dem Minimalwerthe nähert, wobei Seitenentladung nicht mehr eintritt.

6. Der Grund zu den in §. 6 und 7 erhaltenen Resultaten, sowie zu den Variationen in der Richtung und Gröfse des Ausschlages, welche bei sehr langen Disjunctionsfunken vorkommen, scheint in dem Umstande zu liegen, daß die Entladung, wenn der Widerstand im Entladungsbogen (wie hier) klein ist, aus mehreren hin- und hergehenden Strömen (Oscillationen) besteht. Es beruht auf der Intensität der Entladung und auf der Länge des Funkens, in wie fern nur die erste oder auch die folgenden dieser Oscillationen Disjunctionsströme zu Stande bringen.

7. Auch der Funken, welcher sich bei elektrischer Entladung zwischen zwei Wassermengen zeigt, ist elektromotorisch.

II. Ueber die durch Aetherschwingungen erregten Mitschwingungen der Körpertheilchen und deren Rückwirkung auf die ersteren, besonders zur Erklärung der Dispersion und ihrer Anomalien; von W. Sellmeier.

(Fortsetzung von S. 421.)

§. 5.

Der Erfahrung zufolge zeigt ein natürlicher Lichtstrahl nie eine Polarisation, weder eine lineare, noch eine kreisförmige, noch eine elliptische. Dagegen lehrt die Theorie, daß in einem homogenen Lichtstrahl, aus wie viel Theilen man ihn auch zusammensetzen möge, die Bahn, welche ein Aethertheilchen zu einer Zeit durchläuft, nothwendig eine Ellipse ist, wenn man mit diesem Worte auch den Kreis (beide Ellipsenaxen einander gleich) und die gerade

Linie (kleine Axe gleich Null) umfaßt; d. h. es kann ein solcher Strahl nicht anders gedacht werden, als zu jeder Zeit polarisirt, sey es elliptisch, oder kreisförmig, oder geradlinig. Um diesen scheinbaren Widerspruch zu heben, ist die Annahme nothwendig, daß die elliptische Bahn des Aethertheilchens Veränderungen unterworfen ist, und zwar mit einer solchen Geschwindigkeit, daß innerhalb jeder noch so kurzen bemerkbaren Zeit alle transversalen Schwingungsrichtungen gleich stark vertreten sind, und daß in derselben kurzen Zeit die beiden Richtungen, in welchen das Aethertheilchen die Bahn durchlaufen kann, gleich oft vorkommen; es müssen nämlich in diesem Falle die in dem erwähnten Zeitraume nach einander vorkommenden Polarisationszustände des Strahls im Gesichtseindrucke sich gegenseitig aufheben und können daher nicht zur Wahrnehmung gelangen.

Andererseits haben Fizeau und Foucault im Sonnenlicht Interferenzen wahrnehmen können bei einem Gangunterschiede von fast 4000 Wellenlängen; ja später hat Fizeau im Natriumlicht noch bei einer Wegdifferenz von 50,000 Wellenlängen Interferenzen beobachtet. Dies beweist, daß jene Veränderungen der Bahnellipse des Aethertheilchens keine plötzlichen seyn können, sondern daß sie, im Verhältniß zur Geschwindigkeit der Schwingungen, sehr langsam und stetig erfolgen, mögen sie sich beziehen auf die Lage der Ellipsenaxen, oder auf deren absolute Größe und ihr Verhältniß zu einander, oder auf die Richtung, in welcher das Aethertheilchen die Bahn durchläuft, diese Richtung dadurch wechselnd, daß die kleine Axe durch den Werth Null hindurchgeht.

Zerlegt man nun einen natürlichen homogenen Lichtstrahl in zwei senkrecht auf einander polarisirte, bringt die letztern dann in eine einzige Polarisationsebene und läßt sie mit einander interferiren, so kann man aus dem vorhergehenden schließen, daß innerhalb jeder noch so kurzen bemerkbaren Zeit alle möglichen Phasenunterschiede zwischen beiden Strahlen in gleichem Grade vertreten

seyn, und daß daher die in demselben kurzen Zeitraum nach einander folgenden Interferenzwirkungen in dem einheitlichen Lichteindrucke sich gegenseitig aufheben werden, oder daß, wie man es etwas uneigentlich auszudrücken pflegt, solche Strahlen niemals interferiren können, ganz so, wie es mit der Erfahrung übereinstimmt.

Gegenwärtig ist jedoch nur das Verhalten der *Schwingungsamplitude* in einem linear polarisirten Strahl für unsern Gegenstand von Interesse. In Bezug auf diese folgt aus obiger Eigenschaft des natürlichen Lichts:

Die Schwingungsamplitude in einem linearpolarisirten homogenen Lichtstrahl ist nicht constant, sondern veränderlich; sie ändert sich aber nicht plötzlich oder sprungweise, sondern im Verhältniß zur Geschwindigkeit der Schwingungen sehr langsam und continuirlich.

Auch sieht man ein, daß die Amplitude zu Zeiten zum Werthe Null herabsinken und daß alsdann die Phase sich um eine halbe Undulation ändern wird. Für die mittlere Anzahl derjenigen Schwingungen, welche von zwei benachbarten Nullwerthen eingeschlossen sind, und welche wir eine *Schwingungsreihe* nennen wollen, könnte man aus obigen Interferenzbeobachtungen eine untere Gränze bestimmen. Sollen nämlich die beiden Zweige eines Strahls bei ihrer Wiedervereinigung eine bemerkbare Interferenzwirkung hervorbringen, so müssen die zusammenfallenden Schwingungen öfter einer und derselben, als zwei verschiedenen Schwingungsreihen angehören. Demnach muß im Sonnenlicht eine Schwingungsreihe durchschnittlich mehr als 8000, im Natriumlicht mehr als 100,000 Schwingungen enthalten. Indefs sind jedenfalls diese Zahlen viel zu klein, besonders die erstere; denn aus den bekannten Oscillationsdauern des Lichts folgt mit Evidenz, daß wenn in einer Secunde eine Million Schwingungsreihen auf einander folgten, jede derselben doch durchschnittlich aus mehr als 400 Millionen Schwingungen bestehen würde. Aus der Gröfse dieser Zahlen läßt sich auch abnehmen, daß es wohl eine vergebliche Mühe seyn würde, wenn man

einen Strahl so schnell unterbrechen wollte, daß dadurch der vorhin hervorgehobene Satz von der Allmähigkeit der Amplitudenänderung seine Gültigkeit verlöre.

Da nun nach dem vorigen Paragraphen die Verschiebungen ξ_0 , η_0 , ζ_0 des Gleichgewichtsortes jedes Körpertheilchens der Verschiebung ρ' des Aethers im linear polarisirten Strahl proportional sind, so müssen auch die Schwingungen dieses Gleichgewichtsortes nach jeder der drei Schwingungsaxen aus eben solchen Schwingungsreihen bestehen, deren Amplitude, mit Null beginnend und endend, langsam und stetig zu- und abnimmt. Bei der Integration der Gleichung (2) wurde stillschweigend angenommen, daß die Amplitude a_0 constant sey, und es ist daher zu untersuchen, welchen Einfluß ihre Veränderlichkeit auf die Integralgleichungen (3) und (4) ausübt.

Das Zu- und Abnehmen der Schwingungsamplitude des Aethers, also auch der des Gleichgewichtsortes des Körpertheilchens, kann man offenbar ansehen als erzeugt durch das successive Entstehen und Verschwinden von aufeinander gelagerten gleichphasigen elementaren Schwingungsreihen, deren Amplitude unendlich klein, aber constant ist. Das Entstehen wie das Verschwinden jeder dieser elementaren Reihen erzeugt nun Schwingungen des Körpertheilchens, welche einer der Gleichungen (3) und (4) entsprechen müssen, und welche sich ebenfalls auf einander lagern.

