durch b den Abstand BC dieses Körpers von der Pappscheibe; ferner durch c die Breite AA' des Körpers, welche ich so klein gegen die Abstände a und b annehme, daß es gleich ist, ob man die Breite der Fransen in einer Ebene senkrecht auf $R T$ oder senkrecht auf der durch die Mitte des Schattens gehenden Linie $R C$ mißt.

Diefs gesetzt, beschäftigen wir uns zunächst mit den äußeren Fransen. Es sey F ein Punkt auf der Pappscheibe außerhalb des Schattens. Der Unterschied der Wege, welche die in diesem Punkt zusammentreffenden Strahlen, d. h. die directen und die am Rande des Körpers reflectirten, durchlaufen haben, ist $RA + AF - RF$. Bezeichnen wir FT mit x , entwickeln die Werthe von

RF , AR und AF in eine Reihe, und vernachlässigen dabei, wegen der Kleinheit von x und c , alle Glieder, welche mit einer die zweite übersteigenden Potenz dieser beiden Größen multiplicirt sind, so findet man, daß die Glieder, welche c enthalten, sich gegenseitig zerstören und man erhält für den Unterschied der durchlaufenen Wege den Ausdruck:

$$d = \frac{a}{2b(a+b)} \cdot x^2$$

woraus:

$$x = \sqrt{\frac{2db(a+b)}{a}}.$$

Bezeichnet man mit λ die Länge einer Lichtwelle, d. h. den Zwischenraum zwischen zwei Punkten des Aethers, welche ihre Oscillationen gleichzeitig und in gleicher Richtung vollziehen, so wird $\frac{1}{2}\lambda$ der Zwischenraum zwischen zwei Aethermoleculen seyn, die auch gleichzeitig, aber in entgegengesetzter Richtung schwingen. Zwei Wellensysteme also, welche durch den Zwischenraum $= \lambda$ von einander getrennt sind, stimmen vollkommen überein in ihren Vibrationen; sie heben sich aber vollständig auf, sobald der Abstand zwischen den entsprechenden Punkten $= \frac{1}{2}\lambda$ ist. Folglich müßte nach der obigen Formel der Werth von x , welcher dem dunkelsten Punkt der dunkeln Zone erster Ordnung entspricht, gleich seyn

$$= \sqrt{\frac{\lambda b(a+b)}{a}}. \text{ Allein es folgt im Gegentheil aus der}$$

Beobachtung, daß dies beinah der Ort des hellsten Punkts der ersten Franse ist. Nach derselben Theorie müßte der Rand des geometrischen Schattens, wo der Unterschied der durchlaufenen Wege Null ist, heller seyn als die übrigen Fransen, und es ist gerade der dunkelste Punkt außerhalb des Schattens. Im Allgemeinen ist die Lage der dunkeln und hellen Fransen aus dieser Theorie abgeleitet, fast genau umgekehrt die, welche die Erfahrung giebt. Dies ist die erste Schwierigkeit bei dieser Theorie. Um

sie zu heben muß man annehmen, daß die an dem Rand des Körpers reflectirten Strahlen eine Verzögerung von einer halben Undulation erleiden; alsdann muß man $\frac{1}{2}\lambda$ zu dem Unterschiede d der durchlaufenen Wege addiren und die allgemeine Formel wird:

$$x = \sqrt{\frac{(2d + \lambda)b(a+b)}{a}}.$$

Substituirt man in dieser Formel, statt d nach einander $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$, $\frac{7}{2}\lambda$ u. s. w., so hat man für die Werthe von x , welche den dunkeln Zonen erster, zweiter, dritter, vierter u. s. w. Ordnung entsprechen:

$$\sqrt{\frac{2\lambda b(a+b)}{a}}, \sqrt{\frac{4\lambda b(a+b)}{a}}, \sqrt{\frac{6\lambda b(a+b)}{a}}, \\ \sqrt{\frac{8\lambda b(a+b)}{b}}, \text{ u. s. w.}$$

Diese Formeln scheinen ziemlich gut mit der Beobachtung zu stimmen; durch recht genaue Messungen findet man aber, daß die Verhältnisse, welche sie unter der Breite der Fransen festsetzen, nicht ganz genau sind, wie wir bald sehen werden.

Ich wende mich nun zu den Fransen, welche innerhalb des Schattens durch das Zusammenwirken der beiden bei A und A' gebeugten Lichtbündel gebildet werden.

Es sey M (Taf. II Fig. 5) irgend ein Punkt im Innern des Schattens. Die Intensität des Lichts in diesem Punkt hängt ab von dem Grade des Accordes oder der Discordanz zwischen den Vibrationen der sich daselbst vereinigenden Strahlen AM und $A'M$ oder von dem Unterschied der durchlaufenen Wege $A'M - AM$. Ich bezeichne durch x den Abstand MC des Punktes M von der Mitte des Schattens und durch d den Unterschied zwischen den durchlaufenen Wegen, und finde dadurch:

$$d = \sqrt{b^2 + (\frac{1}{2}c + x)^2} - \sqrt{b^2 + (\frac{1}{2}c - x)^2}.$$

Entwickelt man die Wurzelgrößen in Reihen und vernachlässigt die höheren Potenzen von x wegen der Kleinheit dieser Größe in Bezug auf b , so hat man:

$$d = \frac{cx}{b} \text{ oder } x = \frac{db}{c}.$$

Substituirt man in dieser Formel statt d nach einander $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$, $\frac{7}{2}\lambda$ u. s. w., so hat man für die Werthe von x , welche den dunkeln Zonen erster, zweiter, dritter, vierter u. s. w. Ordnung entsprechen, die Ausdrücke:

$$\frac{b\lambda}{2c}, \frac{3b\lambda}{2c}, \frac{5b\lambda}{2c}, \frac{7b\lambda}{2c}$$

und folglich für den Zwischenraum zwischen den Mitten zweier auf einander folgenden dunkeln Zonen: $\frac{b\lambda}{c}$.

Der allgemeine Ausdruck für irgend eine Anzahl n dieser Zwischenräume ist also:

$$\frac{nb\lambda}{c}.$$

So lange die letzten Zonen hinlänglich vom Rande des Schattens entfernt sind, stimmt diese Formel ziemlich gut mit der Beobachtung; sobald sie sich demselben aber sehr nähern oder über ihn hinausgehen, bemerkt man einen kleinen Unterschied zwischen ihrer wirklichen Lage und der, welche sich aus der Formel ergibt. Im Allgemeinen giebt diese Rechnung etwas größere Breiten als die Beobachtung. Den Grund hievon werde ich bei Auseinandersetzung der wahren Diffractionstheorie angeben.

Es folgt auch aus dieser Formel, daß die Breite der inneren Fransen ganz unabhängig seyn müßte von dem Abstand a des leuchtenden Punktes vom opaken Körper; allein dieß stimmt nicht vollkommen mit der Erfahrung, vor Allem, wenn die Fransen die ganze Breite

des Schattens einnehmen; alsdann variirt ihre Lage merklich mit dem Abstände a .

Nach der Formel $\sqrt{\frac{2n\lambda b(a+b)}{a}}$, welche wir so eben für die äußeren Fransen fanden, hängt die Lage dieser sowohl von a als von b ab. Wirklich zeigt auch die Erfahrung, daß die Breite derselben zu- und abnimmt, je nachdem der opake Körper mehr oder weniger dem leuchtenden Punkt genähert wird, und die Verhältnisse zwischen den verschiedenen Breiten einer und derselben Franse ergeben sich aus der Formel genau so wie durch die Beobachtung. Allein die merkwürdigste Folgerung aus dieser Formel ist, daß wenn a constant bleibt, der Abstand der in Betracht gezogenen dunkeln oder hellen Zone vom Rande des geometrischen Schattens nicht b proportional ist, wie bei den inneren Fransen, diese Zone also nicht wie eine der letzteren eine gerade Linie beschreibt, sondern eine Hyperbel von merklicher Krümmung. Diefß bestätigt auch die Erfahrung, wie man aus den vorhin beigebrachten Beobachtungen ersehen hat.

Bei Erwägung der auffallenden Uebereinstimmung dieser Formeln mit der Erfahrung, war es natürlich, dieselben als den getreuen Ausdruck des Gesetzes der Erscheinungen zu betrachten, und die kleinen Unterschiede zwischen der Rechnung und der Beobachtung den von so feinen Messungen unzertrennlichen Ungenauigkeiten zuzuschreiben *). Untersucht man aber aufmerksam die Hy-

*) Es könnte vielleicht auf den ersten Blick scheinen, daß sich diese Hypothese auf das Emissionssystem übertragen ließe, wenn man in dieses das Interferenzprincip einführte, wie ich es oben angegeben habe. Allein, abgesehen von der Complication der Fundamentalhypothesen und der geringen Wahrscheinlichkeit einiger derselben, würde dieses Princip, wie mir scheint, zu widersprechenden Folgerungen mit dem Emissionssysteme führen.

Hr. Arago hat bemerkt, daß wenn man an dem einen Rand eines Körpers, der so schmal ist, daß im Innern seines Schattens Fransen entstehen, eine dünne durchsichtige Lamelle auf-

Hypothese, auf welcher diese Formeln beruhen, und geht ihren Folgerungen nach, so findet man, daß sie mit den Thatsachen in Widerspruch steht.

Entständen die Fransen wirklich aus dem Zusammenreffen der directen und der am Rande des Körpers reflectirten Strahlen, so müßte ihre Intensität nothwendig von der Größe und der Krümmung der Oberfläche des Körpers abhängen. So z. B. müßten die Fransen, welche von dem Rücken eines Rasirmessers erzeugt werden, viel ansehnlicher seyn als die von der Schneide desselben bewirkten; untersucht man sie aber mit einer Lupe, selbst in dem Abstand von einigen Centimetern, so ge-

stellt, diese Fransen verschoben, nach Seite der Lamelle gerückt werden. Nun folgt aus dieser Erscheinung, bei Annahme des Interferenzprincips, daß die durch die Lamelle gegangenen Strahlen in ihrem Gange verzögert worden sind, weil die nämlichen Fransen, in allen Fällen, gleichen Intervallen zwischen den Ankunftszeiten der Strahlen entsprechen müssen. Diese Folgerung, durch welche das Undulationssystem so wohl bestätigt wird, ist im offenbaren Widerspruch mit dem Emissionssystem, da man in demselben zu der Annahme gezwungen ist, das Licht gehe schneller in dichten als in lockeren Körpern.

Dieser Einwurf läßt sich nicht dadurch beseitigen, daß man statt des Gang-Unterschiedes den Unterschied der Anwandlungen der Lichtmolecüle einführt; vielmehr büßt man alsdann alle Vortheile des Interferenzprincips ein, indem man eine klare Idee durch eine vage, eine genügende Erklärung durch eine andere, die Einsicht in die Erscheinungen nicht erleichternde ersetzt. Denn man begreift wohl, wie zwei Lichtmolecüle, welche Einen Punkt der Netzhaut treffen, eine mehr oder weniger lebhafte Empfindung bewirken, je nach dem Zeitraum zwischen zwei auf einander folgenden Stößen, vermöge des Accordes oder der Discordanz der Vibrationen, welche sie den optischen Nerven einzuprägen trachten, aber man sieht bei weitem nicht so klar ein, was aus dem Unterschied der Anwandlungen zweier Lichtmolecüle erfolgen könne, und wie sie, wenn sie gleichzeitig den optischen Nerven treffen, keine Wirkung hervorbringen, sobald sie sich in entgegengesetzten Anwandlungen befinden, obwohl übrigens ihre mechanischen Stöße im vollständigen Accord stehen.

wahrt man keinen merklichen Unterschied in der Stärke beider. Um diesen Vergleich zu erleichtern kann man sich einer Stahlplatte bedienen, von deren Rändern einer zur Hälfte abgerundet, zur Hälfte zugeschärft ist, und zwar so, daß die äußersten Kanten beider in Einer geraden Linie liegen. Dadurch kann man sich leicht überzeugen, daß die Fransen in der ganzen Erstreckung des Randes eine gleiche Intensität besitzen.

Bekanntlich reflectiren matte Oberflächen unter sehr schiefen Incidenzen das Licht fast eben so gut als die best polirten Spiegel. Der Grund hievon ist nach dem Emissionssystem wie nach dem Undulationssystem leicht anzugeben. Allein, wenn man auch begreift, daß bei bedeutenden Schiefen der Unterschied der Politur verschwindet, so sieht man doch nicht ein, wie die Intensität des reflectirten Lichts unabhängig werden kann von dem Grade der Krümmung der reflectirenden Fläche; denn klar ist, daß, je kleiner der Krümmungshalbmesser dieser Fläche ist, die Strahlen desto stärker divergiren müssen, welche Schiefe sie übrigens auch gegen die Fläche haben mögen.

Auch noch durch einen anderen, recht einfachen Versuch habe ich mich überzeugt, daß die Hypothese, welche ich anfangs annahm und gegenwärtig bekämpfe, unrichtig ist. Nachdem ich einem Kupferblech die in Fig. 6 Taf. II abgebildete Gestalt gegeben hatte, stellte ich es in einem dunkeln Zimmer vor einem leuchtenden Punkt auf, etwa vier Meter von ihm entfernt, und untersuchte seinen Schatten mit einer Lupe. Als ich mich nun stufenweise von dem Blech entfernte, beobachtete ich Folgendes. Sobald die Fransen, welche von jeder der beiden sehr schmalen Oeffnungen $CEE'C'$ und $DDF'D'$ erzeugt wurden, durch ihre Verbreiterung aus dem geometrischen Schatten von $CDEF$, der alsdann nur noch ein fast weißes Licht von jedem einzelnen Schlitz empfing, getreten waren, so zeigten die inneren Fransen, welche

aus dem Zusammentreffen der beiden Lichtbündel herührten, weit lebhaftere und reinere Farben, zugleich auch weit mehr Helligkeit als die inneren Fransen des Schattens von $ABCD$. Als ich mich weiter entfernte, sah ich das Licht abnehmen in der ganzen Ausdehnung des Schattens von $ABEF$, aber weit rascher hinter $EFDC$ als hinter dem oberen Theil $ABCD$, so daß es einen Punkt gab, wo die Intensität des Lichts unten und oben gleich zu seyn schien, und hinter welchem die Fransen am unteren Theil dunkler wurden *), wiewohl ihre Farben immer noch weit reiner als die der Fransen in dem oberen Theil waren.

Wenn nur dasjenige Licht, welches unmittelbar die Ränder des schattenwerfenden Körpers streifte, gebeugt worden wäre, hätten die Fransen des oberen Theils viel deutlicher und mit weit reineren Farben erscheinen müssen als die des unteren; denn die ersten wären entstanden aus dem Zusammentreffen zweier Wellensysteme, welche ihre Centra auf den beiden Rändern AC und BD hätten, während die anderen gebildet seyn würden aus dem Zusammenwirken von vier Wellensystemen, deren Centra auf den Rändern $C'E'$, CE , DF und $D'F'$ lägen, was nothwendig, im homogenen Licht, den Helligkeitsunterschied zwischen den dunkeln und hellen Zonen, oder, im weissen Lichte, die Reinheit der Farben vermindert haben würde, weil die Fransen, erzeugt durch die an $C'E'$ und DF reflectirten und inflectirten Strahlen nicht vollkommen mit denen zusammenfallen würden, welche aus dem Zusammentreffen der von CE und $D'F'$ ausgegangenen Strahlen gebildet worden wären. Die Erfahrung lehrt aber das Gegentheil, wie eben gesagt. In

*) Damit dieser Unterschied der Dunkelheit zwischen den beiden Theilen des Schattens recht deutlich werde, muß man die Spalten CE und DF in Bezug auf ihren Zwischenraum sehr schmal machen und das Kupferblech hinlänglich vom leuchtenden Punkt entfernen.

derselben Hypothese könnte man zwar den Umstand, daß der Schatten von $CDEF$ mehr erhellt ist als der von $ABCD$, durch die doppelte Lichtquelle, welche jeder Ausschnitt durch seine beiden Ränder liefert, erklären; allein es würde aus eben dieser Erklärung auch folgen, daß der untere Theil immer seinen Vorrang an Helligkeit behalten müßte, und kurz vorhin sahen wir, daß dem nicht so ist.

Aus den eben angeführten Versuchen folgt, daß man die Diffractionerscheinungen nicht bloß von den die Ränder der Körper berührenden Strahlen ableiten kann, daß man im Gegentheil annehmen muß, daß eine Unzahl anderer Strahlen, ungeachtet sie einen merklichen Abstand von diesen Körpern haben, aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden und gleichfalls zur Bildung der Fransen beitragen.

Das Breiterwerden eines Lichtbündels nach seinem Durchgange durch eine sehr schmale Oeffnung beweist auf eine noch directere Weise, daß sich die Inflexion des Lichts auf eine merkliche Entfernung von den Rändern einer solchen Oeffnung erstreckt. Durch das Nachdenken über diese Erscheinung erkannte ich den Fehler, in welchen ich anfänglich verfallen war. Wenn man zwei undurchsichtige Platten, die vor einem leuchtenden Punkt in einem dunkeln Zimmer aufgestellt sind, einander (mit den Rändern) stark nähert, so sieht man den Raum, der von den zwischen den Platten hindurchgehenden Strahlen erleuchtet wird, beträchtlich breiter werden. Dieß sind die beiden Messerschneiden Newton's. Ich nehme an, daß, wie bei dessen Versuch, die Ränder der Oeffnung zugeschärft und vollkommen geschliffen sind, nicht weil dieß auf die Erscheinung Einfluß habe, sondern bloß, um die aus ihr zu ziehende Folgerung einleuchtender zu machen. Die kleine Menge von Strahlen, welche diese Schneiden berührten, könnten bei Verbreitung in einem so ausgedehnten Raum nur ein un-

merkliches oder wenigstens ungemein schwaches Licht erzeugen, und in der Mitte müßte man eine helle Zone, erzeugt von den directen Strahlen, wahrnehmen. Dem ist aber nicht so, vielmehr scheint das weiße Licht in einem Raum, der weit größer ist als die Projection der Oeffnung, von beinah gleichförmiger Stärke zu seyn *); außerhalb desselben nimmt es ab, aber stufenweise, bis zu den dunkeln Zonen erster Ordnung. Ohne Zweifel, um die beträchtliche Menge des gebeugten Lichtes zu erklären, war es, daß Newton voraussetzte, die Wirkung der Körper auf die Lichtstrahlen erstreckte sich bis auf sehr merkliche Abstände. Allein diese Hypothese kann keine gründliche Prüfung aushalten.

Wenn die Ausbreitung eines Lichtbündels, der durch eine schmale Oeffnung geht, durch anziehende oder abstoßende Kräfte der Ränder der Oeffnung veranlaßt worden wäre, so müßte die Intensität dieser Kräfte, und folglich auch die Wirkung derselben auf das Licht *nothwendig* mit der Natur, Masse und Oberfläche der Ränder der Oeffnung veränderlich seyn. Jede Kraft, erzeugt von einem Körper, der in merkliche Entfernung wirkt, nimmt ihre Entstehung auf einer merklichen Ausdehnung der Masse oder der Oberfläche dieses Körpers, und hängt also ab von den relativen Lagen und der Zahl der Theilchen, welche der Körper in dieser Wirkungssphäre darbietet, oder, was auf dasselbe hinausläuft, hängt von der Form seiner Oberfläche ab. Wenn also die in Rede stehende Erscheinung von der Wirkung solcher Kräfte herrührte, so müßte man, wenn man einen abgerundeten

*) Der erhellte Raum ist desto größer in Bezug auf die konische Projection der Oeffnung als die weiße Pappscheibe, mit der man den Schatten auffängt, weiter absteht von der Oeffnung und als diese ihrerseits entfernter ist vom leuchtenden Punkt; so daß, wenn man diese beiden Abstände hinlänglich vergrößert, man denselben Effect mit einer Oeffnung von beliebiger Breite erhalten kann.

Körper einem zugeschärften gegenüber aufstellte, die Lichtstrahlen mehr nach der einen als nach der andern gebeugt sehen. Diefes findet aber nicht statt, wovon ich mich durch einen sehr einfachen Versuch überzeugt habe. Ich liefs einen Lichtbündel zwischen zwei einander sehr genäherten Stahlplatten hindurchgehen, deren verticale, ihrer ganzen Länge nach abgeschliffene Ränder zur Hälfte zugeschärft, zur Hälfte abgerundet waren, und zwar so, dafs der abgerundete Randtheil der einen Platte dem zugeschärften der anderen gegenüberstand und umgekehrt. Wenn also in dem oberen Theil der Oeffnung der zugeschärfte Theil sich z. B. zur Rechten befand, war er in dem unteren Theil an der Linken befindlich. Wie wenig nun auch der Unterschied der Wirkung beider Ränder die Strahlen mehr nach der einen als nach der anderen Seite versetzt haben mochte, so müfste ich diefs doch an den relativen Lagen der oberen und unteren Theile des hellen Intervalls in der Mitte, und besonders an den der Fransen, die dasselbe begleiten und die gegenüber dem Punkte des Uebergangs der Schneiden in runde Ränder gebrochen seyn würden, wahrgenommen haben. Bei aufmerksamer Betrachtung derselben fand ich indess, dafs sie, gleichwie der helle Raum in der Mitte, in ihrer ganzen Länge vollkommen gerade waren, wie wenn die Platten so gestellt gewesen wären, dafs die Rändertheile von gleicher Form einander gegenüber gestanden hätten. Man würde diesen Versuch noch dahin abändern können, dafs man jede dieser Platten aus zwei Stücken von verschiedener Materie zusammensetzte; allein man würde damit sicher zu demselben Resultat gelangen *).

*) Berthollet und Malus haben vor sehr langer Zeit schon gefunden, dafs die Natur der Körper keinen Einflufs auf die Diffraction des Lichts ausübt. Sie wandten als Schirm Platten an, welche aus verschiedenen Substanzen zusammengesetzt waren, nämlich an einem und demselben Rande ein dichtes Metall neben einem Stücke Elfenbein darboten; sie hatten indess kein so

Alle Beobachtungen, welche ich bisher gemacht, haben mir gezeigt, daß die Natur der zwischen gestellten Körper nicht mehr Einfluß hat auf die Beugung des Lichts als die Masse und Gestalt der Ränder derselben. Ich will nur einen derselben anführen, bei welchem ich alle erforderlichen Vorichtsmafsregeln traf, um mich wohl von der Genauigkeit dieses Satzes zu überzeugen, welcher übrigens schon hinreichend durch den vorhergehenden Versuch festgestellt ist.

Ich überzog ein unbelegtes Stück Spiegelglas mit einer dünnen Schicht Tusch und klebte darauf ein Blatt Papier, welches zusammen eine Schicht von der Dicke eines Zehntel-Millimeters ausmachte. Mit der Spitze eines scharfen Instruments machte ich darin zwei parallele Einschnitte und nahm sorgfältig Papier und Tusche zwischen beiden Einschnitten vom Glase ab. Diese Oeffnung, mit einem Mikrometer gemessen, war $1^{\text{mm}},17$ breit. Ich stellte zwei Kupfercylinder, jeden $14^{\text{mm}},5$ dick, neben einander auf, und schob einen getheilten Keil so weit zwischen beide hinein, daß der Zwischenraum, welcher sie trennte, ebenfalls $1^{\text{mm}},17$ betrug. Diese Cylinder, neben dem geschwärzten Glase aufgestellt, waren $4^{\text{m}},015$ vom leuchtenden Punkt und $1^{\text{m}},663$ vom Mikrometer entfernt. Ich maß die Breite der Fransen, welche von beiden Oeffnungen erzeugt wurden, und fand sie durchaus gleich. Folgendes sind die Resultate zweier Beobachtungen, die im weissen Lichte angestellt wurden:

bequemes und so genaues Beobachtungsmittel wie das, dessen ich mich bediente, und es war demnach zu besorgen, daß kleine Unterschiede ihnen entgangen waren.

[Flaugergues (*Journ. de phys. T. LXXV p. 27*) und in neuerer Zeit Haldat (*Annal. de chim. et de physiq. T. XLI p. 424*) haben auch gezeigt, daß das Magnetisiren, Elektrisiren und Erhitzen der Schneiden des Beugungsapparates keinen Einfluß auf die Fransen ausübt. Ersterer sah die Fransen auch sich bilden, wenn er das Licht hinter dem schattenwerfenden Körper durch ein Torricellisches Vacuum gehen ließ. P.]

Zwischenraum der dunkelsten Punkte der beiden dunkeln Zonen erster Ordnung an der Gränze des Roth und Violett	1. Beobacht. $1^{mm},49$
Zwischenraum der Gränzen zweier Fransen zweiter Ordnung an der Scheidelinie des Roth und Grün	2. Beobacht. $1^{mm},49$
	1. Beobacht. $3^{mm},22$
	2. Beobacht. $3^{mm},22$

Schwerlich können die Umstände, was die Masse und Natur der Ränder der Oeffnung betrifft, verschiedener seyn. In dem einen Fall ist es nur eine Tuschschicht, welche die Fransen erzeugt, weil das Glas, auf welchem dieselbe sitzt, auch die Oeffnung ausfüllt; in dem andern sind es zwei massive Kupfercylinder von $14^{mm},5$ im Durchmesser, und sie geben also eine Oeffnung mit Rändern von sehr beträchtlicher Masse und Oberfläche. Und doch sieht man, daß zwischen der Ausbreitung der Lichtbündel kein Unterschied da ist.

Es ist also gewiß, daß die Diffractionerscheinungen nicht abhängen von der Natur, Masse und Gestalt der Körper, die das Licht auffangen *), sondern bloß von den Dimensionen des Raums, in welchem es aufgefangen, oder von der Breite der Oeffnung, durch welche es eingeführt wird. Zu verwerfen ist also die Hypothese, welche diese Erscheinungen ableitet von Anziehungs- und Abstofsungskräften, deren Wirkung sich bis in so merkliche Entfernungen erstreckt, als die sind, bei denen die

*) Wenigstens so lange der Schatten nicht zu nahe am Rande des Schirms aufgefangen wird, oder die von den Lichtstrahlen gestreifte Fläche keine zu große Ausdehnung in Bezug auf diesen Abstand besitzt; denn in diesem Fall könnten die reflectirten Strahlen einen merklichen Einfluß auf die Gestaltung des Phänomens ausüben, wie es geschähe, wenn die von den Lichtstrahlen gestreifte Fläche ein ebener Spiegel von z. B. einem oder zwei Millimeter in Breite wäre, und man die Fransen in einem kleinen Abstände beobachtete. Dann würde man *successive Diffractionen* auf einer zu beträchtlichen Strecke haben, als daß man sie vernachlässigen könnte.

Strahlen gebeugt seyn können. Man kann auch nicht annehmen, daß die Diffraction bewirkt sey durch kleine Atmosphären von gleicher Ausdehnung wie die Wirkungskreise dieser Kräfte, und von einem anderen Brechungsvermögen als das des umgebenden Mittels; denn es würde aus der zweiten Hypothese wie aus der ersten folgen, daß die Beugung der Strahlen mit der Gestalt und Natur der Ränder des Körpers variiren müßte, und z. B. nicht mehr gleich seyn könnte an der Schneide und an dem Rücken eines Rasirmessers. Nun ist es aber in dem Emissionssystem unmöglich, die Ausbreitung eines durch eine enge Oeffnung gegangenen Lichtbündels anders aufzufassen, und doch ist diese Ausbreitung erwiesen *); *folglich sind die Diffractionerscheinungen unerklärlich nach dem Emissionssystem.*

Zweiter Abschnitt.

Nachdem ich im ersten Theile dieser Abhandlung bewiesen habe, daß das Emissionssystem und selbst das Interferenzprincip, wenn man es nur auf die directen und die *unmittelbar an den Rändern der Körper reflectirten und inflectirten* Strahlen anwendet, unzulänglich ist zur

*) Die Erscheinungen der Haarröhrchen zeigen die Erhebung einer Flüssigkeit über sein Niveau zwischen zwei durch einen merklichen Zwischenraum getrennten Flächen, wiewohl die von diesen Flächen auf die Flüssigkeit ausgeübte Anziehung sich nur bis in eine unendlich kleine Entfernung erstreckt. Der Grund hievon ist, daß die Molecüle der Flüssigkeit, welche von der Oberfläche des Haarröhrchens angezogen werden, ihrerseits die in ihrem Wirkungskreise liegenden anderen Molecülen der Flüssigkeit anziehen und so fort. Allein in der Emissionstheorie kann man auf die Diffractionerscheinungen keine analoge Erklärung anwenden; denn, nach der Fundamentalthypothese üben die Lichtmolecüle keinen merklichen Einfluß auf den Gang der benachbarten Molecüle aus; es wird keine gegenseitige Abhängigkeit zwischen ihren Bewegungen angenommen, sonst würde man in die Annahme von einem Fluidum verfallen.

Erklärung der Diffractionserscheinungen, will ich gegenwärtig zeigen, daß man nach der Undulationstheorie eine genügende Erklärung und eine allgemeine Theorie von ihnen geben kann, ohne Hülfe einer secundären Hypothese, bloß gestützt auf das Princip von Huyghens und das der Interferenzen, welche beide Sätze Folgerungen aus der Fundamentalhypothese sind.

In der Annahme, daß das Licht aus Schwingungen des Aethers bestehe, die den Schallwellen ähnlich sind, ist die Beugung der Lichtstrahlen in merklichen Entfernungen von dem Schirm leicht zu erklären. Wenn nämlich ein kleiner Theil eines elastischen Fluidums z. B. eine Condensation erlitten hat, strebt er sich nach allen Seiten hin auszubreiten; und wenn in einer ganzen Welle die Molecüle sich nur parallel der Normale bewegen, so rührt dieß daher, daß alle Theile der Welle, welche auf Einer Kugelfläche liegen, gleichzeitig die nämliche Condensation oder Dilatation erleiden und daß die Seitenpressungen sich das Gleichgewicht halten *). Allein sobald ein Theil der Lichtwelle durch die Dazwischensetzung eines undurchsichtigen oder durchsichtigen Schirms aufgefangen oder in seinem Gange verzögert wird, muß offenbar dieses transversale Gleichgewicht zerstört werden und daraus für die verschiedenen Punkte der Welle die Fähigkeit entspringen, Strahlen nach neuen Richtungen hinzusenden.

Es würde ohne Zweifel sehr schwierig seyn, alle Veränderungen, welche eine Lichtwelle von dem Augen-

*) Es ist hiebei zu bemerken, daß Fresnel, als er diese Abhandlung schrieb, noch annahm, die Vibrationen der Aethertheilchen geschähen parallel der Fortpflanzung dieser Vibrationen. Alle übrigen hier gemachten Schlüsse und Rechnungen behalten indeß auch für die Annahme von transversalen Schwingungen, die durch die Nichtinterferenz der senkrecht gegen einander polarisirten Strahlen gefertigt wird (S. *Annal.* Bd. XXIII S. 381) vollkommen ihre Gültigkeit bei.

blick ihrer theilweisen Auffangung durch den Schirm successiv erleidet, mit der Analyse zu verfolgen; allein auf diese Weise wollen wir auch nicht die Gesetze der Diffraction zu bestimmen suchen. Es ist nicht unsere Absicht zu entdecken, was in der Nähe des opaken Körpers vorgeht, da dort diese Gesetze ohne Zweifel ungewein verwickelt sind, und die Gestalt der Ränder des Körpers noch einen beträchtlichen Einfluß auf die Lage und Intensität der Fransen haben muß. Wir nehmen uns nur vor die relativen Intensitäten der verschiedenen Punkte der Lichtwelle zu berechnen, nachdem sie von dem Schirme ab eine große Zahl von Undulationen gemacht hat. Die von uns beobachteten Lagen der Welle sind daher immer als um eine gegen die Länge einer Lichtwelle sehr beträchtliche Strecke entfernt von dem Schirm zu denken.

Wir werden das Problem der Vibrationen eines elastischen Fluidums nicht unter dem Gesichtspunkt auffassen, welchen die Mathematiker für gewöhnlich im Auge hatten, d. h. werden nicht bloß eine einzige Erschütterung betrachten. In der Natur finden sich diese Vibrationen niemals vereinzelt; sie wiederholen sich im Gegentheil vielmals, wie man dieß an den Oscillationen eines Pendels und an den Vibrationen tönender Körper bemerken kann. Wir werden annehmen, daß die Vibrationen der Lichttheilchen auf dieselbe Weise geschehen und einander regelmäßig in großer Anzahl folgen, eine Hypothese, zu der uns die Analogie leitet, und die übrigens eine Folge der Kräfte zu seyn scheint, welche die Molecüle der Körper im Gleichgewicht erhalten. Um sich eine zahlreiche Reihe von nahe gleichen Oscillationen eines und desselben leuchtenden Theilchens begreiflich zu machen, braucht man nur anzunehmen, daß die Dichte dieses Theilchens viel größer ist als die des Fluidums, in welchem es oscillirt. Dieß läßt sich schon aus der Regelmäßigkeit abnehmen, mit der die Planeten ihre Bewe-

gungen durch dieses den Himmelsraum erfüllende Fluidum vollziehen. Es ist auch sehr wahrscheinlich, daß der optische Nerv nur nach einer gewissen Zahl von einander folgenden Stößen so erschüttert wird, daß er die Empfindung des Sehens erzeugt.

