Die oft beobachtete Erscheinung, dass gewisse Doppelsalze aus ihrer Lösung besser krystallisiren, wenn ein Ueberschuss des einen Bestandtheils vorhanden ist, findet ihre Erklärung in obigen Versuchen: der eine Bestandtheil verdrängt das Doppelsalz, indem er dasselbe schwerer löslich macht.

Aehnlich bei den Mischkrystallen isomorpher Salze. Aus der gemeinsamen Lösung derselben scheiden sich Mischkrystalle erst dann aus, wenn, sei es durch Abnahme der Temperatur, sei es durch Verdunstung des Lösungswassers, für beide Salze die Lösung eine gesättigte geworden ist. Da aber in einer für ein bestimmtes Paar dieser Salze gesättigten Lösung diese in sehr verschiedenem Verhältniss enthalten sein können, so ist klar, dass auch die sich ausscheidenden Mischkrystalle eine sehr verschiedene Zusammensetzung zeigen.

VIII. *Zur Theorie der Fluorescenz; von E. Lommel.*

In seinem „Lehrbuch der Experimentalphysik“ hat Hr. Wüllner¹⁾ gegen meine Theorie der Fluorescenz²⁾ einige Einwendungen erhoben.

Die Einwände betreffen folgende drei Punkte: 1) die Theorie erkläre nicht den stationären Bewegungszustand, in welchem sich der fluorescirende Körper offenbar befindet; 2) die Definition des homogenen Lichts, welche der Theorie zu Grunde liegt, sei unzulässig; 3) die Theorie gebe keine Erklärung von dem Unterschied zwischen Absorption ohne Fluorescenz und Absorption mit Fluorescenz.

Diese Punkte, welche Hr. Wüllner zur Sprache bringt, bedürfen allerdings der Erläuterung, welche zu geben der Zweck der folgenden Zeilen ist.

1) Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. 4. Aufl. 2. p. 330 bis 334. 1883.

2) Lommel, Wied. Ann. 3. p. 251. 1878.

Der Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2k \frac{\partial x}{\partial t} + p^2 x + f \sin(qt + \varphi) = 0,$$

welche die Bewegung eines unter dem Einflusse eines periodischen Impulses schwingenden Körpertheilchens definiert, genügt das vollständige Integral:

$$x = M \sin(qt + \varphi - \alpha) + Ne^{-kt} \sin(rt + \psi),$$

wenn:

$$M = -\frac{f \sin \alpha}{2kq}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{2kq}{p^2 - q^2}, \quad r^2 = p^2 - k^2$$

ist, und N und ψ willkürliche Constante bedeuten.

Bestimmen wir letztere mit Hülfe der Werthe x' und v' , welche die Verschiebung x und die Geschwindigkeit $\partial x / \partial t$ zur Zeit $t = t'$ besitzen, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} N^2 r^2 e^{-2kt'} &= p^2 x'^2 + 2kx'v' + v'^2 + M^2 q^2 \\ &\quad - Mf \sin(qt' + \varphi) \sin(qt' + \varphi - \alpha) \\ &\quad - 2M(p^2 x' + kv') \sin(qt' + \varphi - \alpha) \\ &\quad - 2M(kqx' + qv') \cos(qt' + \varphi - \alpha)^1 \end{aligned}$$

und:

$$\operatorname{tg}(rt' + \psi) = \frac{rx' - Mr \sin(qt' + \varphi - \alpha)}{kx' + v' - Mk \sin(qt' + \varphi - \alpha) - Mq \cos(qt' + \varphi - \alpha)}.$$

Diese Werthe der Constanten N und ψ bleiben so lange gültig, als der von der Lichtquelle ausgehende periodische Impuls $f \sin(qt + \varphi)$ ungeändert bleibt.

Tritt aber zu irgend einer Zeit eine plötzliche Aenderung der Amplitude f oder der Phase φ oder beider Grössen zugleich ein, so erfolgt auch eine plötzliche Aenderung der Werthe von N und ψ , indem nicht nur f und φ , sondern auch x' und v' andere, diesem Zeitpunkt entsprechende Werthe annehmen, und die durch das Glied:

$$Ne^{-kt} \sin(rt + \psi)$$

ausgedrückte Bewegung des Körpertheilchens beginnt jetzt mit veränderten Werthen von N und ψ von neuem.