Angenommen, es bestehe die Amplitude a_0 aus den zu den Zeiten t_1 , t_2 , $t_3 \dots$ entstandenen unendlich kleinen Elementen $A(a_0)_1$, $A(a_0)_2 \dots$, so daß

$$\xi_0 = [A(a_0)_1 + A(a_0)_2 + \dots] \sin 2\pi \frac{t + \alpha}{\tau}$$

ist. Dann sind, wenn die Schwingungsdauern δ und τ von einander abweichen, die zu denselben Zeiten entstehenden *wesentlichen* Schwingungen des Körpertheilchens folgende:

$$\frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} A(a_0)_1 \sin 2\pi \frac{t + \alpha}{\tau}, \quad \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} A(a_0)_2 \sin 2\pi \frac{t + \alpha}{\tau} \quad \dots,$$

Durch die Aufeinanderlagerung derselben entsteht die Summe

$$\frac{t^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t + \alpha}{\tau},$$

und man sieht also, daß der Ausdruck für die wesentlichen Schwingungen der Gleichung (3) durch die Veränderlichkeit der Amplitude a_0 keinen Einfluß erleidet.

Sind dagegen die Schwingungsdauern δ und τ einander gleich, so ist die Summe der zu den Zeiten $t_1, t_2 \dots$ entstandenen wesentlichen Schwingungen des Körpertheilchens folgende:

$$- \pi \left[\frac{t - t_1}{\delta} A(a_0)_1 + \frac{t - t_2}{\delta} A(a_0)_2 + \dots \right] \cos 2\pi \frac{t + \alpha}{\delta}.$$

Bezeichnet man also die Amplitude der durch den vorstehenden Ausdruck dargestellten Schwingungen mit a , so muß dieselbe stets der Gleichung

$$\frac{da}{dt} = \frac{\pi}{\delta} a_0$$

genügen.

Was endlich die nach einander entstehenden *unwesentlichen* Schwingungen des Körpertheilchens anbetrifft, so haben diese nicht, wie die wesentlichen, gleiche Phase; während bei den letztern der Werth von α überall derselbe, nämlich der in den Schwingungen des Gleichgewichtsorts vorkommende ist, durchläuft bei den unwesentlichen Schwingungen die GröÙe β alle zwischen 0 und δ liegenden Werthe, und zwar sind im Allgemeinen alle diese Werthe in gleichem Grade vertreten. Die Folge davon ist, daß die aus der Aufeinanderlagerung dieser Schwingungen resultirende Gesamtamplitude nicht die Summe der unendlich kleinen Einzelamplituden ist, sondern daß vielmehr das *Quadrat* der Gesamtamplitude gleich ist der Summe der *Quadrate* der Einzelamplituden; und daraus folgt, daß die Gesamtamplitude immer unendlich klein bleibt. Wir wollen dies in Bezug auf die unwesentlichen Schwingungen der Gleichung (3), wo dies

Resultat von besonderer Wichtigkeit ist, specieller ausführen.

Es gehe zur Zeit t' die Amplitude a_0 des Gleichgewichtsorts in $a_0 + \Delta a_0$ über, und es werden dadurch die unwesentlichen Schwingungen

$$\Delta b \sin 2\pi \frac{t+\beta}{\delta}$$

erzeugt. Wenn also vor der Zeit t'

$$\xi = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t+\alpha}{\tau} + b \sin 2\pi \frac{t+\beta}{\delta}$$

war, so ist nach derselben

$$\xi = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} (a_0 + \Delta a_0) \sin 2\pi \frac{t+\alpha}{\tau} + b \sin 2\pi \frac{t+\beta}{\delta} + \Delta b \sin 2\pi \frac{t+\beta}{\delta}.$$

Zur Zeit t' kann ξ nur Einen Werth haben, und es müssen daher in Bezug auf diese Zeit beide Ausdrücke einander gleich seyn. Daraus folgt

$$\Delta b \sin 2\pi \frac{t'+\beta}{\delta} = - \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} \Delta a_0 \sin 2\pi \frac{t'+\alpha}{\tau}.$$

Ebenso muß die aus beiden Gleichungen bestimmte Geschwindigkeit $\frac{\delta \xi}{\delta t}$ für die Zeit t' dieselbe seyn, woraus folgt

$$\Delta b \cos 2\pi \frac{t'+\beta}{\delta} = - \frac{\delta}{\tau} \cdot \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} \Delta a_0 \cos 2\pi \frac{t'+\alpha}{\tau}.$$

Aus den letzten beiden Gleichungen ergibt sich für den Werth von β

$$(a) \quad \operatorname{tg} 2\pi \frac{t'+\beta}{\delta} = \frac{\tau}{\delta} \operatorname{tg} 2\pi \frac{t'+\alpha}{\tau},$$

und für die Amplitude Δb

$$(b) \quad \Delta b^2 = \left(\frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} \Delta a_0 \right)^2 \left(\sin^2 2\pi \frac{t'+\alpha}{\tau} + \frac{\delta^2}{\tau^2} \cos^2 2\pi \frac{t'+\alpha}{\tau} \right).$$

Hätte a_0 um Δa_0 ab- statt zugenommen, so würde man, $-\Delta a_0$ für Δa_0 setzend, dieselben Werthe für β und Δb erhalten haben.

Nimmt nun in dem Zeitraum von t_1 bis t_2 die Amplitude des Gleichgewichtsortes r Mal um eine Gröfse Δa_0

zu oder ab, so werden dadurch r unwesentliche Schwingungsreihen erzeugt, welche sich auf einander lagern, und indem man die daraus resultirenden Schwingungen durch

$$c \sin 2\pi \frac{t+\gamma}{\delta}$$

darstellt, hat man

$$\begin{aligned} c \sin 2\pi \frac{t+\gamma}{\delta} &= \Delta b_1 \sin 2\pi \frac{t+\beta_1}{\delta} + \Delta b_2 \sin 2\pi \frac{t+\beta_2}{\delta} + \dots \\ &= \Sigma \Delta b \sin 2\pi \frac{t+\beta}{\delta}, \end{aligned}$$

wo die Werthe von $\beta_1, \beta_2 \dots$ und die von $\Delta b_1, \Delta b_2 \dots$ aus den Gleichungen (a) und (b) zu entnehmen sind, indem man in denselben $t_1, t_2 \dots$ für t' setzt. Da vorstehende Gleichung gültig seyn muß für jeden Werth von t , der größer ist als t , so liefert sie folgende zwei Gleichungen:

$$c \sin 2\pi \frac{\gamma}{\delta} = \Sigma \Delta b \sin 2\pi \frac{\beta}{\delta},$$

$$c \cos 2\pi \frac{\gamma}{\delta} = \Sigma \Delta b \cos 2\pi \frac{\beta}{\delta},$$

und aus diesen folgt

$$c^2 = \Sigma \Delta b^2 + \Sigma \Delta b_n \Delta b_n \cos 2\pi \frac{\beta_n - \beta_n}{\delta},$$

wo das zweite Glied auf der rechten Seite die Summe der $r(r-1)$ Producte bedeutet, welche man erhält, wenn man jeden der r Werthe von Δb und dem zugehörigen β in der angezeigten Weise mit jedem der $r-1$ andern Werthe von Δb und dem zugehörigen β verbindet. Nimmt die Amplitude des Gleichgewichtsortes langsam und continuirlich zu oder ab, ist also die Zahl r unendlich groß, dagegen der Werth von Δa_0 unendlich klein, so wird es zu jedem dieser Producte viele andere absolut gleichwerthige geben, in denen aber der Werth von $2\pi \frac{\beta_n - \beta_n}{\delta}$ ebenso oft negativ als positiv ist. Die Summe dieser Producte ist daher gleich Null zu setzen, und die vorstehende Gleichung reducirt sich auf

$$c^2 = \Sigma \Delta b^2.$$

Bezeichnet man mit $\Delta b'$ den mittleren Werth Δb , so hat man

$$c^2 = r \cdot \Delta b'^2,$$

also, da Δa , und mithin auch Δb und $\Delta b'$ unendlich klein, dagegen r unendlich groß ist,

$$c^2 = \infty \cdot \frac{1}{\infty^2} = \frac{1}{\infty}.$$

Wenn daher die Schwingungsreihe des Gleichgewichts-ortes mit der Amplitude Null beginnt und schließt, und wenn diese Amplitude nur langsam und stetig sich ändert, so bleibt während der ganzen Schwingungsreihe die Amplitude der unwesentlichen Schwingungen unendlich klein.