Wie ausgedehnt man auch alle Lichtwellen-Systeme annehmen mag, so ist doch klar, daß sie ihre Grenzen haben, und daß, wenn man ihre Interferenzen betrachtet, nicht das auf ihre Enden anwendbar ist, was für die Strecke gilt, wo sie über einander greifen. So z. B. werden zwei Systeme gleich langer und gleich starke Wellen, die im Gange um eine halbe Undulation verschieden sind, einander nur in den Punkten des Aethers zerstören, wo sie sich begegnen; die beiden äußersten Wellen entgehen der Interferenz.

Wir werden indess voraussetzen, daß die Wellensysteme in ihrer ganzen Ausdehnung eine gleiche Modification erleiden, da der Unterschied zwischen dieser Hypothese und der Wirklichkeit unwahrnehmbar ist für unsere Sinne. Oder, was dasselbe ist, wir werden diese Reihen von Lichtwellen bei der Berechnung ihrer Interferenzen als unendlich und als allgemeine Vibrationen des Aethers ansehen.

Auflösung des Interferenzproblems.

Es sind gegeben: *die Intensitäten und relativen Lagen beliebig vieler Systeme gleich langer *) und in glei-*

*) Wir werden uns nicht mit der Interferenz der Lichtwellen von ungleicher Länge beschäftigen, denn diese, die man im Allgemeinen als von verschiedenen Quellen ausgehend betrachten muß, und deshalb nicht der Gleichzeitigkeit in ihren Störungen unterworfen sind, können keine constanten Effecte bei ihrer Einwirkung auf einander zeigen. Selbst, wenn man annähme, daß diese Effecte constant wären, würde doch die daraus hervorgehende Folge von Vibrations-Verstärkungen und -Schwächungen, welche man genau mit den Schlägen zweier misstimmender Töne vergleichen kann, für die Wahrnehmung zu ungeheuer schnell

*cher Richtung fortschreitender Wellen; es soll bestimmt werden: die Intensität der aus dem Zusammentreffen dieser Wellensysteme erfolgenden Vibrationen, d. h. die Oscillationsgeschwindigkeit der Aethertheilchen in diesen Vibrationen *).*

Nach dem allgemeinen Satz von der Coëxistenz kleiner Schwingungen ist die Gesamtgeschwindigkeit, welche einem Theilchen irgend einer Flüssigkeit eingeprägt wird, gleich der Summe der Geschwindigkeiten, welche ihm die Welle eines jeden Systems einzeln eingeprägt haben würde. Da diese Wellen nicht coincidiren; so hängen diese verschiedenen Geschwindigkeiten nicht blofs von der Intensität jeder einzelnen Welle ab, sondern auch von deren Lage in Bezug auf das Molecül in dem betrachteten Augenblick. Man mufs also das Gesetz kennen, nach welchem die Oscillationsgeschwindigkeiten in einer und derselben Welle sich verändern, und zu dem Ende zu der Ursache zurückgehen, welche die Welle erzeugt und derselben alle ihre Eigenschaften ertheilt hat.

Es ist natürlich vorauszusetzen, dafs die lichtzeugenden Vibrationen der leuchtenden Theilchen auf ähnliche Art wie die der tönenden Körper vollzogen werden, d. h. nach gleichen Gesetzen wie die kleinen Oscillationen eines Pendels, oder, was auf dasselbe hinausläuft, dafs die beschleunigende Kraft, welche die Theilchen in ihre Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt, proportional ist dem

seyn, und deshalb nur eine continuirliche Empfindung hervorbringen.

- *) Hr. Thomas Young hat zuerst das Interferenzprincip in die Optik eingeführt und viele sinnreiche Anwendungen von demselben gemacht. Allein bei den so von ihm gelösten Problemen der Optik hat er nur, so viel ich weifs, die äufsersten Fälle des vollständigen Accords und der vollständigen Discordanz zwischen zwei Wellensystemen betrachtet, ohne, wie ich, die Lichtstärke für die dazwischenliegenden Fälle und für jede beliebige Zahl von Wellensystemen zu berechnen.

Abstände, um welchen sie aus dieser Lage abgelenkt worden sind. Welche Function von diesem Abstände, den ich mit x bezeichne, nun auch die Kraft seyn mag, so kann man sie doch immer unter die Form $Ax + Bx^2 + Cx^3$. . bringen, weil sie Null seyn muſs, wenn $x=0$ ist. Nimmt man nun die Ablenkungen der Theilchen in Bezug auf die Wirkungssphäre der Anziehungs- und Abstofsungskräfte als sehr klein an, so kann man gegen Ax alle übrigen Glieder der Entwicklung vernachlässigen und die beschleunigende Kraft als beinahe proportional der Entfernung x betrachten. Diese, von der Analogie an die Hand gegebene Hypothese, die einfachste, welche sich über die Vibrationen der leuchtenden Theilchen machen läſst, muſs uns zu genauen Resultaten führen, weil man nicht bemerkt, daſs die Gesetze (für die Fortpflanzung) des Lichts mit dessen Intensität variiren.

Bezeichnet v die Oscillationsgeschwindigkeit eines leuchtenden Theilchens nach Ablauf der Zeit t , so hat man $dv = -Ax dt$; allein $v = \frac{dx}{dt}$ oder $dt = \frac{dx}{v}$. Diefes in der ersten Gleichung substituirt, findet man

$$v dv = -Ax dx.$$

Integrirt, hat man $v^2 = C - Ax^2$, woraus:

$$x = -\sqrt{\frac{C - v^2}{A}}.$$

Substituirt man diesen Werth von x in der ersten Gleichung, so hat man:

$$dt = \frac{dv}{\sqrt{A \times (C - v^2)}}$$

und integrirt:

$$t = C' + \frac{1}{\sqrt{A}} \cdot \text{arc} \left(\sin = \frac{v}{\sqrt{C}} \right).$$

Nimmt man zum Anfang der Zeit den der Bewegung, so wird die Constante C' Null und man hat:

$$t = \frac{1}{V \cdot A} \cdot \arcsin\left(\sin = \frac{v}{V \cdot C}\right).$$

woraus:

$$v = V \cdot C \cdot \sin(t \cdot V \cdot A).$$

Nimmt man zur Einheit der Zeit diejenige, welche zwischen dem Abgang des Theilchens (aus seiner Gleichgewichtslage) und seiner Rückkehr in dieselbe verstreicht, so hat man:

$$v = V \cdot C \cdot \sin(2\pi t).$$

Bei isochronen Schwingungen sind also die Geschwindigkeiten, welche einem gleichen Werth von t entsprechen, immer proportional der Constante $V \cdot C$, welche also die Intensität der Oscillationsgeschwindigkeit vorstellt.

Betrachten wir jetzt die Undulation, welche durch die Oscillationen dieses Molecüls erzeugt wird. Die Intensität der Bewegung des Aethers in jedem Punkt der Welle hängt ab von der Geschwindigkeit des bewegenden Molecüls im Moment, wo es den Impuls erzeugt, welchen jener Punkt jetzt empfängt. Die Geschwindigkeit der Aethermolecüle in irgend einem Punkt des Raumes nach Ablauf der Zeit t ist proportional derjenigen, welche das bewegende Molecül im Augenblick $t - \frac{x}{\lambda}$ besaß, wo x den Abstand dieses Punktes von der Quelle der Bewegung, und λ die Länge einer Lichtwelle bezeichnet. Wenn man also durch u die Geschwindigkeit der Aethermolecüle bezeichnet, hat man:

$$u = a \cdot \sin\left[2\pi\left(t - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \dots\dots\dots *)$$

Man weiß, daß die Intensität der Vibrationen ei-

*) Dieser Ausdruck ist, wie man sieht, unabhängig von der Richtung, in welcher die Lichttheilchen ihre Oscillationen vollziehen; er gilt daher auch für die Annahme, daß diese Oscillationsrichtung senkrecht gegen den Strahl ist eben so gut wie für die, daß dieselbe dem Strahle parallel sey, für welche er hier aufgefunden wurde. P.

nes Fluidums sich umgekehrt verhält wie der Abstand der Welle vom Erschütterungsmittelpunkt. Allein da die Wellen in Bezug auf die Entfernung, in welchen wir den leuchtenden Punkt versetzen, sehr klein sind, können wir in der Erstreckung einer und selbst mehrerer Wellen absehen von der Veränderung von a , und diese Gröfse als constant betrachten.

Mittelst dieser Formel kann man nun die Intensität der Vibrationen, die durch den Verein beliebig vieler Wellensysteme erzeugt werden, berechnen, sobald man die Intensität und die respectiven Lagen dieser Wellensysteme kennt.

Ich setze zunächst voraus, dafs es sich darum handle, die Geschwindigkeiten der Lichtmolecüle zu bestimmen, hervorgehend aus dem Zusammentreffen zweier Wellensysteme, die um eine Viertelwelle von einander stehen, und respective die Intensitäten a und a' besitzen. Ich zähle die Zeit t vom Momente ab, wo die Vibrationen des ersten Lichtbündels begonnen haben. Es seyen u und u' die Geschwindigkeiten, welche das erste und zweite Wellensystem einem und demselben, von der Quelle der Bewegung um den Abstand x entfernten Molecüle einzuprägen suchen; man hat dann:

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

$$u' = a' \sin . 2\pi \left(t - \frac{x + \frac{1}{4}\lambda}{\lambda} \right) = -a' \cos . 2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Die Gesamtgeschwindigkeit U wird also seyn:

$$U = a \sin . 2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) - a' . \cos . 2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right);$$

allein, setzt man $a = A \cos i$ und $a' = A \sin i$, kann man diesen Ausdruck immer unter die Form bringen:

$$A \left[\cos i \sin . 2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) - \sin i \cos . 2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right]$$

oder:

A

$$A \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) - i \right].$$

Die Welle also, welche aus dem Zusammentreffen zweier anderen Wellen hervorgeht, ist von gleicher Natur wie diese, hat aber eine andere Lage und andere Intensität.

Die Gleichungen $A \cos i = a$ und $A \sin i = a'$ geben für A , d. h. für die Intensität der resultirenden Welle, den Werth $\sqrt{a^2 + a'^2}$, also genau den Werth der Resultante zweier rechtwinkligen Kräfte a und a' .

Es ist auch leicht einzusehen, dafs, nach denselben Gleichungen, die Lage der neuen Welle genau der Winkelstellung der Resultante zweier rechtwinkligen Kräfte a und a' entspricht, denn nach der Formel

$$U = A \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) - i \right]$$

ist das Intervall, welches diese Welle von der ersten trennt, gleich $\frac{i\lambda}{2\pi}$; aber i ist der Winkel, welchen die Kraft a mit der Resultante A macht, weil $A \cos i = a$. Die Aehnlichkeit zwischen der Resultante zweier rechtwinkligen Kräfte und der Resultante zweier um eine Viertel-Undulation von einander entfernter Wellensysteme ist also vollkommen.

Die Lösung, welche ich so eben von dem Problem in dem besonderen Falle gab, dafs die Resultante zweier durch das Intervall von einer Viertelwelle getrennter Wellensysteme gefunden werden sollte, reicht hin, dasselbe für alle übrigen Fälle zu lösen. Wie grofs auch die Zahl der verschiedenen Wellensysteme und der Betrag der sie trennenden Intervalle seyn mag, so kann man doch immer jedes dieser Systeme ersetzen durch seine Componenten, bezogen auf zwei gemeinschaftliche Punkte, die um eine Viertelwelle von einander liegen. Wenn man dann die Intensitäten der auf den nämlichen Punkt bezogenen Componenten je nach ihrem Zeichen entweder addirt oder

subtrahirt, führt man die totale Bewegung auf zwei durch das Intervall von einer Viertelwelle getrennter Wellensysteme zurück, und die Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate ihrer Intensitäten wird die Intensität ihrer Resultante. Es ist durchaus dasselbe Verfahren, welches man in der Statik anwendet, um die Resultante irgend einer Zahl von Kräften zu finden. Die Länge einer Welle entspricht hier dem Kreisumfang in dem Problem der Statik, und das Intervall von einer Viertelwelle zwischen zwei Wellensystemen, dem Winkel von einem Viertelkreisumfang zwischen den beiden Componenten.

Am häufigsten sind die Probleme der Optik, wo die Lichtintensitäten oder Farben, die man berechnen will, nur aus dem Zusammentreffen zweier Wellensysteme entspringen, wie z. B. bei den Farbenringen und den gemeinsten Farbenerscheinungen der Krystallblättchen; es ist daher gut, die allgemeine Formel zu kennen, welche die Resultante zweier durch irgend ein Intervall getrennter Wellensysteme liefert. Man wird schon voraussehen, welches Resultat man erhält, wenn man auf diesen Fall die eben aus einander gesetzte allgemeine Methode anwendet. Allein ich halte es doch nicht für überflüssig noch etwas bei der Theorie dieser Bewegungen zu verweilen, und direct zu zeigen, daß die Welle, welche aus dem Zusammentreffen zweier anderen hervorgeht, hinsichtlich ihrer Intensität und Lage genau der Resultante zweier Kräfte, die den Intensitäten der beiden Lichtbündel gleich sind, und unter sich einen Winkel machen, der sich zum ganzen Kreisumfang verhält, wie der Abstand zwischen zwei Wellensystemen zur Länge einer Welle.

Es sey x der Abstand des in Betracht gezogenen Lichtmolecüls vom Mittelpunkt des ersten Wellensystems und t der Augenblick, für welchen man seine Geschwindigkeit berechnen will. Die Geschwindigkeit, welche das erste System diesem Molecüle einprägt, ist:

$$a \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right],$$

wo a die Intensität des Lichtbündels ist. Bezeichnet man mit a' die Intensität des zweiten und durch c den Abstand zwischen den entsprechenden Punkten der beiden Wellensysteme, so wird die Geschwindigkeit, die das zweite System dem Molecule einpflanzt, seyn:

$$a' \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x+c}{\lambda} \right) \right]$$

folglich ist die gesammte Geschwindigkeit dieses Molecüls:

$$a \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right] + a' \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x+c}{\lambda} \right) \right],$$

oder:

$$\begin{aligned} & \left[a + a' \cos \left(2\pi \frac{c}{\lambda} \right) \right] \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right] \\ & - a' \sin \left(2\pi \frac{c}{\lambda} \right) \cos \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right], \end{aligned}$$

welchen Ausdruck man immer unter die Form bringen kann:

$$A \cos i \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right] - A \sin i \cos \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) \right],$$

oder:

$$A \sin \left[2\pi \left(t - \frac{x}{\lambda} \right) - i \right],$$

wenn man setzt:

$$a + a' \cos \left(2\pi \frac{c}{\lambda} \right) = A \cos i$$

$$a' \sin \left(2\pi \frac{c}{\lambda} \right) = A \sin i.$$

Erhebt man beide Glieder dieser Gleichungen in's Quadrat und addirt sie, so bekommt man:

$$A^2 = a^2 + a'^2 + 2aa' \cos \left(2\pi \frac{c}{\lambda} \right),$$

also:

$$A = \pm \sqrt{a^2 + a'^2 + 2aa' \cos\left(2\pi \frac{c}{\lambda}\right)}$$

Dies ist der Werth der Resultante zweier Kräfte a und a' , welche unter sich den Winkel $2\pi \frac{c}{\lambda}$ bilden.

Aus dieser allgemeinen Formel folgt, daß die Intensität der Vibrationen des gesammten Lichts gleich ist der Summe der Intensitäten beider constituirender Bündel, wenn sie im vollen Accord stehen, dem Unterschiede derselben, wenn sie in voller Discordanz stehen, und endlich der Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate, wenn die correspondirenden Vibrationen um eine Viertel-Undulation von einander stehen, was schon bewiesen worden ist.

Es ist leicht zu ersehen, daß die Lage der Welle genau der Winkelstellung der Resultante zweier Kräfte a und a' entspricht. Denn die Entfernung der ersten Welle von der zweiten ist $= c$, von der resultirenden Welle $= \frac{i}{2\pi} \lambda$, und die Entfernung dieser von der zweiten $= c - \frac{i}{2\pi} \lambda$. Die entsprechenden Winkel sind also: $2\pi \frac{c}{\lambda}$, i und $2\pi \frac{c}{\lambda} - i$. Multiplicirt man nun die Gleichung:

$$a + a' \cos\left(2\pi \frac{c}{\lambda}\right) = A \cos i$$

mit $\sin i$, und die Gleichung:

$$a' \sin\left(2\pi \frac{c}{\lambda}\right) = A \sin i$$

mit $\cos i$, und zieht dann die zweite von der ersten ab, so bekommt man:

$$a \sin i = a' \sin\left(2\pi \frac{c}{\lambda} - i\right),$$

welche mit der Gleichung $a' \sin\left(2\pi \frac{c}{\lambda}\right) = A \sin i$ die Proportion liefert:

$$\sin\left(2\pi\frac{c}{\lambda}-i\right) : \sin i : \sin\left(2\pi\frac{c}{\lambda}\right) :: a : a' : A.$$

Der allgemeine Ausdruck $A \sin\left[2\pi\left(t-\frac{x}{\lambda}\right)-i\right]$ für die Geschwindigkeit der Lichtmolecüle in der Welle, die aus dem Zusammentreffen zweier anderen entspringt, beweist, daß diese Welle gleiche Länge hat wie ihre Componenten, und daß die Geschwindigkeiten der correspondirenden Punkte proportional sind. Die resultirende Welle ist also immer von gleicher Natur wie ihre Componenten und weicht nur in der Intensität von diesen ab, d. h. durch die constante Gröfse, welche die Verhältnisse der Geschwindigkeiten aller Molecüle, auf die sie sich erstreckt, multiplicirt. Combinirt man sie successiv mit neuen Wellen, so findet man immer wieder Ausdrücke von derselben Form; eine merkwürdige Eigenschaft dieser Functionen. Mithin sind in der Resultante irgend einer Anzahl Systeme von Wellen gleicher Länge die Lichtmolecüle immer mit Geschwindigkeiten begabt, die proportional sind denen der Componenten an den in gleichem Abstände von dem Ende jeder Welle liegenden Punkten.

Anwendung des Huyghens'schen Princips auf die
Diffractionerscheinungen.

Nachdem ich gezeigt, auf welche Weise die Resultante irgend einer Zahl von Lichtwellen-Systeme zu bestimmen ist, will ich auch lehren, wie es mittelst der Interferenzformeln und des einzigen Huyghens'schen Satzes möglich ist, alle Diffractionerscheinungen zu erklären und zu berechnen. Dieser Satz, der mir eine strenge Folgerung aus der Fundamentalhypothese zu seyn scheint, läßt sich folgendermaßen ausdrücken: *Die Vibrationen einer Lichtwelle in jedem ihrer Punkte können betrachtet werden als die Summe der Elementar-Bewegungen, welche alle Theile dieser Welle, wenn sie einzeln gewirkt hätten, von irgend einer früheren Lage dieser Welle aus,*

*in demselben Augenblick nach diesem Punkt gesandt haben würden *).*

Es folgt aus dem Principe der Coëxistenz kleiner Bewegungen, daß die Vibrationen, welche in irgend einem Punkt eines elastischen Fluidums durch mehrre Erschütterungen erregt worden sind, gleich sind der Resultante aller Erschütterungen, welche durch diese verschiedenen Erschütterungsmittelpunkte in demselben Augenblick nach diesem Punkt gesandt worden sind, wie auch die Zahl und die Lage dieser Mittelpunkte, die Natur und die Epoche dieser Erschütterungen verschieden seyn mögen. Dieser Satz, da er allgemein ist, muß auf jeden besonderen Fall anwendbar seyn. Ich werde annehmen, daß alle diese Erschütterungen, deren Zahl unendlich seyn mag, von gleicher Art sind, gleichzeitig stattfinden, continuirlich neben einander auf einer Ebene oder einer Kugelfläche liegen. Ich werde noch eine Hypothese hinsichtlich der Natur dieser Erschütterungen machen, nämlich annehmen, daß die den Molecülen eingepprägten Geschwindigkeiten sämmtlich gleiche Richtung haben, nämlich senkrecht auf der Kugelfläche **) und überdies propor-

*) Ich betrachte immer eine unendliche Reihe von Undulationen oder eine allgemeine Vibration der Flüssigkeit. Nur in diesem Sinne kann man sagen, daß zwei Lichtwellen sich zerstören, wenn sie um eine halbe Welle von einander abstehen. Die Interferenzformeln, welche ich gegeben habe, sind nicht auf eine isolirte Welle anwendbar, welcher Fall übrigens nicht in der Natur vorkommt.

**) Es kann abgeleitete Wellen geben, in denen die den Molecülen eingepprägten Oscillationsgeschwindigkeiten nicht mehr senkrecht auf der Kugelfläche sind. Beim Nachdenken über die eigenthümlichen Gesetze bei der Interferenz polarisirter Strahlen, habe ich mich seit der Abfassung dieser Abhandlung überzeugt, daß die Lichtvibrationen senkrecht gegen die Strahlen oder parallel der Wellenfläche vollzogen werden. Die Schlüsse und Rechnungen, die in gegenwärtiger Abhandlung enthalten sind, stimmen indess mit dieser neuen Hypothese eben so gut als mit

tional den Condensationen sind, so, daß die Molecüle keine rückgängige Bewegung haben können. So werde ich durch die Gesamtheit dieser partiellen Erschütterungen eine abgeleitete Welle reconstituirt haben. Man hat also Recht zu sagen, daß die Vibrationen einer Lichtwelle in jedem ihrer Punkte betrachtet werden können, als die Resultante aller elementaren Bewegungen, welche sämtliche Theile dieser Welle, wenn sie für sich wirkten, von irgend einer früheren Lage der Welle in demselben Augenblick nach diesem Punkt hinsenden würde.

Da die Intensität der ursprünglichen Welle gleichförmig ist, so folgt aus dieser wie aus jeder anderen theoretischen Betrachtung, daß diese Gleichförmigkeit sich während des Ganges derselben erhalten wird, wenn kein Theil der Welle aufgefangen oder in Bezug auf die anliegenden Theile verzögert wird, weil die eben besprochene Resultante der Elementar-Bewegungen für alle Punkte dieselbe ist. Wenn aber ein Theil der Welle durch Zwischensetzung eines undurchsichtigen Körpers aufgefangen wird, dann ist die Intensität eines jeden Punkts verschieden nach dessen Abstand vom Rande des Schattens, und diese Variationen sind besonders beträchtlich in der Nachbarschaft der tangirenden Strahlen.

Es sey C (Taf. II Fig. 7) der leuchtende Punkt, AG der Schirm, AME die in A angelangte und daselbst zum Theil von dem Schirm aufgefangene Welle. Ich nehme an, sie sey getheilt in eine Unzahl kleiner Bogen Am' , $m'm$, mM , Mn , nn' , $n'n''$ u. s. w. Um ihre Intensität in dem Punkte P in irgend einer ihrer späteren Lagen BPD zu erhalten, muß man suchen die Resultante aller Elementar-Wellen, welche jeder der genannten Bo-

der früheren, weil sie unabhängig sind von der Richtung der Vibrationen, und bloß voraussetzen, daß sie bei allen Strahlen eines und desselben Systems von Wellen, die zur Bildung der Fransen beitragen, in gleichem Sinne geschehen.

gen der ursprünglichen Welle, wenn er für sich wirkte, dahin senden würde.

Da der Impuls, welcher allen Theilen der ursprünglichen Welle mitgetheilt wurde, nach der Normale gerichtet ist, so müssen die Bewegungen, welche sie dem Aether einprägen, in dieser Richtung stärker wie in jeder andern seyn; und die Strahlen, welche von jenen Theilen ausfliessen würden, wenn sie für sich wirkten, müssen desto schwächer seyn, als sie sich mehr von dieser Richtung entfernen.

Die Untersuchung des Gesetzes, nach welchem die Intensität dieser Strahlen rings um jeden Erschütterungsmittelpunkt variirt, würde ohne Zweifel große Schwierigkeiten darbieten; allein glücklicherweise haben wir nicht nöthig dieses Gesetz zu kennen, denn es ist leicht einzusehen, daß die Wirkungen dieser Strahlen sich fast vollständig zerstören, sobald sie merklich gegen die Normale neigen, so daß die, welche zu der Lichtmenge, die jeder Punkt *P* empfängt, auf eine merkbare Weise beitragen, als nahe von gleicher Intensität betrachtet werden können *).

*) Wenn der Erschütterungsmittelpunkt eine Condensation erlitten hat, strebt die Expansivkraft die Molecüle nach allen Richtungen fortzutreiben, und, wenn sie keine rückgängige Bewegung haben, so rührt dieß alleinig davon her, daß ihre ursprünglichen vorwärts gehenden Geschwindigkeiten diejenigen zerstören, welche die Dilatation ihnen rückwärts einzuprägen trachtet. Es folgt aber daraus nicht, daß die Erschütterung sich nur in Richtung der ursprünglichen Bewegungen fortpflanzen könne; denn die Expansivkraft combinirt sich z. B. in senkrechter Richtung mit dem ursprünglichen Impuls, ohne daß dessen Wirkungen dadurch geschwächt werden. Klar ist, daß die Intensität der so erzeugten Welle sehr verschieden seyn muß in den verschiedenen Punkten ihres Umfangs, nicht bloß wegen des ursprünglichen Impulses, sondern auch deshalb, weil die Condensationen nicht ringsum den Erschütterungsmittelpunkt demselben Gesetze unterworfen sind. Allein die Intensitätsvariationen der abgeleiteten Welle müssen nothwendig einem Continuitätsgesetze folgen, und lassen sich also in

In der That betrachten wir die merklich geneigten Strahlen EP , FP , IP , die in dem Punkt P zusammenlaufen, welchen ich um eine große Zahl Wellenlängen von der Welle EA entfernt annehme. Nehmen wir die beiden Bogen EF , FI von solcher Länge, daß die Unterschiede $EP - FP$ und $FP - IP$ einer halben Wellenlänge gleich seyen. Wegen der vorwaltenden Schiefe der Strahlen und wegen der Kleinheit einer halben Wellenlänge gegen die Länge dieser Strahlen, werden diese beiden Bogen fast gleich, und die Strahlen, welche sie nach P senden, beinahe parallel seyn, so daß vermöge des Unterschiedes von einer halben Undulation, welcher zwischen den Strahlen der beiden Bogen besteht, die Wirkungen dieser Strahlen sich gegenseitig zerstören.

Man kann also annehmen, daß alle Strahlen, welche die verschiedenen Theile der ursprünglichen Welle EA nach dem Punkt P senden, von gleicher Intensität sind, weil die einzigen Strahlen, für welche diese Annahme unrichtig wäre, keinen merklichen Einfluß haben auf die Lichtmenge, welche P empfängt. Aus demselben Grunde kann man auch, um die Berechnung der Resultante aller dieser Elementarwellen zu vereinfachen, ihre Vibrationsbewegungen als in der nämlichen Richtung vor sich gehend betrachten, weil die Winkel, welche diese Strahlen mit einander machen, klein sind. Das Problem kommt also auf dasjenige zurück, welches wir schon gelöst haben, heißt nämlich: *Zu finden die Resultante beliebig vieler Systeme von parallelen und gleich langen Wellen, deren Intensitäten und relativen Lagen bekannt sind.*

einem sehr kleinen Winkel-Intervall, vor Allem nahe bei der Normale der erzeugenden Welle, als unmerklich betrachten; denn, da die ursprünglichen Geschwindigkeiten der Moleculé, bezogen auf irgend eine Richtung, proportional sind dem Cosinus des Winkels, welchen diese Richtung mit der Normale macht, so variiren diese Componenten in einem weit geringeren Verhältniß als das Winkel-Intervall, wenn dasselbe unbedeutend ist.

Die Intensitäten sind hier proportional der Länge der leuchtenden Bogen, und die relativen Lagen sind gegeben durch die Unterschiede der durchlaufenen Wege.

Wir haben eigentlich nur den Durchschnitt betrachtet, den die Welle mit der auf dem Rand des in A projecirten Schirms senkrechten Ebene macht. Betrachten wir sie nun in ihrer ganzen Ausdehnung, und denken sie uns durch gleich abständige und auf der Ebene der Figur senkrechte Meridiane getheilt in eine Unzahl dünner Spindeln; auf diese wird man die eben für den Durchschnitt der Welle gebrauchten Schlüsse anwenden und so beweisen können, daß die vorwaltend schiefen Strahlen sich gegenseitig zerstören.

Da diese dem Rande des Schirmes parallelen Spindeln in dem vorliegenden Falle, wo die Lichtwelle nur auf der einen Seite aufgefangen ist, sämmtlich eine unendliche Ausdehnung besitzen, so wird die Resultante aller der Vibrationen, welche sie nach P hinsenden, gleich seyn für jede derselben; denn die Strahlen, welche von diesen Spindeln ausfließen, müssen, wegen ungemeiner Kleinheit des Unterschiedes zwischen den durchlaufenen Wegen, als von gleicher Intensität betrachtet werden, wenigstens in dem sehr kleinen Theil der erzeugenden Welle, welcher merklichen Einfluß auf das nach P gesandte Licht ausübt. Ueberdies wird jede elementare Resultante offenbar um eine gleiche Größe zurück seyn in Bezug auf den Strahl, welcher von dem P am nächsten liegenden Punkt der Spindel ausgegangen ist, d. h. von dem Punkt, wo diese Spindel die Ebene der Figur durchschneidet. Mithin sind die Intervalle zwischen diesen Elementar-Resultanten gleich den Unterschieden der von den, in der Ebene der Figur liegenden Strahlen AP , $m'P$, mP u. s. w. durchlaufenen Wege, und ihre Intensitäten sind proportional den Bogen Am' , $m'm$, mM u. s. w. Um die Intensität ihrer Hauptresultante zu erhalten, muß man also dieselbe Rechnung anstellen, zu

der wir schon geleitet wurden, als wir nur den Durchschnitt der Welle mit einer auf dem Rand des Schirmes senkrechten Ebene betrachteten *).

Ehe ich den analytischen Ausdruck dieser Resultante berechne, will ich aus dem Huyghens'schen Satz die Folgerungen ziehen, welche sich durch einfache geometrische Betrachtungen aus demselben ableiten lassen.

Es sey Fig. 8 Taf. II ein undurchsichtiger so schmaler Körper, daß man die Fransen im Innern seines Schattens, in der Entfernung AB unterscheiden kann. Es sey C der leuchtende Punkt, BD die weiße Papptafel, mit welcher man die Fransen auffängt, oder die Ebene des Brennpunkts der Lupe, mit welcher man die Fransen beobachtet.

Man denke sich die ursprüngliche Welle getheilt in die kleinen Bogen $Am, mm', m'm''$ u. s. w., $Gn, nn', n'n'', n''n'''$ u. s. w., so daß die Strahlen, gezogen von zwei an einander stoßenden Theilpunkten nach dem Punkt P , den man im Innern des Schattens betrachtet, um eine halbe Wellenlänge verschieden sind. Alle kleinen Wellen, welche von den Elementen eines jeden dieser Bogen nach P gesandt werden, sind in völliger Discordanz mit den Elementar-Wellen, welche von den entsprechenden Theilen der beiden, jenen Bogen einschließenden Bögen ausfließen, so daß, wenn alle diese Bögen gleich wären, die von ihnen nach P gesandten Strahlen sich ge-

*) So lange der Rand des Schirms geradlinig ist, braucht man, um die Lagen und relativen Intensitäten der dunkeln und hellen Zonen zu bestimmen, nur den Durchschnitt der Welle mit einer auf dem Rand des Schirmes senkrechten Ebene zu betrachten. Allein, wenn er gekrümmt ist oder aus mehreren geraden, unter verschiedenen Winkeln geneigten Linien besteht, muß man nothwendig nach zwei rechtwinkligen Richtungen oder im Kreise um den betrachteten Punkt herum integrieren. Die letzte Methode ist in gewissen Fällen die einfachste, z. B. wenn es sich darum handelt, die Intensität des Lichts in der Projection des Centrums eines kreisrunden Schirms oder Lochs zu berechnen.

gegenseitig zerstören würden, mit Ausnahme des äußersten Bogens mA , dessen Strahlen die Hälfte ihrer Intensität behalten würden, denn die Hälfte des vom Bogen mm' ausgesandten Lichts, mit welchem er in vollständiger Discordanz steht, wird zerstört durch die Hälfte des Lichts vom vorhergehenden Bogen $m''m'$.