Die Bewegung des Theilchens der Lichtquelle, von wel-

1) Der in meiner Abhandlung angegebene einfachste Werth von N :

$$N^2 r^2 = M^2 q^2$$

ergibt sich hieraus, wenn man $q = 0$ und für $t' = 0$ auch $x' = 0$ und $v' = 0$ annimmt.

chem der Wellenzug $f \sin(qt + \varphi)$ ausgeht, darf man sich nun nicht als eine fortdauernd regelmässige einfache Pendelbewegung vorstellen. Es werden vielmehr innerhalb eines sehr kurzen Zeitraumes zahlreiche plötzliche und regellose Aenderungen nicht nur der Schwingungsrichtung, sondern auch der Amplitude und Phase eintreten.

Innerhalb desselben kurzen Zeitraumes muss daher die Bewegung des von diesem Wellenzug erregten Körpertheilchens ebenso oft mit neuen Werthen von N und ψ einsetzen; oder es werden während dieses kurzen Zeitintervalles in der Gesamtbewegung des Körpertheilchens nacheinander die verschiedensten Werthe von N , von dem grössten, welcher bei der Intensität der Anregung möglich ist, bis zu sehr kleinen herab, und ebenso die verschiedensten Werthe von ψ vertreten sein.

Die Lichtquelle besteht aber niemals aus nur einem einzigen Theilchen, sondern enthält im engen Raume zahlreiche Theilchen, welche unabhängig voneinander schwingen und dem betrachteten Körpertheilchen daher gleichzeitig Wellenzüge von allen möglichen Amplituden, welche unterhalb einer gewissen Grenze liegen, und von allen möglichen Phasen zusenden.

Es müssen daher in der Bewegung des Körpertheilchens in jedem Augenblick gleichzeitig alle möglichen Stadien der Schwingung $N e^{-kt} \sin(rt + \psi)$ vertreten sein, mit allen möglichen Werthen von N , von einem grössten Werthe an abwärts.

Der Bewegungszustand des Körpertheilchens ist daher in jedem Augenblick der nämliche, wie im vorhergehenden oder im nachfolgenden Augenblick, er ist stationär, und bleibt stationär, solange der Bewegungszustand der Lichtquelle ebenfalls stationär bleibt.

Man könnte diesen stationären Zustand ersetzt denken durch eine Bewegung von der Form $N e^{-kt} \sin(rt + \psi)$, welche mit einem unverändert bleibenden Werthe von N , den man als stationären Werth bezeichnen könnte, nach sehr kurzen Zeitintervallen immer wieder von neuem beginnt, darum aber

nicht minder in jedem Augenblick dem durch diesen Ausdruck vorgeschriebenen Bewegungsgesetz gehorcht.

Nicht nur die Fluorescenz (und Phosphorescenz, denn auch diese wird von der in Rede stehenden Theorie mit umfasst), sondern jedes Selbstleuchten oder überhaupt die Emission von Strahlen beruht nach meiner Anschauung auf einem derartigen Bewegungszustand der strahlenden Körpertheilchen. In einem glühenden Körper z. B. schwingen dessen Theilchen (Moleculé) unter dem Einfluss der zwischen den Moleculen thätigen intermolecularen Kräfte, wie im Molecul eines fluorescirenden Körpers die Atome unter dem Einfluss intramolecularer Kräfte, jedoch nicht ohne einen Widerstand zu erleiden, der die Schwingungen nach dem obigen Gesetz dämpft. Durch immer neue von verschiedenen Seiten kommende Impulse, welche das schwingende Theilchen empfängt (durch Wärmezufuhr, chemische und electrische Processe u. s. w.) wird dasselbe in den soeben geschilderten stationären Bewegungszustand versetzt, welcher erst dann aufhört, stationär zu sein, wenn jene Impulse erlahmen oder ganz aufhören. Dann erst tritt das Abklingen der ganzen Bewegung ein, welches bei fluorescirenden Körpern in sehr kurzer Zeit (es ist nur bei wenigen im Phosphoroskop überhaupt wahrnehmbar), bei phosphorescirenden und glühenden Körpern in längerer Zeit verläuft.¹⁾

Schreiben wir aber den Theilchen der Lichtquelle einen stationären Bewegungszustand von dieser Beschaffenheit zu, so erhellt, dass das Zusammenwirken zahlreicher Theilchen der Lichtquelle, wie es oben vorläufig angenommen wurde, gar nicht einmal nothwendig ist, um den stationären Zustand eines fluorescirenden Körpertheilchens herbeizuführen, sondern dass hierzu schon die Anregung durch ein einziges Theilchen der Lichtquelle ausreichen würde.