Nur wenn die beiden Schwingungsdauern τ und δ nur sehr wenig von einander verschieden sind, können, weil in diesem Falle einestheils nach (b) die Amplitude Δb sehr groß ist im Vergleich zu Δa_0 , andernteils nach (a) der Werth von β bei der Zunahme der Zeit t' nur langsam sich ändert, die sich auf einander lagernden unwesentlichen Schwingungen einen merklichen Amplitudenwerth erlangen und daher, weil die in ihnen enthaltene lebendige Kraft für immer der Lichtbewegung verloren geht, einen merklichen Lichtverlust erzeugen.

Durch diejenigen Lichtschwingungen, deren Dauer hinlänglich abweicht von den eigenthümlichen Schwingungsdauern eines Körpertheilchens, werden keine merklichen unwesentlichen Schwingungen des letztern erregt.

Es ist dieses Resultat, wie man sieht, einzig die Folge davon, daß bei einem linear polarisirten homogenen Lichtstrahl die Amplitude des Aethers nur langsam und stetig sich ändert und jede Schwingungsreihe mit Null beginnt und endet. Diese Eigenschaft polarisirter Strahlen ist daher von großer Wichtigkeit: denn ohne sie würde in Folge der dann auftretenden, das Licht absorbirenden unwesentlichen Schwingungen der Körpertheilchen *die Existenz transparenter Körper kaum als möglich erscheinen.*

Die Ursache dieser Eigenschaft sieht man übrigens leicht ein, wenn man auf die Entstehung des Lichtes zurück-

geht. Alles Licht, dies steht wohl unzweifelhaft fest, wird durch das Schwingen von Körpertheilchen erzeugt. Diese Schwingungen gehen nur sehr langsam an den Aether über, so daß jedes Körpertheilchen, ähnlich einer Glocke oder Saite, nach jedem empfangenen Impuls eine lange Reihe von Aetherwellen auszusenden vermag, bevor es wieder zur Ruhe kommt. Empfängt, ehe letzteres der Fall ist, das Körpertheilchen einen neuen Impuls, so tritt dessen Wirkung zu den noch vorhandenen Wirkungen der vorhergehenden Impulse hinzu, und man sieht daher ein, daß, wenn die Impulse sehr schnell auf einander folgen, jeder einzelne von ihnen die Amplitude und Phase der Schwingungen des Körpertheilchens nur sehr wenig verändern kann. Wenn daher bei sehr schneller Aufeinanderfolge der Impulse die Amplitude und Phase merkliche Aenderungen erleiden, so wird man diese als nahezu continuirlich ansehen können. Letzteres ist zwar nicht mehr der Fall, wenn die Impulse seltener sind; es giebt jedoch noch einen andern Umstand, der mit in Erwägung gezogen werden muß. Ein Lichtstrahl, und wäre derselbe noch so dünn, ist stets das Erzeugniß einer sehr großen Anzahl von Körpertheilen; das, was ein einzelnes dieser Theilchen zu demselben beiträgt, ist verschwindend klein, um so mehr die Wirkung eines einzelnen Impulses, den dasselbe empfängt. Nun ist es möglich, daß die Impulse, worin dieselben auch bestehen mögen, bald stärker, bald schwächer sind, und daß sie bald schneller, bald langsamer auf einander folgen. Auch können diejenigen Schwingungen, welche mehr oder weniger einander parallel sind, bei den verschiedenen den Strahl erzeugenden Körpertheilchen bald mehr in gleichem, bald mehr in ungleichem Sinne geschehen. Endlich kann dies Alles, oder das Eine oder Andere, bald mehr in der einen, bald mehr in der andern Richtung der Fall seyn. In Folge dessen wird die Ellipse, welche an einer bestimmten Stelle des Lichtstrahls von einem Aethertheilchen durchlaufen wird, und welche das Resultat der Schwingungen aller jener Körper-

theilchen ist, sich zwar ändern müssen, aber diese Aenderung wird nur eine langsame und continuirliche seyn können, was dann obige Eigenschaft des polarisirten Strahls zur Folge hat. Wenn, wie es vielleicht beim elektrischen Funken der Fall ist, die Körpertheilchen durch einen kräftigen Impuls urplötzlich in starke Schwingungen versetzt werden, so wird dies doch nie gleichzeitig geschehen; von denjenigen Körpertheilchen, welche Theil haben an der Erzeugung des Lichtstrahls, wird immer eines zuerst den Impuls empfangen, und die anderen werden allmählig nachfolgen. Die erwähnte Ellipse wird daher auch in diesem Falle, unendlich klein beginnend und endend, nur allmählig wachsen und wieder abnehmen können; wie es denn überhaupt wohl keine natürlichen Ursachen oder künstlichen Mittel geben wird, durch welche bewirkt werden könnte, daß die Aenderungen jener Ellipse sprungweise erfolgen.

§. 6.

Den Betrachtungen im vorigen Paragraphen zufolge können wir jetzt in den Schwingungsgleichungen eines Körpertheilchens das unwesentliche Glied fortlassen. Indem wir dann die Zeit t mit einem positiven Durchgange des momentanen Gleichgewichtsortes durch den Ruheort anfangen lassen, fällt auch die Constante α fort, so daß die Schwingungsgleichung des momentanen Gleichgewichtsortes folgende ist.

$$\xi_0 = a_0 \sin 2\pi \frac{t}{\tau}.$$

Die Verschiebung des Körpertheilchens in der Richtung der x wird dann ausgedrückt

wenn die Schwingungsdauer τ des Lichts von der eigenthümlichen Schwingungsdauer δ des Körpertheilchens verschieden ist,

durch die Gleichung

$$(5) \quad \xi = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t}{\tau} - \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} \xi_0;$$

wenn dagegen beide Schwingungsdauern einander gleich sind,
durch die Gleichungen

$$(6) \quad \begin{cases} \xi = -a \cos 2\pi \frac{t}{\delta}, \\ \frac{da}{dt} = \frac{\pi}{\delta} \alpha_0. \end{cases}$$

Wir wollen nun die durch diese Gleichungen dargestellten Schwingungen des Körpertheilchens näher ins Auge fassen und zugleich sehen, worin im Allgemeinen ihre Rückwirkung auf die Aetherschwingungen bestehen wird.

1. Die Gleichung (5) betreffend wollen wir zunächst bemerken, daß dieselbe sehr einfach auf directem Wege sich herleiten läßt. Soll nämlich das Körpertheilchen um seinen Ruheort mit der Schwingungsdauer τ oscilliren, so muß sich die beschleunigende Kraft X ausdrücken durch die Gleichung

$$X = -\frac{4\pi^2}{\tau^2} \xi;$$

nach (C) wird sie aber auch durch

$$X = -\frac{4\pi^2}{\delta^2} (\xi - \xi_0)$$

ausgedrückt, und daraus folgt sofort

$$\xi = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} \xi_0.$$

Aus der Gleichung (5) ergibt sich nun Folgendes.

Die *Schwingungsdauer* des Körpertheilchens ist gleich der seines Gleichgewichtsortes, also auch gleich der des Aethers. Daraus folgt:

Durch das Licht werden stets nur solche Schwingungen der Körpertheilchen erregt, welche mit den Lichtschwingungen selbst isochron sind.

Hinsichtlich der *Phase* lassen sich zwei wesentlich verschiedene Fälle unterscheiden, je nachdem δ kleiner oder größer ist als τ . Im erstern Falle haben die Verschiebungen ξ und ξ_0 gleiche, im letztern entgegengesetzte Vorzeichen.

Wenn also die eigenthümliche Schwingungsdauer des Körpertheilchens kleiner ist als die Schwingungsdauer seines momentanen Gleichgewichtsortes, so bewegen sich beide, das Körpertheilchen und sein Gleichgewichtsort, stets in gleicher Richtung, ist dagegen jene größer als diese, so ist die Bewegung des einen stets der des andern entgegengesetzt.