Diese Bogen sind beinahe gleich, wenn die im Punkt P zusammentreffenden Strahlen hinlänglich gegen die Normale neigen. Alsdann entspricht die resultirende Welle fast der Mitte von mA , dem einzigen Bogen, welcher eine merkliche Wirkung hervorbringt, und sie steht demnach um eine Viertel-Undulation gegen die Elementar-Welle zurück, die vom Rande A des opaken Körpers ausgeht. Da dasselbe für den andern Theil Gn der einfallenden Welle gilt, so wird der im Punkte P sich äußernde Grad von Accord oder Discordanz unter den Lichtwellen bestimmt durch den Längenunterschied zwischen den beiden Strahlen sP und tP , welche aus der Mitte der Bogen Am oder Gn entspringen, oder, was dasselbe ist, bestimmt durch den Unterschied zwischen den beiden Strahlen AP und GP , welche vom Rande des Körpers selbst ausgehen. Wenn demnach die inneren Fransen, welche man betrachtet, hinlänglich von den Rändern des geometrischen Schattens entfernt sind, so kann man, ohne merklichen Irrthum, auf sie die Formel anwenden, die gestützt ist auf die Hypothese, daß die gebeugten Wellen ihre Mittelpunkte auf den Rändern des Körpers selbst zu liegen haben. Allein, in dem Maasse als sich der Punkt P dem Punkte B nähert, wird der Bogen Am größer gegen den Bogen mm' , der Bogen mm' größer gegen den Bogen $m'm''$ u. s. w., und eben so werden in dem Bogen mA die dem Punkt A benachbarten Elemente merklich größer als die, welche nach dem Punkt m hin liegen und gleichen Unterschieden in den durchlaufenen Wegen entsprechen. Daraus folgt,

dafs der *wirksame* Strahl sP *) nicht mehr das Mittel zwischen den beiden äufsersten Strahlen mP und AP seyn kann, sondern sich mehr der Länge des letzteren nähern mufs. Auf der andern Seite des opaken Körpers nähert sich dagegen der Unterschied zwischen dem Strahl GP und dem wirksamen Strahl tP um so mehr genau einer Viertel-Undulation als der Punkt P sich weiter von D entfernt. Mithin verändert sich der Unterschied der durchlaufenen Wege schneller zwischen den wirksamen Strahlen sP und tP als zwischen den Strahlen AP und GP , und folglich müssen die Fransen in der Nähe des Punkts B etwas weniger von der Mitte des Schattens entfernt seyn als es die auf die erste Hypothese gestützte Formel anzeigt.

Nachdem ich den Fall untersucht habe, wo die Fransen von einem schmalen Körper erzeugt sind, will ich zu dem übergehen, wo sie von einer kleinen Oeffnung erzeugt werden.

Es sey AG (Fig. 9 Taf. II) die Oeffnung, durch welche man das Licht eintreten läfst; ich nehme sie zuerst so schmal an, dafs die dunkeln Zonen erster Ordnung im Innern vom geometrischen Schatten des Schirms liegen und hinreichend entfernt von den Rändern B und D . Ist nun P der dunkelste Punkt einer dieser beiden Zonen, so sieht man leicht, dafs er einem Unterschiede von einer ganzen Undulation zwischen den beiden äufsersten Strahlen AP und GP entsprechen mufs. Denn, wenn man sich einen andern Strahl PI so gezogen denkt, dafs seine Länge das Mittel zwischen den Längen jener beiden ist, so wird wegen deren starken Neigung gegen den Bogen AIG , der Punkt I beinah in der Mitte dieses

*) So nenne ich den Strahl, welcher den Abstand der resultirenden Welle von der ursprünglichen misst, weil die Lage der hellen und dunkeln Zonen gerade so ist, wie wenn diese *wirksamen* Strahlen allein zu deren Erzeugung beitrügen.

Bogen liegen. Dieser Bogen besteht demnach aus zwei anderen, deren entsprechende Elemente nahe gleich sind, und nach dem Punkte P entgegengesetzte, folglich einander zerstörende Vibrationen hinsenden.

Aus ähnlichen Gründen ist leicht zu ersehen, daß die dunkelsten Punkte der übrigen dunkeln Zonen Unterschieden von einer geraden Anzahl halber Undulationen zwischen den von den Rändern des Diaphragma's ausgehenden Strahlen entsprechen, und die hellsten Punkte der hellen Zonen Unterschieden von einer ungeraden Anzahl halber Undulationen, d. h. daß diese Punkte Lagen haben müssen durchaus entgegengesetzt denen, zu welchen man durch die Accorde oder Discordanzen der äußersten Strahlen geführt seyn würde in der Hypothese, daß diese Strahlen allein die Bildung der Fransen bewirkten; nur die mittlere Franse würde in der einen Hypothese so gut wie in der andern hell seyn. Die Erfahrung bestätigt die Folgerungen aus der Hypothese, wo man die Fransen als das Resultat des Zusammenwirkens der Vibrationen aller Punkte des Bogens AG betrachtet, und widerspricht folglich der Hypothese, nach welcher man sie ansieht als alleinig erzeugt durch die an den Rändern des Diaphragma's selbst gebeugten und reflectirten Strahlen. Es sind auch die ersteren Phänomene, welche mich die Ungenauigkeit dieser Hypothese erkennen ließen, und mich zu der Theorie führten, deren Fundamentalprincip ich so eben aus einander setzte, und welches kein anderes ist, als das von Huyghens, combinirt mit dem der Interferenzen.

Im eben betrachteten Fall, wo die dunkeln Zonen erster Ordnung durch die Kleinheit der Oeffnung in eine ziemlich beträchtliche Entfernung von den Rändern des geometrischen Schattens geworfen werden, folgt aus der Theorie, wie aus der Erfahrung, daß der Raum zwischen ihren dunkelsten Punkten sehr nahe doppelt so groß ist, als die übrigen Intervalle zwischen den Mitten zweier

auf einander folgenden dunkeln Zonen, und zwar desto genauer, je schmaler die Oeffnung und je entfernter das Diaphragma vom leuchtenden Punkt und vom Brennpunkt der zur Beobachtung der Fransen dienenden Lupe ist; denn, wenn man diese Entfernungen hinreichend vergrößert, kann man die nämlichen Effecte mit einer Oeffnung von beliebiger Weite hervorbringen.

Wenn aber diese Entfernungen nicht so beträchtlich sind und die Oeffnung zu breit ist, als daß die Strahlen, welche zur Bildung der Fransen beitragen, hinreichend geneigt seyen gegen die Lichtwelle AG , so können die entsprechenden Elemente der Bogen, in welche wir die Lichtwelle getheilt denken, nicht mehr als einander gleich angesehen werden, sondern sie sind auf der der beobachteten Zone zunächst liegenden Seite merklich breiter. Aldann kann man die Lage der Maxima und Minima der Licht-Intensitäten nur dann in aller Strenge aus der Theorie ableiten, wenn man die Resultante aller kleinen, aus der einfallenden Welle entspringenden Elementarwellen berechnet.

Es giebt indeß einen sehr merkwürdigen Fall, wo die Kenntniß dieses Integrals nicht nöthig ist zur Bestimmung des Gesetzes der Fransen, welche durch eine Oeffnung von weit beträchtlicherer Weite erzeugt werden; nämlich der, wo man in die Oeffnung eine Linse einsetzt, welche den Brennpunkt der gebrochenen Strahlen auf die Ebene verlegt, in welcher man die Fransen beobachtet. Alsdann befindet sich das Centrum der Krümmung der ausfahrenden Welle in dieser Ebene, statt es früher im leuchtenden Punkte lag, und dadurch wird das Problem sehr vereinfacht.

Es sey O (Fig. 9 Taf. II) die Projection des Mittelpunkts der Oeffnung auf diese Ebene. Beschreibt man vom Punkte O , als Mittelpunkt mit einem Radius gleich AO , den Bogen $AI'G$, so wird er die einfallende Welle vorstellen, wie sie durch die Dazwischensetzung der Linse

modificirt ist. Nun beschreibe man vom Punkte P , als Mittelpunkt und mit einem Radius gleich AP , den Bogen AEF , so sind von dem im Punkte P zusammen-treffenden Strahlen die Theile, welche zwischen den Bogen $AI'G$ und AEF liegen, die Unterschiede der von den Elementarwellen durchlaufenen Wege. Da nun diese beiden Bogen gleiche Krümmung haben und in gleichem Sinne gewandt sind, so folgt, daß gleichen Intervallen auf der Welle $AI'G$ gleiche Unterschiede in den durchlaufenen Wegen entsprechen. Denkt man sich also diese Welle so getheilt, daß die Strahlen, gezogen von zwei benachbarten Theilpunkten, um eine halbe Undulation verschieden sind, so empfängt der Punkt P kein Licht, wenn er so liegt, daß die Zahl dieser Bogen gerade ist, weil die von diesen Bogen erzeugten Effecte sich zu je zwei zerstören, da die Vibrationen ihrer correspondirenden Elemente sowohl von gleicher Intensität als in vollständiger Discordanz sind. Dagegen gelangt das nach dem Punkt P gesandte Licht auf das Maximum seiner Intensität, wenn die Zahl dieser Bogen ungerade ist. Es folgt daraus, daß die hellsten Punkte der hellen Zonen einem Unterschiede von einer ungeraden Anzahl halber Undulationen zwischen den von beiden Rändern des Schirms ausgegangenen Strahlen entsprechen, und die dunkelsten Punkte der dunkeln Zonen einem Unterschiede von einer geraden Anzahl halber Undulationen. Alle dunkeln Zonen werden also gleiche Abstände unter sich haben, mit Ausnahme der beiden ersten, deren Zwischenraum genau doppelt so groß ist, als der zwischen den übrigen. Dieß Resultat, welches die Theorie mir zuvor angezeigt hatte, findet sich vollkommen bestätigt von der Erfahrung. Ich will hier nur eine, mit rothem homogenen Lichte gemachte Beobachtung anführen. Um das Centrum der einfallenden Welle auf das Mikrometer zu bringen, wandte ich statt einer gewöhnlichen Linse ein Glas mit Cylinderfläche an, und stellte dieß so, daß die erzeugende Gerade

pa-

parallel war den Rändern der Oeffnung des Diaphragma's, um den Fransen ihre ganze Länge zu erhalten.

Breite der Oeffnung $2^{\text{mm}},00$

Abstand d. Diaphragma's vom Lichtpunkt, oder a $2^{\text{m}},507$

- d. Diaphragma's vom Mikrometer, oder b $1^{\text{m}},140$

- zwischen den Mitten der beiden dunkeln Zonen erster Ordnung $0^{\text{mm}},72$

- zwischen der Zone erster Ordnung und der dritten $0^{\text{mm}},73$

- zwischen der dritter und fünfter Ordn. $0^{\text{mm}},72$.

Man sieht, das erste Intervall ist doppelt so groß als die übrigen.

Dasselbe Gesetz beobachtete ich auch, in kleineren Abständen, bei Oeffnungen von größerer Weite, z. B. von einem und selbst anderthalb Centimetern. Allein als ich die Oeffnung des Diaphragma's noch mehr vergrößerte, wurden die Fransen verworren, mit welcher Sorgfalt ich auch das Mikrometer genau in den Brennpunkt der cylindrischen Linse zu bringen suchte. Diefs rührte davon her, daß die von diesem Glase gebrochenen Strahlen nur zwischen ziemlich engen Gränzen im Accord vibrirten, wie diefs bei den gewöhnlichen Linsen der Fall ist.

Wenn die so mit einer Cylinder-Linse versehene Oeffnung des Diaphragma's nicht zu beträchtlich ist, so sind die hellen und dunkeln Zonen hiebei eben so scharf als die durch das Zusammentreffen der mittelst zweier Spiegel reflectirten Strahlen erzeugten. Allein bei diesen ist die Intensität des Lichts für alle Fransen gleich, oder wenigstens rühren die Unterschiede, welche man wahrnimmt, allein davon her, daß das angewandte Licht niemals vollkommen homogen ist; und wenn einerseits die hellen Zonen stufenweis etwas von ihrer Helligkeit verlieren, werden auch die dunkeln Zonen weniger dunkler, so daß die Summe des Lichts in einer ganzen Franse beinahe unverändert bleibt. Bei dem andern Phänomen dagegen bemerkt man mit der Entfernung vom

Mittelpunkt eine rasche Abnahme der Lichtstärke, welche indess nach der eben aus einander gesetzten Theorie leicht zu erklären ist. Denn alle von der Welle $AI'G$ ausgehenden Strahlen, welche in der Mitte der hellen Zone erster Ordnung zusammentreffen, haben gleiche Wege durchlaufen, so daß alle kleinen Elementar-Wellen, welche sie nach diesem Punkt hinführen, coincidiren und einander verstärken. Diefß ist nicht mehr der Fall bei den übrigen hellen Zonen. Der hellste Punkt der Zone zweiter Ordnung z. B. entspricht der Eintheilung der Welle $AI'G$ in drei Bogen, deren äußerste Strahlen um eine halbe Undulation verschieden sind; da nun die von zwei dieser Bogen hervorgebrachten Effecte einander neutralisiren, so empfängt jener Punkt nur das Licht vom dritten, dessen Vibrationen sich selbst zum Theil zerstören, da seine äußersten Strahlen um eine halbe Undulation verschieden sind. Eine ähnliche Schlußfolge zeigt, daß die Mitte der hellen Zone dritter Ordnung nur erleuchtet seyn kann von einem Fünftel der Welle $AI'G$, dessen Licht noch dazu durch die Discordanz der von nahe an seinen Enden ausgehenden Strahlen geschwächt werden muß.

Nehmen wir den allgemeinen Fall wieder vor, wo Fransen von einer engen Oeffnung herrühren, ohne daß die Krümmung der einfallenden Welle durch die Dazwischensetzung einer Linse verändert worden ist. Unter den Hapterscheinungen der Diffraction ist keine mannigfaltiger und complicirter in ihren Effecten. Indess ohne die Natur des Integrals zu kennen, welches uns bald zur Bestimmung der Lage und Intensität der hellen und dunkeln Zonen dienen wird, können wir schon eine interessante Aufgabe lösen, die nämlich: *Wenn die Oeffnung des Diaphragmas verändert wird, welche Veränderungen müssen die Abstände des Diaphragma's von dem leuchtenden Punkt und dem Mikrometer erleiden, damit die Fransen die nämlichen Breiten und die nämlichen Intensitätsverhältnisse behalten?*

Es seyen AG und $A'G'$ (Fig. 10 Taf. II) zwei kleine Oeffnungen von ungleicher Gröfse, durch welche man das Licht eintreten läfst. Ich nehme an, dafs man die leuchtenden Punkte C und C' und die Beobachtungsebene PO und $P'O'$ in zweckmäfsige Entfernungen gebracht habe, damit die Fransen in beiden Fällen durchaus ähnlich seyen. Es seyen P und P' zwei entsprechende Punkte der nämlichen Franse; man soll haben $PO = P'O'$, wo O und O' die Projectionen der Mitten beider Oeffnungen auf die Ebenen PO und $P'O'$ sind. Beschreibt man aus den Punkten C und C' als Mittelpunkten, mit Radien gleich CA und $C'A'$ die Kreisbogen AIG und $A'I'G'$ und ferner aus den Punkten O und O' als Mittelpunkten die tangirenden Bogen FIH und $F'I'H'$, so sind die Abstände zwischen dem ersten und zweiten dieser Bogen die Unterschiede der Wege, welche die in den Punkten O und O' zusammentreffenden Strahlen durchlaufen haben. Nun mufs die Resultante der von den verschiedenen Punkten der einfallenden Wellen ausgehenden Elementarwellen, damit sie dieselben Intensitätsvariationen darbiete, aus ähnlichen Elementen zusammengesetzt seyn, und diese Bedingung wird erfüllt, wenn $AF = A'F'$. In der That erfolgt daraus zunächst, dafs für O und O' die Unterschiede der Wege, welche die von entsprechenden Punkten der Wellen AIG und $A'I'G'$ ausgegangenen Strahlen durchlaufen haben, gleich seyn werden; denkt man sich also die beiden Wellen getheilt in proportionale Bogen, so werden die Vibrationen, welche diese nach O und O' senden, unter sich genau die nämlichen Grade von Accord und Discordanz besitzen, und folglich die beiden Resultanten aus ähnlichen Elementen zusammengesetzt seyn. Man sieht leicht, dafs dasselbe der Fall seyn mufs bei allen übrigen entsprechenden Punkten P und P' , die so liegen, dafs die Geraden CP und $C'P'$ die Wellen AG und $A'G'$ in pro-

portionale Stücke theilen. Mithin folgt die Resultante der Elementarwellen in beiden Fällen demselben Gesetz.

Dieses gesetzt, bezeichne ich die Breiten AG und $A'G'$ der beiden Oeffnungen durch c und c' , die Abstände CI und $C'I'$ durch a und a' , die Abstände OI und $O'I'$ durch b und b' . Da die Geraden CP und $C'P'$ die Bogen AG und $A'G'$ in proportionale Stücke theilen, so hat man:

$$AG : A'G' \text{ oder } c : c' :: MI : M'I',$$

woraus:

$$\frac{c}{c'} = \frac{MI}{M'I'};$$

allein man hat überdies die beiden Proportionen:

$$CI : CO \text{ oder } a : a+b :: MI : PO$$

und

$$C'I' : C'O' \text{ oder } a' : a'+b' :: M'I' : P'O',$$

woraus:

$$PO = \frac{MI(a+b)}{a} \text{ und } P'O' = \frac{M'I'(a'+b')}{a'}.$$

Da diese beiden Breiten, der Hypothese nach, gleich sind, so hat man:

$$\frac{MI(a+b)}{a} = \frac{M'I'(a'+b')}{a'}$$

oder

$$\frac{MI}{M'I'} = \frac{a(a'+b')}{a'(a+b)}.$$

Aber:

$$\frac{MI}{M'I'} = \frac{c}{c'}, \text{ also } \frac{c}{c'} = \frac{a(a'+b')}{a'(a+b)},$$

oder:

$$ac'(a'+b') = a'c(a+b).$$

Dies ist die erste Bedingungsgleichung. Man bedarf indeß noch einer andern, um die Gleichheit der Abstände AF und $A'F'$ auszudrücken. Wegen Kleinheit der Bogen AG und FH , $A'G'$ und $F'H'$ hat man:

$$AF = \frac{\overline{AI}^2}{2CI} + \frac{\overline{AI}^2}{2OI} = \frac{1}{8} \left(\frac{c^2}{a} + \frac{c^2}{b} \right) \\ = \frac{1}{8} \cdot \frac{c^2(a+b)}{ab},$$

eben so

$$A'F' = \frac{1}{8} \cdot \frac{c'^2(a'+b')}{a'b'},$$

folglich ist die zweite Bedingungsgleichung:

$$\frac{c^2(a+b)}{ab} = \frac{c'^2(a'+b')}{a'b'}.$$

Durch Combination dieser beiden Gleichungen findet man die Formeln:

$$b' = \frac{bc'}{c}$$

und
$$a' = \frac{ab'^2}{b(a+b) - ab'} = \frac{abc'^2}{c^2(a+b) - acc'},$$

mittels welcher man die Abstände a' und b' berechnen kann, wenn die Breite c' der zweiten Oeffnung gegeben ist.

Zu bemerken ist, daß die Gleichung $b' = \frac{bc'}{c}$ das Verhältniß $b : b' = c : c'$ giebt, d. h. eine der Bedingungen für die Gleichheit der Fransen ist die, daß die Abstände des Diaphragma's vom Mikrometer proportional seyen den Breiten der Oeffnungen.

Die Richtigkeit dieses Gesetzes habe ich durch folgenden Versuch geprüft. Die Breite der Oeffnung war anfangs zwei Millimeter, ihr Abstand vom leuchtenden Punkt 3^m,008 und vom Mikrometer 1^m,236; ich nahm mir darauf vor, dieselben Fransen mit einer Oeffnung von 1,5 Millimeter hervorzubringen. Nach den obigen Formeln müßte diese Oeffnung entfernt seyn vom leuchtenden Punkt 1^m,052 und vom Mikrometer 0^m,927.

Die folgende Tafel enthält die Resultate der ersten und zweiten Beobachtung; man sieht, sie stimmen vollkommen.

No. der dunkeln Zonen v. d. Mitte ab.	Bemerkungen zu den Beobachtungen.	Abstand d. Mittel- punkts von d. dun- kelsten Punkten d. dunkeln Zonen.		Unter- schiede.
		1. Beob.	2. Beob.	
1	Breite Zone. Lebhaft.	0 ^{mm} ,0	0 ^{mm} ,0	0 ^{mm} ,0
2	Sehr blafs. Lebhaft.	0 ,63	0 ,63	0
3	Minim. schwach. Dunkel.	1 ,11	1 ,11	0
4	Minim. schwach. Dunkel.	1 ,53	1 ,54	+0,01
5	Sehr dunkel.	1 ,96	1 ,96	0

Auf die Fransen, welche von opaken, sehr schmalen Körpern erzeugt werden, lassen sich ähnliche Schlüsse anwenden wie wir sie eben für kleine Oeffnungen gebraucht haben. Bezeichnet man dieselben Abstände mit denselben Buchstaben, und die Breite des schmalen Körpers, wie früher die der kleinen Oeffnung, mit c , so wird man zu denselben Formeln geführt.

$$b' = \frac{bc'}{c} \text{ und } a' = \frac{abc'^2}{(a+b)c^2 - acc'}.$$

Ich habe das Gesetz auch für diesen Fall durch die Erfahrung bewährt. Nach Anwendung eines Stahldrahts von 1^{mm},325 Durchmesser in der Entfernung 3^m,047 vom leuchtenden Punkt und 3^m,526 vom Mikrometer, bediente ich mich eines anderen Stahldrahts, der nur 0^{mm},78 im Durchmesser hielt, und brachte diesen Draht und den Faden des Mikrometers in solche Entfernung von dem leuchtenden Punkt, dafs $a' = 0^m,779$ und $b' = 2^m,078$ war, d. h. gleich den aus der obigen Formel berechneten Werthen. Hier die Resultate dieser Beobachtungen:

No. der dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Bemerkungen zu beiden Beobachtungen.	Abstand des Mittelpunkts v. den dunkelsten Punkten der dunkeln Zonen.		Unterschiede.
		1. Beob.	2. Beob.	
Innere				
1		0 ^{mm} ,76	0 ^{mm} ,74	+0 ^{mm} ,02
2	Sehr schwarz	2 ,12	2 ,13	—0 ,01
3		3 ,37	3 ,40	—0 ,03
Aeußere	Aeußerst blaß			
4 (1ste)	Schmal	4 ,31	4 ,32	—0 ,01
5 (2te)	Schmal	5 ,75	5 ,77	—0 ,02
6 (3te)	Sehr unbestimmt			
7 (4te)		7 ,54	7 ,58	—0 ,04

Diese beiden Beobachtungen stimmen nicht so gut wie die in der vorhergehenden Tafel überein; allein die Unterschiede übersteigen doch nicht die Gränzen der Ungenauigkeiten, welche diese Messungen, wegen der Breite der Fransen, mit sich führen.

Die Fransen, welche von einer Oeffnung oder einem undurchsichtigen, sehr schmalen Körper erzeugt werden, verändern sich nicht bloß in absoluter Größe, wenn man a und b verändert, sondern auch in den relativen Lagen und Intensitäten, so daß das Ansehen der Erscheinung ganz verändert wird. Diefß rührt davon her, daß die Resultante der von der Lichtwelle ausgesandten Vibrationen nicht mehr aus ähnlichen Elementen besteht. Dagegen aber sind die dunkeln und hellen Zonen, welche den Schatten eines Schirms von unbegrenzter Ausdehnung umsäumen, immer auf gleiche Weise angeordnet, und bieten hinsichtlich ihrer Intensitäten und Zwischenräume immer dieselben Verhältnisse dar. Der Grund hievon ist leicht einzusehen.

Es sey AB und $A'B'$ (Fig. 11 Taf. II) der opake Körper in zwei verschiedenen Lagen gegen den leuchtenden Punkt und das Mikrometer oder die zur Auffangung der Fransen dienende Ebene. Im ersten Fall sind C

und PT , im letzten C' und $P'T'$ der leuchtende Punkt und diese Ebene. Ist nun P irgend ein Punkt in der Ebene PT , so kann man immer in der andern Ebene $P'T'$ einen solchen Punkt P' finden, daß die Resultante der von der einfallenden Welle dahin gesandten Vibrationen aus ähnlichen Elementen besteht. Aus den Punkten C und C' als Mittelpunkten und mit Radien gleich CA und $C'A'$ beschreibe ich die Bogen AMI und $A'M'I'$, welche die einfallende Welle vorstellen, ferner beschreibe ich aus den Punkten P und P' als Mittelpunkten die tangirenden Bogen EMF und $E'M'F'$; die Intervalle zwischen diesen und den vorherigen geben die Unterschiede der Wege, welche die in P und P' zusammentreffenden Strahlen durchlaufen haben. Damit die leuchtenden Bewegungen, welche sich in P und P' äußern, aus ähnlichen, unter sich in gleichem Grade vom Accord oder Discordanz stehenden Elementar-Vibrationen zusammengesetzt seyen, bedarf es nichts weiter als der Gleichheit der Intervalle AF und $A'F'$. Denn denkt man sich zwei einfallende Wellen getheilt in Stücke, die den Bogen AM und $A'M'$ proportional sind, so wird der Unterschied der durchlaufenen Wege gleich seyn für alle Strahlen, welche aus correspondirenden Theilpunkten abgegangen sind. Wegen Kleinheit der Bogen AM und MF , $A'M'$ und $M'F'$ hat man:

$$AF = \frac{\overline{AM}^2}{2MC} + \frac{\overline{AM}^2}{2MP}$$

oder

$$AF = \overline{AM}^2 \left(\frac{1}{2a} + \frac{1}{2b} \right)$$

und

$$A'F' = \overline{A'M'}^2 \left(\frac{1}{2a'} + \frac{1}{2b'} \right),$$

man hat also:

$$\overline{AM}^2 \left(\frac{1}{2a} + \frac{1}{2b} \right) = \overline{A'M'}^2 \left(\frac{1}{2a'} + \frac{1}{2b'} \right);$$

allein die Aehnlichkeit der Dreiecke CAM und CTP giebt $AM = \frac{a \cdot TP}{a+b}$ und eben so findet man

$$A'M' = \frac{a' \cdot T'P'}{a'+b'},$$

und substituirt man diese Werthe in der obigen Gleichung, so hat man als Bedingungsgleichung zwischen TP und $T'P'$:

$$T'P' = TP \cdot \frac{\sqrt{\frac{2b'(a'+b')}{a'}}}{\sqrt{\frac{2b(a+b)}{a}}}.$$

Daraus folgt, dafs die Variationen von $T'P'$ denen von TP proportional sind, und dafs also die entsprechenden Theile der Fransen in beiden Fällen eine durchaus ähnliche Lage besitzen. Diefs ist der Grund, weshalb die Zwischenräume und die Intensitäten der dunkeln und hellen Zonen für alle Werthe von a und b immer die nämlichen Verhältnisse behalten *).

Ich nehme an, dafs der Punkt P , den man betrachtet, sey z. B. der dunkelste Punkt der dunkeln Zone erster Ordnung, und dafs man das Intervall AF , welches diesem Minimo entspricht, mit δ bezeichne; dann wird man haben:

$$\delta = \overline{AM}^2 \left(\frac{1}{2a} + \frac{1}{2b} \right); \text{ allein } AM = \frac{a \cdot TP}{a+b}.$$

*) Als ich die äufseren Fransen eines Seidenfadens so nahe wie möglich an ihrem Ursprung mit einer Linse von einer Linie Brennweite beobachtete, schienen mir die Verhältnisse der Intervalle etwas geändert zu seyn; allein es ist klar, dafs diefs Gesetz sich etwas ändern mufs, wenn b und a sehr klein werden, weil die Strahlen, welche zur Erzeugung der Fransen beitragen, alsdann sehr merkliche Neigungen haben, also die Hypothese, auf welcher diefs Gesetz beruht, nicht mehr richtig ist. Möglich ist auch, dafs bei einer so kleinen Entfernung das von dem Faden reflectirte Licht merklich auf die Erscheinung einwirkt und das Gesetz derselben stört.

Substituirt man diesen Werth in der vorherigen Gleichung, so ergiebt sich aus derselben:

$$TP = \sqrt{\frac{2b(a+b)\delta}{a}}.$$

Diese Formel ist durchaus der ähnlich, welche wir in der Annahme fanden, daß die äußeren Fransen durch das Zusammentreffen der directen und der am Rand des Schirmes reflectirten entspringen. Man sieht also, es folgt aus der neuen Theorie, wie aus der älteren Hypothese, daß die Werthe von TP , welche verschiedenen Werthen von b entsprechen, einander nicht proportional, sondern die Ordinaten einer Hyperbel sind, deren Abscissen die Werthe von b abgeben.

Ich werde nun die allgemeinen Beziehungen angeben, welche zwischen den Breiten einer und derselben Franse stattfinden, wenn man dem opaken Körper verschiedene Lagen gegen den leuchtenden Punkt und das Mikrometer giebt. Wir haben gesehen, daß sich diese Gesetze aus der Theorie ableiten lassen, ohne daß man das Integral zu kennen braucht, welches für jeden Punkt die Resultante aller Elementar-Vibrationen vorstellt; allein um die absolute Breite dieser Fransen zu finden, ist es unumgänglich, diese Resultante zu berechnen; denn man kann die Lage der Maxima und Minima nicht anders bestimmen als durch den Vergleich ihrer verschiedenen Werthe oder mindestens durch die Kenntniß der Function, welche diese Lage ausdrückt. Um dahin zu gelangen, werden wir auf das Huyghens'sche Princip die Methode anwenden, welche wir angegeben haben, um die Resultanten beliebig vieler Lichtwellen-Systeme von gegebener Intensität und Lage zu berechnen.

Anwendung der Interferenztheorie auf das Huyghens'sche Princip.

Es sey C (Fig. 12 Taf. II) ein leuchtender Punkt, dessen Wellen theilweis von dem opaken Körper aufgefan-

gen werden. Ich nehme zuvörderst an, dieser Schirm sey so breit, daß das von der andern Seite G herkommende Licht so gut wie nicht da sey, damit man nur das links von A liegende Stück der Welle zu betrachten braucht. DB sey die Ebene, mit welcher man den Schatten und die denselben umsäumenden Fransen auf- fange. Es handelt sich nun darum, den Ausdruck für die Intensität des Lichts in irgend einem Punkt P dieser Ebene zu finden.

Beschreibt man von C , als Mittelpunkt und mit einem Radius gleich CA , den Kreisbogen AMI , so stellt derselbe die Lichtwelle dar, im Moment wo sie theilweis vom opaken Körper aufgefangen wird. In dieser Lage ist es, wo ich die Welle betrachte, um die Resultante der nach P gesandten Elementar-Vibrationen zu berechnen. Ginge man von einer früheren Lage $A'M'I$ aus, so müßte man bestimmen, welche Wirkung die Dazwischensetzung des Körpers AG auf jede der von dem Bogen $A'M'I$ ausfließenden Elementarwellen ausüben würde, und betrachtete man die Welle in einer späteren Lage, so müßte man zunächst die relativen, durch die Zwischensetzung des Schirms schon ungleich gewordenen Intensitäten ihrer verschiedenen Punkte bestimmen, was die Rechnungen viel verwickelter und vielleicht unausführbar machen würde. Betrachtet man sie dagegen im Moment, wo sie in A anlangt, so sind die Elemente der Rechnung sehr einfach, weil alle Theile der Welle noch eine gleiche Intensität haben, und überdies die davon ausfließenden Elementarwellen keine Störung von Seiten des opaken Körpers mehr erleiden können. Wie zahlreiche Unterabtheilungen man auch in diesen Elementarwellen erdenken mag, so ist doch klar, daß sie dieselben seyn werden für jede dieser Wellen, weil sie sich frei nach allen Richtungen bewegen. Man braucht also nur die Axen dieser Bündel gebrochener Strahlen, d. h. die von den verschiedenen Punkten der Welle AMI nach dem

Punkt P gezogenen geraden Linien zu betrachten, und die Längenunterschiede dieser directen Strahlen werden die Unterschiede der Wege geben, welche die im Punkte P zusammentreffenden Elementar-Resultanten durchlaufen haben *).

*) Durch ähnliche Schlüsse kann man, ohne die Rechnungen auszuführen, mathematisch beweisen, daß das Resultat immer daselbe seyn muß, man mag die erzeugende Welle betrachten im Moment, wo sie den Rand des Schirms erreicht, oder in einer früheren oder späteren Lage, wenn man berücksichtigt, im ersten Fall, die Abänderungen, welche die Elementarwellen von Seiten des Schirms erleiden, und im zweiten Fall, diejenigen, welche die erzeugende Welle schon erlitten hat. Bei einigem Nachdenken wird man einsehen, daß diese verschiedenen Berechnungsweisen der Resultate nur verschieden sind durch die Art der Gruppierung der Elementar-Vibrationen, in welche man die ursprüngliche Erschütterung eintheilt, und daß man immer zu demselben Werth für die Lichtstärke im Punkt P gelangen muß, wenn aus dieser Theorie wie aus jeder andern hervorgeht, daß die Oscillationsgeschwindigkeit der Moleküle des Fluidums sich umgekehrt verhält wie der Abstand vom Erschütterungsmittelpunkt. Diefes können wir schon nachweisen, ohne den Ausdruck des Integrals zu kennen, welches diese Geschwindigkeit ausdrückt.