Wir gehen nun über zu dem zweiten Punkte, nämlich zum Begriffe des homogenen Lichtes.

1) Ich habe die hier ausführlicher dargelegte Anschauung über den Schwingungszustand strahlender Körper bereits in einem früheren Aufsatz (Wied. Ann. 16. p. 440. 1882) durch die Worte „immer neue Anregung“ angedeutet.

Homogen nennen wir, unabhängig von jeder Theorie, Licht von ganz bestimmter, für ein und dasselbe Mittel unveränderlicher Brechbarkeit.

Im Sinne der Wellentheorie ist das Licht als periodische Bewegung oder als zusammengesetzt aus periodischen Bewegungen anzusehen. Jede periodische Bewegung aber lässt sich als eine Summe betrachten aus periodischen Bewegungen der einfachsten Art, die nach dem Sinusgesetz erfolgen, oder sie kann linear in solche einfachste Bewegungen zerlegt werden, deren jede durch die Gleichung:

$$x = A \sin(qt + \varphi)$$

ausdrückbar ist, wo $q/2\pi$ die Schwingungszahl, φ eine beliebige Phase der schwingenden Bewegung bedeutet.

Jede auf dem Boden der Wellenlehre stehende besondere Lichttheorie, wie sie auch sonst geartet sein mag, formulirt die ihr zu Grunde liegenden Ideen in einem System partieller linearer Differentialgleichungen, welche die Vorgänge bei der Fortpflanzung des Lichtes in irgend einem Mittel definiren.

Um die Bedingungen dieser Fortpflanzung in einem isotropen Mittel (auf welches wir uns hier beschränken) kennen zu lernen, ist es hinreichend, die Fortpflanzung einer solchen einfachen pendelartigen Bewegung zu verfolgen, indem man:

$$\xi = A e^{-Ky} \sin\left(qt - \frac{q}{c}y - \psi\right),$$

wo y den Abstand eines schwingenden Theilchens des fortpflanzenden Mittels vom Anfangspunkt, c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und K den Absorptionscoefficienten bedeutet, in die Differentialgleichungen substituirt, und nun die Constanten c , K und ψ so bestimmt, dass den Gleichungen genügt wird.

Es ergeben sich alsdann c , K und ψ als Functionen der willkürlich bleibenden Grösse q .

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c ist demnach einzig von der Schwingungszahl $q/2\pi$ der fortgepflanzten einfach pendelartigen (Sinus-)Schwingung abhängig. Einer solchen schwingenden Bewegung kommt demnach eine ganz bestimmte

Fortpflanzungsgeschwindigkeit und sonach kraft des Huygens'schen Princip's eine ganz bestimmte Brechbarkeit zu.

Homogenes Licht wird daher nur durch einfach pendelartige, d. i. nach dem reinen Sinusgesetz erfolgende Schwingungen hervorgebracht.

Dieser Satz ist, wie man aus den vorstehenden Darlegungen ersieht, bisher allgemein, wenn auch stillschweigend, als selbstverständlich angenommen worden. Er bildet ein wesentliches Fundament sämmtlicher Lichttheorien, welche ohne ihn sofort in sich zusammenbrechen.

Besteht die von der Lichtquelle ausgehende Bewegung:

$$x = \sum A_n \sin(q_n t + \varphi_n)$$

aus mehreren, oder vielen, oder sogar unendlich vielen einfachen pendelartigen Schwingungen von beliebig verschiedenen Perioden, so ergibt sich wegen der linearen Natur der Differentialgleichungen deren entsprechendes Integral:

$$\xi = \sum A_n e^{-K_n y} \sin\left(q_n t - \frac{q_n}{c_n} y - \psi_n\right),$$

welches zeigt, dass in einem lichtbrechenden Mittel jede Sinusschwingung, deren Schwingungszahl $q_n/2\pi$ ist, sich mit der zugehörigen Geschwindigkeit c_n fortpflanzt.