Im letztern Falle befinden sich daher beide, das Körpertheilchen und sein momentaner Gleichgewichtsort, stets auf entgegengesetzten Seiten des Ruheortes, in diesem sich jedesmal belegend; im erstern dagegen sind sie stets auf derselben Seite, jedoch nie so, daß sich das Körpertheilchen zwischen seinem momentanen Gleichgewichtsort und seinem Ruheorte befindet, weil die Verschiebung ξ nie kleiner seyn kann als ξ_0 ; es zeigt dies auch die aus (5) leicht hervorgehende Gleichung

$$\frac{\delta^2}{\tau^2} = \frac{\xi - \xi_0}{\xi},$$

nach welcher ξ nicht kleiner als ξ_0 werden kann, ohne daß eine der beiden Schwingungsdauern δ und τ imaginair wird.

Die *Amplitude* des Körpertheilchens betreffend sieht man, daß die Gleichung (5) dieselbe als unendlich groß ergibt, wenn die beiden Schwingungsdauern δ und τ einander gleich sind, in welchem Falle jedoch die Gleichungen (6) zur Anwendung kommen. Entfernt sich δ von dem Werthe von τ , sey es durch Zu- oder durch Abnahme, so verkleinert sich die Amplitude, und zwar zuerst sehr schnell, dann immer langsamer. Ist dann δ unendlich klein oder unendlich groß geworden, so ist die Amplitude des Körpertheilchens im erstern Falle gleich der seines momentanen Gleichgewichtsortes, im letztern gleich Null.

Wenn die eigenthümliche Schwingungsdauer des Körpertheilchens unendlich klein ist, so befindet sich dasselbe stets in seinem momentanen Gleichgewichtsorte;

ist sie unendlich groß, so verharrt das Körpertheilchen unbeweglich in seinem Ruheorte.

Es verdient nochmals hervorgehoben zu werden, daß die *wirkliche* Schwingungsdauer eines Körpertheilchens keineswegs immer mit seiner eigenthümlichen übereinstimmt, daß sie vielmehr in Folge von Oscillationen seines Gleichgewichtsortes jeden Werth haben kann, mag dieser noch so groß oder noch so klein seyn; *bewegen sich beide, das Körpertheilchen und sein Gleichgewichtsort, stets in gleicher Richtung, so ist die wirkliche Schwingungsdauer größer als die eigenthümliche, bewegen sie sich einander entgegengesetzt, so ist sie kleiner.*

Was nun die *Rückwirkung* der durch die Gleichung (5) dargestellten Schwingungen des Körpertheilchens auf die Aetherschwingungen anbelangt, so muß man beachten, daß die Amplitude desselben stets proportional ist der seines Gleichgewichtsortes, mithin auch der des Aethers. Wenn daher die Amplitude des Aethers am Ende einer Schwingungsreihe gleich Null geworden ist, so ist es auch die des Körpertheilchens. Letzteres behält also von der in seinen Schwingungen enthalten gewesenen lebendigen Kraft Nichts zurück, und dieselbe muß daher der Lichtbewegung vollständig verblieben seyn, d. h. *eine Absorption des Lichts findet durch diese Schwingungen nicht statt.* Dagegen leuchtet ein, daß dieselben, da durch sie die Masse des Schwingenden vermehrt ist, einen Einfluß auf die *Fortpflanzungsgeschwindigkeit* des Lichts haben werden, d. h.

die durch die Gleichung (5) dargestellten Schwingungen der Körpertheilchen sind als die Ursache der Refraction anzusehen.

Es wird Diefes indeß weiter unten der Gegenstand besonderer und eingehender Betrachtungen seyn.

2. Indem wir zu den Gleichungen (6) übergehen, treten uns in denselben zwei die Phase und die Amplitude des Körpertheilchens betreffende Eigenthümlichkeiten entgegen. Die erste dieser Gleichungen enthält nämlich statt

des in der Schwingungsgleichung des Gleichgewichtsortes vorkommenden Ausdrucks

$$\sin 2\pi \frac{t}{\delta}$$

den Ausdruck

$$- \cos 2\pi \frac{t}{\delta},$$

oder, wie man ihn auch schreiben kann,

$$\sin 2\pi \frac{t - \frac{1}{2}\delta}{\delta}.$$

Man ersieht daraus,

dafs die Schwingungen des Körpertheilchens gegen die seines Gleichgewichtsortes, also auch gegen die des Aethers, um den vierten Theil einer Schwingungsdauer verspätet sind.

Die zweite Eigenthümlichkeit zeigt uns die zweite der Gleichungen (6). Man ersieht nämlich aus derselben unmittelbar,

dafs die Amplitude des Körpertheilchens während jeder Schwingung um die mit der Zahl π multiplicirte Amplitude seines Gleichgewichtsortes zunimmt.

Hieraus erkennt man auch sofort, worin die *Rückwirkung* dieser Schwingungen auf die des Aethers bestehen wird. Dem Gesagten zufolge wächst nämlich die Amplitude des Körpertheilchens so lange, als die Schwingungsreihe des Aethers dauert, und wenn letztere aufhört, hat jene gerade ihr Maximum erreicht. Die in der Schwingungsbewegung des Körpertheilchens enthaltene lebendige Kraft geht daher vollständig der Lichtbewegung verloren, d. h.

die durch die Gleichungen (6) dargestellten Schwingungen der Körpertheilchen sind die Ursache der Absorption.

Die Absorption besteht in einer Verkleinerung der Schwingungsamplitude des Aethers. Diese Verkleinerung setzt voraus,

dafs die Schwingungen des Körpertheilchens wiederum Oscillationen des Aethers erregen, welche gegen die des

erstern um den vierten Theil einer Schwingungsdauer verspätet sind.

Diese erregten Aetherschwingungen sind nämlich dann den erregenden gerade entgegengesetzt, und die algebraische Summe aus beiden hat daher den Erfolg einer Verkleinerung der erregenden Aetherschwingungen.

Hat die Schwingungsreihe im erregenden Lichte ihr Ende erreicht, d. h. ist ihre Amplitude bis zu Null herabgesunken, so werden die Oscillationen der Körpertheilchen, deren Amplitude jetzt gerade im Maximum sich befindet, noch fort dauern, und sie werden auch noch fortfahren, um eine Viertel-Undulation verspätete Aetherschwingungen zu erregen. Da diese aber nicht mehr in entgegengesetzte Aetherschwingungen aufgehen, weil solche nicht mehr vorhanden sind, so werden sie im Allgemeinen als *ausgestrahltes* Licht zum Vorschein kommen; es ist dies das *Fluorescenzlicht*, welches demnach jedesmal erst dann beginnt, wenn eine Schwingungsreihe im erregenden Lichte ihr Ende erreicht hat, was allerdings Millionen Male in der Secunde vorkommen mag.

Der Umstand, daß die absorbirende und die ausstrahlende Thätigkeit der Körpertheilchen sich nur dadurch von einander unterscheiden, daß die von denselben erregten Aetherschwingungen im erstern Falle die Schwächung des der Absorption ausgesetzten Lichtes bewirken, im letztern aber als ausgestrahltes Licht zur Erscheinung kommen, kann als eine Begründung des von verschiedenen Physikern aufgestellten Satzes angesehen werden, daß das Absorptions- und das Ausstrahlungsvermögen eines Körpers bei allen Schwingungsdauern einander proportional seyen.

Um die Einfachheit der vorstehend entwickelten Vorstellung von der absorbirenden und emittirenden Thätigkeit hier nicht zu stören, wollen wir die Besprechung einiger dieselbe betreffenden Besonderheiten auf einen späteren Paragraphen verschieben.