Nehmen wir zur Einheit des Abstands den des leuchtenden Punkts von der erzeugenden Welle in einer ihrer früheren Lage und zur Einheit der Oscillationsintensität die der Welle in der nämlichen Lage. Betrachten wir nun einen Punkt jenseits, in der Entfernung x vom leuchtenden Punkt, und folglich in der Entfernung $x-1$ von der erzeugenden Welle, ferner einen andern Punkt in der Entfernung x' vom leuchtenden Punkt, und folglich in der Entfernung $x'-1$ von der erzeugenden Welle, und suchen nun nach einander die Resultate aller Elementar-Vibrationen, welche von der erzeugenden Welle nach diesen beiden Punkten gesandt werden. Wir wissen nicht, welche Intensität diese Welle in einem ihrer Elementen $dzdy$ hat, aber wir wissen, daß ihre Oscillationsgeschwindigkeit abnehmen muß wie die Entfernung zunimmt, und daß, wenn sie z. B. in dem ersten Punkt $\frac{1}{x-1}$ ist, sie in dem zweiten $\frac{1}{x'-1}$ seyn muß. Diefes gesetzt, denken wir uns, zur leichteren Vergleichung der

Um nun ihre totale Resultante zu berechnen, beziehe ich dieselben mittelst des Verfahrens, welches ich bei Lösung des Interferenzproblems angegeben habe, auf die vom Punkt M , in der Geraden CP , ausgegangenen Welle, und auf eine andere Welle, die von letzterer um eine Viertel-Undulation absteht. Ich bezeichne mit dz irgend eins der kleinen Stücke nn' der ursprünglichen Welle und durch z den Abstand desselben vom Punkte M , dabei nur den Durchschnitt der Welle mit

beiden Resultanten, die erzeugende Welle nach einander in den beiden Fällen getheilt in Elemente, welche für die beiden Punkte gleichen Unterschieden in den durchlaufenen Wegen entsprechen; alsdann werden ihre Grade von Accord oder Discordanz gleich seyn. Bei den geringen Schiefen, bei denen diese Strahlen merkliche Effecte hervorbringen können, ist der Längenunterschied zwischen einem jeden derselben und dem (auf der Welle) senkrechten Strahl proportional dem Quadrat des Zwischenraums zwischen den Punkten, von denen sie ausgegangen sind, mithin sind die entsprechenden Elemente der beiden Eintheilungen unter einander proportional. Durch eine sehr einfache geometrische Rechnung findet man, daß die Dimensionen der Elemente der sich auf den ersten Punkt beziehenden Eintheilung zu den Dimensionen der Elemente der auf den zweiten Punkt bezüglichen Theilung sich verhalten wie

$$\sqrt{\frac{x-1}{x}} \text{ zu } \sqrt{\frac{x'-1}{x'}}.$$

Die Oberflächen der entsprechenden Elemente verhalten sich also wie $\frac{x-1}{x}$ zu $\frac{x'-1}{x'}$, und folglich würden die beiden Resultanten in demselben Verhältniß stehen, wenn die Strahlen in den beiden Fällen eine gleiche Intensität hätten; allein wir bemerkten eben, daß die Oscillationsgeschwindigkeit der nach dem ersten Punkt gesandten Strahlen sich zu der der nach dem zweiten Punkt gesandten Strahlen verhält wie $\frac{1}{x-1}$ zu $\frac{1}{x'-1}$; mithin verhält sich die erste Resultante zu der zweiten wie

$$\frac{x-1}{x} \cdot \frac{1}{x-1} \text{ zu } \frac{x'-1}{x'} \cdot \frac{1}{x'-1} \text{ oder wie } \frac{1}{x} : \frac{1}{x'},$$

d. h. umgekehrt wie die Abstände dieser beiden Punkte von dem leuchtenden Punkt.

einer auf dem Rand des Schirms senkrechten Ebene betrachtend, da dieses, wie ich gezeigt habe, hinreichend ist, die Lage und die *relativen* Intensitäten der dunkeln und hellen Zonen zu bestimmen. Der Abstand ns zwischen der Welle AMI und dem von P als Mittelpunkt beschriebenen tangirenden Bogen ist $= \frac{1}{2} \frac{z^2(a+b)}{ab}$, worin a und b immer die Entfernungen CA und AB bezeichnen. Drückt man die Länge einer Welle durch λ aus, so hat man für die Componente der betrachteten Welle, bezogen auf die vom Punkt M ausgegangene Welle:

$$dz \cdot \cos \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right)$$

und für die andere Componente bezogen auf eine Welle, die von der ersteren um eine Viertel-Undulation verschieden ist:

$$dz \cdot \sin \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right).$$

Macht man die Summe der ähnlichen Componenten aller übrigen Elementarwellen, so hat man:

$$\int dz \cdot \cos \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right) \text{ und } \int dz \cdot \sin \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right)$$

folglich ist die Hauptresultante aller dieser kleinen Bewegungen oder die Intensität der Lichtvibrationen im Punkte P gleich:

$$\sqrt{\left[\int dz \cdot \cos \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right) \right]^2 + \left[\int dz \cdot \sin \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right) \right]^2}$$

Was die Intensität des Eindrucks auf das Gesichtorgan betrifft, welche proportional seyn muß dem Quadrat der Geschwindigkeiten, mit denen die Molecüle des Eindrucks begabt sind, so wird der Ausdruck für dieselbe seyn:

$$\left[\int dz \cdot \cos \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right) \right]^2 + \left[\int dz \cdot \sin \left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} \right) \right]^2.$$

Diesen werde ich *Lichtintensität* nennen, um mich der gewöhnlichen Bedeutung dieses Wortes anzuschlie-

ßen; den Ausdruck *Vibrationsintensität* behalte ich zur Bezeichnung des Geschwindigkeitsgrades, welchen die Aethermoleculäre bei ihren Oscillationen besitzen.

In dem Fall, den wir betrachten, wo der Körper *AG* so breit ist, daß man das von der andern Seite *G* herkommende Licht vernachlässigen kann, müssen die Integrale von *A* an bis ins Unendliche nach der Seite *I* hin genommen werden. Sie zerfallen natürlich in zwei Theile, einen, der zwischen *A* und *M* liegt, und einen andern von *M* bis ins Unendliche nach *I* hin. Letzterer bleibt constant, während ersterer mit der Lage des Punkts *P* variirt. Diese Variationen sind es nun, welche die Breite und die relativen Intensitäten der hellen und dunkeln Zonen bestimmen.

Die Analyse giebt einen geschlossenen Ausdruck für die Integrale:

$$\int dz \cdot \cos\left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \text{ und } \int dz \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right),$$

wenn dieselben von $z=0$ bis $z=\infty$ genommen werden; allein zwischen anderen Gränzen kann man ihren Werth nur mittelst Reihen oder partieller Integrationen erhalten. Nach dem letzteren Verfahren, welches mir das bequemste zu seyn schien, habe ich die weiterhin folgende Tafel berechnet, und dabei die Gränzen eines jeden partiellen Integrals so eng gezogen, daß das darin enthaltene Quadrat der Hälfte des Bogens vernachlässigt werden konnte *). Dieser Bogen ist hier ein Zehntel-Qua-

*) Wenn i und $i+t$ die sehr nahe an einander liegenden Gränzen sind, zwischen welchen man $d\nu \cdot \cos \cdot q\nu^2$ und $d\nu \cdot \sin \cdot q\nu^2$ integrieren soll, so findet man durch die Annäherungsformeln, welche diese Integrale geben, wenn man das Quadrat von $\frac{1}{2}t$ vernachlässigt:

$$\int d\nu \cos \cdot q\nu^2 = \frac{1}{2q(i+t)} [\sin q(i+t)(i+3t) - \sin q(i+t)(i-t)]$$

$$\int d\nu \sin \cdot q\nu^2 = \frac{1}{2q(i+t)} [-\cos q(i+t)(i+3t) + \cos q(i+t)(i-t)]$$

drant; dieß giebt den Resultaten eine größere Genauigkeit, als man mit den Beobachtungen erreichen kann. Zu mehrer Einfachheit habe ich $\int d\nu \cdot \cos q \cdot \nu^2$ und $\int d\nu \cdot \sin q \cdot \nu^2$, worin q den Quadranten oder $\frac{1}{2}\pi$ vorstellt, statt der obigen Integrale substituirt, da man sehr leicht von diesen zu jenen übergehen kann.

Numerische Werthe der Integrale $\int d\nu \cdot \cos q \nu^2$ und $\int d\nu \cdot \sin q \nu^2$.

Gränzen der Integrale.	$\int d\nu \cos q \nu^2$.	$\int d\nu \sin q \nu^2$.
von $\nu=0^1$		
bis $\nu=0^1,1$	0,0999	0,0006
bis $\nu=0^1,2$	0,1999	0,0042
0,3	0,2993	0,0140
0,4	0,3974	0,0332
0,5	0,4923	0,0644
0,6	0,5811	0,1101
0,7	0,6597	0,1716
0,8	0,7230	0,2487
0,9	0,7651	0,3391
1,0	0,7803	0,4376
1,1	0,6643	0,5359
1,2	0,7161	0,6229
1,3	0,6393	0,6859
1,4	0,5439	0,7132
1,5	0,4461	0,6973
1,6	0,3662	0,6388
1,7	0,3245	0,5492
1,8	0,3342	0,4509

Grän-

Dieß sind die Formeln, welche ich zur Berechnung der Tafel angewandt habe. Ist t so klein, daß man nicht bloß das Quadrat seiner Hälfte, sondern gar das Quadrat seines ganzen Werths vernachlässigen darf, so kann man sich der folgenden noch einfacheren Formeln bedienen:

$$\int d\nu \cdot \cos q \nu^2 = \left(\nu=i \atop \nu=i+t \right) = \frac{1}{2iq} [\sin qi(i+2t) - \sin q i^2]$$

$$\int d\nu \cdot \sin q \nu^2 = \left(\nu=i \atop \nu=i+t \right) = \frac{1}{2iq} [-\cos qi(i+2t) + \cos q i^2].$$

Gränzen der Integrale.	$\int d\nu \cos q \nu^2.$	$\int d\nu \cos \sin q \nu^2.$
von $\nu=0$		
bis $\nu=1,9$	0,3949	0,3732
2,0	0,4886	0,3432
2,1	0,5819	0,3739
2,2	0,6367	0,4553
2,3	0,6271	0,5528
2,4	0,5556	0,6194
2,5	0,4581	0,6190
2,6	0,3895	0,5499
2,7	0,3929	0,4528
2,8	0,4678	0,3913
2,9	0,5527	0,4098
3,0	0,6061	0,4959
3,1	0,5621	0,5815
3,2	0,4668	0,5931
3,3	0,4061	0,5191
3,4	0,4388	0,4294
3,5	0,5328	0,4149
3,6	0,5883	0,4919
3,7	0,5424	0,5746
3,8	0,4485	0,5654
3,9	0,4226	0,4750
4,0	0,4986	0,4202
4,1	0,5739	0,4754
4,2	0,5420	0,5628
4,3	0,4497	0,5537
4,4	0,4385	0,4620
4,5	0,5261	0,4339
4,6	0,5674	0,5158
4,7	0,4917	0,5668
4,8	0,4340	0,4965
4,9	0,5003	0,4347
5,0	0,5638	0,4987
5,1	0,5000	0,5620
5,2	0,4390	0,4966
5,3	0,5078	0,4401
5,4	0,5573	0,5136
5,5	0,4785	0,5533

Werden die Integrale $\int d\nu \cos. q\nu^2$ und $\int d\nu \sin. q\nu^2$ von Null bis in's Unendliche genommen, so sind beide gleich $\frac{1}{2}$. Um demnach mittelst der Tafel die Lichtstärke zu finden, welche einer gegebenen Lage des Punktes P , oder, was dasselbe ist, einem bestimmten Werth von ν , betrachtet als eine der Gränzen der Integration, die auf der andern Seite bis in's Unendliche getrieben wird, entspricht, muß man in der Tafel die Werthe von $\int d\nu \cos. q\nu^2$ und $\int d\nu \sin. q\nu^2$, welche diesem Werthe von ν entsprechen, aufsuchen, zu beiden $\frac{1}{2}$ addiren und die Summe ihrer Quadrate nehmen.

Der bloße Anblick der Tafel zeigt die periodischen Variationen der Lichtstärke, in dem Maasse, als man sich vom Rande des geometrischen Schattens entfernt. Um die Werthe von ν zu erhalten, welche den Maximis und Minimis, d. h. den hellsten und dunkelsten Punkten der hellen und dunkeln Zonen entsprechen, habe ich zunächst in der Tafel die ihnen am nächsten kommenden Zahlen aufgesucht und die entsprechenden Lichtintensitäten berechnet, alsdann mittelst dieser Angaben und mit Hülfe einer sehr einfachen Näherungsformel die den Maximis und Minimis entsprechenden Werthe von ν mit hinreichender Genauigkeit bestimmt.

Bezeichnet man mit i den genäherten Werth von ν , welchen die Tafel unmittelbar giebt, durch I und Y die demselben entsprechenden von $\frac{1}{2} + \int d\nu \cos q\nu^2$ und $\frac{1}{2} + \int d\nu \sin q\nu^2$, und durch t endlich den kleinen Bogen, welchen man zu ν addiren muß, um das Maximum oder Minimum des Lichts zu erreichen, so findet man, wenn man in der Rechnung die Quadrate von t vernachlässigt, für den Werth von t , welcher dem Maximum oder Minimum entspricht, die Formel:

$$\sin[q(i^2 + 2it)] = \frac{2qiI - \sin qi^2}{\sqrt{[(qiI - \sin qi^2)^2 + (2qiY + \cos qi^2)^2]}} \dots *)$$

*) Ich glaube die Rechnung, welche mich zu dieser Formel leitete,

Substituirt man in dieser Formel die aus der Tafel gezogenen Werthe, so erhält man folgende Resultate:

hierher setzen zu müssen, damit man sehe, daß die mit ihr verknüpften Ungenauigkeiten eben so klein, als die der Tafel sind.

$$\int d\nu \cdot \cos q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=-\infty \\ \nu=i+t \end{smallmatrix} \right) = \int d\nu \cos q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=-\infty \\ \nu=i \end{smallmatrix} \right) \\ + \int d\nu \cos q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=i \\ \nu=i+t \end{smallmatrix} \right) = I + \int d\nu \cos q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=t \\ \nu=i+t \end{smallmatrix} \right).$$

Um $\int d\nu \cdot \cos q \nu^2$ von $\nu=i$ bis $\nu=i+t$ zu integrieren, mache ich $\nu=i+u$, und habe so:

$$\int d\nu \cos q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=i \\ \nu=i+t \end{smallmatrix} \right) = \int du \cdot \cos q (i^2 + 2iu + u^2) \left(\begin{smallmatrix} u=0 \\ u=t \end{smallmatrix} \right).$$

Da nun i die Zahl in der Tafel ist, welche dem gesuchten Bogen $i+t$ am nächsten kommt, so ist t kleiner als die Hälfte der Differenz zweier auf einander folgenden Zahlen in der Tafel, und man kann folglich das Quadrat desselben bei der Integration vernachlässigen, ohne einen größeren Fehler, als in der Tafel enthalten ist, zu begehen. Da nun das besagte Integral bloß von $u=0$ bis $u=t$ genommen werden soll, so kann man u^2 in der Parenthese vernachlässigen, und so wird es:

$$\int du \cos q (i^2 + 2iu) \left(\begin{smallmatrix} u=0 \\ u=t \end{smallmatrix} \right),$$

welches gleich ist:

$$\frac{1}{2qi} [\sin q (i^2 + 2it) - \sin qi^2];$$

man hat also:

$$\int d\nu \cos q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=-\infty \\ \nu=i+t \end{smallmatrix} \right) = I + \frac{1}{2qi} [\sin q (i^2 + 2it) - \sin qi^2]$$

und findet eben so:

$$\int d\nu \sin q \nu^2 \left(\begin{smallmatrix} \nu=-\infty \\ \nu=i+t \end{smallmatrix} \right) = Y + \frac{1}{2qi} [-\cos q (i^2 + 2it) + \cos qi^2]$$

folglich ist der Ausdruck für die Lichtstärke an dem betrachteten Punkt:

$$\left\{ I + \frac{1}{2qi} [\sin q (i^2 + 2it) - \sin qi^2] \right\}^2 \\ + \left\{ Y + \frac{1}{2qi} [-\cos q (i^2 + 2it) + \cos qi^2] \right\}^2$$

Um den dem Maximo oder Minimo dieses Ausdrucks entsprechenden Werth von t zu finden, muß man den Differentialcoefficienten dieses Ausdrucks, genommen in Bezug auf t , gleich Null setzen; dies giebt die Bedingungsgleichung:

Maxima und Minima für die äusseren Fransen und
entsprechenden Lichtintensitäten.

			Werthe von v .	Lichtstärke.
Maximum erster	Ordnung		1,2172	2,7413
Minimum -	-		1,8726	1,5570
Maximum zweiter	-		2,3449	2,3990
Minimum -	-		2,7392	1,6867
Maximum dritter	-		3,0820	2,3022
Minimum -	-		3,3913	1,7440
Maximum vierter	-		3,6742	2,2523
Minimum -	-		3,9372	1,7783
Maximum fünfter	-		4,1832	2,2206
Minimum -	-		4,4160	1,8014
Maximum sechster	-		4,6369	2,1985
Minimum -	-		4,8479	1,8185
Maximum siebenter	-		5,0500	2,1818
Minimum -	-		5,2442	1,8317

Zu bemerken ist, dass kein Minimum gleich Null ist,
wie bei den Newton'schen Ringen oder den durch das
Zusammentreffen zweier gleich starken Lichtbündel entste-

$$0 = \left[I + \frac{1}{2qi} (\sin q(i^2 + 2it) - \sin qi^2) \right] \left[\cos q(i^2 + 2it) \right] \\ + \left[Y + \frac{1}{2qi} (-\cos q(i^2 + 2it) + \cos qi^2) \right] \left[\sin q(i^2 + 2it) \right].$$

Vollzieht man die Multiplicationen und reducirt, so wird diese
Gleichung:

$$0 = \cos q(i^2 + 2it) \left(I - \frac{1}{2qi} \sin qi^2 \right) \\ + \sin q(i^2 + 2it) \left(Y + \frac{1}{2qi} \cos qi^2 \right).$$

Bezeichnet man, Kürze halber, $\sin q(i^2 + 2it)$ mit x , so wird
 $\cos q(i^2 + 2it)$ gleich $\sqrt{1 - x^2}$; substituirt man diese Werthe
und schafft die Wurzeln fort, so findet man:

$$x^2 \left(Y + \frac{1}{2qi} \cos qi^2 \right)^2 = (1 - x^2) \left(-I + \frac{1}{2qi} \sin qi^2 \right)^2,$$

woraus x oder $\sin q(i^2 + 2it) =$

$$\frac{2qiI - \sin qi^2}{\sqrt{[(qiI - \sin qi^2)^2 + (2qiY + \cos qi^2)^2]}.$$

henden Fransen, und dafs der Unterschied zwischen den Maximis und Minimis in dem Maafse abnimmt als man sich von der Tangente des Krperlandes entfernt. Hierdurch wird sehr wohl erklrt, weshalb die die Schatten umsumenden Fransen minder lebhaft und minder zahlreich sind, als Newton'sche Ringe, oder als die Fransen, welche man durch Reflexion eines Lichtpunkts an zwei schwach gegen einander geneigten Spiegeln erhlt.

Um mittelst dieser Zahlen die Breite der ufsern Fransen zu berechnen, mufs man sich erinnern, dafs wir die Integrale $\int d\nu \cdot \cos q\nu^2$ und $\int d\nu \cdot \sin q\nu^2$ statt der Integrale des Problems:

$$\int dz \cdot \cos\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \text{ und } \int dz \cdot \sin\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right)$$

setzten, indem wir $2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda} = q\nu^2$ machten; hieraus

ist $z = \nu \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}}$, folglich:

$$\int dz \cdot \cos\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) = \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}} \cdot \int d\nu \cdot \cos q\nu^2$$

und

$$\int dz \cdot \sin\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) = \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}} \cdot \int d\nu \cdot \sin q\nu^2,$$

also:

$$\begin{aligned} & \left[\int dz \cdot \cos\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \right]^2 + \left[\int dz \cdot \sin\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \right]^2 \\ &= \frac{ab\lambda}{2(a+b)} [(\int d\nu \cdot \cos q\nu^2)^2 + (\int d\nu \cdot \sin q\nu^2)^2]. \end{aligned}$$

Da nun $\frac{ab\lambda}{2(a+b)}$ ein constanter Factor ist, so folgt, dafs die beiden Grssen:

$$\left[\int dz \cdot \cos\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \right]^2 \text{ und } \left[\int dz \cdot \sin\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \right]^2$$

und:

$$(\int d\nu \cdot \cos q\nu^2)^2 + (\int d\nu \cdot \sin q\nu^2)^2$$

gleichzeitig ihr Maximum oder ihr Minimum erreichen; und wenn man durch n den Werth von ν bezeichnet, welcher einem Maximo oder Minimo entspricht, so wird der entsprechende Werth von z gegeben seyn durch die Gleichung:

$$z = n \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}}.$$

Hieraus wird nun die Breite x einer Franse *) abgeleitet durch die Proportionen $a : z :: a+b : x$, woraus $x = \frac{z(a+b)}{a}$, oder wenn man statt z seinen Werth setzt

$$x = n \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}}.$$

Es ist zu bemerken, daß die Wurzelgröße genau der Abstand ist des Randes des geometrischen Schattens von dem Punkt, welcher einem Unterschied von einer Viertel-Undulation zwischen dem directen und dem vom Rande des Körpers ausgegangenen Strahle entspricht. Diefes Resultat war leicht vorherzusehen, denn es ist genau der entsprechende Werth von ν , welcher in der Tafel über die numerischen Werthe der Integrale $\int d\nu \cdot \cos q\nu^2$ und $\int d\nu \cdot \sin q\nu^2$ zur Einheit angenommen ward.

Substituirt man in der Formel

$$x = n \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}}$$

statt n den Werth, welcher dem Minimo erster Ordnung, d. h. dem dunkelsten Punkt der dunkeln Zone erster Ordnung entspricht, so hat man:

$$x = 1,873. \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}}.$$

Geht man von der Hypothese aus, daß die Franzen durch das Zusammentreffen der directen und der am Rande des undurchsichtigen Körpers reflectirten Strahlen erzeugt seyen, und nimmt man überdies an, daß die reflectirten Strahlen eine Verzögerung von einer halben

*) D. h. der Abstand ihres dunkelsten oder hellsten Punkts vom Rand des geometrischen Schattens. P.

Undulation erlitten haben, so findet man für dieselbe Zone:

$$x = \sqrt{\frac{2(a+b)b\lambda}{a}} \text{ oder } x = 2\sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}},$$

mithin verhalten sich diese beiden Werthe wie 2 zu 1,873. Der zweite ist merklich kleiner als der erste, weil der Unterschied beinah ein Fünftel beträgt. Man kann also durch sehr genaue Messungen entscheiden, welche der beiden Theorien am besten mit der Erfahrung übereinstimmt, wenn man sich dabei eines homogenen Lichts bedient, dessen Wellenlänge genau bekannt ist.

Am bequemsten zur Bestimmung der Wellenlänge schien es mir zunächst, die Breite der von zwei leicht gegen einander geneigten Spiegeln hervorgebrachten Fransen und zugleich den Abstand zwischen den beiden Bildern des leuchtenden Punkts zu messen; allein da die geringste Krümmung der Spiegel die Genauigkeit beeinträchtigen konnte, so zog ich es vor, die Fransen anzuwenden, welche mittelst einer schmalen Oeffnung und der zuvor erwähnten cylindrischen Linse erhalten werden. Wir haben damals gesehen, daß der Raum zwischen den Mitten irgend zweier benachbarten dunkeln Zonen zur Rechten oder Linken der Oeffnung gleich ist $\frac{b\lambda}{c}$, wo λ immer die Wellenlänge, c die Breite der Oeffnung und b deren Abstand vom Mikrometer bezeichnet; daß dagegen der Abstand zwischen den dunkelsten Punkten der beiden Zonen erster Ordnung genau doppelt so groß ist als jener Zwischenraum. Mittelst dieser Angaben ist es leicht den Werth von λ aus der Messung der Fransen abzuleiten.

Die folgende Tafel enthält die Resultate von fünf solchen Beobachtungen, nebst den aus ihnen abgeleiteten Wellenlängen. Ich habe dabei die verschiedenen Werthe von a oder dem Abstand des leuchtenden Punkts vom Diaphragma angeführt, um, wenn sie auch für die Rech-

nung überflüssig sind, doch alle Umstände des Versuchs angegeben zu haben. Diese Messungen sind angestellt mit einem beinah homogenen rothen Lichte, erhalten mittelst des zuvor erwähnten Glases, dessen ich mich bei allen meinen Versuchen bediente, um sie vollkommen vergleichbar zu machen. Alle diese Messungen wurden mindestens vier Mal angestellt, und die Mittelwerthe aus ihnen sind in folgender Tafel angegeben.

Abstand des Diaphragmas vom leuchten-ten Punkt.		Breite der Oeffnung.	Anzahl der jedemalge- messenen Intervalle $\frac{b\lambda}{c}$	Mittel aus den Mikro- meter- Messungen.	Wellen- länge, hergeleitet aus diesen Messungen.
a.	b.				
2 ^m ,507	1 ^m ,140	2 ^{mm} ,00	6	2 ^{mm} ,185	0 ^m ,000639
2,010	1,302	4,00	10	2,075	0,000637
2,010	1,302	3,00	8	2,222	0,000640
1,304	2,046	3,00	8	3,466	0,000635
1,304	2,046	2,00	6	3,922	0,000639
Summe der fünf Resultate					0,003190
Fünftel dieser Summe oder Mittelwerth					0,000638

Man sieht, daß diese Resultate ziemlich wohl unter sich stimmen, weil sie höchstens um ein Hundertel von einander abweichen. Das Mittel aus ihnen 0^{mm},000638 ist die Wellenlänge, welche ich angenommen und bei allen meinen Versuchen zur Vergleichung der Theorie mit der Erfahrung angewandt habe *).

*) Nach Newton's Messungen bei den Farbenringen ist die Undulationslänge für die äußersten rothen Strahlen 0^{mm},000645, die für die Strahlen an der Gränze des Roth und Orangefarbenen 0^{mm},000596, also die für die mittleren rothen Strahlen 0^{mm},000620. Mithin entspräche die Länge 0^{mm},000638 einem Punkt des Sonnenspectrums, der dem Ende des Roth näher läge als der Mitte desselben, wenn Newton's Angaben nicht zu ein wenig klein sind.

Bei den ersten Diffractionsversuchen, welche ich mit einem homogenen Lichte angestellt und in den *Annal. de chimie et de physique* bekannt gemacht habe, bediente ich mich nicht des pür-

Bevor ich diesen Werth von λ zur Berechnung der äußern und innern Fransen bei den Schatten der Körper anwandte, wollte ich ihn noch bei den Fransen prüfen, die von zwei unter einem sehr stumpfen Winkel gegen einander geneigten Spiegeln erzeugt werden. Diefes ist der einfachste Fall von Interferenz, weil man nur zwei Wellensysteme zu betrachten hat, welche ihre Mittelpunkte in den beiden Bildern des leuchtenden Punkts zu liegen haben *). Man kann auf diese Erscheinung die Formel $\frac{b\lambda}{c}$ anwenden, da sie den zwischen zwei benachbarten Minimis enthaltenen Zwischenraum giebt, welchen wir für die inneren Fransen des Schattens eines schmalen Körpers in der Hypothese gefunden haben, daß alles reflectirte Licht unmittelbar vom Rande des Schirms von der Breite c ausgehe. In dem von zwei Spiegeln

lichen rothen Glases, wie hier; doch glaube ich, daß das Licht, welches es giebt, sehr wenig von dem hier angewandten abweicht. Wendet man bei Berechnungen der Beobachtungen in meiner ersten Abhandlung eine Wellenlänge $= 0^{\text{mm}},000638$ an, so findet man indess ziemlich beträchtliche Unterschiede zwischen der Erfahrung und Theorie, worauf Hr. Babinet mich aufmerksam gemacht hat. Sie rühren jedoch von der Ungenauigkeit meiner ersten Beobachtungen her, die in dem dunkeln Zimmer der polytechnischen Schule angestellt wurden; die Bretterwand daselbst, obgleich stark, hatte nicht ganz die nöthige Festigkeit, wie ich mich später überzeugte, als ich bemerkte, daß der Faden des Mikrometers seine Lage ein wenig änderte, wenn man links oder rechts vom Fuß des Instruments auf den Boden trat. Die neuen Beobachtungen, deren Resultate ich hier darbiete, verdienen weit mehr Zutrauen, da das Mikrometer auf einem Gewölbe stand, und ich auch überhaupt mehr Erfahrung über alle zur Erreichung genauer Messungen nöthigen Vorsichtsmaßregeln erlangt hatte.

*) Theilt man jede der beiden einfallenden Wellen in kleine Elementarwellen, wie wir es bei den übrigen Diffractionserscheinungen gethan, so wird man offenbar zu demselben Resultat gelangen, weil die Integrale dieser beiden Systeme fingirter Elementarwellen genau die beiden wirklichen, an den Spiegeln reflectirten Wellen sind.

erzeugten Interferenzphänomen stellt c den Abstand zwischen den beiden Bildern des leuchtenden Punktes dar.

Ich will hier nur zwei Versuche anführen, die einzigen, bei denen ich keine der zur Vermeidung von Fehlern nöthigen Vorsichtsmafsregeln vernachlässigt habe. Da ich mir keine mit hinreichender Genauigkeit ebene Metallspiegel verschaffen konnte, so bediente ich mich zweier unbelegten Spiegelgläser von sehr vollkommener Arbeit, und überzog sie auf der Rückseite mit einem schwarzen Firnis, um die zweite Reflexion zu zerstören. Beide befestigte ich mit weichem Wachs auf einem Träger, und drückte sie nur gelinde, um Biegungen zu verhüten. Eine Unbequemlichkeit bei dieser Befestigungsweise besteht darin, dafs zuweilen die Spiegel ihre Stellung während des Versuchs ein wenig ändern, und die geringsten Veränderungen hierin machen den Versuch fehlerhaft. Um Fehler dieser Art zu verhüten, traf ich die Sorgfalt, die Fransen vor und nach der Messung des Abstands zwischen beiden Bildern des leuchtenden Punkts zu messen, um versichert zu seyn, dafs sie ihre Breite während dieser Operation nicht verändert hätten. Den Zwischenraum zwischen den beiden Bildern des leuchtenden Punkts bestimmte ich mittelst eines Schirms, welcher sich in einer gewissen Entfernung vom Mikrometer befand und ein kleines kreisrundes Loch besafs, jedoch von solcher Gröfse, dafs die Mitte seines Schattens statt hell und ausgebreitet zu seyn, wie es der Fall bei Anwendung einer sehr kleinen Oeffnung ist, von einem sehr kleinen dunkeln Kreis eingenommen ward, was die Messungen genauer macht. Dieser Schirm war so weit von den beiden Spiegeln entfernt, dafs die Ränder des Lochs hinlänglich abstanden von den Gränzen des gemeinschaftlichen Theils der beiden Lichtfelder, und diese also keinen merklichen Einflufs auf die centralen Fransen des kleinen Loches haben konnten. Ich mafs den Abstand zwischen den Mitten der beiden Lichtprojectionen des

kleinen Lochs, die gegen die von den beiden Spiegeln erzeugten Fransen symmetrisch lagen, und zwar in der Höhe des Mikrometers, so daß ich nicht genöthigt war, dasselbe in seiner Lage zu ändern, eine unumgängliche Bedingung, weil diese Fransen fast nie dieselbe Breite in ihrer ganzen Ausdehnung besitzen. Da ich überdies den Abstand des kleinen Lochs vom Mikrometer und von den beiden Bildern des Lichtpunkts kannte, so konnte ich durch eine einfache Proportion den Zwischenraum zwischen jenen beiden Bildern bestimmen. Folgendes sind die Resultate meiner Beobachtungen. Jede Mikrometermessung ist wenigstens vier Mal gemacht worden.

Erste Beobachtung.

Abstand des leuchtenden Punkts von den Spiegeln	2 ^m ,323
- der Spiegel vom kleinen Loch	3 ,171
- des kleinen Lochs vom Mikrometer	1 ,522
Gesamter Abstand oder b	<u>7^m,016</u>
Abstand zwischen den Mitten der beiden Licht- projectionen des kleinen Lochs	3 ^{mm} ,370
Daraus abgeleiteter Abstand zwischen beiden Bil- dern des leuchtenden Punkts	<u>12 ,16</u>
Breite von elf Fransen, aus obigen Angaben nach der Formel $\frac{11b\lambda}{c}$ berechnet	4 ^{mm} ,05
Die Beobachtung gab	<u>4 ,06</u>
Unterschied	- 0 ^{mm} ,01

Zweite Beobachtung.