Durch die Dispersion in einem Prisma wird daher jene zusammengesetzte Lichtbewegung in einfache pendelartige Schwingungen zerlegt, welche, wenn die Werthe q_n eine discontinuirliche Reihe bilden, als getrennte helle Linien im Spectrum erscheinen. Die Spectralanalyse ist als Zerlegung zusammengesetzten Lichts in seine homogenen Bestandtheile ganz analog der Zerlegung eines Klanges in seine einfachen Partialtöne, nur dass die Optik in der Dispersion (und der Diffraction) über ein vollkommneres Mittel zu dieser Zerlegung verfügt, als die Akustik, welche, da es keine Dispersion des Schalles gibt, auf die Anwendung der Resonanz zu diesem Zwecke beschränkt ist.

In dem obigen Ausdruck für die Theilchen der Lichtquelle sind A_n , φ_n und q_n willkürliche Grössen, welchen wir jeden beliebigen besonderen Werth beilegen können. Setzen wir z. B.:

$$A_n = \frac{k\delta}{\pi(k^2 + n^2\delta^2)}, \quad q_n = r + n\delta, \quad \varphi_n = \varphi,$$

so entspricht der Bewegung der Lichtquelle:

$$x = \frac{k}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{\sin((r + n\delta)t + \varphi)}{k^2 + n^2\delta^2} \delta$$

die im brechenden Mittel fortgepflanzte Bewegung:

$$\xi = \frac{k}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} e^{-K_n y} \cdot \frac{\sin\left((r + n\delta)t - \frac{r + n\delta}{c_n} y - \psi_n\right)}{k^2 + n^2\delta^2} \delta,$$

wo K_n , c_n , ψ_n bekannte (aus den Differentialgleichungen bestimmte) Functionen von $r + n\delta$ sind, und δ eine beliebige Grösse ist, die man so gross oder so klein annehmen kann, als man nur immer will.

Lassen wir δ unendlich klein ($= dz$) werden, und setzen wir $n\delta = z$, so verwandeln sich die vorstehenden Ausdrücke in die bestimmten Integrale:

$$x = \frac{k}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin((r + z)t + \varphi)}{k^2 + z^2} dz$$

$$\text{und: } \xi = \frac{k}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-Ky} \cdot \frac{\sin\left((r + z)t - \frac{r + z}{c} y - \psi\right)}{k^2 + z^2} dz,$$

von denen das letztere den Differentialgleichungen der Lichtbewegung in dem brechenden Mittel als particuläres Integral genügt, falls c , K und ψ als Functionen von $r + z$ diesen Gleichungen gemäss bestimmt sind.¹⁾

1) Man kann den obigen Gedankengang noch allgemeiner fassen. Genügt:

$$\xi = e^{-Ky} \sin\left(qt - \frac{q}{c} y - \psi\right)$$

den linearen partiellen Differentialgleichungen, indem c , K und ψ als Functionen von q entsprechend bestimmt sind, und betrachtet man nun q als eine beliebige Function einer Veränderlichen z , so genügt auch das Integral:

$$\xi = \int_a^b e^{-Ky} \sin\left(qt - \frac{q}{c} y - \psi\right) dz$$

Das erstere Integral ist aber identisch mit dem Ausdruck $e^{-kt} \sin(rt + \varphi)$, d. h. man hat, wenn k nicht Null ist

$$\frac{k}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin((r+z)t + \varphi)}{k^2 + z^2} dz = e^{-kt} \sin(rt + \varphi).$$

Die nach dem Schwingungsgesetz:

$$x = Ne^{-kt} \sin(rt + \varphi)$$

erfolgende Bewegung stellt demnach kein homogenes Licht dar, sondern sie ist gleichbedeutend mit einer Reihe von unendlich vielen pendelartigen Schwingungen mit unendlich kleinen Amplituden, deren Schwingungszahlen sich in stetiger Aufeinanderfolge der „Hauptschwingungszahl“ $r = \sqrt{p^2 - k^2}$ zu beiden Seiten anschliessen, während die Amplituden von dieser mittleren Hauptschwingung nach beiden Seiten hin stetig abnehmen.

In einem brechenden Mittel pflanzt sich jede dieser pendelartigen Schwingungen mit der zugehörigen Geschwindigkeit $c = F(r + z)$ fort.