3. Die durch die Gleichungen (5) und (6) dargestell-

ten Bewegungen eines Körpertheilchens sind so wesentlich verschieden, daß eine Betrachtung über den *Uebergangsfall*, wo die Differenz zwischen der eigenthümlichen Schwingungsdauer des Körpertheilchens und der Oscillationsdauer des Lichts sehr klein ist, nicht als überflüssig erscheinen dürfte. Zu diesem Zwecke haben wir von der allgemeinen Gleichung (3) auszugehen, nämlich

$$\xi = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t}{\tau} + b \sin 2\pi \frac{t + \beta}{\delta}.$$

Bestimmt man das letzte Glied auf der rechten Seite durch den Anfangszustand, der bei $t=0$ stattfindet, indem man die Anfangsverschiebung mit ξ' , die Anfangsgeschwindigkeit mit $\frac{d\xi'}{dt}$ bezeichnet, und setzt man den so erhaltenen Werth des erwähnten Gliedes in die vorstehende Gleichung, so erhält man

$$\begin{aligned} \xi = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t}{\tau} - \frac{\delta}{\tau} \cdot \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t}{\delta} \\ + \frac{\delta}{2\pi} \cdot \frac{d\xi'}{dt} \sin 2\pi \frac{t}{\delta} + \xi' \cos 2\pi \frac{t}{\delta}. \end{aligned}$$

Dieser Gleichung muß nun eine Form gegeben werden, bei welcher die Verschiebung ξ nicht unendlich groß wird, wenn man $\tau = \delta$ setzt; wir schreiben sie daher wie folgt;

$$\begin{aligned} \xi = -2 \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta} \cos 2\pi \frac{t(\tau + \delta)}{2\tau\delta} \\ + \frac{\tau}{\tau + \delta} a_0 \sin 2\pi \frac{t}{\delta} + \frac{\delta}{2\pi} \cdot \frac{d\xi'}{dt} \sin 2\pi \frac{t}{\delta} + \xi' \cos 2\pi \frac{t}{\delta}. \end{aligned}$$

Hier stellt das erste Glied auf der rechten Seite Schwingungen dar mit der Oscillationsdauer $\frac{2\tau\delta}{\tau + \delta}$, und mit der veränderlichen Amplitude

$$2 \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta}.$$

Die Periode dieser Veränderung beträgt $\frac{\tau\delta}{\tau - \delta}$, innerhalb welcher die Amplitude von 0 bis $2 \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2}$ steigt und dann wieder bis 0 herabsinkt. Wenn also τ und δ nur sehr

wenig verschieden sind, so ist diese Amplitude des Körpertheilchens zur Zeit ihres Maximums sehr groß in Vergleich zu der des Gleichgewichtsortes, während die Amplitude des zweiten Gliedes nur ungefähr die Hälfte von der des Gleichgewichtsortes beträgt. Die beiden letzten Glieder betreffend läßt sich Folgendes bemerken. Wenn die durch die vorstehende Gleichung dargestellten Schwingungen zur Zeit $t = 0$ ihre Entstehung haben, so kann man annehmen, daß das Körpertheilchen vorher in Ruhe war; denn hatte dasselbe bereits eine Bewegung, so gehört dieselbe anderen Schwingungen an, welche man bei ihrer Fortdauer gesondert von den neu entstandenen und als sich auf diese auflagernd betrachten kann. Demnach kann man sowohl die Anfangsverschiebung ξ' als auch die Anfangsgeschwindigkeit $\frac{d\xi'}{dt}$ als gleich Null ansehen. Jedenfalls darf man die durch die letzten drei Glieder der Gleichung dargestellten Schwingungen für so klein halten, daß sie nur um die Zeit des Minimums der Amplitude des ersten Gliedes bemerkbar sind. Läßt man sie daher fort, so hat man

$$(7) \quad \xi = -2 \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta} \cos 2\pi \frac{t(\tau + \delta)}{2\tau\delta}.$$

Läßt man die Differenz $(\tau - \delta)$ unendlich klein werden, so wird die Periode $\frac{\tau\delta}{\tau - \delta}$ der Amplitudenänderung unendlich groß, und die Amplitude wächst fortwährend, ohne jemals in endlicher Zeit unendlich groß zu werden. Verwandelt man den Ausdruck

$$\sin 2\pi \frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta}$$

nach der bekannten Formel

$$\sin x = x - \frac{x^3}{6} + \dots$$

in eine Reihe, so besteht der Ausdruck für die Amplitude aus einer Anzahl von Gliedern; setzt man dann $\tau = \delta$, so verschwinden alle Glieder bis auf das erste, und es entsteht

$$\xi = -\pi \frac{t}{\delta} a_0 \cos 2\pi \frac{t}{\delta},$$

wofür man wegen der Veränderlichkeit der Amplitude a_0 die Gleichungen (6) setzen muß. — Somit sind wir auf directem Wege von der Schwingungsweise, welche das Körpertheilchen befolgt, wenn die Schwingungsdauern τ und δ verschieden sind, zu der ganz anderen Schwingungsweise gelangt, welche stattfindet, wenn beide Schwingungsdauern einander gleich sind.

Um die durch die Gleichung (7) dargestellten Schwingungen genauer zu betrachten, kann man ihr folgende Gestalt geben:

$$\xi = 2 \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0 \sin 2\pi \frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta} \cdot \sin 2\pi \left[\frac{t}{\tau} + \frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta} - \frac{1}{4} \right].$$

In dieser Form stellt sie Schwingungen dar mit der Oscillationsdauer τ , aber mit dem veränderlichen Phasenunterschiede $\left[\frac{t(\tau - \delta)}{2\tau\delta} - \frac{1}{4} \right]$, während der Ausdruck für die Amplitude derselbe geblieben ist.

Es sey zuerst τ größer als δ . Wie man sieht, ist dann zu Anfange der Zeit t die Amplitude gleich Null, und der Phasenunterschied $= -\frac{1}{4}$, d. h. die Schwingungen des Körpertheilchens sind gegen die des Aethers um $\frac{1}{4}$ Undulation zurück. Darauf nimmt der absolute Werth des Phasenunterschiedes ab und die Amplitude zu. Bei $t = \frac{1}{2} \frac{\tau\delta}{\tau - \delta}$ hat die letztere ihr Maximum $2 \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0$ erreicht, und der Phasenunterschied ist gleich Null, d. h. Aether und Körpertheilchen bewegen sich jetzt in gleicher Richtung. Hierauf wird der Phasenunterschied positiv und wächst, während die Amplitude wieder abnimmt. Bei $t = \frac{\tau\delta}{\tau - \delta}$ ist diese gleich Null und jener $= +\frac{1}{4}$, d. h. die Schwingungen des Körpertheilchens sind denen des Aethers um $\frac{1}{4}$ Undulation voraus. Nimmt die Zeit t noch weiter zu, so ändert die Amplitude das Zeichen; um dieselbe noch ferner als positiv zu betrachten, muß man die Phase um eine halbe Undulation ändern. Dadurch wird

der Phasenunterschied $= \frac{1}{4} - \frac{1}{2} = -\frac{1}{4}$, und man sieht also, daß derselbe plötzlich von $+\frac{1}{4}$ auf $-\frac{1}{4}$ zurückspringt, und daß daher nun derselbe Gang auf's Neue beginnt. Die Dauer der Periode sowohl der Phasen-, als auch der Amplitudenänderung ist also gleich $\frac{\tau \delta}{\tau - \delta}$, und der Phasenunterschied durchläuft während derselben die Werthe

$$-\frac{1}{4} \dots 0 \dots +\frac{1}{4}.$$

Ist τ kleiner als δ , so geht die Gleichung in Folgende über:

$$\xi = 2 \frac{\tau^2}{\delta^2 - \tau^2} a_0 \sin 2\pi \frac{\tau(\delta - \tau)}{2\tau\delta} \cdot \sin 2\pi \left[\frac{\tau}{\tau} - \frac{\tau(\delta - \tau)}{2\tau\delta} - \frac{1}{4} \right].$$

Aus dieser Gleichung ist leicht zu ersehen, daß der Gang der Erscheinung dem vorigen ganz ähnlich ist und sich von demselben nur dadurch unterscheidet, daß jetzt während der Periode, deren Dauer $\frac{\tau \delta}{\delta - \tau}$ beträgt, der Phasenunterschied die Werthe

$$-\frac{1}{4} \dots \frac{1}{2} \dots +\frac{1}{4}$$

durchläuft, und daß daher, wenn die Periode zur Hälfte abgelaufen ist und die Amplitude ihren Maximalwerth $2 \frac{\tau^2}{\delta^2 - \tau^2} a_0$ erreicht hat, Aether und Körpertheilchen nicht in gleicher Richtung, sondern einander entgegengesetzt sich bewegen.