Abstand des leuchtenden Punkts von den Spiegeln	2 ^m ,321
der Spiegel vom kleinen Loch	3 ,105
des kleinen Lochs vom Mikrometer	1 ,533
Gesamter Abstand oder b	<u>6^m,959</u>

Abstand zwischen den Mitten der beiden Licht- projectionen des kleinen Lochs	4 ^{mm} ,140
Daraus hergeleiteter Abstand zwischen den beiden Bildern des leuchtenden Punkts	14 ,65
Breite von elf Fransen, aus obigen Angaben nach der Formel $\frac{11b\lambda}{c}$ berechnet	3 ^{mm} ,33
Die Beobachtung gab	3 ,35
Unterschied — 0 ^{mm} ,02.	

Eine ganz ähnliche Erscheinung wie die, welche die beiden Spiegel darbieten, erhält man durch Anwendung eines Glases, dessen eine Seite aus einer einzigen Ebene, die andere aber aus zwei Ebenen besteht, die unter sich einen ausspringenden, aber sehr stumpfen Winkel bilden, damit die beiden, von diesem Glase erzeugten Bilder des leuchtenden Punkts so nahe liegen, daß die Fransen hinlänglich breit und wahrnehmbar werden. Durch die Dazwischensetzung dieses Glases entstehen, wie durch die Reflexion an zwei Spiegeln, zwei Lichtwellensysteme, die bei ihren gegenseitigen Durchschnitten, je nach ihrem Accord oder Discord, helle und dunkle Zonen erzeugen. Es ist klar, daß die nämlichen Formeln auf beide Erscheinungen anwendbar sind. Folgendes sind die Resultate eines mit einem solchen prismatischen Glase angestellten Versuchs, wobei übrigens eben so verfahren wurde, wie vorhin bei den von zwei Spiegeln erzeugten Fransen.

Abstand d. leuchtenden Punkts vom kleinen Loch	5 ^m ,877
des kleinen Lochs vom Mikrometer	1 ,265
Gesammter Abstand oder Werth von b	7 ^m ,142
Abstand zwischen den Mitten der Lichtprojectio- nen des kleinen Lochs	4 ^{mm} ,66
Daraus hergeleiteter Abstand zwischen den bei- den Bildern des leuchtenden Punkts	21 ,65

Breite von elf Fransen, aus den obigen Angaben

nach der Formel $\frac{11b\lambda}{c}$ berechnet	2 ^{mm} ,31
Die Beobachtung gab	2 ,30
	<hr/> Unterschied +0 ^{mm} ,01.

Nachdem ich auf solche Weise bei Phänomenen, deren theoretische Gesetze die einfachsten und einleuchtendsten sind, die Wellenlänge, welche aus der Messung der von einer engen Oeffnung mit cylindrischer Linse erzeugten Fransen hergeleitet war, bestätigt gefunden hatte, wandte ich dieselbe Wellenlänge zur Berechnung der äußern Fransen der Schatten an, mittelst der Formel:

$$x=n\sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}},$$

in welcher ich statt n die verschiedenen aus der Tafel der Maxima und Minima gezogenen Werthe setzte.

Die folgende Tafel enthält die Resultate der Rechnung, verglichen mit denen der Beobachtung. Ich habe bei meinen Versuchen blofs die Lage der *Minima* bestimmt, einerseits weil diese zur Prüfung der Theorie hinreichen, anderseits aber, weil mein Auge im Allgemeinen den dunkelsten Punkt einer dunkeln Zone besser unterscheidet, als den hellsten Punkt einer hellen Zone.

Vergleich zwischen der Beobachtung und der Theorie über die äußern Fransen der Schatten in einem homogenen rothen Licht, dessen Wellenlänge $= 0^{\text{mm}},000638$.

No. der Beob.	Abstand des schatten- werfend. Körpers vom		Ord- nung der dun- keln Zonen.	Abstand d. dunkelsten Punkts jeder Zone vom Rand d. geometrischen Schattens.		Unter- schied.	
	leuchtend. Punkt. a.	Mikro- meter. b.		Beobacht.	Rechnung.		
	Meter.	Meter.					mm.
1	0,1000	0,7985	{ 1 2 3 4 5	1	2,84	2,83	-1
				2	4,14	4,14	0
				3	5,14	5,13	-1
				4	5,96	5,96	0
				5	6,68	6,68	0
2	0,1985	0,637	{ 1 2 3 4 5	1	1,73	1,73	0
				2	2,54	2,53	-1
				3	3,14	3,14	0
				4	3,65	3,64	-1
				5	4,06	4,08	+2
3	0,202	0,640	{ 1 2 3 4 5	1	1,72	1,73	+1
				2	2,50	2,53	+3
				3	3,13	3,13	0
				4	3,62	3,63	+1
				5	4,07	4,07	0
4	0,510	0,110	{ 1 2 3 4 5	1	0,39	0,39	0
				2	0,58	0,57	-1
				3	0,71	0,70	-1
				4	0,82	0,81	-1
				5	0,91	0,91	0
5	0,510	0,501	{ 1 2 3 4 5	1	1,05	1,05	0
				2	1,54	1,54	0
				3	1,90	1,91	+1
				4	2,21	2,22	+1
				5	2,49	2,49	0

No. der Beob.	Abstand des schatten- werfend. Körpers vom		Ord- nung der Mun- keln Zonen.	Abstand d. dunkelsten Punkts jeder Zone vom Rand d. geometrischen Schattens.		Unter- schied.
	leuchtend. Punkt. a.	Mikro- meter. b.		Beobacht.	Rechnung	
	Meter.	Meter.		mm.	mm.	
6	0,510	1,005	1	1,82	1,83	+1
			2	2,66	2,67	+1
			3	3,30	3,31	+1
			4	3,84	3,84	0
			5	4,31	4,31	0
7	1,011	0,116	1	0,38	0,38	0
			2	0,57	0,56	-1
			3	0,69	0,69	0
			4	0,80	0,80	0
			5	0,90	0,90	0
8	1,011	0,502	1	0,92	0,92	0
			2	1,35	1,34	-1
			3	1,68	1,66	-2
			4	1,93	1,93	0
			5	2,15	2,16	+1
9	1,011	0,996	1	1,49	1,49	0
			1	2,18	2,18	0
			3	2,70	2,69	-1
			4	3,12	3,13	+1
			5	3,51	3,51	0
10	1,011	2,010	1	2,59	2,59	0
			2	3,79	3,79	0
			3	4,68	4,69	+1
			4	5,45	5,45	0
			5	6,10	6,11	+1
11	2,008	0,118	1	0,37	0,37	0
			2	0,55	0,55	0
			3	0,68	0,68	0
			4	0,78	0,79	+1
			5	0,87	0,88	+1

No. der Beob.	Abstand des schatten- werfend. Körpers vom		Ord- nung der dun- keln Zonen.	Abstand d. dunkelsten Punkts jeder Zone vom Rand d. geometrischen Schattens.		Unter- schied.
	leuchtend. Punkt. <i>a.</i>	Mikro- meter. <i>b.</i>		Beobacht.	Rechnung,	
	Meter.	Meter.		mm.	mm.	
12	2,008	0,999	1	1,30	1,29	-1
			2	1,89	1,89	0
			3	2,34	2,34	0
			4	2,71	2,72	+1
			5	3,03	3,05	+2
13	2,008	2,998	1	2,89	2,89	0
			2	4,23	4,23	0
			3	5,22	5,24	+2
			4	6,08	6,08	0
			5	6,80	6,82	+2
14	3,018	0,0017	1	0,04	0,04	0
			2	0,06	0,06	0
			3	0,08	0,08	0
15	3,018	0,253	1	0,54	0,55	+1
			2	0,80	0,81	+1
			3	1,00	1,00	0
			4	1,16	1,16	0
			5	1,31	1,31	0
16	3,018	0,500	1	0,81	0,81	0
			2	1,17	1,18	+1
			3	1,45	1,46	+1
			4	1,69	1,70	+1
			5	1,89	1,90	+1
17	3,018	1,003	1	1,21	1,22	+1
			2	1,78	1,79	+1
			3	2,20	2,21	+1
			4	2,56	2,57	+1
			5	2,87	2,88	+1

No.

No. der Beob.	Abstand des schatten- werfend. Körpers vom		Ord- nung der dun- keln Zonen.	Abstand d. dunkelsten Punkts jeder Zone vom Rand d. geometrischen Schattens.		Unter- schied.
	leuchtend. Punkt.	Mikro- meter.		Beobacht.	Rechnung	
	a. Meter.	b. Meter.		mm.	mm.	
18	3,018	1,998	1	1,92	1,93	+1
			2	2,83	2,82	-1
			3	3,49	3,49	0
			4	4,04	4,05	+1
			5	4,54	4,55	+1
19	3,018	3,002	1	2,58	2,59	+1
			2	3,78	3,79	+1
			3	4,68	4,69	+1
			4	5,44	5,44	0
			5	6,09	6,10	+1
20	3,018	3,995	1	3,19	3,22	+3
			2	4,70	4,71	+1
			3	5,83	5,84	+1
			4	6,73	6,78	+5
			5	7,58	7,60	+2
21	4,507	0,131	1	0,38	0,39	+1
			2	0,56	0,57	+1
			3	0,70	0,70	0
			4	0,81	0,82	+1
			5	0,92	0,92	0
22	4,507	1,018	1	1,18	1,18	0
			2	1,73	1,73	0
			3	2,13	2,14	+1
			4	2,49	2,48	-1
			5	2,80	2,79	-1
23	4,507	2,506	1	2,11	2,09	-2
			2	3,07	3,05	-2
			3	3,78	3,78	0
			4	4,39	4,39	0
			5	4,90	4,93	+3

No. der Beob.	Abstand des schatten- werfend. Körpers vom		Ord- nung der dun- keln Zonen.	Abstand d. dunkelsten Punkts jeder Zone vom Rand d. geometrischen Schattens.		Unter- schied.
	leuchtend. Punkt. <i>a.</i>	Mikro- meter. <i>b.</i>		Beobacht.	Rechnung.	
	Meter.	Meter.		mm.	mm.	
24	6,007	0,117	1	0,36	0,37	+1
			2	0,53	0,53	0
			3	0,66	0,66	0
			4	0,77	0,77	0
			5	0,85	0,86	+1
25	6,007	0,999	1	1,13	1,14	+1
			2	1,67	1,67	0
			3	2,06	2,07	+1
			4	2,40	2,40	0
			5	2,69	2,69	0

Eine auffallendere Uebereinstimmung zwischen der Erfahrung und der Theorie kann man nicht erwarten. Vergleicht man die Kleinheit der Unterschiede mit der Gröfse der gemessenen Breiten, und erwägt die grofsen Vibrationen, die *a* und *b* bei diesen Beobachtungen erlitten, so wird man nicht anstehen, das Integral, welches uns zu diesen Resultaten geführt hat, als den getreuen Ausdruck des Gesetzes der Erscheinungen zu betrachten. Was indess die Wahrscheinlichkeiten zu Gunsten der neuen Theorie noch mehr erhöht, ist der Umstand: dafs die zu diesen Berechnungen angewandte Wellenlänge abgeleitet wurde aus ganz anderen Erscheinungen, deren Gesetz sich leicht einsehen liefs.

Substituirte man diese Wellenlänge in den Formeln, zu denen wir durch die erste Hypothese geführt wurden, so würde man Resultate erhalten, die beträchtlich von denen der Erfahrung abwichen. Ich will hier nur eine Anwendung dieser Formeln beibringen, da sie mir hinreichend scheint zu zeigen, dafs dieselben nicht so gut mit den Messungen übereinstimmen. Ich wähle die Beob-

achtung No. 23, da sie eine der günstigsten für die erste Theorie ist.

No. der Beobachtung.	Abstand des schattenwerfend. Körpers vom		Ordnung der Zonen.	Abstand d. dunkelsten Punkts jeder Zone vom Rande d. geometrischen Schattens.		Unterschied.	
	leuchtend. Punkt.	Mikrometer.		Beobachtung.	Rechnung.		
	a.	b.					
23	Meter 4,507	Meter 2,506	{	1	2 ^{mm} ,11	2 ^{mm} ,23	+0,12
				2	3 ,07	3 ,15	+0,08
				3	3 ,78	3 ,86	+0,08
				4	4 ,39	4 ,46	+0,07
				5	4 ,90	4 ,99	+0,09

Diese Abweichungen kann man nicht durch die Annahme erklären, daß die angewandte Wellenlänge 0^{mm},000638 zu klein sey; denn, wenn man dieselbe so weit vergrößerte, daß Rechnung und Theorie bei der dunkeln Zone erster Ordnung mit einander übereinstimmten, würde sie offenbar zu groß für die Zone vierter Ordnung seyn. Es folgt nämlich aus diesen Formeln, daß der Abstand des Randes des geometrischen Schattens von der Zone vierter Ordnung doppelt so groß seyn muß, als der Abstand desselben Punkts von der Zone erster Ordnung. Verdoppelt man nun 2^{mm},11, so findet man 4^{mm},22 statt 4^{mm},39, was die Beobachtung giebt. Geht man folglich von der größeren Größe aus, um die kleinere zu berechnen, so müßte der Abstand der Zone erster Ordnung, nach dem beobachteten der Zone vierter Ordnung, seyn: 2^{mm},19 statt 2^{mm},11, also um 0^{mm},08 verschieden. Macht man ähnliche Rechnungen für alle in obiger Tafel enthaltenen Beobachtungen, so findet man:

No. der Beobachtung.	Abstand d. Randes des geometrischen Schattens vom dunkelsten Punkt der Zone erster Ordnung, nach der Beobachtung.	Halber Abstand des Randes des geometrischen Schattens vom dunkelsten Punkt der Zone vierter Ordnung.	Unterschiede.
1	2 ^{mm} ,84	2 ^{mm} ,98	+0 ^{mm} ,14
2	1 ,73	1 ,82	+0 ,09
3	1 ,72	1 ,81	+0 ,09
4	0 ,39	0 ,41	+0 ,02
5	1 ,05	1 ,10	+0 ,05
6	1 ,82	1 ,92	+0 ,10
7	0 ,38	0 ,40	+0 ,02
8	0 ,92	0 ,96	+0 ,04
9	1 ,49	1 ,56	+0 ,07
10	2 ,59	2 ,72	+0 ,13
11	0 ,37	0 ,39	+0 ,02
12	1 ,30	1 ,35	+0 ,05
13	2 ,89	3 ,04	,15
14			+0
15	0 ,54	0 ,58	+0 ,04
16	0 ,81	0 ,84	+0 ,03
17	1 ,21	1 ,28	+0 ,07
18	1 ,92	2 ,02	+0 ,10
19	2 ,58	2 ,72	+0 ,14
20	3 ,19	3 ,36	+0 ,17
21	0 ,38	0 ,40	+0 ,02
22	1 ,18	1 ,24	+0 ,06
23	2 ,11	2 ,19	+0 ,08
24	0 ,36	0 ,38	+0 ,02
25	1 ,13	1 ,20	+0 ,07

Man sieht, daß alle Beobachtungen darin übereinkommen, für das Minimum erster Ordnung einen Abstand kleiner als der halbe Abstand des Minimums vierter Ordnung zu geben, und daß die Unterschiede zwischen den Resultaten der Beobachtung und der Rechnung in dieser Tafel beträchtlicher sind, als in der vorhergehenden. Abgesehen von den theoretischen Betrachtungen und Versuchen, welche mich zur Bestimmung der

Wellenlänge führten, ist es demnach einleuchtend, daß die Verhältnisse der Fransenbreiten durch die Abstände, welche den aus dem Huyghens'schen Principe abgeleiteten Minimis entsprechen, getreuer dargestellt werden, als durch die nach der ersten Hypothese berechneten Formeln.

Um demnach zu erkennen, welche der beiden Theorien zu richtigeren Resultaten führe, müßte man, da die Resultate sehr wenig von einander abweichen, die Genauigkeit der Messung fast so weit treiben, als es diese Gattung von Beobachtungen zuläßt, denn wegen der Unbestimmtheit der Fransen erreicht dieselbe ziemlich bald ihre Gränze. Ich halte es daher für nöthig, hier über das bei diesen Versuchen angewandte Verfahren und die dabei befolgten Vorsichtsmafsregeln einiges Detail angeben zu müssen.

Es ist nicht überflüssig, zunächst die Physiker, welche diese Versuche wiederholen wollen, daran zu erinnern, daß der Beobachter bei Beurtheilung des leuchtenden Punkts sein Auge hinter der Lupe in einem solchen Abstände halten muß, daß deren Fläche, wenn sie außerhalb des Schattens ist, gänzlich beleuchtet erscheint. In dieser gegenseitigen Stellung des Auges und der Lupe muß er suchen die Messung der Fransen vorzunehmen; dann malen sich die Fransen auf der Netzhaut ab, wie sie wirklich im Brennpunkt der Lupe vorhanden sind, gleich wie das von dem Objectiv eines Fernrohrs erzeugte Luftbild getreu in's Auge geschickt wird von dem Ocular, welches bloß die scheinbaren Dimensionen desselben vergrößert.

Statt des Seidenfadens habe ich mich für gewöhnlich einer vor der Linse des Mikrometers befestigten Glasplatte bedient, in welche ein zarter Strich gravirt war. Dieser Strich ging indeß nicht durch das ganze Gesichtsfeld der Linse, sondern nur bis zu dessen Mitte, so daß ich über das Ende dieses Strichs hinaus die Fortsetzung

der dunkeln Zone sehen konnte, vor welcher ich ihn aufgestellt hatte. Hiedurch läßt sich bequemer und richtiger beurtheilen, wann der Strich genau vor dem dunkelsten Punkt steht, besonders wenn die Fransen etwas breit sind. Um die Lage des Randes vom geometrischen Schatten in Bezug auf die dunkeln Zonen zu beurtheilen, wandte ich statt eines opaken Körpers von bekannter Breite zwei Stahlplatten an, welche sich beliebig einander näher oder ferner bringen ließen, und deren Abstand ich mittelst eines auf dem Schlitten dieses kleinen Instruments befestigten Nonius wenigstens bis nahe auf ein Hundertel eines Millimeters messen konnte. Diese beiden Platten waren durch einen von beiden Seiten zugeschärften, etwas abgerundeten Rand begrenzt. Mit dem Mikrometer maß ich die Abstände zwischen den dunkeln Zonen, die von den Rändern dieser beiden Platten erzeugt wurden, und da ich überdies den Zwischenraum zwischen diesen beiden Rändern kannte, so wie auch den Abstand derselben vom leuchtenden Punkt und vom Mikrometer, so fand ich durch eine sehr einfache Rechnung die Breite des Raums zwischen den geometrischen Schatten der beiden Schirme. Ich brauchte also nur von diesem Raum den Zwischenraum zwischen zwei entsprechenden Zonen abzuziehen, und die Hälfte des Restes zu nehmen, um den Abstand einer dieser Zonen vom Rande des nächsten geometrischen Schattens zu erhalten. Jede Messung wurde wenigstens zwei Mal angestellt.

Ich sorgte dafür, daß die Platten so weit von einander standen, daß keine einen Einfluß auf die von der andern erzeugten Fransen haben konnte. Bei fast allen meinen Beobachtungen betrug der Abstand der Platten ein Centimeter.

Zur Bildung des leuchtenden Punkts bediente ich mich einer desto convexeren Linse, je näher ihr der dunkle Körper stand. Bei den Versuchen 1, 2, 3 hatte die angewandte Linse nur eine Brennweite von einem halben

Millimeter, damit die Fransen wegen der Feinheit des Lichtpunkts weniger verwaschen wären, und besonders um den Abstand dieses Punktes vom opaken Körper mit hinreichender Genauigkeit messen zu können; dieß ist leicht, wenn die Brennweite der Linse kurz ist. Damit das kleine Sonnenbild, welches den leuchtenden Punkt im Focus der Lupe bildete, seine Lage durch die tägliche Bewegung der Erde nicht während der Messung der Fransen ändere, wurden die reflectirten Sonnenstrahlen durch einen Heliostat, den mir Hr. Berthollet die Güte hatte zu leihen, und der mir vom größten Nutzen war, in constanter Richtung erhalten.

Wir haben durch die vorhergehenden Untersuchungen gesehen, daß man die Bildung und Lage der äußern Fransen in genügender Weise erklären kann, wenn man sie betrachtet als erzeugt durch das Zusammenwirken einer Unzahl von Elementar-Wellen, welche von dem nicht vom opaken Körper aufgefangenen Theil der Welle ausgehen. Aus derselben Theorie folgt, daß das in den Schatten gebeugte Licht keine dunkeln oder hellen Zonen erzeugen darf, sondern continuirlich an Intensität abnehmen muß, sobald der Schirm so groß ist, daß kein Licht von seiner andern Seite herkommen kann, wiewohl jenes gebeugte Licht, wie das, welches die äußern Fransen veranlaßt, noch aus dem Zusammenwirken einer Unzahl von Elementar-Wellen entspringt. Dieß ergibt die Betrachtung der folgenden Tafel, welche die Intensität des in den Schatten verbreiteten Lichts für verschiedene Neigungen der gebeugten Strahlen enthält. Diese Intensitäten sind berechnet mittelst der Tafel über die numerischen Werthe der Integrale:

$$\int d\varphi \cos \varphi^2 \text{ und } \int d\varphi \sin \varphi^2,$$

indem die Summe der Quadrate der entsprechenden um $\frac{1}{2}$ verminderten Zahlen genommen ist. Trotz der Ungenauigkeiten, die daraus entspringen, daß die Gränzen der partiellen Integrationen in jener Tafel nicht zwischen hinlänglichen nahe zusammenliegenden Gränzen genommen

sind, sieht man doch, daß die Lichtintensität rasch mit der Zunahme von ν abnimmt, ohne daß sich irgend eins der außerhalb des Schattens zu beobachtenden Maxima oder Minima zeigt.

Intensitäten des unter verschiedenen Neigungen in den Schatten gebeugten Lichts.

Werthe von ν .	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ν .	Entsprechende Intensitäten.
0,1	0,4095	2,9	0,0121
0,2	0,3359	3,0	0,0113
0,3	0,2765	3,1	0,0105
0,4	0,2284	3,2	0,0098
0,5	0,1898	3,3	0,0092
0,6	0,1586	3,4	0,0087
0,7	0,1334	3,5	0,0083
0,8	0,1129	3,6	0,0079
0,9	0,0962	3,7	0,0074
1,0	0,0825	3,8	0,0069
1,1	0,0711	3,9	0,0066
1,2	0,0618	4,0	0,0064
1,3	0,0540	4,1	0,0061
1,4	0,0474	4,2	0,0057
1,5	0,0418	4,3	0,0054
1,6	0,0372	4,4	0,0052
1,7	0,0332	4,5	0,0051
1,8	0,0299	4,6	0,0048
1,9	0,0271	4,7	0,0045
2,0	0,0247	4,8	0,0044
2,1	0,0226	4,9	0,0043
2,2	0,0207	5,0	0,0041
2,3	0,0189	5,1	0,0038
2,4	0,0173	5,2	0,0037
2,5	0,0159	5,3	0,0036
2,6	0,0147	5,4	0,0035
2,7	0,0137	5,5	0,0033
2,8	0,0129		

Bezeichnen a und b wie früher den Abstand des Schirms vom leuchtenden Punkt und von der Ebene, mit

welcher man den Schatten auffängt, und ist x der Abstand des in dieser Ebene betrachteten Punkts vom Rande des geometrischen Schattens, so hat man:

$$x = \rho \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}}$$

und folglich:

$$\frac{x}{b} = \rho \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)\lambda}{ab}}.$$

Mit Hülfe dieser Formel kann man die den verschiedenen Werthen von ρ entsprechenden Werthe des Abstands x oder der Neigung $\frac{x}{b}$ des gebeugten Strahls be-

rechnen; und umgekehrt, wenn x oder die Schiefe $\frac{x}{b}$ gegeben ist, kann man ρ daraus herleiten und die Intensität des gebeugten Lichts berechnen. Eine merkwürdige Folgerung aus der Formel:

$$x = \rho \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(a+b)b\lambda}{a}}$$

ist die: dafs die Werthe von x nicht den Werthen von b proportional sind, sondern den Ordinaten einer Hyperbel, zu denen diese die Abscissen sind. Es folgt also aus dieser Theorie, dafs die Punkte gleicher Intensität in Bezug auf den geometrischen Schatten nicht einer geraden Linie folgen, wenn man b verändert, sondern einer Hyperbel von merklicher Krümmung, wie die Trajectorien der äufsern Fransen.

Die aus der Interferenztheorie mit Anwendung des Huyghens'schen Satzes abgeleiteten Intensitätsverhältnisse des gebeugten Lichts habe ich bis jetzt noch nicht durch directe Versuche geprüft. Diese Beobachtungen bieten grofse Schwierigkeiten dar *), und ich glaube kaum, dafs

*) Es ist sehr schwierig, die Intensität des Lichts mit Genauigkeit zu messen, selbst unter den günstigsten Umständen, wo die beleuchteten Räume, welche verglichen werden sollen, hinreichend

man ihnen so viele Genauigkeit wird geben können, als der Bestimmung der dunkelsten und hellsten Punkte in den Fransen, deren Resultate mir übrigens Bestätigungen (wenn gleich indirecte) von diesen Intensitätsverhältnissen zu seyn scheinen. Denn wenn die Lage der Maxima und Minima, wie sie aus dem allgemeinen Ausdruck für die Lichtintensität abgeleitet worden ist, mit den Beobachtungen übereinstimmt, diese auch mit Genauigkeit angesetzt werden können, so wird es sehr wahrscheinlich, daß dieses Integral wirklich alle Intensitätsvariationen des gebeugten Lichts vorstelle.

Mittelst der Tafel über die Maxima und Minima der äußern Fransen kann man, wie wir gesehen, leicht die Lage der dunkelsten und hellsten Punkte ihrer dunkeln und hellen Zonen für alle Werthe von a und b berechnen. Dasselbe gilt nicht für die Fransen innerhalb des Schattens eines schmalen Körpers, oder für die, welche von einer kleinen Oeffnung erzeugt werden. Die beiden

ausgedehnt sind und beide ein gleichförmiges Licht darbieten; um so schwieriger also, wenn diese Räume von einem Punkt zum andern an Helligkeit verschieden sind, sich nur in einer außerordentlich schmalen Zone, gewissermaßen in einer einzigen Lichtlinie, als von gleichförmiger Intensität betrachten lassen. Ich glaube indess, daß es bei den Diffractionerscheinungen gelingen würde, die Formeln für die Lichtintensität auf eine genügende, wiewohl immer indirecte Art, zu verificiren, mittelst eines sehr einfachen Verfahrens, welches ich, seit der Niederlegung meiner Abhandlung im Institut, erdacht habe. Dieß bestünde darin, mittelst der doppelten Strahlenbrechung, die verschiedenen Fransen über einander zu legen, z. B. die im Innern eines schmalen Schattens befindlichen, über die äußern Fransen, und die Lage der aus dieser Mischung erfolgenden neuen Maxima und Minima zu beobachten. Wenn, wie ich überzeugt bin, die auf diese Uebereinanderlage verschiedener Fransen angewandten Formeln noch mit den beobachteten neuen Lagen der Maxima und Minima stimmten, so könnte man nicht mehr zweifeln, daß sie wirklich die relativen Intensitäten der verschiedenen Punkte der Fransen vorstellen.

Gränzen des Integrals variiren hier gleichzeitig, und so ist es nicht mehr möglich, allgemeine auf alle Fälle anwendbare Resultate aufzustellen, und man ist gezwungen, die Maxima und Minima in jedem besonderen Fall mit Hülfe der Tafel über die numerischen Werthe von $\int d\nu \cos q\nu^2$ und $\int d\nu \sin q\nu^2$ zu bestimmen.

Ich will hier das Resultat aller Berechnungen dieser Art angeben, welche ich bisher zur Verification der Theorie gemacht habe. Da sie sehr lang sind, so habe ich sie nicht so vervielfältigt als ich gewünscht hätte *); allein ich habe diesen Mangel durch die Verschiedenartigkeit der Fälle, auf welche ich sie anwandte, zu ersetzen gesucht, und auch dadurch, dafs ich die vorgezogene Theorie bei Beobachtungen prüfte, welche mir die ungewöhnlichsten Anordnungen der Fransen dargeboten hatten.

Zunächst will ich mich mit den von einer kleinen Oeffnung erzeugten Fransen beschäftigen, welche zugleich die äufsern Fransen und die im Schatten eines schmalen Körpers vorkommenden enthalten.

Es sey C (Taf. II Fig. 13) der leuchtende Punkt, AG eine schmale Oeffnung, deren Ränder A und G geradlinig und parallel sind, BD die konische Projection derselben auf die Ebene, in der man die Fransen beobachtet, und P ein Punkt in dieser Ebene, für den man die Lichtstärke erfahren will. Dazu mufs man integriren:

$$\int dz \cdot \cos\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right) \text{ und } \int dz \cdot \sin\left(2q \cdot \frac{z^2(a+b)}{ab\lambda}\right)$$

zwischen den Gränzen A und G integriren, und die Quadrate dieser Integrale addiren. Die Summe ist die Lichtstärke im Punkt P . Allein man mufs sich erinnern, dafs der Anfangspunkt von x auf dem directen Strahl CP liegt, und dafs folglich die beiden Gränzen A und G entsprechen den Werthen:

$$z = MG \text{ und } z = -MA.$$

*) Sehr möglich ist, dafs es kürzere Methoden giebt, die mir bei meiner geringen Uebung in der Analyse entgangen sind.

Nachdem man die entsprechenden Werthe von ν berechnet hat mit der Formel:

$$\nu = z \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}} \text{ oder } \nu = x \sqrt{\frac{2a}{(a+b)b\lambda}},$$

in welcher x den Abstand des Punkts P vom Rande des geometrischen Schattens bedeutet, sucht man in der Tafel der Integrale $\int d\nu \cdot \cos q \nu^2$ und $\int d\nu \cdot \sin q \nu^2$ die Zahlen auf, welche sich diesen Werthen von ν am meisten nähern.

Ich setze voraus, daß t die Differenz sey zwischen dem berechneten Werth und der Zahl i der Tafel, so findet man die entsprechenden Integrale mittelst der approximativen Formeln:

$$\begin{aligned} \int_0^{i+t} d\nu \cdot \cos q \nu^2 &= \int_0^i d\nu \cdot \cos q \nu^2 \\ &+ \frac{1}{2iq} [\sin qi(i+2t) - \sin qi^2] \\ \int_0^{i+t} d\nu \cdot \sin q \nu^2 &= \int_0^i d\nu \cdot \sin q \nu^2 \\ &+ \frac{1}{2iq} [-\cos qi(i+2t) + \cos qi^2]. \end{aligned}$$

Nachdem für die beiden Werthe von ν , welche den Gränzen A und G der Oeffnung entsprechen, die nämliche Rechnung gemacht ist, addirt man die beiden homologen Integrale, wenn der Punkt M innerhalb liegt, oder subtrahirt das eine von dem andern, wenn er außerhalb liegt, und nimmt dann die Summe der Quadrate der beiden gefundenen Zahlen. Eben so erhält man die Lichtintensitäten für alle übrigen Punkte, deren Lage gegeben ist, und vergleicht man diese verschiedenen Resultate, so findet man, zwischen welchen die Maxima und Minima liegen. Kennt man die Lichtintensitäten für drei ziemlich nahe liegende Punkte, zwischen denen sich ein Maximum oder Minimum befindet, so kann man die Lage desselben leicht mit hinlänglicher Genauigkeit durch die Methode der Interpolationen bestimmen, wenn man vor-

aussetzt, daß innerhalb dieser kleinen Strecke die Curve, welche die Intensitäten dieser Punkte zu Ordinaten, und die Abstände derselben vom gemeinschaftlichen Anfang zu Abscissen hat, nahe mit einer Curve zweiten Grades zusammenfalle. Diese Hypothese führt zu der Formel:

$$z = \frac{p' z''^2 - p'' z'^2}{2(p' z'' - p'' z')},$$

in welcher z' und z'' die Abstände eines der äußersten Punkte von den beiden andern, p' und p'' die Unterschiede ihrer Intensitäten, und endlich x den Abstand desselben Punkts vom Maximum oder Minimum bedeuten. Ich habe diese Formel versucht bei den Maximis und Minimis der äußern Fransen, die schon nach einem andern Verfahren berechnet waren; und ohne genähere Zahlen als die der Tafel anzuwenden, habe ich Resultate von hinreichender Genauigkeit erhalten, selbst für das Minimum siebenter Ordnung, wiewohl der Unterschied von zwei auf einander folgenden Werthen von ν in der Tafel ein beträchtlicher Theil von dem Intervall ist, welches das Minimum und Maximum siebenter Ordnung trennt.

Um diese Rechnungsmethode auf die Beobachtungen anzuwenden, habe ich zunächst den Tafel-Werth von c , d. h. von der Breite der Oeffnung bestimmt, mittelst der Formel:

$$\nu = c \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}},$$

wodurch ich dann das Tafel-Intervall der beiden Grenzen hatte. Durch ein leichtes Probiren suchte ich dann, zwischen welchen Zahlen der Tafel sich die Maxima und Minima befanden, und darauf bestimmte ich ihre Lage genauer durch das eben angezeigte Verfahren. Nachdem ich so die Werthe von ν , welche den Maximis und Minimis entsprechen, berechnet hatte, zog ich sie von der Hälfte des Tafel-Werthes von c ab, um sie auf die Mitte der Oeffnung zu beziehen. Endlich gab die Formel:

$$x = \nu \sqrt{\frac{(a+b)b\lambda}{2a}}$$

den Abstand derselben Minima oder Maxima von der Mitte der Lichtprojection der Oeffnung, welchen Ausgangspunkt ich bei meinen früheren Beobachtungen angenommen hatte.