Das jenes Schwingungsgesetz befolgende Licht wird daher durch das Prisma in ein continuirliches Spectrum ausgebreitet, welches sich von der der Hauptschwingungszahl r entsprechenden Stelle aus nach beiden Seiten hin mit abnehmender Intensität erstreckt.

Diese Sätze sind eine unausweichliche Consequenz des obigen, als selbstverständlich allgemein angenommenen Satzes.

Sie sind anwendbar nicht bloß auf Fluorescenz und Phosphorescenz, sondern auch auf die Strahlung glühender oder überhaupt warmer Körper, von welchen wir, wie oben bereits erwähnt wurde, annehmen, dass ihre intermolecularen Schwingungen, welche nichts anderes als Wärmeschwingungen sind, nach demselben Gesetze vor sich gehen.

jenen Differentialgleichungen, da jedes seiner Elemente ihnen schon für sich Genüge leistet.

Der Fourier'sche Lehrsatz ist, wie man sieht, zur Ableitung dieser Resultate nicht nothwendig.

Die lebendige Kraft dieser Schwingungen der Molecüle ist dem Quadrate des stationären Werthes N proportional, oder N^2 ist proportional der absoluten Temperatur des strahlenden Körpers und nur von dieser abhängig.

Damit die Strahlung auf unsere Sinne oder auf unsere Instrumente wirke und dadurch wahrgenommen werde, muss sie eine gewisse Intensität erreicht haben, bei welcher sie, wie wir sagen wollen, die „Wahrnehmungsschwelle“ überschreitet.

In dem continuirlichen Strahlencomplex, in welchen jene schwingende Bewegung sich zerlegen lässt, werden, wenn wir zu höheren Temperaturen, also zu grösseren Werthen des Factors N übergehen, zuerst die intensivsten Bestandtheile, nämlich die Hauptschwingung und die ihr zunächst benachbarten, die Wahrnehmungsschwelle erreichen und überschreiten.

Da wir nun bei einem Körper von relativ niedriger Temperatur nur dunkle ultraroth Strahlen beobachten, so schliessen wir, dass die Hauptschwingung der intermolecularen Wärmebewegung in das ultraroth Gebiet fällt.

Wächst die Temperatur und mit ihr der stationäre Werth von N , so dehnt sich das Spectrum von dieser ultrarothten Hauptschwingung an nach beiden Seiten hin aus, indem immer neue Schwingungen über die Wahrnehmungsschwelle sich erheben und die bei niedrigerer Temperatur bereits wahrnehmbar gewordenen ihre Intensität steigern.

Der Körper fängt an, in dunkler Rothgluth sichtbar zu werden, wenn die Temperatur so weit gestiegen ist, dass die Intensität der äussersten rothen Strahlen die Empfindungsschwelle unseres Auges überschreitet. Dann kommen bei den höheren Hitzegraden immer brechbarere Strahlengattungen hinzu, bis das Spectrum bei der höchsten Weissgluth bis ins Ultraviolett sich erstreckt.

Dabei bleibt das Maximum der Strahlungsintensität, indem es sich verstärkt, im Ultraroth an der Stelle der Hauptschwingung liegen.

Da der stationäre Werth von N , von dessen Grösse es abhängt, ein wie grosser Theil des Strahlencomplexes über

die Wahrnehmungsschwelle emporragt, nur von der Temperatur abhängig ist, so folgt noch, dass die verschiedenen Stadien des Glühens, die dunkle und helle Rothgluth, die Gelbgluth, die Weissgluth bei allen festen Körpern bei derselben Temperatur eintreten.

Hr. Wüllner meint, „man könne in diesem Falle“ (nämlich wenn man, wie ich es thue, nur die nach dem reinen Sinusgesetz vor sich gehenden Schwingungen als homogenes Licht gelten lässt) „überhaupt kein künstliches homogenes Licht darstellen, da wir keine Lichtquelle von absolut constanter Intensität besitzen; jede Schwankung in der Lichtstärke müsste sich dann in ähnlicher Weise geltend machen. Denn während der Aenderung der Lichtstärke ist die Amplitude eine Function der Zeit, welche sich nach dem Fourier'schen Satze in eine Sinusreihe entwickeln lässt. Es müsste daher, wenn man dieser Zerlegung eine physische Bedeutung beilegen dürfte, jede Lichtquelle uns ein mehr oder weniger zusammengesetztes, und zwar, da das Gesetz der Schwankung der Lichtstärke nicht immer dasselbe ist, ein sehr variables Spectrum liefern“.