Was nun die Rückwirkung dieser Schwingungen auf die des Aethers anbetrifft, so finden sich hier die Wirkungen der durch die Gleichungen (5) und (6) dargestellten Schwingungen vereinigt. Man sieht leicht ein, daß um die Mitte der Periode der Einfluß auf die Wellenlänge vorherrschend ist, daß derselbe aber desto mehr zurücktritt und dafür der Einfluß auf die Amplitude des Aethers sich geltend macht, je mehr man sich dem Anfange oder Ende der Periode nähert. In der ersten Hälfte der Periode geht ein Theil der lebendigen Kraft vom Aether an das Körpertheilchen über: derselbe wird aber in der zweiten Hälfte an den Aether vollständig zurückgegeben,

vorausgesetzt, daß die Amplitude des Aethers im ankommenden Lichtstrahl während der Dauer der Periode sich nicht geändert hat. Ist aber letzteres der Fall — und nach dem vorigen Paragraphen ist es dies allerdings, und zwar um so mehr, je länger die Periode dauert, d. h. je kleiner die Differenz zwischen τ und δ ist —, so geht dem Aether ein Theil der lebendigen Kraft für immer verloren, d. h. es findet eine wirkliche Absorption des Lichtes statt, welche demnach um so größer ist, je mehr die Differenz zwischen den Schwingungsdauern τ und δ der Null sich nähert.

Diese *Nebenabsorption*, welche stattfindet bei nicht vollkommener Uebereinstimmung der Schwingungsdauern τ und δ , hat also ihren Grund in der Veränderlichkeit der Ellipse, welche die Aethertheilchen in einem natürlichen Lichtstrahl durchlaufen.

§. 7.

Es dürfte nicht ohne Interesse seyn, zu sehen, wie man die im vorigen Paragraphen entwickelten Sätze experimentell veranschaulichen kann. Als das geeignetste Mittel hierzu erscheint das Fadenpendel. Der Gleichgewichtsort der Pendelkugel befindet sich stets vertical unter dem Aufhängepunkte; um also zu bewirken, daß der erstere in horizontalen Schwingungen sich befinde, braucht man nur den letztern in eben solche Schwingungen zu versetzen. Hierzu dürfte am besten ein Pendel mit unbiegsamer Stange dienen, so daß dieses die Rolle des Aethers zu spielen hat, während die Kugeln der Fadenpendel die Körpertheilchen vorstellen. Der Schwierigkeit, mittels eines Pendels einen Punct in horizontaler gerader Linie zu bewegen, kann man dadurch ausweichen, daß man hier, wo es nur auf den allgemeinen Charakter der Erscheinung ankommt, mit folgender sehr einfacher Einrichtung sich begnügt.

Die Stange des Aetherpendels ist an ihrem obern Ende unter rechtem Winkel fest verbunden mit einer hinreichend

langen horizontalen Stange, welche an jedem Ende mittels einer Schneide oder verticalen Spitze auf einer Unterlage ruht, so daß die Verbindungslinie der beiden Schneiden die Drehaxe des Aetherpendels ausmacht. An der horizontalen Stange befinden sich mehrere der Pendelstange parallele Arme von verschiedener Länge, an deren unterem Ende die Vorrichtung zum Aufhängen der Fadenpendel sich befindet. Wenn also das Aetherpendel in seiner Ruhelage ist, so befinden sich die Aufhängepunkte der Fadenpendel vertical unter der Drehaxe, und wenn jenes Schwingungen macht, so bewegen sich diese in einem Bogen, welcher, wenn er nur kurz ist, als gerade horizontale Linie angesehen werden kann. Um Aenderungen der Schwingungsebene zu verhindern, kann man jeden Pendelfaden, auf welchem die Pendelkugel etwa mittels eines Häkchens gleitet, mit seinen Enden an zwei benachbarte Aufhängepunkte befestigen, welche von der Drehaxe gleichweit entfernt sind. Es ist nothwendig, den Apparat so einzurichten, daß man mehrere Fadenpendel gleichzeitig aufhängen kann, und daß die Möglichkeit gewährt ist, die Armlänge, d. h. die Entfernung der Aufhängepunkte von der Drehaxe, je nach Bedürfnis, bald größer, bald kleiner zu nehmen.

Es sey l' die Länge des Aetherpendels, φ seine Neigung zu der durch die Drehaxe gehenden Verticalebene, ξ' der Abstand seines Schwingungspunctes von dieser Ebene, τ seine Schwingungsdauer, g die Schwerkraft, so ist die auf den Schwingungspunct wirkende beschleunigende Kraft

$$\frac{\partial^2(l\varphi)}{\partial t^2} = -g \sin \varphi = -\frac{g}{l'} \xi',$$

also deren zur erwähnten Ebene senkrechte Componente

$$\frac{\partial^2 \xi'}{\partial t^2} = -\frac{g}{l'} \xi' \cos \varphi.$$

Wird die Amplitude a' (das Maximum von ξ') so klein genommen, daß man immer $\cos \varphi = 1$ setzen kann, und schreibt man $\frac{4\pi^2}{\tau^2}$ für $\frac{g}{l'}$, so entsteht

$$\frac{d^2 \xi'}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{\tau^2} \xi',$$

und dies giebt

$$\xi' = a' \sin 2\pi \frac{t+\alpha}{\tau},$$

wo α eine Constante ist. Was hier ξ' und a' ist, werde in Bezug auf den Aufhängepunkt des Fadenpendels mit ξ_0 und a_0 bezeichnet, dann wird also die Bewegung dieses Aufhängepunktes in Folge der Schwingungen des Aetherpendels dargestellt durch die Gleichung

$$\xi_0 = a_0 \sin 2\pi \frac{t+\alpha}{\tau}.$$

Es sey endlich δ die eigenthümliche Schwingungsdauer des Fadenpendels und ξ der Abstand seiner Kugel von der durch die Drehaxe gehenden Verticalebene, so hat man, wenn man wieder den Cosinus des Ausschlagswinkels gleich Eins setzt,

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{\delta^2} (\xi - \xi_0) = -\frac{4\pi^2}{\delta^2} (\xi - a_0 \sin 2\pi \frac{t+\alpha}{\tau}).$$

Dies ist aber eben die Differentialgleichung (2), woraus folgt, daß unser Apparat innerhalb der Gränzen, in denen man den Cosinus des Ausschlagswinkels gleich Eins setzen darf, recht wohl geeignet ist, die aus der Gleichung (2) hergeleiteten Bewegungsgesetze darzustellen. Die Kleinheit der Ausschläge ist selbstverständlich besonders da eine nothwendige Bedingung, wo es auf die Gleichheit von δ und τ ankommt.

Das Fadenpendel mit beweglichem Aufhängepunkte kann man bezeichnen als *Absorptionspendel*, wenn seine Schwingungsdauer mit der des Aetherpendels vollkommen übereinstimmt, als *Refractionspendel*, wenn beide Schwingungsdauern beträchtlich, und als *Uebergangspendel*, wenn sie nur wenig von einander abweichen. Bei jedem dieser Pendel kann man seine Aufmerksamkeit auf Zweierlei richten, nämlich zuerst auf die Art seiner Bewegung, wie sie durch die Schwingungen des Aetherpendels hervorgerufen wird, und sodann auf die Rückwirkung jener auf

diese. Im erstern Falle ist es vortheilhaft, die Pendelkugel so klein zu nehmen, daß die Rückwirkung auf die Amplitude oder Schwingungsdauer des Aetherpendels unmerklich ist, im letztern, wo diese Rückwirkung besonders hervortreten soll, ist eine grössere Kugel nothwendig, dessen Gewicht dem des Aetherpendels angenähert gleich ist oder dasselbe übersteigt.

1. *Das Absorptionspendel.* Bei Anwendung einer *sehr kleinen Kugel* zeigt der Apparat, daß, wenn man das Aetherpendel in Schwingungen setzt, die dann entstehenden Schwingungen des Fadenpendels gegen jene um $\frac{1}{4}$ Undulation verspätet sind, so wie daß deren Amplitude fortwährend zunimmt, und zwar während jeder Schwingung um πa_0 , unter a_0 die Amplitude des Aufhängepunktes verstanden.