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genäherte Werthe von ρ , gezählt vom Rand der Oeffnung.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ρ entsprechend den vom Rande der Oeffnung gezählten Max. und Minimis.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Oeffnung.		Unterschiede.
				Berechnung.	Beobachtung.	
Erste Beobachtung.						
$a = 2^m,010$; $b = 0^m,617$; $c = 0^m,50$; Tafel-Werth von $c = 1,288$.						
1. Minimum	{ +0,812 +0,912 +1,012	{ 0,03495 0,01645 0,03406	{ +0,913 +0,913 +0,913	{ 0 ^{mm} ,79 0 ^{mm} ,77 0 ^{mm} ,77	{ +0 ^{mm} ,02 +0 ^{mm} ,02 +0 ^{mm} ,02	
2. Minimum	{ +2,412 +2,512 +2,612	{ 0,00238 0,00235 0,00541	{ +2,463 +2,463 +2,463	{ 1,58 1,58 1,58	{ +0,00 +0,00 +0,00	
Zweite Beobachtung.						
$a = 2^m,010$; $b = 1^m,503$; $c = 1^m,00$; Tafel-Werth von $c = 1,910$.						
1. Minimum	{ 0 +0,100 +0,200	{ 0,2978 0,2765 0,2933	{ +0,106 +0,106 +0,106	{ 0 ^{mm} ,97 0 ^{mm} ,97 0 ^{mm} ,97	{ +0 ^{mm} ,11 +0 ^{mm} ,11 +0 ^{mm} ,11	
2. Minimum	{ +1,000 +1,100 +1,200	{ 0,04451 0,02608 0,02771	{ +1,142 +1,142 +1,142	{ 1,92 1,92 1,92	{ +0,04 +0,04 +0,04	

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genäherte Werthe von ρ , gezählt vom Rand der Oeffnung.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ρ , entsprechend den vom Rande der Oeffnung gezählten Max. und Minimis.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Oeffnung.		Unterschiede.
				Berechnung.	Beobachtung.	

Dritte Beobachtung.
 $a=2^m,010$; $b=0^m,401$; $c=1^m,00$; Tafel-Werth von $c=3,062$.

1. Minimum	-1,262	2,2578	} -1,181	0 ^{mm} ,14	0 ^{mm} ,16	-0 ^{mm} ,02
	-1,162	2,2153				
	-1,100	2,2577				
2. Minimum	-0,300	0,7135	} -0,215	0 ,51	0 ,48	-3
	-0,262	0,6925				
	-0,162	0,6950				
3. Minimum	+0,400	0,1501	} +0,431	0 ,77	0 ,76	+1
	+0,438	0,1477				
	+0,500	0,1604				
4. Minimum	+0,938	0,0799	} +1,081	1 ,02	1 01	+1
	+1,038	0,0417				
	+1,138	0,0432				
5. Minimum	+1,800	0,0170	} +1,736	1 ,28	1 ,28	0
	+1,738	0,0128				
	+1,700	0,0111				

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genäherte Werthe von ρ , gezählt vom Rand der Oefnung.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ρ , entsprechend den vom Rande der Oefnung gezählten Max. und Minimis.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Oefnung.		Unterschiede.
				Berechnung. Beobachtung.		
Vierte Beobachtung. $a=3^m,008$; $b=1^m,236$; $c=2^{mm},00$; Tafel-Verth von $c=3,783$.						
1. Minimum	{ -1,983 -1,892 -1,800	{ 1,2813 1,1753 1,2813	{ -1,892	0	0	0
2. Minimum	{ -1,013 -1,000 -0,980	{ 2,2164 2,2139 2,2172	{ -0,998	0 ^{mm} ,67	0 ,63	+0 ^{mm} ,04
3. Minimum	{ -0,323 -0,303 -0,283	{ 0,8465 0,8451 0,8165	{ -0,303	1 ^{mm} ,18	1 ^{mm} ,11	+7
4. Minimum	{ +0,117 +0,217 +0,317	{ 0,3183 0,2516 0,2770	{ +0,239	1 ,59	1 ,53	+6
5. Minimum	{ +0,617 +0,717 +0,817	{ 0,1422 0,0838 0,0909	{ +0,739	1 ,96	1 ,96	0

Fünfte

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genährte Werthe von ρ , gezählt vom Rand der Oeffnung.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ρ , entsprechend den vom Rande der Oeffnung gezählten Max. und Minimis.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Oeffnung.		Unterschiede.
				Berechnung.	Beobachtung.	
Fünfte Beobachtung.						
$a=2^m,010$; $b=0^m,492$; $c=1^m,50$; Tafelwerth von $c=4,224$.						
1. Minimum	{ -1,300 -1,200 -1,100	{ 2,7239 3,0466 2,9780	} -1,168	0 ^{mm} ,42	0 ^{mm} ,43	-0 ^{mm} ,01
Sechste Beobachtung.						
$a=2^m,010$; $b=0^m,276$; $c=1^m,50$; Tafel - Werth von $c=5,391$.						
1. Minimum	{ -2,791 -2,695 -2,600	{ 1,6110 1,4474 1,6110	} -2,695	0	0	0
2. Minimum	{ -2,091 -1,991 -1,891	{ 1,7500 1,4408 1,4770	} -1,951	0 ^{mm} ,24	0 ^{mm} ,24	0

Man sieht, daß die Messungen und die Theorie im Allgemeinen ziemlich gut übereinstimmen, ausgenommen bei der zweiten und vierten Beobachtung, wo die Differenzen sehr merklich sind, beträchtlicher als es die Breite der Fransen; zuläfst, denn bei der zweiten Beobachtung wichen die partiellen Messungen höchstens um $0^{\text{mm}},04$ von einander ab, und die vierte Beobachtung, die ich schon beigebracht habe, stimmte vollkommen, wie man gesehen; mit einem andern Versuch, welcher die nämlichen Fransen darbieten mußte *). Mithin kann man diese Unterschiede nur durch die Annahme erklären, daß die Theorie unrichtig sey, oder daß ein optischer Betrug hier constante Fehler in den Beobachtungen veranlaßt habe.

Die Theorie beruht auf einer so einfachen und an sich so wahrscheinlichen Hypothese, und wird im Uebrigen durch mannigfaltige und zahlreiche Versuche auf eine so schlagende Weise bestätigt, daß man kaum an der Richtigkeit des Fundamentalprinzips zweifeln kann. Es ist sehr wahrscheinlich, daß diese Anomalie nur scheinbar ist, und von einem falschen Urtheil des Auges über die Lage der besprochenen Minima herrührt. Es ist zunächst zu bemerken, daß diese Minima sehr wenig hervorstachen und daß ein jedes derselben zwischen zwei hellen Zonen von sehr ungleicher Lichtstärke lag. Da nun mein Auge, um die Lage eines Minimums zu beurtheilen, einen Theil dieser beiden Zonen umfaßte, so mußte diejenige Hälfte der dunkeln Zone, welche auf Seite der helleren Zone lag, mir vermöge dieser Nachbarschaft dunkler, und dadurch dieser Zone das scheinbare Minimum näher gerückt erscheinen. Wirklich liegen alle Differenzen nach dieser Seite hin. Was recht beweist, daß das Auge eine ziemlich beträchtliche Strecke der Fransen umfaßte, um die Lage der Minima oder Maxima zu beurtheilen, ist der Umstand, daß, wenn ich bei Wiederholung der vierten Beobachtung versuchte, die erwähnte Illusion zu zerstören, indem ich ein Diaphragma mit sehr

*) Siehe S. 165.

enger Oeffnung, welche nur die dunkle Zone sehen liefs, im Brennpunkt des Mikrometers anbrachte, diese Zone hier von einem gleichförmigen Farbenton erschien, in welchem ich nicht mehr das Minimum erkennen konnte.

Wenn ich dennoch in den äufsern Fransen, selbst in sehr verwaschenen Zonen, die Minima mit ziemlicher Genauigkeit angegeben habe, so rührt diefs ohne Zweifel davon her, dafs die hellen Zonen, zwischen welchen dieselben liegen, wenig an Intensität verschieden sind; und, wenn die Resultate der Erfahrung mit denen der Theorie sehr gut übereinstimmten bei den Fransen, welche durch eine enge Oeffnung und einer davor gesetzten cylindrischen Linse erzeugt wurden, wiewohl dabei die Intensitätsdifferenzen zwischen zwei benachbarten hellen Zonen, besonders zwischen denen der ersten und zweiten Ordnung, sehr grofs waren, so hatte diefs seinen Grund darin, dafs die dunkle Zone, welche dieselben trennte, in ihrem Minimum fast vollständig schwarz war. Uebrigens fand ich immer die Erfahrung vollkommen mit der Rechnung übereinstimmend, wenn das Minimum oder Maximum sehr hervorstechend war. Bei der fünften Beobachtung z. B. mafs ich den Abstand des Mittelpunkts vom Maximum erster Ordnung, weil diese helle Zone sehr fein war und ich den hellsten Punkt mit vieler Genauigkeit bestimmen konnte. Nun sieht man aber, dafs der Unterschied zwischen der Rechnung und der Messung hier nur ein Hundertel eines Millimeters beträgt.

Die Theorie repräsentirt nicht blofs die Lage der Maxima und Minima mit Treue, sondern auch alle übrigen Eigenschaften der Erscheinungen, so weit man wenigstens zu urtheilen im Stande ist, ohne dafs man die Intensitätsvariationen des Lichts mit Genauigkeit zu messen braucht. So z. B. war bei der fünften Beobachtung der Theil, welcher der Mitte der Oeffnung entsprach, von einer breiten dunkeln Zone eingenommen, deren Farbenton mir fast gleichförmig erschien bis zu zwei etwa

0^{mm},26 von der Mitte abstehenden Gränzen, nach welchen die Lichtstärke plötzlich zunahm, um die erwähnte helle Zone erster Ordnung zu bilden. Berechnet man nun die Lichtstärke zwischen diesen Gränzen, so findet man, daß sie wirklich sehr wenig variirt, und daß dagegen ihre Zunahme bei dem Uebergange von diesen Gränzen zu der hellen Zone sehr rasch geschieht. Folgendes sind die Resultate der Rechnung für verschiedene Punkte der dunkeln Zone und der beiden sie einschließenden hellen Zonen. Die Lage eines jeden Punkts ist hier bezeichnet durch den entsprechenden Werth von ν , der, wie immer, von einem der Ränder der Oeffnung gezählt ist.

	No.	Werth von ν .	Intensitäten.
	1	1,100	2,9780
	2	1,200	3,0466
Gränze d. gleichförmig.	3	1,300	2,7239
Farbentons nach der	4	1,400	2,2843
Beobachtung	5	1,524	1,9671
	6	1,824	1,9100
	7	2,112	1,9802

Auf der andern Seite der Mitte dieselben Intensitäten.

Zu Abscissen die Abstände dieser Punkte von einem gemeinschaftlichen Anfangspunkt, und zu Ordinaten die entsprechenden Intensitäten nehmend, construirte ich nun die Curve *MCM'* (Taf. II Fig. 14) welche wirklich ein Bild von der Erscheinung liefert, wovon man sich durch Wiederholung der Versuche überzeugen kann. Ich hätte gewünscht, ähnliche Constructionen für alle übrigen Beobachtungen machen zu können, um den Vergleich der Theorie mit der Erfahrung zu erleichtern; allein die Länge der Rechnungen und die geringe Zeit, die mir zur Vollendung meiner Abhandlung übrig blieb, haben mir dieß nicht erlaubt.

Aus demselben Grunde habe ich auch über die von einem schmalen Körper erzeugten Fransen nur eine kleine Zahl von Resultaten darbieten können. Bei Bestimmung ihrer Maxima und Minima bin ich einen Gang gefolgt durchaus analog dem, welchen ich bei den von einer kleinen Oeffnung erzeugten Fransen angezeigt habe, nur habe ich das Integral, statt es zwischen A und G (Fig. 13 Taf. II) zu nehmen (da A und G nun die Breite des das Licht auffangenden Körpers bedeutet) von A bis in's Unendliche nach Seite von S hin, und von G bis in's Unendliche nach Seite von T hin genommen, oder was dasselbe ist, ich habe das Tafel-Integral, genommen zwischen den Gränzen A und G , von Eins abgezogen.

Vergleich zwischen der Theorie und Erfahrung in Bezug auf die Maxima und Minima der Fransen, die von einem schmalen undurchsichtigen Körper erzeugt werden.

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genäherte Werthe von v_1 gezählt vom Rand des opaken Körpers.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ρ entsprechend d. vom Körper- rande gezählten Max. und Min.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Oeffnung.		Unterschiede.
				Berechnung.	Beobachtung.	
Erste Beobachtung. $a=5^m,049$; $b=0^m,615$; $c=0^m,78$; Tafel - Werth von $c=1,865$.						
1. Minim., innere Zone erster Ordnung.	$\left\{ \begin{array}{l} -0,565 \\ -0,465 \\ -0,365 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,08541 \\ 0,05519 \\ 0,11333 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -0,481 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0^m,21 \\ 0^m,23 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -2 \end{array} \right.$	
	$\left\{ \begin{array}{l} +1,735 \\ +1,835 \\ +1,935 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,5834 \\ 1,3669 \\ 1,5797 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} +1,835 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,30 \\ 1,30 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \end{array} \right.$	
	$\left\{ \begin{array}{l} +2,635 \\ +2,735 \\ +2,835 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,9025 \\ 1,5395 \\ 1,6959 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} +2,755 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1^m,73 \\ 1^m,72 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} +1 \end{array} \right.$	

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genäherte Werthe von ν , gezählt vom Rand des opaken Körpers.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ν , entsprechend d. vom Körper- rande gezählten Max. und Min.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Oeffnung.		Unterschiede
				Berechnung.	Beobachtung.	

Zweite Beobachtung.
 $a = 3^m,047$; $b = 1^m,213$; $c = 1^m,326$; Tafel-Verth. von $c = 2,520$.

1. Minim., inner. Zone erster Ordnung.	-1,000	0,05937	-0,895	0 ^{mm} ,27	0 ^{mm} ,27	0
	-0,900	0,01568				
	-0,800	0,05127				
2. Minim., inner. Zone zweiter Ordnung.	-0,300	0,2649	-0,203	0 ,78	0 ,81	-3
	-0,200	0,2147				
	-0,100	0,2722				
6. Maxim., äußer. Zone zweiter Ordnung.	+2,200	2,1547	+2,330	2 ,64	2 ,64	0
	+2,300	2,5708				
	+2,400	2,4681				

No. der hellen und dunkeln Zonen von der Mitte ab.	Genäherte Werthe von ν , gezählt vom Rand des opaken Körpers.	Entsprechende Intensitäten.	Werthe von ν , entsprechend d. vom Körper- rande gezählten Maximis und Minimis.	Abstände der Maxima und Minima von der Projection der Mitte der Öffnung.		Unterschiede.
				Berechnung. Beobachtung.		
Dritte Beobachtung.						
$a=6^m,598$; $b=0^m,553$; $c=1^m,322$; Tafel- Werth von $c=3,277$.						
3. Minim., inner. Zone dritter Ordnung.	$\left\{ \begin{array}{l} -0,300 \\ -0,200 \\ -0,100 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,2725 \\ 0,2332 \\ 0,3293 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} -0,431 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0^m,62 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0^m,63 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} -1 \\ \\ \end{array} \right\}$
5. Minim., inner. Zone fünfter Ordnung.	$\left\{ \begin{array}{l} +0,723 \\ +0,760 \\ +0,800 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,9753 \\ 1,9514 \\ 1,9737 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} +0,762 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,05 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,10 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} -1 \\ \\ \end{array} \right\}$
Vierte Beobachtung.						
$a=0^m,778$; $b=0^m,553$; $c=1^m,322$; Tafel- Werth von $c=4,117$.						
3. Minim., inner. Zone dritter Ordnung.	$\left\{ \begin{array}{l} -1,000 \\ -0,900 \\ -0,800 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,10815 \\ 0,05264 \\ 0,07836 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} -0,882 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0^m,65 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0^m,65 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \\ \end{array} \right\}$
5. Minim., inner. Zone fünfter Ordnung.	$\left\{ \begin{array}{l} -0,100 \\ 0,000 \\ +0,083 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,4813 \\ 0,4368 \\ 0,4843 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} -0,010 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,13 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,16 \\ \\ \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} -3 \\ \\ \end{array} \right\}$

Man sieht, daß die Rechnung gut mit der Erfahrung übereinstimmt, ausgenommen beim fünften Minimo der dritten Beobachtung, wo der Unterschied zu merklich gegen die Breite der Fransen ist, als daß man ihn einer gewöhnlichen Unsicherheit der Messungen zuschreiben könnte. Allein es ist zu bemerken, daß dieß Minimum ein wenig schwach ist, und überdies zwischen zwei hellen Zonen von sehr ungleicher Intensität liegt; es muß also der helleren Zone näher, oder von dem Centrum des Schattens entfernter zu liegen scheinen als es wirklich der Fall ist, und in diesem Sinne weicht auch die Rechnung von der Beobachtung ab.

Die Beobachtungen 3 und 4 bestätigen, was die Theorie uns schon über den Einfluß der Variationen von a auf die Lage der innern Fransen gelehrt hat. Wir sehen, daß die Breiten derselben nicht constant bleiben, wiewohl c und b in den beiden Versuchen gleich sind; die Fransen sind bei der zweiten Beobachtung merklich breiter. Der Lagen - Unterschied, welchen die zweite Beobachtung für das Minimum fünfter Ordnung giebt, beträgt $0^{\text{mm}},06$; der aus der Theorie abgeleitete ist $0^{\text{mm}},08$; man sieht, sie sind fast gleich.

Bei der ersten Beobachtung wurden die äußeren Fransen durch die geringe Breite des opaken Körpers sonderbar verändert. Die dunkeln Zonen erster und zweiter Ordnung waren viel feiner als sie es gewöhnlich sind, und die dritte dunkle Zone war fast ausgelöscht. Ich wollte die Theorie auf diesen merkwürdigen Charakter der Erscheinung prüfen. Ich berechnete die Lichtintensitäten für verschiedene Punkte dieser Fransen, und indem ich sie mit den Intensitäten derselben Punkte für den Fall eines Schirms von unendlicher Ausdehnung verglich, fand ich, daß wirklich die Intensitätsvariationen bei den dunkeln Zonen erster und zweiter Ordnung rascher, und bei denen dritter Ordnung langsamer geschehen im ersten Fall als im zweiten. Die Curven ABC $EFGHIK$ und $abcefgghik$ (Fig. 15 Taf. II) sind nach

den in nachstehender Tafel enthaltenen Resultaten meiner Rechnung construiert. Die erste stellt die Lichtvariationen für den Fall der Beobachtung No. 1 dar, und die andere dieselben Variationen für den gewöhnlichen Fall eines sehr breiten Schirms.

No. der Ordinaten.	Abscissen.	Ordinaten für Beobacht. No. 1.	Ordinaten für den gewöhnlich. Fall.
1	1,535	2,5202	2,2327
2	1,735	1,5834	1,7042
3	1,835	1,3669	1,5689
4	1,935	1,5797	1,5894
5	2,135	2,1851	2,0323
6	2,535	2,2772	2,0743
6'	2,635	1,9025	1,8091
7	2,735	1,5395	1,6870
8	2,835	1,6959	1,7934
8'	2,935	2,2098	2,0544
9	3,200	1,9532	2,1296
10	3,300	1,8984	1,8596
11	3,350	1,8907	1,7693
12	3,400	1,8999	1,7451
13	3,500	1,8303	1,9037
14	3,600	2,0319	2,1683

Die Beobachtung No. 2 bot auch eine sonderbare Veränderung der äußern Fransen dar. Die dunkle Zone erster Ordnung zeigte einen fast gleichförmigen Farbenton zwischen zwei Gränzen, von denen eine etwa $2^{\text{mm}},16$ und die andere $2^{\text{mm}},44$ von der Mitte des Schattens abstand; darauf nahm die Lichtstärke plötzlich zu. Die helle Zone zweiter Ordnung war weit lebhafter und weit feiner als gewöhnlich, und die dunkle Zone derselben Ordnung war dagegen weit unbestimmter und weit breiter geworden. Die Theorie stimmt auch hier mit der Beobachtung, wie man sieht, wenn man die Augen auf Fig. 16 Taf. II wirft, welche die Intensitätsvariationen der verschiedenen Punkte dieser Fransen für den Fall der Beobachtung No. 2 und den eines Schirms von un-

endlicher Erstreckung vorstellt. Diese Figur ist nach den in folgender Tafel enthaltenen Resultaten der Rechnung construiert.

	No. der Ordina- ten.	Abscissen der Werthe von ρ .	Ordinaten für Beobachtung No. 2.	Ordinate für den gewöhnl. Fall.
	1	1,600	1,9304	2,0472
Beob. Gränze	2	1,677	1,6378	1,8369
	3	1,900	1,7466	1,5633
Beob. Gränze	4	2,057	1,6907	1,8187
	5	2,200	2,1547	2,2047
	6	2,300	2,5708	2,3787
	7	2,400	2,4681	2,3673
	8	2,500	2,0166	2,0511
	9	2,600	1,8093	1,8935
	10	2,700	1,8532	1,7051
	11	2,800	1,7789	1,7310
	12	2,900	1,7981	1,9571
	13	3,000	2,2184	2,2153

Ich habe so eben das Huyghens'sche Princip auf die drei Hauptklassen der Diffractionerscheinungen angewandt, nämlich: 1) auf die Fransen, erzeugt von dem geradlinigen und sehr langen Rand eines einzigen Schirms, der so breit ist, daß kein merkliches Licht von seiner anderen Seite herkommen kann; 2) auf die Fransen, welche von zwei solchen einander sehr genäherten Schirmen gebildet werden; und endlich 3) auf die, welche den Schatten eines sehr schmalen Schirms begleiten und zertheilen *). Durch die Vergleichung der Beobachtung mit den mittelst der Interferenztheorie aus jenem Principe her-

*) Ich rechne nicht hieher die Fransen, welche von einem prismatischen Glase oder von zwei Spiegeln erzeugt werden; genau genommen gehören sie nicht zur Diffraction, weil sie nicht von diffrangirten oder infectirten Strahlen, sondern von zwei regelmäßig reflectirten oder refrangirten Lichtbündeln hervorgebracht werden.

geleiteten Resultaten habe ich gezeigt, daß dasselbe hinreichend, die Erscheinungen unter diesen Umständen zu erklären, und daß der allgemeine Ausdruck für die Lichtintensität, auf den man dadurch geführt wird, diese Erscheinungen bis zu ihren seltsamsten und anscheinend unregelmäßigsten Gestaltungen darstellt.

Allein außer diesen drei Hauptfällen läßt sich noch eine Unzahl anderer aus der Combination derselben entspringender Fälle erdenken. Auf diese wird sich die Theorie mit gleicher Leichtigkeit und ohne Zweifel gleichem Erfolg anwenden lassen, nur würden die Rechnungen wegen der großen Zahl der Integralgrößen länger, und die Apparate zusammengesetzter seyn.

Im ersten Abschnitt dieser Abhandlung beschrieb ich eine Erscheinung, welche durch Combination der beiden Hauptfälle von Diffraction erhalten wird, nämlich die Fransen, welche das Licht bei seinem Durchgange durch zwei sehr schmale und einander hinreichend nahe Oeffnungen hervorbringt *). Als ich ein wie Fig. 6 Taf. II ausgeschnittenes Kupferblech anwandte und mich hinreichend von diesem Schirm entfernte, damit die von jedem der Schlitzte $CEE'E'$ und $DFD'F'$ erzeugten Fransen sich so weit ausbreiteten, daß der Schatten von $CDEF$ nur noch die helle Zone erster Ordnung enthielt, bemerkte ich, daß die Fransen, welche aus dem Zusammentreffen dieser beiden Lichtbündel entsprangen, viel schärfer und lebhafter waren als die inneren Fransen von $ACBD$. Der untere Theil $CEDF$, anfangs weit heller als der andere, wurde dunkler in dem Maasse als ich mich hinlänglich vom Schirm entfernte; allein seine Fransen zeigten fortwährend reinere Farben im weißen Lichte, und schärfere dunkle und helle Zonen im homogenen Lichte. Da der Apparat, dessen ich mich bediente, zu einfach war, um genaue Messungen an ihm anstellen zu können, so werde ich nur im Allgemeinen zeigen, wie man diese Erscheinung erklären kann.

*) Siehe S. 130.

Es sey L (Fig. 17 Taf. II) der leuchtende Punkt, IK die Horizontalprojection des Theils $AEBF$ (Fig 6) vom Schirm, und P der im Innern seines Schattens betrachtete und z. B. auf der Linie OL liegende Punkt. Vom Punkt L , als Mittelpunkt, mit einem Radius gleich LI , beschreibe man den Bogen IMM' , welcher die einfallende Welle vorstellt. Beschreibt man ferner von P , als Mittelpunkt, mit einem Radius gleich IP , den Bogen Imm' , so geben die Abstände zwischen den beiden Bogen die Unterschiede der Wege, die von den im Punkt P zusammentreffenden Elementarwellen durchlaufen sind. Betrachten wir zunächst den oberen Theil des Schirms, d. h. den, wo die Welle Imm' nicht mehr jenseits des Punkts I aufgefangen wird. Denken wir uns diese Welle getheilt in eine Unzahl kleiner Bogen IM , MM' u. s. w. solchergestalt, daß die Geraden gezogen von zwei benachbarten Theilpunkten zu dem Punkt P , um eine halbe Welle verschieden sind. Setzen wir ferner, um die Ideen zu befestigen und zu vereinfachen, der Punkt P sey so entfernt vom Rande des Schattens oder der Strahl IP so geneigt gegen die einfallende Welle, daß diese Bogen beinah einander gleich seyen; alsdann liegt jeder von ihnen zwischen zwei andern, die den Effect, welchen er im Punkt P hervorzubringen trachtet, zerstören, mit Ausnahme des letzten Bogens IM , dessen Strahlen durch ihre Discordanz mit den Vibrationen des benachbarten Bogens MM' nur die Hälfte ihrer Intensitäten verlieren. Wenn man daher diesen Bogen MM' und den ganzen Rest der Welle auffängt, so vermehrt man das Licht im Punkt P *); und diese Wirkung ist es, welche der Theil $GC'E'$ des Schirms (Fig. 6) in einer gewissen Entfernung hervorbringt. Allein in dem Maafse als der Punkt P (Fig. 17)

*) Noch weit mehr würde es verstärkt werden, wenn der Schirm allen Bogen von gerader Zahl in der Reihe gegenüber durchbohrt wäre, und bloß die Bogen von ungerader Ordnungszahl auffänge.

vom opaken Körper entfernt wird, nähert sich der Bogen Imm' dem Bogen IMM' , und er kann sich ihm sogar bis in's Unbestimmte nähern, wenn der Punkt L in einer unendlichen Entfernung liegt. Da die Theilpunkte M, M' u. s. w. durch die Abstände zwischen diesen beiden Bogen bestimmt werden, so entfernen sie sich desto mehr vom Punkte I , je mehr die Bogen sich näher kommen; es erfolgt daraus eine continuirliche Vergrößerung des Theils MI der einfallenden Welle, dessen zum Punkt P gesandte Strahlen immer mindestens die Hälfte ihrer Intensität hinter dem oberen Theil des Schirms behalten. Allein in dem unteren Theil wird, da der Schlitz $CEC'E'$ (Fig. 6) nicht an Breite zunimmt, und wenn der leuchtende Punkt L hinlänglich entfernt ist, der Bogen IM (Fig. 17) zuletzt so groß gegen jenen Schlitz, daß der Punkt P mehr Licht in dem oberen Theil des Schattens als in dem unteren Theil empfängt.

Betrachten wir nun die Fransen, welche durch das Zusammentreffen der von den beiden Seiten des Schirms $AEBF$ (Fig. 6) herkommenden Lichtstrahlen erzeugt werden. Hinter dem oberen Theil $ABCD$ nimmt das inflectirte Licht rasch an Intensität ab, in dem Maasse als es sich vom Rand des geometrischen Schattens entfernt, und daher sind alle Fransen, mit Ausnahme der dem Centro sehr nahe liegenden, von zwei an Intensität sehr verschiedenen Lichtbündeln gebildet; folglich müssen, wenn man sich eines homogenen Lichts bedient, die dunkeln Zonen wenig hervorstechen, und, wenn man weißes Licht gebraucht, die Farben sich in ein Grau verlieren. Hinter dem unteren Theil $CEDF$ haben aber die beiden durch die Schlitz $CEC'E'$ und $DFD'F'$ ausgetretenen Lichtbündel eine fast gleichförmige Intensität in einer ziemlich beträchtlichen Erstreckung der von jedem Schlitz erzeugten hellen Zone erster Ordnung, und wenn sie in Bezug auf das sie trennende Intervall so schmal sind, daß der Raum, innerhalb dessen das gebeugte Licht

beinahe gleichförmig ist, alle aus dem Zusammentreffen der beiden Lichtbündel entstehenden Fransen umfaßt, alsdann zerstören die Lichtvibrationen einander fast gänzlich in den Punkten der vollständigen Discordanz; in dem unteren Theil des Schattens werden also, wenn man homogenes Licht gebraucht, die dunkeln Zonen mehr hervorstechen, und, wenn man weißes Licht anwendet, die Farben viel reiner seyn als in dem oberen.

Beobachtet man die Fransen nahe beim Schirm, ehe die breiteren Fransen, welche von jedem Schlitz erzeugt werden, aus dem Schatten von *AEBF* getreten sind, so zeigt die Erscheinung eine sehr verwickelte Gestalt, welche sich mit dem Abstand der Lupe, vor Allem wenn der Zwischenraum zwischen den Schlitzten in Bezug auf die Breite derselben nicht sehr beträchtlich ist, rasch verändert. Es würde interessant seyn, die Lage der Maxima und Minima der hellen und dunkeln Zonen durch Rechnung zu bestimmen und diese Resultate mit denen der Beobachtung zu vergleichen. Ich zweifle nicht, daß dadurch die Theorie eine neue Bestätigung erhalte.

Bisher habe ich vorausgesetzt, daß alle Wellen von einem einzigen Mittelpunkt ausgehen. Bei den Diffraktionserscheinungen bestehen indeß die leuchtenden Punkte immer aus unzählig vielen, dicht zusammenliegenden Vibrationsmittelpunkten, und auf jeden einzelnen derselben muß das Vorhingesagte angewandt werden. So lange sie sehr wenig von einander entfernt sind, coïncidiren die von ihnen erzeugten Fransen beinahe; allein in dem Maasse als die Dimensionen des leuchtenden Gegenstandes wachsen, vermengen sich die dunkeln Zonen einiger jener Mittelpunkte mit den hellen anderer, bis sie endlich einander vollständig verwischen. Diese Wirkung ist bei den äußeren Fransen desto merklicher, je weiter man sich vom Schirm entfernt, weil sie, wie diese Entfernung wächst, während die Breite der dunkeln und hellen Zonen in einem weit langsameren Verhältniß zunimmt. Dieß

ist der Grund, weshalb ein leuchtender Punkt, der so fein ist, daß er in der Nähe des Körpers sehr scharfe Fransen giebt, nur sehr verworrene in einer beträchtlichen Entfernung giebt.

Es ist nicht nöthig, daß der dazwischengesetzte Körper undurchsichtig sey, damit er an seinen Rändern die Diffractionerscheinungen hervorbringe; es genügt dazu vielmehr, daß ein Theil der Welle in Bezug auf die anliegenden Theile verzögert werde. Diese Wirkungen bringen durchsichtige Körper hervor, deren Brechungsvermögen merklich von dem des umgebenden Mittels abweicht, und daher erzeugen auch sie Fransen, welche den Schatten ihres (der Körper) Umrisses innerhalb und außerhalb erfassen. Diese Fransen sind denen dunkler Körper durchaus ähnlich, sobald der Gangunterschied zwischen den durchgegangenen und den äußern Strahlen eine etwas beträchtliche Zahl von Undulationen enthält, weil dann die Effecte der gegenseitigen Einwirkung dieser nicht mehr merklich sind, und aus ihrer Vermischung nur eine einfache Addition von gleichförmigem Licht entspringt. Diefes ist aber nicht mehr der Fall, wenn der durchsichtige Schirm sehr dünn ist, oder sein Brechungsvermögen sehr wenig von dem des umgebenden Mittels abweicht; alsdann werden die Fransen merklich gestört durch den gegenseitigen Einfluß der durch den durchsichtigen Körper gehenden und neben ihm vorbeistreifenden Strahlen. Aus einem ähnlichen Grunde bringen die Streifen, welche auf Glimmerblättchen durch geringe Dickenverschiedenheiten entspringen, Fransen hervor, welche sich, wie Hr. Arago bemerkt hat, im weißen Lichte auf eine ganz eigenthümliche Weise färben.