Als homogene Lichtquellen verwenden wir glühende Gase oder Dämpfe, z. B. die Natriumflamme.

Für jede der zahlreichen Einzelschwingungen von der Form $N e^{-kt} \sin(rt + \varphi)$, welche die Lichtquelle gleichzeitig aussendet, ist der Factor N , wie die Differentialgleichung der Bewegung es fordert, von der Zeit unabhängig. Wenn die Intensität sich ändert, z. B. abnimmt, so geschieht dies, indem die Schwingungen mit den grössten Werthen von N spärlicher werden oder ganz verschwinden, und dadurch die mittlere lebendige Kraft der Gesamtbewegung, d. i. die Temperatur, sich verringert. Die Beschaffenheit des Spectrums des ausgestrahlten Lichtes, welche nur von den dem strahlenden Körper eigenthümlichen Werthen von k und $r = \sqrt{p^2 - k^2}$ abhängt, ändert sich dabei nicht oder höchstens in der Weise, dass von der Hauptschwingung entferntere Strahlenarten unter die Schwelle der Wahrnehmbarkeit herabsinken oder bei steigender Temperatur sich darüber erheben. Ist insbesondere der leuchtende Körper ein Gas, für welches nach unserer

Annahme¹⁾ k Null oder nahezu Null ist, so ist das Licht der Einzelschwingung $N \sin(pt + \varphi)$ homogen und bleibt homogen, wie auch die Lichtstärke sich ändern mag.

Homogenes Licht erhalten wir ferner, indem wir das von einem glühenden Körper kommende Licht in ein reines continuirliches Spectrum ausbreiten und aus diesem mittelst eines Spaltes eine schmale Partie heraus schneiden. Es ist nach dem bereits Gesagten von selbst klar, dass auf diesen Spalt stets Licht von der nämlichen Brechbarkeit treffen muss, wie auch die Intensität der Lichtquelle sich verändern mag.

Hr. Wüllner fährt fort: „Die Unzulässigkeit dieser Deutung einer verklingenden Welle tritt noch klarer hervor, wenn wir die analogen Erscheinungen des Schalles betrachten. Jeder Ton einer Stimmgabel, jeder Ton einer geschlagenen Saite, ja jeder durch einen Resonanzboden verstärkte Klang nimmt nach einem ähnlichen Gesetze ab. Unser Ohr nimmt nun in der That die einfachen Theiltöne eines Klanges wahr. Würde demnach die mathematische Zerlegung einer verschwindenden Welle in eine Sinusreihe auch physikalische Wirklichkeit zuzuschreiben sein, so könnte es keinen reinen Stimmgabelton geben; die Stimmgabel, jede schwingende Saite, jedes mit einem Resonanzboden versehene Instrument müsste bei jeder Erregung das wirreste Tongemisch geben. Wir wissen dagegen, dass der Stimmgabelton bis zum vollen Verschwinden derselbe und ganz rein bleibt, ebenso bleibt die Farbe eines verschwindenden Klanges gleich derjenigen, welche der Klang bei constanter Stärke besass.“

Eine in der Luft schwingende Stimmgabel, Saite u. s. w. erfährt nur sehr geringe Dämpfung, sie vollführt sehr viele Schwingungen, ehe die Amplitude sich merklich ändert; es ist in diesem Falle k nahezu gleich Null, und wir vernehmen deshalb einen reinen einfachen Ton. Um Verhältnisse herbeizuführen, welche denjenigen der Fluorescenz analog sind, muss man stärkere Dämpfung anwenden, indem man die Stimmgabel in einer Flüssigkeit, in Wasser, Quecksilber u. s. w.