Wendet man eine *große Kugel* an, so sieht man, daß, während die Amplitude des Absorptionspendels wächst, die des Aetherpendels abnimmt, bis diese gleich Null geworden ist und jene ihr Maximum erreicht hat; ferner sieht man, daß darauf das Aetherpendel wieder anfängt zu schwingen (das Fluorescenzlicht darstellend), während die Schwingungen des Absorptionspendels wieder abnehmen, daß aber jetzt die Schwingungen des Aetherpendels gegen die des andern nicht mehr um $\frac{1}{4}$ Undulation voraus sind, sondern um ebenso viel zurück. — Es muß hier auf einen Unterschied aufmerksam gemacht werden, der zwischen den Erscheinungen, welche dieser Apparat darbietet, und denen des Lichts stattfindet. Beim Apparat geht die ganze lebendige Kraft des Aetherpendels nach und nach an ein und dasselbe Absorptionspendel über; eine Aetherwelle dagegen giebt, weil sie im Raume fortschreitet, ihre lebendige Kraft nach und nach an immer neue absorbirende Körpertheilchen ab, und jedes der letzteren erhält von jeder neu ankommenden Welle einen neuen Antheil, so lange die Schwingungsreihe dauert. Ferner, wenn die Schwingungsreihe zu Ende ist und nun das Körpertheilchen den Aether in Bewegung setzt, so

erzeugt jede seiner Schwingungen eine neue Aetherwelle, welche gleich ihren Vorgängern und Nachfolgern im Raume sich ausbreitet und in der Ferne verliert; bei unserem Apparat dagegen geht die ganze Bewegung des Absorptionspendels nach und nach an ein und dasselbe Aetherpendel über und häuft sich hier an, um dann von Neuem an das Absorptionspendel überzugehen. So wechseln beide Pendel in ihrer Bewegung mit einander ab; wenn das eine zur momentanen Ruhe (oder zum Minimum seiner Bewegung) kommt, befindet sich jedesmal das andere im Maximum seiner Schwingungen, und dieses Spiel setzt sich so lange fort, als die Bewegung überhaupt dauert (oder bis sie sehr klein geworden ist). Jedesmal, wenn das Absorptionspendel Bewegung von dem Aetherpendel empfängt, stellt es die Rolle der absorbirenden, jedesmal, wenn es solche an das Aetherpendel abgibt, die Rolle der emittirenden Thätigkeit des Körpertheilchens dar. Um die Dauer der Periode zu bestimmen, während welcher das Eine oder das Andere geschieht, seyen a' , a , a_0 die Amplituden des Aetherpendels, des Absorptionspendels und des Aufhängpunktes des letzteren, l' und l_0 die Pendellänge und die Armlänge des Aufhängpunktes; dann ist nach dem Bisherigen

$$\frac{\partial a}{\partial t} \tau = \pi a_0 = \pi \frac{l_0}{l'} a',$$

und wegen des Principes der Erhaltung der Kraft

$$m a^2 + m' a'^2 = k,$$

wo k eine Constante, m die Kugelmasse des Absorptionspendels, und m' eine von der Masse des Aetherpendels und ihrer Vertheilung abhängige Gröfse ist. Aus der letztern Gleichung folgt

$$a' = \sqrt{\frac{k - m a^2}{m'}},$$

und hiermit giebt die erstere

$$\frac{\partial a}{\sqrt{k - m a^2}} = \pi \frac{l_0}{l' \sqrt{m'}} \frac{\partial t}{\tau}.$$

Die Integration liefert

$$\frac{t}{\tau} = \frac{l}{\pi l_0} \sqrt{\frac{m'}{m}} \cdot \text{arc. tg } \sqrt{\frac{m a^2}{m' a'^2}} + \text{Const.}$$

Das Integral ist für die Dauer der Absorption von $a = 0$ bis $a' = 0$, und für die Dauer der Emission von $a' = 0$ bis $a = 0$ zu nehmen. Bezeichnet man also mit T die erstere, mit T' die letztere Dauer, so hat man schließlich

$$\frac{T}{\tau} = \frac{T'}{\tau} = \frac{1}{2} \frac{l}{l_0} \sqrt{\frac{m'}{m}}.$$

An dem Apparat wird man demnach noch zeigen können, daß die beiden Zeiten, in welchen die Bewegung von dem Aether- auf das Absorptionspendel und dann von dem letztern wieder auf das erstere übergeht, einander gleich sind (die Gleichheit des Absorptions- und Emissionsvermögens darstellend); daß diese Zeiten unabhängig sind von den Maximal-Amplituden der Pendel (darstellend die Unabhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Intensität des Lichts), und daß sie umgekehrt proportional sind einestheils der Armlänge, andertheils der Quadratwurzel aus dem Kugelgewicht des Absorptionspendels.

Man darf bei den Versuchen nicht übersehen, daß in den nicht zu vermeidenden unwesentlichen Schwingungen, in dem Umstande, daß die Bahnen der Aufhängepunkte Bogen sind statt horizontale Linien, in der Veränderlichkeit der Schwingungsdauer des Aetherpendels, wenn das Fadenpendel mit demselben gleichgerichtet oder entgegengesetzt schwingt oder in Ruhe ist, in der Reibung und dem Luftwiderstande, sowie in sonstigen Unvollkommenheiten des Apparates Ursachen genug gegeben sind, welche in den Erscheinungen, welche der Apparat darbieten soll, Störungen bewirken. So sieht man gewöhnlich, daß das Absorptionspendel, wenn es zur momentanen Ruhe kommen sollte, statt dessen kleine mit dem Aetherpendel gleichgerichtete Schwingungen macht, daß diese Schwingungen nach jeder Periode größer erscheinen, daß dann auch das Aetherpendel nicht mehr ganz zur Ruhe

kommt, und daß schließlicb, wenn die Gesamtbewegung schon sehr geschwächt ist, die Schwingungen beider Pendel fortwährend gleichgerichtet sind. Abgesehen von solchen Störungen der Erscheinungen, die auch bei den folgenden Versuchen auftreten, wird der Apparat recht wohl geeignet seyn, seinen Zweck zu erfüllen.

2. *Das Refractionspendel.* Zunächst muß bemerkt werden, daß dieser Name ein sehr uneigentlicher ist. Beim Licht wird die Refraction dadurch erzeugt, daß die Körpertheilchen, deren eigentbümliche Schwingungsdauer nicht mit der Oscillationsdauer des Aethers übereinstimmt, durch ihre Mitschwingungen eine Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit oder, was hier dasselbe ist, der Wellenlänge bewirken, während die schon bei der Entstehung der Wellen gegebene Schwingungsdauer nicht geändert werden kann. Bei unserm Apparat dagegen, wo von einer Fortpflanzung der Schwingungen des Aetherpendels nicht die Rede seyn kann, wird durch die Mitschwingungen des Refractionspendels statt der Wellenlänge die Schwingungsdauer geändert und diese Aenderung der Schwingungsdauer repräsentirt also die Aenderung der Wellenlänge beim Licht, und damit auch die Refraction.

Bei Anwendung *sehr kleiner Kugeln* kann man sogleich zwei Refractionspendel aufhängen, von denen das eine für sich allein eine beträchtlich kürzere, das andere eine beträchtlich längere Schwingungsdauer hat, als das Aetherpendel. Setzt man dann das Aetherpendel in Schwingungen, so sieht man, daß die Bewegungen der Refractionspendel sehr unregelmäßig sind. Es rührt dies daher, daß sich mit den wesentlichen Schwingungen noch die unwesentlichen mischen. Um die letzteren nicht zur Existenz kommen zu lassen, muß die Schwingungsamplitude des Aetherpendels, mit Null anfangend, sehr langsam und stetig wachsen und ebenso wieder abnehmen. Als Mittel hierzu bietet sich in vortrefflicher Weise das Absorptionspendel dar. Wie wir gesehen haben, geht die Schwingungsbe-