Was diejenigen Fransen betrifft, welche wir *innere* genannt haben, so kann man sie mit einem durchsichtigen Körper nur erhalten, wenn er hinlänglich schmal ist, weil das durch ihn gehende directe Licht weit lebhafter ist als die gebeugten Strahlen, und folglich die Effecte

von

von deren gegenseitiger Einwirkung versteckt, und weil überdies die dunkeln und hellen Zonen, welche ein solcher durchsichtiger Körper als schmale Oeffnung zu erzeugen strebt, nicht coïncidiren mit denen, welche er als Schirm von geringer Breite hervorzubringen trachtet.

Sind die Diffractionerscheinungen einmal für homogenes Licht erklärt, so ist es auch leicht, sie für weißes Licht zu begreifen. Die Fransen entspringen dann aus der Uebereinanderlage aller der dunkeln und hellen Zonen, welche in ungleicher Breite von den verschiedenen Wellengattungen, aus denen das weiße Licht besteht, gebildet werden. Nachdem man für den betrachteten Punkt die Intensität einer jeden Hauptgattung von Strahlen nach deren Wellenlänge mittelst der auseinandergesetzten Theorie berechnet hat, findet man die daraus entspringende Farbe dadurch, daß man diese Werthe in die empirische Formel setzt, welche Newton gegeben hat, um das Resultat irgend eines Gemenges farbiger Strahlen zu bestimmen.

Polirte Flächen, die von einem Lichtpunkt beleuchtet werden, zeigen Diffractionerscheinungen ganz denen ähnlich, welche man im directen Licht beobachtet. Das von einem Spiegel reflectirte Lichtfeld ist von ähnlichen Fransen umsäumt wie sie an den Rändern der Körper vorkommen. Ist der Spiegel sehr schmal oder schwärzt man ihn bis auf einen schmalen Streifen, oder neigt man ihn so stark, daß das Lichtfeld hinlänglich schmal wird *),

*) Das Ansehen der Erscheinungen ist durchaus dasselbe, wie wenn die Strahlen von dem Bilde des leuchtenden Punkts ausgingen, und man den Spiegel ersetzte durch einen Schirm mit einer Oeffnung von gleicher Breite und ähnlicher Neigung wie die reflectirende Fläche. Allein die so erzeugten Fransen sind nicht ganz ähnlich denen einer Oeffnung, die nicht dieselbe Neigung hätte, z. B. senkrecht gegen den Lichtbündel wäre, wenn auch sonst der Abstand vom strahlenden Punkt und der geometrische Schatten bei dem geneigten Spiegel und der geneigten Oeffnung gleich

so bekommt man die sonderbare Erscheinung eines durch eine sehr schmale Oeffnung dilatirten Lichtbündels. Zwei frei gelassene schmale Streifen auf einem übrigen geschwärzten Spiegel bringen, wenn sie einander hinreichend nahe ste-

wären. Die Verschiedenheit ist desto merklicher, je breiter die Oeffnung oder der geneigte Spiegel gegen den Abstand derselben vom leuchtenden Punkte ist. Dasselbe gilt von den innern Fransen eines geneigten Schirms, verglichen mit denen eines senkrechten Schirms.

Der Grund dieser Verschiedenheit ist leicht einzusehen. Es seyen A und G (Fig. 18 Taf. II) die beiden Ränder des geneigten Schirms und C der leuchtende Punkt. Betrachten wir die einfallende Welle einerseits in dem Moment, da sie in A anlangt, und andererseits im Moment, da sie den Punkt G noch nicht überschritten hat, so daß die Elementarwellen weder vorher oder nachher durch die Dazwischensetzung des Schirms modificirt sind. Denken wir uns den Schirm für einen Augenblick fortgenommen, und verlängern die Bogen GN und AM bis sie in D und B eine und dieselbe, durch den leuchtenden Punkt gezogene Gerade treffen. Klar ist, daß die Resultante aller Vibrationen, welche von der halben Welle DGN ausgehen und im Punkt P zusammentreffen, an Größe und Lage ähnlich seyn muß der Resultante der von der Halbwelle BAM abgegangenen und in P zusammentreffenden Elementarwellen. Dies gesetzt, handelt es sich nun darum, die Mitte der hellen Zone erster Ordnung in dem Schatten des Schirms AG zu bestimmen; man muß nun sehen, für welche Lage des Punktes P eine vollkommene Coincidenz zwischen der Resultante der von GN abgegangenen Elementarwellen und der Resultante der auf dem Bogen AM entspringenden Elementarwellen stattfindet. Klar ist, daß diese Bedingung erfüllt seyn wird, wenn die von dem Schirm aufgefangenen Bogen DG und AB einem gleichen Unterschiede in den durchlaufenen Wegen entsprechen, d. h. wenn $CG + GP - CP = CA + AP - CP$ oder $CG + GP = CA + AP$, weil alsdann die Integrale, welche die beiden Resultanten geben, aus denselben Elementen bestehen. Allein die Linie CP , welche der Gleichung $CG + GP = CA + AP$ genügt, ist nicht die, welche den Winkel ACG in zwei gleiche Theile theilt; sie nähert sich mehr der der Lupe näher liegenden Seite A , und dadurch wird die Symmetrie der innern Fransen in Bezug auf die Ränder des geometrischen Schattens zerstört, und dieser Effect stei-

hen, dieselben Fransen hervor, wie zwei ähnliche Schlitzte in einem Schirm. Zieht man, statt einen großen Theil der reflectirenden Fläche zu schwärzen, vielmehr daselbst einen schwarzen Strich von geringer Breite, so erzeugt dieser ähnliche Fransen wie man sie im Schatten eines schmalen Körpers beobachtet. Endlich machen sich die Erscheinungen durchaus gerade so, wie wenn die Spiegelfläche durchsichtig wäre und die Strahlen wirklich vom leuchtenden Punkte ausgingen. Der Grund hievon ist sehr einfach. Wie bekannt, liegt nämlich das Bild auf dem vom leuchtenden Punkt auf den Spiegel gefällten Perpendikel in gleicher Entfernung hinter dem Spiegel, wie dieser Punkt vor dem Spiegel. Betrachtet man also die Strahlen als ausgegangen von dem Bilde des leuchtenden Punktes, so ändert man nichts an dem Unterschiede der Wege, welche die zur Bildung der Fransen beitragenden Elementarwellen durchlaufen haben.

Bei dieser Gelegenheit muß ich bemerken, daß, da die Resultante der Elementarwellen für irgend einen Ort alleinig von den Unterschieden der durchlaufenen Wege abhängt, sie nach der Reflexion dieselbe Lage haben muß, wie wenn die Strahlen wirklich von dem erwähnten Punkt ausgingen; folglich werden, bei Anwendung einer polirten Fläche von unbegrenzter Ausdehnung, alle partiellen Resultanten in gleicher Entfernung von jenem Punkte liegen, und derselbe wird mithin das Centrum der reflectirten Welle seyn.

Durch die Betrachtung dieser Elementarwellen er-

gert sich noch in seinem Ansehen durch die große Ausdehnung der äußern Fransen, welche von der andern Seite des Schirmes herkommen.

Durch ähnliche Schlüsse läßt sich beweisen, daß die von einem geneigten Diaphragma hervorgebrachten Fransen nicht symmetrisch liegen können gegen die Linie, welche den Winkel zwischen den beiden die Ränder der Oeffnung tangirenden Strahlen halbirt, wie dies andererseits der Fall ist, wenn die Ebene des Diaphragma's senkrecht ist auf dem Lichtbündel.

klärte Huyghens auf eine so einfache Weise die Gesetze der Reflexion und Refraction, indem er diese Erscheinungen auf die Sätze für die Fortpflanzung des Lichts in einem homogenen Mittel zurückführte. Allein seine Erklärung läßt Einiges zu wünschen übrig. Er hat nicht gezeigt, weshalb aus dieser Unzahl von Elementarwellensystemen nur ein einziges Wellensystem hervorgeht, weil er nicht das Interferenzprincip mit in seine Betrachtung zog. Er nahm an, daß das Licht nur in den Punkten merklich sey, wo die Elementarwellen vollkommen coïncidiren, während die totale Abwesenheit der Lichtbewegungen nur aus der Entgegengesetztheit der Elementarbewegungen herrühren kann. Ohne Zweifel war dieß der Umstand, welcher ihn glauben liefs, daß sich kein merkliches Licht in die Schatten beuge, und ihn dadurch verhinderte, die Diffractionerscheinungen zu diviniren, deren Gesetze ihm seine Theorie ohne Hülfe der Erfahrung hätte entschieln können.

Diese Theorie, unterstützt vom Interferenzprincip, giebt mithin den Gang der reflectirten Strahlen nicht bloß in dem besonderen Fall, wo man eine polirte Fläche von unbegrenzter Ausdehnung hat, sondern auch in denen, wo eine solche Fläche sehr schmal und discontinuirlich ist. Sie zeigt, wie die geringe Breite der Fläche das reflectirte Licht dilatirt, und wie ein System sehr schmaler Spiegel, die neben einander liegend nur durch sehr kleine Zwischenräume getrennt sind, vermöge des gegenseitigen Einflusses der so dilatirten Lichtbündel farbige Bilder geben kann: dieß ist das Phänomen der gefurchten Flächen. Mit gleicher Leichtigkeit erklärt sie auch die farbigen Bilder und Ringe, welche durch ein sehr feines Gewebe oder durch ein unregelmäßiges Haufwerk sehr zarter Fäden oder kleiner Körperchen von beinahe gleicher Größe erzeugt werden, wenn ein solches sich zwischen dem Auge des Beobachters und einem leuchtenden Gegenstande befindet.

Ich halte es nicht für nöthig, bei diesen Erschei-

nungen länger zu verweilen, da sie nur Combinationen von denen sind, deren Beschreibung und allgemeine Theorie ich vorhin gegeben habe.

Zusatz I. Berechnung der Lichtstärke in der Mitte des Schattens eines kreisrunden Schirms oder einer kreisrunden Oeffnung bei deren Beleuchtung von einem Lichtpunkt.

Nachdem die Academie die Abhandlungen, welche zur Bewerbung um den für die Diffraction ausgesetzten Preis eingesandt waren, beurtheilt hatte, machte mich Hr. Poisson darauf aufmerksam, dafs die bestimmten Integrale, welche die Lichtstärke ausdrücken, für die Mitte des Schattens eines kreisrunden Schirms oder einer kreisrunden Oeffnung leicht erhalten werden können. Ich unternahm daher die Rechnung für den letzten Fall, und fand dadurch die Erklärung der so lebhaften Farben, welche ich oft in der Mitte eines Lichtbündels, nachdem er durch ein vollkommen rundes Löffelchen gegangen war, beobachtet hatte. Hr. Poisson hatte mir schon das sonderbare Theorem mitgetheilt, zu welchem er in dem ersten Fall geführt worden war, nämlich: dafs die Mitte des Schattens eines kreisrunden Schirms eben so hell erscheinen müsse wie wenn der Schirm nicht da sey, wenigstens im Fall die Strahlen unter geringen Schiefen dahin gelangen. Ich will hier die einfachste Lösung dieser beiden Probleme geben, ohne Anwendung der bestimmten Integrale, deren ich mich in der vorhergehenden Abhandlung zur Berechnung der übrigen Diffractionerscheinungen bedient habe.

Theilen wir die Oeffnung in eine Reihe concentrischer Kreise, die einander unendlich nahe liegen. Nehmen wir an, die Radien derselben seyen proportional den Quadratwurzeln der natürlichen Zahlen 1, 2, 3, 4 u. s. w., so werden die Oberflächen dieser Kreise in der

Progression 1, 2, 3, 4 u. s. w. stehen, und die Oberflächen der dazwischen liegenden Ringe werden sämmtlich einander gleich seyn. Diefs läßt sich auf die einfallende, die Oeffnung des Diaphragma's treffende, Wellenfläche anwenden, dieselbe mag eben oder sphärisch seyn. Hiedurch haben wir die einfallende Welle getheilt in eine Unzahl kleiner concentrischer Ringe von gleich grosser Oberfläche, deren jeder also nach dem Centrum der Projection jener Oeffnung Strahlen hinsendet, die, wenn sie nicht zu schief liegen, gleiche Intensität haben. Auch ist zu bemerken, dafs die Strahlen, welche jeder Ring nach dem Centrum des Schattens sendet, gleiche Länge besitzen, folglich gleiche Wege durchlaufen haben und dort in vollem Accord stehen. Mithin sind die resultirenden Wellensysteme proportional den Oberflächen jener Ringe, und daher auch von gleicher Intensität.

Diefs gesetzt, betrachten wir den besonderen Fall, wo der Gangunterschied zwischen dem centralen und jedem vom Rand der Oeffnung ausgegangenen Strahl ein ganzes Vielfache von einer halben Wellenlänge ist, und nehmen zunächst an, diefs Vielfache sey eine gerade Zahl. Leicht ist dann einzusehen, dafs alle im Centrum des Schattens anlangenden Wellen sich gegenseitig zerstören werden. Denn theilen wir das Stück der einfallenden Wellenfläche, welches von der Oeffnung des Diaphragma's aufgefangen wird, in concentrische Kreise von solchen Abständen unter sich, dafs die Strahlen, welche von zwei benachbarten Kreisen ausgehen und im Centrum des Schattens zusammentreffen, um eine halbe Wellenlänge verschieden sind, so haben wir auch die Oeffnung in eben so viele concentrische Ringe getheilt, die alle, den kleinen Kreis in der Mitte mit eingeschlossen, zwischen ihrem centralen und ihren Gränzstrahlen den Gangunterschied von einer halben Wellenlänge zeigen; und da die Anzahl dieser halben Wellenlänge gerade ist, so ist es auch die der Abtheilungen der Oeffnung. Nun ist klar, dafs diese

eine gleiche Oberfläche haben, oder, mit andern Worten, daß jede von ihnen eine gleiche Anzahl der vorhin erwähnten Elementar-Ringe enthält, und daß die entsprechenden Elementar-Ringe von zwei an einander gränzenden Abtheilungen Strahlen nach dem Centro des Schattens senden werden, die in vollständiger Discordanz stehen. Alle Strahlen also, die von zwei an einander gränzenden Abtheilungen nach jenem Centro hingesandt werden, zerstören sich gegenseitig; und weil die Abtheilungen in gerader Anzahl vorhanden sind, so findet eine vollständige Zerstörung aller von der einfallenden Welle ausfließender Elementarwellen statt, und der Mittelpunkt der Projection der Oeffnung muß alles Lichts beraubt seyn. Dagegen empfängt er die größtmögliche Lichtmenge, wenn der Gangunterschied zwischen dem centralen Strahl und jedem der äußersten Strahlen eine ungerade Anzahl halber Wellenlängen beträgt, weil dann eine dieser Abtheilungen ganz übrig bleibt zur Erleuchtung des Schattencentrums.

Will man nun wissen, welches Intensitätsverhältniß stattfindet zwischen dem Licht, welches im letzteren Fall zum Punkt gelangt, und dem, welches derselbe Punkt bei Fortnahme des Schirms empfangen würde, so braucht man nur die eben entwickelte Schlussfolge auf den Fall einer unendlich breiten Oeffnung anzuwenden. Um indeß ein richtiges Resultat zu erhalten, darf man hier nicht mehr voraussetzen, daß jede Abtheilung der Oeffnung oder jeder Hauptring die Wirkung des nächstfolgenden Ringes, dessen Strahlen um eine halbe Wellenlänge verschieden sind, zerstöre; denn wiewohl die Oberfläche der beiden Ringe und die Intensität der von ihnen ausgesandten Strahlen unendlich wenig verschieden sind, so können doch diese Unterschiede, ungeachtet ihrer Geringsfügigkeit, da sie sich unendlich oft wiederholen, eine merkbare GröÙe hervorbringen. Weit strenger ist es zu sagen, daß die Vibrationen, welche von jedem Ringe aus-

hen, zerstört werden durch die Hälfte der Vibrationen aus dem vorhergehenden Ringe und durch die Hälfte der aus dem nachfolgenden Ringe; denn, wenn die Unterschiede, von denen wir sprechen, unendlich kleine Gröfsen erster Ordnung zwischen zwei benachbarten Ringen sind, so werden sie unendlich kleine Gröfsen zweiter Ordnung seyn, wenn man die Oberfläche eines Ringes oder die Intensität seiner Strahlen vergleicht mit der halben Summe der Oberflächen oder der Intensität der Strahlen der beiden Ringe, von welchen er eingeschlossen ist. Man hat also nicht mehr zu fürchten, dafs das Resultat der Rechnung durch die Summe der vernachlässigten Gröfsen, wie zahlreich sie auch seyen, mit einem merklichen Fehler behaftet sey.

Wendeten wir diesen Gang der Rechnung auf eine Oeffnung von endlicher Gröfse an, so würden wir zu demselben Resultat gelangen, welches wir so eben durch eine andere Combination der Elementar-Wellen gefunden haben. Denn, wenn die Strahlen eines jeden Ringes durch die Hälfte der Strahlen aus den beiden angränzenden Abtheilungen zerstört werden, so bleibt nur die Hälfte der Strahlen (oder absoluten Geschwindigkeiten) in dem kleinen centralen Kreis und in dem letzten Ringe übrig, und diese zerstören einander, wenn die Zahl der Abtheilungen gerade ist, oder verstärken einander, wenn diese Zahl ungerade ist, so dafs dieselbe Lichtmenge erzeugt werden würde, welche ein einziger Ring oder der kleine centrale Kreis geliefert hätte. Diese Addition oder Subtraction ist aber, wohl verstanden, nur dann, richtig, wenn die äufsersten Strahlen nicht zu schief liegen.

Gesetzt nun, die kreisrunde Oeffnung sey unendlich grofs. Da die Elementarwellen desto schwächer werden, je mehr die Strahlen, welche sie herbeiführen, sich von der senkrechten Richtung gegen die einfallende Welle entfernen, so kann man diejenigen, welche von dem äufsersten Ring herkommen, als Null betrachten, und es

bleibt nur die Hälfte der Oscillationsgeschwindigkeiten übrig, welche den Aethertheilchen von den Strahlen des kleinen centralen Kreises eingeprägt werden. Da nun die Intensität des Lichts dem Quadrat der Oscillationsgeschwindigkeiten proportional ist, so wird der Punkt, mit dem wir uns beschäftigen, vier Mal weniger Licht erhalten, wenn die Oeffnung unendlich groß oder kein Schirm vorhanden ist, als bei Anwesenheit eines Schirms mit einem kreisrunden Loch von solchem Durchmesser (in Bezug auf die Lage des Punkts), daß zwischen dem Strahle aus der Mitte und einem vom Rande ein Unterschied von einer ungeraden Anzahl halber Wellenlängen stattfindet. Wie groß auch der Durchmesser des Diaphragma's seyn mag, so kann man doch immer der eben genannten Bedingung Genüge leisten, wenn man den Abstand der Papptafel, mit welcher man den Schatten aufhängt, und nöthigenfalls selbst den des leuchtenden Punkts zweckmäßig abändert.

Bezeichnet man durch n den Radius der kreisrunden Oeffnung, so wie durch a und b den Abstand des Schirms vom leuchtenden Punkt und von der Papptafel, so ist bekanntlich der Gangunterschied zwischen dem Strahl aus der Mitte und jedem vom Rande gleich:

$$\frac{\frac{1}{2} r^2 (a+b)}{ab}.$$

Mittelst dieser Formel kann man leicht berechnen, in welchen Abstand man die Papptafel oder den Brennpunkt der zur Beobachtung der Fransen dienenden Lupe bringen muß, um im Centrum der Projection [der Oeffnung ein Minimum oder Maximum von Licht zu erhalten. Dazu braucht man nur diesen Ausdruck gleich zu setzen einer geraden oder ungeraden Anzahl halber Wellenlängen; dies giebt im ersten Fall:

$$\frac{r^2 (a+b)}{ab} = (2n\lambda)$$

und im zweiten:

$$\frac{r^2(a+b)}{ab} = (2n+1)\lambda$$

Mittelst dieser zwei Gleichungen berechnet man für alle die Werthe 1, 2, 3 u. s. w., welche man n geben wird, den Abstand von b , welcher in einem homogenen Lichte von bekannter Wellenlänge einem Maximum oder Minimum entspricht.

Ich habe diese Formel durch Beobachtungen geprüft, und mich desselben rothen Lichts bedient, welches ich bei meinen übrigen Diffractionsexperimenten anwandte. Wirklich fand ich, wenn der Brennpunkt der Lupe in die nach der ersten Formel berechneten Abstände gebracht wurde, den Mittelpunkt der kreisrunden Oeffnung wie einen Tintenfleck aussehend, dagegen schien derselbe Punkt bei den aus der zweiten Formel hergeleiteten Abständen das Maximum der Helligkeit zu erreichen.

Vollkommen dunkel zeigte sich der schwarze Punkt nur für die Abstände, deren entsprechende Werthe von n nicht größer als 3 oder 4 waren. Darüber hinaus, d. h. näher am Schirm, begann der Mangel an Homogenität bei dem angewandten Licht sich sichtbar zu machen, und der centrale Fleck war nicht mehr so dunkel.

Die Schlussfolgen, welche wir für den Fall einer unbegrenzten Oeffnung gemacht haben, lassen sich auch auf einen kreisrunden Schirm anwenden, und geben einen recht einfachen Beweis von dem sonderbaren Theorem, welches Hr. Poisson aus den allgemeinen Integralen abgeleitet hat. Theilen wir nämlich die einfallende Wellenfläche, vom Umfang des kreisrunden Schirmes ab, in eine unendliche Reihe von Hauptringen, deren entsprechende, nach dem Centrum des Schattens hingesandte Strahlen um eine halbe Wellenlänge verschieden sind, so werden auch diese Hauptabtheilungen dieselbe Anzahl kleiner Elementarringe von gleicher Oberfläche enthalten, und die Strahlen dieser Ringe werden von einer Abtheilung zur andern um eine halbe Wellenlänge verschieden

seyn. Man kann demnach annehmen, daß alle Strahlen, welche von jedem Hauptringe herkommen, vollständig zerstört werden durch die Hälfte der Vibrationen der Strahlen aus den beiden angränzenden Ringen, mit Ausnahme des äußersten Ringes und des am Rande des Schirms, welche beide die Hälfte ihrer Oscillationsgeschwindigkeiten behalten. Allein, wie wir schon bemerkt haben, die Strahlen des äußersten Ringes können wegen ihrer großen Schiefe als Null betrachtet werden, so daß nur die Hälfte der Strahlen des den Rand des Schirms berührenden Ringes übrig bleibt. Nun hat aber dieser Ring dieselbe Oberfläche wie der kleine centrale Kreis der kreisrunden Oeffnung, und andererseits haben die Strahlen, welche er zum Centrum des Schattens sendet, wenigstens wenn sie nicht zu schief liegen, beinahe dieselbe Intensität wie diejenigen, welche von dem kleinen centralen Kreis ausgehen; mithin muß in diesem Fall das Centrum des Schattens eines kreisrunden Schirms eben so stark erleuchtet seyn, als wenn es das Licht durch eine kreisrunde Oeffnung von unbegrenzter Größe erhielt, d. h. als wenn kein Schirm vorhanden wäre. Hr. Arago hat diesen Satz bei einem Schirm von 2 Millimeter im Durchmesser bewährt gefunden *).

- *) Dieser Schirm war in seiner Mitte mit ein wenig weichem Wachs auf eine Glasplatte mit parallelen Flächen geklebt. So lange der Diameter des Schirms etwas groß ist, z. B. ein Centimeter beträgt, stört die geringste Fehlerhaftigkeit seiner Ränder oder der Glasplatte, auf welcher er befestigt ist, die Regelmäßigkeit der dunkeln und hellen Ringe, welche den weißen Fleck in der Mitte des Schattens umgeben. Die kleine Metallscheibe muß mit der größten Genauigkeit abgedreht seyn, und zwar in Gestalt eines abgestumpften Kegels, damit ihre Ränder scharf zulaufen. Die Glasplatte muß völlig streifenfrei seyn und genau parallele Flächen haben. Bedient man sich eines außerordentlich entfernten Lichtpunkts, z. B. eines Fixsterns, so kann man einen größeren Schirm anwenden, wenn man sich so weit von diesem entfernt, daß der helle Punkt im Centro des Schattens einen hinlänglichen Durchmesser erlangt. Besser aber wäre

Dieser Satz ist, wie man sieht, unabhängig von dem Durchmesser des Schirms und dem Abstand, in welchem man dessen Schatten auffängt, sobald dieser nicht aus einer zu grossen Schiefe für die inflectirten Strahlen entspringt. Er ist auch unabhängig von der Wellenlänge, d. h. bei jeder Gattung von Farbenstrahlen empfängt das Centrum des Schattens eben so viel Licht wie wenn kein Schirm vorhanden wäre. Folglich muß dieser Punkt bei Anwendung von weißem Lichte immer weiß seyn, und zwar bei jedem Abstand von dem Schirm.

Dies ist nicht mehr der Fall bei dem Centrum der Projection einer kreisrunden Oeffnung, die von einem Lichtpunkt erleuchtet wird. Dasselbe zeigt oft im weißen Lichte die lebhaftesten Farben, und diese verändern sich mit dem Durchmesser der Oeffnung und mit deren Abstand vom leuchtenden Punkt oder von der Papptafel, mit welcher man den Schatten auffängt. Die Lebhaftigkeit dieser Farben rührt davon her, daß nach der Reihe eine jede Gattung farbiger Strahlen, aus denen das weiße Licht besteht, *vollständig* zerstört wird, wodurch dann die Farben der übrigen Strahlen mehr hervortreten.

Um diese Farben zu berechnen, wird es nöthig den allgemeinen Ausdruck für die Intensität des Lichtes aufzusuchen, wenn der Gangunterschied zwischen dem centralen Strahl und den Strahlen, die von den Rändern der Oeffnung ausgehen, irgend eine Bruchzahl von halben Undulationen enthält.

Für einen Punkt der Oeffnung, welcher von der Mitte den Abstand z besitzt, ist, wie man gesehen, der Gangunterschied zwischen dem von ihm ausgehenden Strahl und der Axe, gleich:

$$\frac{\frac{1}{2}z^2(a+b)}{ab}.$$

Die Oberfläche des kleinen Elementarrings, welcher durch diesen Punkt geht, ist $2\pi z dz$, und die Ele-

es vielleicht, den Schirm an zwei sehr feinen Fäden aufzuhängen, statt ihn auf eine Glasplatte aufzukleben.

mentar-Resultante aller Vibrationen, welche er in's Centrum des Schattens sendet, ist proportional diesem Ausdruck. Ich zerlege dieses Wellensystem in zwei andere, von denen eins im völligen Accord mit dem vom Centro der Oeffnung ausgesandten Vibrationen stehen, und das andere um eine Viertel-Undulation von ihnen verschieden seyn mag. Die Intensität des ersteren wird seyn:

$$2\pi z dz \cos\left(\frac{\pi z^2(a+b)}{ab\lambda}\right)$$

und die des anderen:

$$2\pi z dz \sin\left(\frac{\pi z^2(a+b)}{ab\lambda}\right).$$

Um die Summe aller Elementar-Componenten zu erhalten, die mit dem centralen Strahl in vollem Accord stehen, muß man den ersten Ausdruck integrieren; das Integral des zweiten giebt eben so die Summe aller der Componenten, deren Vibrationen von den ersteren um eine Viertel-Undulation verschieden sind. Diese Integrationen sind sehr leicht, weil $2z dz$ gerade das Differential von z^2 ist. Integriert man hierauf von $z=0$ bis $z=r$, und addirt die Quadrate der beiden Integrale, so findet man für das Quadrat der Endresultante:

$$2\left(\frac{ab\lambda}{a+b}\right)^2 \left[1 - \cos\left(\frac{\pi(a+b)r^2}{ab\lambda}\right)\right].$$

Um diesem Ausdruck für die Intensität des Lichts mehr Deutlichkeit und Genauigkeit zu geben, muß man ihn auf eine andere, feste, zur Einheit angenommene Lichtintensität beziehen, z. B. auf die einer jeden Wellengattung bei der Einheit des Abstandes von dem leuchtenden Punkt. In diesem Fall ist $a+b=1$. Ueberdies wissen wir, daß, wenn kein Schirm vorhanden ist, die Hauptresultante der Elementarwellen gleich ist der Hälfte der einer kreisrunden Oeffnung, welche nur die Größe des kleinen centralen Kreises besäße, d. h. für welche der Unterschied der durchlaufenen Wege $\frac{1}{2} \frac{(a+b)r^2}{ab}$

gleich wäre $\frac{1}{2}\lambda$; so dafs man hätte $\frac{(a+b)r^2}{ab\lambda} = 1$. In diesem besonderen Fall wird die obige Formel $2(ab\lambda)^2$. Nun giebt eine solche Oeffnung ein Wellensystem, in welchem die Oscillationsgeschwindigkeiten der Aethertheilchen doppelt so grofs sind als sie im Fall der gänzlichen Abwesenheit des Schirms seyn würden. Folglich ist die Lichtintensität vierfach, und die, welche man nach Fortnahme des Diaphragma's haben würde, wird ausgedrückt durch $\frac{1}{2}(ab\lambda)^2$, wenn man sie aus der oben stehenden allgemeinen Formel ableitet. Weil aber diese letztere Lichtintensität die zur Einheit angenommene ist, so mufs man die allgemeine Formel solchergestalt abändern, dafs man bei Abwesenheit des Schirms 1 statt $\frac{1}{2}(ab\lambda)^2$ findet, d. h. man mufs sie durch $\frac{1}{2}(ab\lambda)^2$ dividiren. Sie wird alsdann:

$$\frac{2}{(a+b)^2} \left[1 - \cos \left(\frac{\pi(a+b)r^2}{ab\lambda} \right) \right].$$

Diese Formel führt zu denselben Gleichungen, welche wir oben gefunden haben, um die Abstände von b zu bestimmen, welche den Maximis und Minimis des Lichts entsprechen. In der That sieht man, dafs sie Null wird, wenn

$$\cos \left(\frac{\pi(a+b)r^2}{ab\lambda} \right) \text{ gleich } 1 \text{ ist oder } \frac{(a+b)r^2}{ab\lambda}$$

gleich einer geraden Zahl, und dafs sie im Gegentheil ihr Maximum erreicht, sobald $\frac{(a+b)r^2}{ab\lambda}$ eine ungerade Zahl ist. Im ersten Falle hat man:

$$\frac{(a+b)r^2}{ab\lambda} = 2; \frac{(a+b)r^2}{ab\lambda} = 4; \text{ u. s. w.}$$

woraus:

$$b = \frac{ar^2}{2a\lambda - r^2}; b = \frac{ar^2}{4a\lambda - r^2}; \text{ u. s. w.}$$

Ich werde hier nur einen der Versuche anführen, durch welche ich diese Formel geprüft habe. Der Ab-

stand des Schirms vom leuchtenden Punkt war 4000 Millimeter, und der Durchmesser der Oeffnung $2^{\text{mm}},01$ oder deren Radius $1^{\text{mm}},005$. Substituirt man 4000 Millim. statt a , und $1^{\text{mm}},005$ statt r in dem ersten der Werthe von b , so findet man 987 Millim. für den Abstand, bei welchem das Centrum des Schattens ein Schwarz erster Ordnung darbietet in einem rothen Lichte, dessen Wellenlänge λ gleich ist $0^{\text{mm}},000638$, und wirklich, als ich den Brennpunkt der Lupe in diese Entfernung brachte, schien mir das Centrum der kreisrunden Oeffnung ein sehr dunkles Schwarz zu seyn.

In weißem Lichte schien mir die Farbe des Centrums, so weit ich wenigstens ohne Vergleichung mit dem Sonnenspectrum urtheilen konnte, ein helles Blau, ein zwischen dem Blau und Indigfarbenen liegendes, zu seyn.

Der allgemeine Ausdruck für die Lichtintensität der unter senkrechter Incidenz reflectirten Farbenringe ist $1 - \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda}\right)$, worin e die Dicke der Luftschicht bezeichnet. Vergleicht man diese Formel mit der vorhergehenden, so sieht man, daß die Mitte des Schattens einer kreisrunden Oeffnung dieselbe Farbenreihe wie die reflectirten Ringe darbieten muß, und daß in dem erwähnten Versuch die centrale Farbe dieselbe seyn muß wie die einer Luftschicht von der Dicke $0^{\text{mm}},000319$ oder 12,56 Milliontel eines englischen Zolls. Nun ist in der Newton'schen Tafel das reine Indig durch die Dicke 12,83 gegeben; mithin entspricht 12,56 einem schwach violetten Indig.

Dies entspricht nun nicht genau der Beobachtung, da sie mir eine fast mitten zwischen Indig und Blau liegende Farbe gab. Allein, berechnet man die Intensität der sieben Haupt-Strahlengattungen und bestimmt mit Hülfe der empirischen Formel Newton's die Farbe des Gemenges der farbigen Strahlen, so gelangt man zu einem Resultat, welches besser mit der Beobachtung übereinstimmt.