1) Lommel, Wied. Ann. 3. p. 266. 1878.

schwingen lässt. Dass unter diesen Umständen ein tieferer Ton entsteht, ist schon mehrfach¹⁾ beobachtet worden. Durch einen sehr einfachen Versuch kann man sich davon überzeugen. Taucht man die Zinken einer schwingenden Stimmgabel in Quecksilber, so sinkt der Ton sofort in die Tiefe und verklingt sehr rasch. Man bemerkt aber ausserdem, dass dieser tiefere Ton ein andere Klangfarbe besitzt, als ein reiner Stimmgabelton, er klingt nicht so rein und so weich, wie der einer frei schwingenden Stimmgabel von derselben Tiefe. Das Ohr wird naturgemäss die Tonlage nach der in dem Klange am stärksten vertretenen Hauptschwingung $r = \sqrt{p^2 - k^2}$ taxiren, und die Abweichung von der reinen Sinusschwingung nur als Aenderung der Klangfarbe wahrnehmen. „Das wirreste Tongemisch“, welches Hr. Wüllner befürchtet, tritt allerdings nicht ein und ist nach der Theorie auch nicht zu erwarten.

Die aus der Akustik herangezogenen Analogien sprechen also nicht gegen, sondern für meine Theorie.

Wir kommen nun zu dem dritten Einwurf, nämlich, dass die Theorie den Unterschied zwischen Absorption ohne Fluorescenz und Absorption mit Fluorescenz nicht erkläre.

Die Theorie verlangt, dass die Hauptschwingung ($r = \sqrt{p^2 - k^2}$), d. i. das Intensitätsmaximum des Fluorescenzspectrums, tiefer liege, als das Maximum der Absorption; sie verlangt aber nicht, dass sie nothwendig in das Bereich des sichtbaren Spectrums falle. Sie kann vielmehr, und mit ihr das ganze Fluorescenzspectrum, soweit es über die Wahrnehmungsschwelle reicht, wenn k hinreichend gross ist, in dem Ultrath liegen und demnach unsichtbar bleiben.

Hr. Linhardt²⁾ hat für eine Reihe fluorescirender Substanzen die Werthe von k nach meiner Theorie berechnet, indem er den Werth für das Chlorophyll als Einheit annahm. Diese Werthe erheben sich von $k = 1$ bis $k = 4,65$. Nehmen wir beispielsweise für das stark absorbirende Cyanin, dessen

1) Auerbach, Wied. Ann. 3. p. 157. 1878. — Montigny, Bull. de l'Ac. Roy. Belg. (2) 50. p. 153. 1880. Beibl. 5. p. 248. 1881.

2) Linhardt, Erlanger Sitzungsber. 14. p. 128. 1882. Beibl. 7. p. 600. 1883.

Absorptionsstreif bei $\lambda = 0,590$ liegt, den Widerstandscoefficienten $k = 5$ an, also nur wenig höher als der grösste bei fluorescirenden Körpern gefundene Werth, so berechnet sich aus der Theorie die Wellenlänge des Fluorescenzmaximums $\lambda = 0,767$; dasselbe würde demnach ins Ultraroth fallen und nicht gesehen werden.

Die absorbirenden Körper, welche kein Fluorescenzlicht zeigen, können hiernach als solche betrachtet werden, deren durch Insolation erregte intramoleculare Strahlung ins Ultraroth fällt.

Der Satz, welcher in meiner Abhandlung den Uebergang von der Theorie der Absorption zu derjenigen der Fluorescenz bildet, nämlich: „Werden die Atome eines Körpers durch den periodischen Impuls zum Selbstleuchten gebracht, so nennen wir diesen Leuchtprocess Fluorescenz,“ ist sonach ganz correct; er sagt durchaus nicht, „dass alle absorbirenden Körper, welche im sichtbaren Spectrum Absorptionsstreifen zeigen, auch fluorescirende (d. i. sichtbare Strahlen emittirende) sein müssen“. Er beschränkt nur den Ausdruck Fluorescenz dem herrschenden Sprachgebrauch gemäss auf eine sichtbare Strahlung, während die Theorie selbst eine mit der Fluorescenz dem Wesen nach identische unsichtbare Strahlung keineswegs ausschliesst.

Die Einwände, welche Hr. Wüllner gegen meine Theorie der Fluorescenz erhoben hat, sind demnach nicht haltbar.

IX. *Spectralphotometrische Untersuchungen einiger photographischer Sensibilisatoren; von J. B. Messerschmitt.*

Zahlreiche Forscher haben die Absorption diaphaner Medien zu ihrem Studium gemacht. Die meisten beschränkten sich darauf, die Lage der Absorptionsstreifen anzugeben, und erwähnten nur nebenbei die Intensität. Es dürfte aber gerade eine genaue Beachtung der Intensität für eine gewisse