wegung eines solchen allmählig an das Aetherpendel über und ebenso allmählig an das Absorptionspendel zurück, und Beides geschieht um so langsamer, je kleiner die Armlänge des letztern ist. Die so erzeugten Schwingungen des Aetherpendels sind ganz ähnlich einer Schwingungsreihe, die ein durch Zerlegung geradlinig schwingendes Aethertheilchen ausführt, nur jedenfalls viel regelmäßiger. Fügt man also zu den beiden Refractions- noch ein Absorptionspendel mit sehr kleiner Armlänge, und setzt man dann das letztere in Bewegung, so sieht man, daß die erstere jetzt in der That nur oder fast nur die wesentlichen Schwingungen machen, daß diese mit den Schwingungen des Aetherpendels gleichdauerig sind, und daß sie mit den letztern gleichzeitig von Null bis zum Maximum wachsen und dann bis Null wieder abnehmen. Ferner beobachtet man, daß die Kugel des kürzeren Refractionspendels mit dem Aetherpendel stets gleichgerichtet schwingt, und zwar mit der Amplitude $\frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0$, daß dagegen die Schwingungen, welche die Kugel des längern macht, denen des Aetherpendels entgegengesetzt sind und die Amplitude $\frac{\tau^2}{\delta^2 - \tau^2} a_0$ haben. Diese letztern Beobachtungen lassen sich auch am Apparate leicht erklären. Denkt man sich nämlich durch die Kugel des ruhenden Refractionspendels eine verticale Linie und in derselben oberhalb der Kugel einen Punct, der von der letztern um die Länge l' eines mit dem Aetherpendel isochron schwingenden Fadenpendels entfernt ist, so muß dieser Punct, da das Refractionspendel mit dem Aetherpendel eben isochron schwingen soll, fest seyn, d. h. der Pendelfaden (oder die Ebene der beiden Fäden des Pendels) muß stets durch diesen Punct gehen oder nach demselben gerichtet seyn. Da nun bei dem längeren Refractionspendel dieser Punct unterhalb des Aufhängepunctes (oder der beiden Aufhängepuncte) liegt, so müssen Kugel und Aufhängepunct sich stets in entgegengesetzter Richtung bewegen; und da die Amplituden Beider sich verhalten, wie ihre Entfernungen

vom festen Punkte, so hat man, wenn l die Länge des Refractionspendels, a die Amplitude seiner Kugel bedeuten,

$$a : a_0 = l' : l - l',$$

also

$$a = \frac{l'}{l - l'} a_0 = \frac{\tau^2}{\delta^2 - \tau^2} a_0.$$

Bei dem kürzern Refractionspendel liegt der feste Punkt oberhalb des Aufhängepunktes, dieser und die Kugel bewegen sich daher stets in gleicher Richtung, und man findet auf dieselbe Weise

$$a = \frac{l'}{l' - l} a_0 = \frac{\tau^2}{\tau^2 - \delta^2} a_0.$$

Dafs das Refractionspendel mit *grofser Kugel* einen Einfluß auf die Schwingungsdauer des Aetherpendels haben muß, sieht man ebenfalls leicht ein. Die Spannung des Pendelfadens strebt nämlich den Aufhängepunkt um die Drehaxe zu bewegen, wodurch die das Aetherpendel nach seiner Ruhelage treibende Kraft vermehrt oder vermindert wird. Im erstern Falle wird die Schwingungsdauer verkleinert (eine Vergrößerung der Wellenlänge des Lichts darstellend), im letztern vergrößert (entsprechend einer Verkleinerung der Wellenlänge). Hiernach sieht man leicht, dafs bei unserm Apparate eine Verlängerung der Schwingungsdauer nur stattfindet, wenn der vorhin erwähnte feste Punkt zwischen dem Aufhängepunkte und der Drehaxe liegt; liegt derselbe unterhalb des Aufhängepunktes oder oberhalb der Drehaxe, so wird die Schwingungsdauer verringert. Wäre der Apparat von der Beschaffenheit, dafs der Aufhängepunkt in gerader horizontaler Linie sich bewegte, so würde der Sinn der Wirkung auf die Schwingungsdauer bloß davon abhängen, ob der feste Punkt unter- oder oberhalb des Aufhängepunktes läge, d. h. ob δ gröfser oder kleiner wäre als τ . Um nun die Aenderung der Schwingungsdauer an dem Apparat sichtbar zu machen, kann man die regelmäfsigen Schwingungen eines Refractionspendels mit schwerer Kugel entbehren, bei denen die unwesentlichen Schwingungen sich schwer ver-

meiden lassen. Man kann statt dessen ein Fadenpendel mit schwerer oder sehr schwerer Kugel und von ungefähr gleicher Schwingungsdauer mit der des Aetherpendels an einen der längern Arme hängen, dasselbe dann zugleich mit dem Aetherpendel aus der verticalen Lage entfernen, sey es in gleichem oder ungleichem Sinne, und dann beide freilassen. Man beobachtet dann Folgendes: Bewegen sich zu einer Zeit beide Pendel in gleichem Sinne, so kann der Ausschlagswinkel des Fadenpendels gröfser oder kleiner seyn, als der des Aetherpendels; im ersten Falle ist die Schwingungsdauer des letztern Pendels vergrößert, im letzten verkleinert. Bewegen sich aber beide Pendel in entgegengesetzter Richtung, so ist die Schwingungsdauer stets verkleinert.

3. *Das Uebergangspendel.* Bei Anwendung einer *sehr kleinen Kugel* kann man beobachten, daß die Schwingungen des Fadenpendels zuerst sehr klein und um $\frac{1}{4}$ Undulation verspätet sind, daß die Amplitude wächst, während die Verspätung ab- oder zunimmt, je nachdem δ kleiner oder gröfser ist als τ , daß die Schwingungen ihr Maximum erreicht haben, wenn sie mit denen des Aetherpendels gleich oder entgegengesetzt gerichtet sind, daß sie dann wieder abnehmen und endlich verschwinden, wenn sie den Schwingungen des Aetherpendels um $\frac{1}{4}$ Undulation voraus sind, und daß nun dasselbe Spiel von Neuem beginnt.

Mit *schwerer Kugel* bietet das Uebergangspendel Erscheinungen dar, deren Gang wegen der Aenderungen der Schwingungsdauer des Aetherpendels oft sehr complicirt ist. Wir können hier auf deren Betrachtung verzichten.

Von mehr Interesse für unsern Gegenstand ist der experimentelle Nachweis, daß eine Lichtabsorption auch dann schon stattfindet, wenn die Schwingungsdauer des Aethers um ein Geringes gröfser oder kleiner ist, als die eigenthümliche des Körpertheilchens. Zu diesem Zwecke muß man die Natur wieder dadurch nachahmen, daß man mittels eines Absorptionspendels eine Schwingungsreihe

des Aetherpendels mit continuirlich zu- und abnehmender Amplitude erzeugt. Dazu ist aber erforderlich, daß die Schwingungsdauer des letztern durch das Uebergangspendel keine merklichen Aenderungen erfahre, und daß daher dessen *Kugel sehr klein* sey. Setzt man, nachdem diese Bedingung erfüllt ist, das Absorptionspendel in Bewegung, so sieht man, daß die Schwingungen des Uebergangspendels weder denen eines Refractionspendels mit beträchtlich abweichender Schwingungsdauervöllig gleichen, weil die unwesentlichen Schwingungen nicht ganz ausbleiben, noch denen, welche wir vorhin am Uebergangspendel beobachtet haben, weil der Gewinn in der ersten Hälfte der Periode und der Verlust in der zweiten sich nicht völlig ausgleichen. Wenn das Aetherpendel nach Beendigung der Schwingungsreihe zur Ruhe kommt, so befindet sich das Uebergangspendel noch in Bewegung, und die in der letztern enthaltene lebendige Kraft stellt eben den Verlust dar, welchen das Licht während der Schwingungsreihe erlitten hat.

Neu-Britz bei Berlin, d. 18. Januar 1872.

(Der zweite Theil mit Nächstem.)

III. *Ueber Abscheidung krystallisirter Kieselsäure aus wässrigen Lösungen; von O. Maschke.*

Meine ersten Versuche über diesen Gegenstand datiren aus dem Jahre 1855; sie wurden in der Zeitschrift der deutschen geologischen Gesellschaft veröffentlicht.

Im Interesse der Geologie habe ich diese Untersuchungen — allerdings mit oft großen Unterbrechungen — bis jetzt fortgeführt. Während dieser Zeit gelangten die