Man findet zunächst für die Intensitäten der sieben Haupt-Farbengattungen:

u . . violett	1,998	j . . gelb	0,448
i . . indigo	1,879	o . . orange	0,169
b . . blau	1,836	r . . roth	0,016
v . . grün	0,975		

Substituirt man diese Werthe in den folgenden Formeln, worin $S=r+o+j+v+b+i+u$ *):

$$X = \frac{1}{S} \left\{ (r+u) 0,8228 + (o+i) 0,2074 - (j+b) 0,5140 - v \cdot 0,9538 \right\}$$

und

$$Y = \frac{1}{S} \left\{ (r-u) 0,4823 + (o-i) 0,9632 + (j-b) 0,8137 \right\}$$

so hat man:

$$X = -\frac{0,022}{7,321} = -0,0030 \text{ und } Y = -\frac{3,732}{7,321} = -0,5098.$$

$$\text{Allein } \tan U = \frac{Y}{X} = \frac{3,732}{0,022}, \text{ und daraus } U = 269^\circ 40'.$$

Nun entspricht die Gränze zwischen Blau und Indigo dem Winkel $265^\circ 4'$, welcher nur $4^\circ 36'$ von dem vorbegehenden abweicht. Mithin muß die centrale Farbe fast genau zwischen Blau und Indig liegen. Ueberdies findet man für Δ , welches gleich $\frac{Y}{\sin U}$ ist: 0,510, und fol-

lich für $1-\Delta=0,490$, d. h. dieses Blau enthält fast zur Hälfte weißes Licht, wodurch es viel heller seyn muß als das ihm entsprechende Blau des Sonnenspectrums. Diese Resultate stimmen, wie man sieht, ziemlich wohl mit der Beobachtung überein, und deuten zugleich auf einen geringen Unterschied zwischen der Tafel Newton's und den Farben, welche mit Hülfe seiner Formel nach

*) Siehe den *Traité de physique* von Hrn. Biot, T. III p. 451.

nach den aus dem Interferenzprincip hergeleiteten Intensitäten berechnet sind.

Zusatz II. Erklärung der Refraction nach der Undulationstheorie.

Da die Theorie der Lichtvibrationen noch so wenig gekannt ist, so glauben wir den Lesern nicht zu mißfallen, wenn wir hier kurz aus einander setzen, wie sie die Gesetze der Refraction erklärt.

Die eifrigsten Vertheidiger der Emissionstheorie können die Ueberlegenheit der anderen Theorie, was die Resultate, d. h. die aus ihr abgeleiteten Formeln, betrifft, nicht läugnen. Die Undulationstheorie war es, welche dem Dr. Young so merkwürdige numerische Beziehungen zwischen den verschiedenartigsten Erscheinungen der Optik entdecken liefs; sie ist es auch, welche die allgemeinen Diffractionsgesetze, die durch bloße Beobachtungen hätten niemals entdeckt werden können, so wie die wahren Ursachen der Färbung der Krystallblättchen kennen lehrte. Man hat dieser Theorie das Schwankende ihrer Erklärungen vorgeworfen, und doch führen dieselben zu Formeln, die von den Thatsachen bestätigt werden. Und wiewohl sie den Gang der gebrochenen Strahlen für viele Fälle berechnet, wo diese ein weit verwickelteres Gesetz als das von Descartes befolgen, so hat man doch behauptet, sie könne dieses Gesetz nicht genügend erklären. Aus diesem Grunde wollen wir versuchen den Leser in den Stand zu setzen, sich selbst ein Urtheil bilden zu können.

Zunächst werden wir die Definitionen und Grundsätze, welche zum Verständniß des Beweises nöthig sind, in wenig Worten in Erinnerung bringen.

Wenn in einem Punkt eines Fluidums von gleichförmiger Elasticität eine Erschütterung erregt wird, so pflanzt sich dieselbe nach allen Richtungen mit gleicher

Schnelligkeit fort, und bildet dadurch sphärische Wellen, deren Mittelpunkt jener Punkt ist. Wir nennen *Wellenfläche* diejenige Fläche, in deren sämtlichen Punkten die Erschütterung gleichzeitig anlangt, oder, mit andern Worten, die Vereinigung aller der Punkte, welche zugleich eine Bewegung erhalten, die der nämlichen Oscillationsepoche des Bewegers entspricht, z. B. der, wo die Geschwindigkeit dieses Null ist oder ihr Maximum erlangt. Diese Fläche ist für den besonderen Fall, den wir betrachten, eine Kugelfläche; allein sie kann auch eine andere Form annehmen und z. B. ellipsoïdisch werden, wenn die Elasticität des Mittels nicht nach allen Richtungen gleich ist. *Strahl* nennt man die gerade Linie, gezogen vom Erschütterungsmittelpunkt zur Wellenfläche; in dieser Linie pflanzt sich die Erschütterung fort, und sie steht senkrecht auf der Wellenfläche, wenn diese sphärisch ist. In Richtung dieser Senkrechten geschieht das Sehen sowohl mit bloßem Auge wie mit einem Fernrohr.

Eine wesentlich zu betrachtende Sache bei der uns beschäftigenden Aufgabe ist die Natur der Erschütterung. Wir werden annehmen, daß sie oscillatorisch sey, und daß die Oscillationen des schwingenden Körpertheilchens, welches den Aether erschüttert, sich regelmäsig in sehr großer Anzahl wiederholen; daraus wird eine ununterbrochene Reihe gleich langer Wellen entstehen. Wir nennen eine *ganze Undulation* den ganzen Theil der Flüssigkeit, der durch eine vollständige Oscillation erschüttert wird, d. h. durch einen Hin- und einen Hergang des vibrirenden Körpertheilchens. Die ganze Undulation besteht aus zwei halben Undulationen, von denen die eine dem Hingange und die andere dem Hergange des vibrirenden Körpertheilchens entspricht; sie sind, was die Oscillationsgeschwindigkeiten der Flüssigkeitstheilchen und die aus deren relativen Verschiebungen entspringenden Beschleunigungskräfte betrifft, einan-

der ganz ähnlich und symmetrisch; allein was die Richtung dieser Geschwindigkeiten und dieser beschleunigenden Kräfte betrifft, so sind diese in der einen halben Welle positiv und in der andern negativ. Diefß ist eine nothwendige Folge von der oscillatorischen Natur der ursprünglichen Erschütterung. Es folgt daraus, daß, wenn zwei Reihen ähnlicher gleich langer Wellen sich in gleicher Richtung fortpflanzen, und die eine um eine halbe Wellenlänge hinter der andern hergeht, ein vollständiger Gegensatz in den Bewegungen stattfindet, welche sie den Aethertheilchen einzuprägen trachten, wenn übrigens diese Bewegungen in beiden Wellensystemen parallel sind. Denn, wenn die Geschwindigkeiten und Beschleunigungskräfte, welche sie nach jedem Punkt des Aethers hinführen, überall von entgegengesetztem Zeichen sind, und sie überdiß gleich sind, d. h. beide Wellensysteme gleiche Intensität besitzen, so werden die Bewegungen sich gegenseitig aufheben in der ganzen Erstreckung dieser Wellensysteme, mit Ausnahme der ersten und letzten halben Welle, die der Interferenz entgehen, allein einen zu kleinen Theil der gesammten Bewegung ausmachen, als daß sie in wahrnehmbarer Weise auf das Auge wirken könnten. Allemal also, wenn zwei Systeme paralleler Wellen von gleicher Natur und gleicher Stärke in ihrem Gang um eine halbe Undulation verschieden sind, kann man sagen, daß sie einander vollständig zerstören.

Diefß gesetzt, sey CA (Fig. 19 Taf. II) die Trennungsfläche zweier Mittel, in welchen der Gang des Lichts nicht denselben Grad von Schnelligkeit besitzt. Es sey AB die einfallende Welle, welche unter irgend einem Winkel gegen AC neigen und, zur Vereinfachung der Schlußfolge, wie die brechende Fläche als eben angenommen seyn mag, was letzteres so viel heißt, als den leuchtenden Punkt in unendliche Entfernung setzen. Die verschiedenen Stücke der Oberfläche dieser Welle werden nur eins nach dem andern auf AC anlangen. Will man z. B.

die Ankunftszeiten der beiden Punkte E und B mit einander vergleichen, so muß man senkrecht auf der Wellenfläche die Linien EF und BC ziehen; dieselben sind die diesen Punkten entsprechenden Strahlen, die Linien, nach welchen die Erschütterung sich fortpflanzt und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit gemessen wird. Der Längenunterschied zwischen BC und EF ist der Unterschied der von den Punkten E und B durchlaufenen Wege, wie auch die kleinen Inflexionen beschaffen seyn mögen, welche die Welle und die Strahlen in der Nähe von AC erleiden können, weil diese Inflexionen, wegen vollkommener Aehnlichkeit der Umstände, gleich sind für alle Stücke der Welle, welche nach einander auf AC anlangen. Dividirt man also $BC - EF$ durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts in dem ersten Mittel, so hat man die Zeit, welche zwischen der Ankunft des Punktes E und der des Punktes B auf der brechenden Fläche AC verstreicht.

Nach dem Satz von der Coëxistenz kleiner Bewegungen können wir jeden erschütterten Punkt dieser Fläche seinerseits als einen Erschütterungsmittelpunkt für das zweite Mittel betrachten, in welchem er, wenn er allein wirkte, eine sphärische Welle bilden würde; deren Mittelpunkt er wäre. Würde aber diese Welle in der ganzen Ausdehnung ihrer Oberfläche eine gleiche Intensität haben, d. h. würden die Oscillationen der Aethertheilchen auf ihr überall dieselbe Amplitude und dieselbe absolute Geschwindigkeit besitzen? Ohne Zweifel nicht, vielmehr könnte diese Geschwindigkeit in einem Stück der Wellenfläche Null seyn. Allein 1) haben die absoluten Geschwindigkeiten der Aethertheilchen keinen Einfluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, und daher ist letztere nach allen Richtungen gleich, die abgeleitete Welle also sphärisch *).

*) Man könnte einwenden, daß, wiewohl die Wellen, welche in einem Mittel von gleicher Elasticität nach allen Richtungen fortpflanzt werden, offenbar sphärisch sind, sobald der Erschüt-

2) Aendern die absoluten Geschwindigkeiten der Aethertheile ihre Intensität oder Richtung nicht plötzlich von einem Punkt der Wellenfläche zum nächstfolgenden, sondern allmählig und auf eine mit dem Continuitätsgesetz übereinstimmende Weise. Betrachtet man also zwei sehr benachbarte Punkte der Wellenfläche, oder, allgemeiner gesprochen, zwei Punkte, deren Strahlen unter sich einen sehr kleinen Winkel machen, so kann man immer sagen, daß daselbst die absoluten Geschwindigkeiten beinahe gleich und parallel sind. 3) Was für Störungen auch die Erschütterung bei ihrem Uebergange aus dem ersten in das zweite Mittel erlitten haben mag, so hat sie doch dabei nicht die Beschaffenheit der Oscillationsbewegung verloren, und jede der Wellen, welche aus jedem Punkt der brechenden Fläche hervorgehen, besteht immer aus zwei halben Wellen von entgegengesetztem Zeichen, in welchen die Intensitäten der absoluten Geschwindigkeiten und der beschleunigenden Kräfte diefs- und jen-

terungsmittelpunkt im Innern dieses Mittels liegt, es nicht eben so gewiß sey, daß die Wellen ihre Kugelgestalt behalten, wenn sie auf der Gränze des Mittels entspringen. Allein es ist leicht diese Schwierigkeit zu heben, wenn man die Wellen, statt ihre Mittelpunkte auf die brechende Fläche selbst zu verlegen, sie von einer unter derselben und ihr parallelen Fläche ausgehen läßt. In dem von uns betrachteten Fall, wo die einfallende Welle eben ist, die Strahlen also parallel liegen, sind offenbar die Unterschiede zwischen den Ankunftszeiten der einzelnen Strahlen auf dieser zweiten Fläche gleich den Unterschieden zwischen ihren Ankunftszeiten auf der brechenden Fläche, weil sie alle, wegen der Aehnlichkeit der Umstände, eine gleiche Zeit zur Durchlaufung des zwischen beiden Ebenen eingeschlossenen Raums gebrauchen. Mithin wird nichts an den aus diesen Unterschieden abgeleiteten Folgerungen verändert seyn; und da die Centra der Elementarwellen sich dann im Innern des zweiten Mittels und beliebig weit von der brechenden Fläche befinden, so kann man nicht mehr einwenden, daß sie nicht mehr sphärisch seyn, besonders in dem Theil ihrer Oberfläche, welcher zur Bildung der gebrochenen Welle beiträgt.

seits gleich sind; denn da die positiven und negativen Gröſsen in der ursprünglichen Erschütterung gleich sind, so werden sie es auch noch in den abgeleiteten Wellen seyn. Die sehr kleine Verschiebung eines Molecüls, befinde es sich nun im Innern eines homogenen Mittels oder auf der Berührungsfläche zweier Mittel von ungleicher Elasticität, bewirkt nämlich, wenn sie mit gleicher Geschwindigkeit und in derselben Richtung, aber einmal in dieser und das andere Mal in umgekehrtem Sinne vollzogen wird, bei den benachbarten Molecülen beschleunigende Kräfte von entgegengesetztem Zeichen, wiewohl übrigens von gleicher Stärke und gleicher Richtung. Diefes findet immer statt, wie auch das Gesetz der Kräfte, welches die Molecüle auf einander ausüben, wenn die Verschiebung sehr klein ist, beschaffen seyn mag. Mithin werden sich die benachbarten Molecüle in beiden Fällen mit gleicher Geschwindigkeit und in gleicher Richtung, aber in entgegengesetztem Sinne bewegen. Was wir so eben von dem zuerst verschobenen Molecüle sagten, gilt auch von denen, welche dieses erschüttert hat, und so fort; daraus sieht man, daß die Bewegungen der Molecüle und die aus ihren relativen Verschiebungen hervorgehenden Beschleunigungskräfte in den beiden Fällen, was ihre Intensität und Richtung betrifft, durchaus ähnlich sind, und nur im Zeichen von einander abweichen. Nun ist in den beiden Hälften der einfallenden Welle bis auf das Zeichen Alles ähnlich, sowohl die Geschwindigkeiten der Molecüle und die relativen Verschiebungen derselben, als auch die daraus entspringenden Beschleunigungskräfte; mithin werden auch die im zweiten Mittel hervorgebrachten Wirkungen, verglichen in jedem Augenblick und Molecül für Molecül, was den Betrag dieser Gröſsen betrifft, gleich, was aber ihre Zeichen betrifft, entgegengesetzt seyn.

Wiewohl der Satz, dessen Fundamentalgrund wir so eben gegeben haben, fast an sich evident ist, so wollen wir doch, da er einem gelehrten Mathematiker be-

streitbar erschien, versuchen, ihn auf eine andere Art zu beweisen.

Zufolge des allgemeinen Satzes von der Zusammensetzung kleiner Bewegungen, ist die gesammte Bewegung, welche in einem Punkt durch irgend eine Anzahl verschiedener Erschütterungen in einem bestimmten Augenblick erregt wird, die statische Resultante aller absoluten Geschwindigkeiten, welche jede dieser Erschütterungen, wenn sie für sich gewirkt hätte, in demselben Augenblick nach diesem Punkt gesandt haben würde. Diefs gesetzt, denken wir uns in dem ersten Mittel zwei Wellensysteme, die dem vorhin betrachteten ähnlich sind, gleiche Intensität besitzen, parallele Flächen haben und um eine halbe Wellenlänge verschieden sind. Es werden dann keine Vibrationen mehr im ersten Mittel stattfinden. Die Wirkung, welche in dem zweiten Mittel in jedem Punkt hervorgebracht wird, muß nun die statische Resultante der Vibrationen seyn, welche jedes der beiden einfallenden Wellensysteme für sich hervorgebracht haben würde. Diefs ist eine Folge von dem eben erwähnten Satz, und nach demselben Satz ist auch die Bewegung, welche nach jedem Punkt des zweiten Mittels von jedem der beiden Systeme hingeführt wird, die statische Resultante aller der Bewegungen, welche von den an den einzelnen erschütterten Theilen der Fläche *CA* erzeugten Elementarwellen, wenn jeder dieser kleinen Erschütterungsmittelpunkte für sich gewirkt hätte, in demselben Augenblick nach demselben Punkt hingeführt haben würden. Allein die von den nämlichen Punkten der Oberfläche ausgehenden Systeme von Elementarwellen würden gleiche Intensität haben wie die beiden sie erzeugenden einfallenden Wellensysteme; sie würden einander genau decken und nur in ihren Vibrationen um eine halbe Wellenlänge verschieden seyn; nun ist aber klar, daß, wenn sie einander nicht zerstörten, die positiven Geschwindig-

keiten z. B. über die negativen vorwalteten, eine Bewegung in dem zweiten Mittel stattfinden würde, während im ersten keine stattfindet; was abgeschmackt seyn würde. Man kann also sagen, daß zwei Systeme gebrochener Elementarwellen von gleicher Intensität und parallelen Oberflächen oder Strahlen einander zerstören, wenn sie um eine halbe Wellenlänge verschieden sind. Wir werden sogleich eine Anwendung von diesem Satze machen.

Suchen wir jetzt, welche respective Lagen die von den verschiedenen Punkten von AC ausgegangenen Elementarwellen in einem bestimmten Augenblick, z. B. wenn die Erschütterung B in C angelangt ist, haben werden. Beschreibt man von A als Centrum und mit einem Radius AD gleich dem Wege, welchen das Licht im zweiten Mittel in derselben Zeit zurückgelegt, während der es im ersten Mittel von B nach C geht, einen Kreisbogen, so wird derselbe die Welle vorstellen, welche von A ausgegangen ist im Moment da der von B ausgegangene Strahl in C anlangt; und wenn man von der in C projecirten Geraden an diese Welle die Tangentialebene CD legt, so wird dieselbe auch in demselben Augenblick alle übrigen, von den verschiedenen Punkten von AC ausgegangenen Elementarwellen berühren. Nimmt man nämlich zur Einheit der Zeit diejenige, welche das Licht zur Durchlaufung von BC und AD gebraucht, so werden diese zwei Linien die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichts in den beiden Mitteln vorstellen. Irgend ein anderer Punkt E der einfallenden Welle wird EF durchlaufen in der Zeit gleich $\frac{EF}{BC}$; und wenn man vom Punkt F als Centrum einen CD berührenden Kreisbogen beschreibt, so wird das Licht den Radius FG in der Zeit $\frac{FG}{AD}$ durchlaufen. Nun läßt sich mit Hülfe der ähnlichen Dreiecke AEF und ABC einerseits, und CFG und CAD andererseits leicht beweisen, daß die

beiden Quotienten zusammen addirt eine Summe gleich der Einheit geben, d. h. gleich der Zeit, welche das Licht gebraucht, um von B nach C oder von A nach D zu gehen; mithin repräsentirt der von F als Mittelpunkt tangentiell an CD beschriebene Bogen richtig die Lage der von F ausgegangenen Welle in dem betrachteten Augenblick. Um eben so die gleichzeitigen Lagen der von den übrigen Punkten f, f' ausgegangenen Wellen zu haben, muß man von jedem dieser Punkte als Centrum Kreisbogen beschreiben, die CD berühren, welche Ebene demnach der geometrische Ort der ersteren Erschütterungen seyn wird.

Die gebrochene Welle, oder genauer gesprochen, das System gebrochener Wellen muß gebildet seyn aus der Vereinigung aller der von AC ausgegangenen Systeme von Elementarwellen. Um die Bewegungen zu bestimmen, welche in irgend einem Punkt G vor sich gehen, muß man die statische Resultante aller der Bewegungen suchen, welche in demselben Augenblick von den verschiedenen Punkten f, F, f' u. s. w. der Fläche AC nach dem Punkt G gesandt werden.

Diese Aufgabe würde sehr schwer zu lösen seyn, wenn der Punkt G sehr nahe an AC läge; denn man müßte wissen nach welchem Gesetze die Intensität der Elementarstrahlen rings um jeden Erschütterungsmittelpunkt variire. Allein dieß ist nicht mehr nöthig, wenn G einen gegen die Länge einer Welle sehr großen Abstand von der brechenden Fläche besitzt, weil dann alle Strahlen wie $lG, l'G, l''G$, deren Schiefe gegen FG etwas beträchtlich ist, sich gegenseitig zerstören, so daß nur die mit FG fast parallelen Strahlen $fG, f'G$ einen merklichen Einfluß auf die Intensität des resultirenden Wellensystems und seiner Lage in G ausüben. Da nun diese, beinah parallelen Strahlen auf gleiche Weise gegen die brechende Fläche geneigt sind, sie also sich unter ähnlichen Umständen befinden, so müssen sie nach

G parallele und gleich intensive Oscillationen hinführen. Die Zusammensetzung der Bewegungen reducirt sich dann auf Additionen und Subtractionen der von diesen Strahlen herbeigeführten absoluten Geschwindigkeiten.

Es ist leicht einzusehen, weshalb die gegen FG etwas schiefen Strahlen sich gegenseitig zerstören. Die gebrochene Linie $EF'G$ ist diejenige, auf welcher die Erschütterung am schnellsten nach G gelangt; denn da die von den Punkten f, F, f' u. s. w. ausgegangenen Strahlen die Ebene CD in demselben Augenblick berühren, so ist klar, daß die Strahlen $fG, f'G$ später als der Strahl FG in G anlangen. Dieß gesetzt, theilen wir AC in kleine Stücke von solcher Größe, daß die Strahlen, welche von zwei benachbarten Theilpunkten ausgehen, bei ihrer Ankunft in G um eine halbe Wellenlänge verschieden sind. Die Geometrie beweist, daß diese kleinen Stücke nahe beim kürzesten Wege, d. h. nahe bei F , sehr ungleich sind; so wie man sich aber hiervon entfernt, kommen sie der Gleichheit immer näher, und sie weichen fast nicht mehr von einander ab, sobald die von den Theilpunkten nach G gezogenen Linien ein wenig stark gegen FG neigen (immer dabei vorausgesetzt, daß die Länge von FG sehr groß gegen die einer halben Welle sey). Aus dieser Gleichheit zweier zusammenliegender Stücke folgt, daß sie eine gleiche Zahl von Erschütterungsmittelpunkten enthalten und beide eine gleiche Lichtmenge nach G senden; denn wegen des geringen Abstandes zwischen den Theilpunkten in Bezug auf die Entfernung derselben von G sind die ausgesandten Strahlen fast parallel, und sie müssen daher Vibrationen von gleicher Intensität und gleicher Richtung dahin führen; und weil die entsprechenden Strahlen dieser beiden Stücke überdies um eine halbe Wellenlänge verschieden sind, so müssen alle Wellensysteme, welche sie herbeiführen, einander zerstören. Mithin zerstören sich die von zwei an einander liegenden Stücken ausgesandten Strah-

len, sobald sie ein wenig stark gegen FG geneigt sind; oder genauer genommen, die absoluten Geschwindigkeiten, welche eins dieser Stücke erregt, werden zerstört durch die Hälfte der Vibrationen aus dem vorhergehenden und aus dem nachfolgenden Stück. Denn, wenn der Intensitätsunterschied ein unendlich Kleines erster Ordnung ist zwischen den Strahlen aus zwei zusammenstossenden Stücken, so ist er nur ein unendlich Kleines zweiter Ordnung zwischen den Strahlen eines intermediären Stücks und der halben Summe der Strahlen aus den beiden anstossenden Stücken; und wir begehen also keinen merklichen Fehler, wenn wir in der Rechnung eine Unzahl dieser kleinen Unterschiede vernachlässigen. Dieselbe Bemerkung gilt auch für die kleinen Richtungsunterschiede in den Oscillationen, welche von drei einander folgenden Stücken ausgesandt werden *). Mithin tragen nur diejenigen Strahlen wirksam zur Bildung des in G resultirenden Wellensystems bei, welche beinah parallel mit FG sind.

Betrachten wir irgend einen andern Punkt P auf der Linie CD ; es sey MNP die Linie des kürzesten Weges von diesem Punkt zur einfallenden Welle AB . Die in P resultirende Welle wird gleichfalls nur gebildet seyn von den Elementarwellen, die von Punkten wie n , n' ausgegangen sind, welche so nahe an N liegen, daß die Strahlen nP , $n'P$ fast mit NP parallel liegen,

*) Bei der Erklärung des Interferenzprinzips haben wir bemerkt, daß, sobald zwei Wellensysteme in ihrem Gang um eine halbe Wellenlänge verschieden sind, die beiden äußersten halben Wellen sich der Interferenz entziehen. Da hier eine Unzahl von Wellensystemen vorhanden ist, so könnte man im ersten Augenblick glauben, es entzöge sich eine Unzahl halber Wellen der Interferenz; denkt man aber ein wenig nach, so findet man, daß sie zu zwei einander zerstören, oder, was auf dasselbe hinausläuft, daß jedes Elementarsystem in seiner ganzen Erstreckung zerstört wird durch das, was um eine halbe Undulation voraus ist, und durch das, welches um eben so viel zurück ist.

und die Strahlen von einer vorwaltenden Schiefe werden einander zerstören. Nun ist klar, daß die Stücke, welche Unterschieden von einer halben Wellenlänge entsprechen, und welche in der Nähe von N , wie in der Nähe von F , ungleich sind, übrigens demselben Abnahmegesetze folgen, nur werden sie in dem Verhältniß $\sqrt{NP}$ zu $\sqrt{FG}$ kleiner seyn. Wenn man also jene und diese Stücke in kleine Elemente theilt, welche respectiv den Gröfsen $\sqrt{NP}$ und $\sqrt{FG}$ proportional sind, so werden beide gleich viel davon enthalten, und es werden zwischen den Wegen, welche die von den entsprechenden Elementen ausgesandten Strahlen durchlaufen, dieselben Unterschiede stattfinden. Alle nach P hingeführten Systeme von Elementarwellen befinden sich also in denselben Lagen in Bezug auf P , als die nach G gesandten Systeme von Elementarwellen in Bezug auf G . Mithin liegen die beiden in P und in G resultirenden Wellensysteme auf gleiche Weise in Bezug auf diese Punkte. Wendet man nun die S. 144 und 145, S. 174 und 175 gegebenen Interferenzformeln an, und integrirt successiv nach zwei Richtungen, d. h. parallel und senkrecht gegen die Ebene der Figur, welche hier die Einfallsebene ist, so findet man, daß das resultirende Wellensystem um eine Viertelwelle hinter dem System von Elementarwellen liegt, welches den kürzesten Weg zurückgelegt hat. Allein wir brauchen hier diese Integrale nicht zu kennen, um die Richtung der Wellenfläche des resultirenden Systems zu kennen; denn, wie wir eben gesehen, muß dieselbe gegen alle Punkte P , G u. s. w. von DC ähnlich liegen. Mithin sind die Flächen der Wellen dieses Systems parallel mit DC .

Nun ist $\sin ACD : \sin BAC :: AD : BC$, d. h. die Sinus der Winkel, welche die einfallenden und gebrochenen Wellen mit der brechenden Fläche machen, stehen in dem beständigen Verhältniß der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichts in den beiden Mitteln. Allein

diese Winkel sind denen gleich, welche die auf den Wellen Senkrechten, d. h. die Strahlen, mit den auf der brechenden Fläche Senkrechten machen; mithin stehen die Sinus der Winkel der Incidenz und Refraction in dem constanten Verhältniß der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten.

Um diesen Beweis zu vervollständigen und zu zeigen, daß diese Theorie mit den erfahrungsmäßigen Gesetzen der Refraction übereinstimmt, bleibt noch zu beweisen, daß die auf der Welle Senkrechte, welche wir *Strahl* genannt haben, wirklich die Richtung des Gesichtsstrahls ist. Dahin gelangt man leicht durch ähnliche Betrachtungen, wie wir sie eben zur Bestimmung der Richtung der gebrochenen Welle gebraucht haben. Allein wir begnügen uns mit diesem Resultat, da wir den theoretischen Entwicklungen, welche Gegenstand dieses Zusatzes ausmachen, keine größere Ausdehnung geben können. Ueberdies ist es, ohne die Theorie des Sehens zu erschöpfen, a priori klar, daß die ausfahrende Welle den Lichtpunkt, von dem sie ausliefert, auf dem Grund des Auges in derselben Richtung bezüglich auf ihre Ebene verzeichnen muß, als es die einfallende in Bezug auf die ihrige thut, und daß demnach Alles auf die gegenseitige Neigung dieser Ebenen zurückkommt.

Wir schliessen mit der Bemerkung, daß nicht bloß alle Punkte der Oberfläche jeder Welle des resultirenden Systems sich in gleichem Abstand von DC befindet, sondern auch, daß, wenn die einfallende Welle in ihrer ganzen Ausdehnung eine gleichförmige Intensität besitzt, die Gleichheit der Intensität sich auch in der gebrochenen Welle erhalten muß. Vergleichen wir nämlich die resultirenden Vibrationen, die in irgend zwei Punkten P und G vollzogen werden. Wir haben bemerkt, daß, wenn die Stücke von AC , welche den Strahlen der schnellsten Ankunft NP und FG so nahe liegen, daß sie wirksam zu den in P und G hervorgebrach-

ten Effecten beitragen, in Elemente proportional den Quadratwurzeln aus den Abständen NP und FG getheilt werden, die von den entsprechenden Erschütterungsmittelpunkten ausgesandten Elementarwellen auf gleiche Weise gegen die Punkte P und G liegen. Nun hängt die Intensität der Resultante nur von den respectiven Lagen und der Intensität der componirenden Wellensysteme ab. Es braucht also nur bewiesen zu werden, daß die Intensität der Elementarwellen hier und dort gleich ist. Da die Erschütterungsmittelpunkte, in welche wir AC nahe bei F und N theilen, parallel und senkrecht gegen die Ebene der Figur, Breiten proportional den Quadratwurzeln aus FG und NP besitzen, so stehen die absoluten Geschwindigkeiten der Molecüle in den von ihnen ausgesandten Elementarwellen, bei gleichen Abständen von den Erschütterungsmittelpunkten, in dem Verhältniß FG und NP . Allein die Analyse beweist, daß die absoluten Geschwindigkeiten sich umgekehrt wie die Abstände verhalten, mithin werden dieselben gleich seyn in P und in G .

Die Schlüsse, welche wir eben machten, setzen voraus, daß die brechende Fläche unendlich groß sey oder wenigstens ihre Gränzen so entfernt von den Punkten N und F liegen, daß die unterdrückten Strahlen keinen merklichen Einfluß auf die Intensität der Resultante in den Punkten P und G ausüben. Im entgegengesetzten Fall könnte offenbar die Gleichheit der Intensität, wie die Aehnlichkeit der Lagen des in P und G resultirenden Wellensystems gestört seyn. Die schon erwähnten Interferenzformeln geben ein Mittel die Intensität des Lichts und den Gang der abwechselnd dunkeln und hellen Zonen, in die es dann zerfällt, zu bestimmen. Die Resultate der Rechnung kommen mit denen der Erfahrung überein. Darin vor Allem ist die aus der Undulationstheorie abgeleitete Erklärung der Refraction der von Newton aufgestellten überlegen; denn diese erklärt den

Gang des Lichts nur in dem besonderen Fall einer continuirlichen und unbegrenzten Fläche.

Die von uns so eben aus einander gesetzte Theorie bestimmt die Lage der verschiedenen Punkte der gebrochenen Welle nur für eine gegen die Länge einer Lichtwelle sehr große Entfernung von der brechenden Fläche; wenn man sich aber erinnert, daß ein einziges Millimeter schon fast die Länge von zwei tausend Lichtwellen enthält, so wird man einsehen, daß die für diesen Fall erhaltenen numerischen Resultate auf alle Versuche anwendbar sind, die zur Messung der Refraction und zur Prüfung des Gesetzes von Descartes angestellt wurden.

V. *Auszug aus einer Abhandlung über die Reflexion des Lichts; von A. Fresnel.*

(*Ann. de chim. et de phys. T. XV p. 379.*)

Der Gegenstand dieser Abhandlung ist die Aufsuchung der mechanischen Ursachen der Reflexion des Lichts. Nach der Undulationstheorie läßt sich die Reflexion auf zwei sehr verschiedene Weisen betrachten. Man kann annehmen, sie erfolge alleinig aus der größeren Dichte des in dem reflectirenden Körper enthaltenen Aethers, und kann sie demnach vergleichen mit der Reflexion der Wellen eines elastischen Fluidums, das mit einem andern dichteren Fluidum in Berührung steht. Man kann sie aber auch ohne die Annahme einer Verdichtung des Aethers durch die Voraussetzung erklären, daß das Licht an den eignen Theilchen des Körpers reflectirt werde.

Die zweite Hypothese, welche die Reflexion von dem Stoß der Lichtwellen gegen die wägbaren Theilchen herleitet, bietet im ersten Augenblick eine Schwierigkeit dar, welche jedoch bei aufmerksamerer Betrachtung bald