

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 5.

1. Ueber den Durchgang elektrischer Wellen durch Resonatorensysteme; von E. Aschkinass und Cl. Schaefer.

Löst man eine Substanz, welche das Licht innerhalb eines eng begrenzten Spectralgebietes stark absorbiert, in verschiedenen farblosen Flüssigkeiten, so variirt die Lage ihres Absorptionsstreifens in vielen Fällen nach einer bestimmten Gesetzmässigkeit, die in der sogenannten Kundt'schen Regel ihren Ausdruck findet. Dieselbe sagt aus, dass das Absorptionsgebiet um so weiter nach dem roten Ende des Spectrums verschoben wird, je grösser das Brechungs- und das Dispersionsvermögen des Lösungsmittels ist.¹⁾ Als „Brechungs- und Dispersionsvermögen“ bezeichnet Kundt die Constanten a bez. b in der Dispersionsformel

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2},$$

worin n den Brechungsexponenten, λ die Wellenlänge bedeutet. Nicht selten steht die Kundt'sche Regel freilich im Widerspruch mit den Thatsachen²⁾; immerhin lehren insbesondere Kundt's eigene Beobachtungen, dass für eine beträchtliche Reihe von Substanzen die genannte Beziehung im grossen und ganzen Gültigkeit besitzt. Nach Stenger³⁾ dürfte sie in allen denjenigen Fällen zutreffen, in welchen bei dem Process der Lösung keine Aenderung der „physikalischen Molekel“ eintritt.⁴⁾

Die Frage, ob die Grösse der Brechung *oder* diejenige der Dispersion (oder beide?) für die Verschiebung der Streifen

1) A. Kundt, Pogg. Ann. Jubelbd., p. 615. 1874; Wied. Ann. **4**. p. 34. 1878.

2) Vgl. z. B. H. W. Vogel, Berliner Monatsber. Jahrg. 1878. p. 409.

3) F. Stenger, Wied. Ann. **33**. p. 577. 1888.

4) Selbstverständlich muss bei der Würdigung der Kundt'schen Regel von den Fällen gänzlich abgesehen werden, in welchen mit dem Lösungsvorgang chemische Umsetzungen verknüpft sind.

maassgebend sei, musste Kundt noch unbeantwortet lassen, da von den untersuchten Lösungsmitteln dasjenige mit merklich höherem Brechungsvermögen auch gleichzeitig die stärkere Dispersion besass. Es liesse sich über diesen Punkt vielleicht einige Klarheit gewinnen durch Untersuchungen in solchen (ultraroten) Spectralgebieten, in denen die zu benutzenden Substanzen keine nennenswerte Dispersion aufweisen. Bekanntlich ist auch im Gebiete der Hertz'schen Schwingungen für die allermeisten Substanzen eine Veränderlichkeit des Brechungsexponenten mit der Wellenlänge nicht mehr zu constatiren. Hier würde also die Kundt'sche Regel, falls sie noch zuträfe, eine Verschiebung lediglich nach Maassgabe des Brechungsexponenten des Lösungsmittels bedingen. Im Bereiche dieser langsamen elektromagnetischen Schwingungen weisen allerdings die Körper keine Absorptionen auf, die sich nur über ein mässiges Intervall von Wellenlängen erstrecken, sodass *Absorptionsstreifen* gewöhnlicher Substanzen dort überhaupt nicht vorhanden sind. Man kann jedoch künstliche Medien herstellen, die bezüglich ihrer Durchlässigkeit (und Reflexion) für elektrische Wellen solche selectiven Eigenschaften besitzen.

Nach den Beobachtungen von Hrn. A. Garbasso¹⁾ lässt nämlich ein System von Resonatoren die von einem Hertz'schen Erreger ausgesandte Strahlung in um so geringerem Maasse hindurch, je besser ihre Eigenperiode mit derjenigen der ankommenden Wellen (oder richtiger mit der Schwingungsdauer des zur Beobachtung dienenden Empfängers) übereinstimmt. Befestigt man also z. B. auf einer Glasplatte eine Anzahl gleichartiger, parallel angeordneter Metallstreifen, so verhält sich ein solches Gebilde gegen elektrische Schwingungen gerade wie ein Körper mit Oberflächenfarben gegen sichtbares Licht. Wie von Garbasso und dem einen von uns gezeigt worden ist²⁾, kann man an derartigen Resonatorensystemen, wenn man sie in drei Dimensionen aufbaut, sogar eine prismatische Brechung und Dispersion der Strahlen elektrischer Kraft nachweisen.

Die Schwingungsdauer eines elektrischen Resonators ist nun bekanntlich proportional der Wurzel aus der Dielectricitäts-

1) A. Garbasso, Atti Acc. di Torino 28. 1893.

2) A. Garbasso u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 53. p. 534. 1894.

constanten K des umgebenden Mediums. Nennen wir demnach T die Periode desselben in Luft, T' diejenige, die er innerhalb eines anderen Dielektricum besitzt, und $n = \sqrt{K}$ den elektrischen Brechungsexponenten dieses letzteren, so ist

$$\frac{T'}{T} = n.$$

Bringen wir also ein System von untereinander gleichartigen Resonatoren in Media verschiedener Dielektricitätsconstanten, so verschiebt sich hierbei die spectrale Lage seines Absorptions-(richtiger: Reflexions-)Maximums, und zwar ist die Periode der am schwächsten hindurchgelassenen Schwingungen proportional den elektrischen Brechungsexponenten, also proportional den Wurzeln aus den Dielektricitätsconstanten der betreffenden Medien.¹⁾ Dieses Verhalten zeigt mithin eine gewisse Analogie zu den optischen Erscheinungen, auf welche sich die Kundt'sche Regel bezieht, und es ist wohl möglich, dass diese Betrachtungen auch thatsächlich eine theoretische Begründung derselben auf dem Boden der elektromagnetischen Lichttheorie darstellen.²⁾ Der Umstand, dass jene Gesetzmässigkeit auf optischem Gebiete überhaupt der vollen Exactheit entbehrt und auch da, wo sie angenähert zutrifft, den quantitativen Zusammenhang, den die elektromagnetische Theorie verlangt, kaum erkennen lässt, mag darin seine Ursache haben, dass vielleicht niemals bei dem Process der Lösung eines Körpers eine völlige Unveränderlichkeit der „physikalischen Molekel“ — im Sinne Stenger's (l. c.) — vorhanden ist.

Im Folgenden sollen nun einige Versuche beschrieben werden, welche erkennen lassen, wie das Absorptionsmaximum von Resonatorensystemen innerhalb verschiedener Dielektrica in Uebereinstimmung mit den obigen Darlegungen eine Verschiebung erleidet.

Es bieten sich zweierlei Wege dar, um die genannte Er-

1) Man beachte jedoch, dass nur die Schwingungsdauer, für welche Resonanz eintritt, durch das umgebende Medium eine Veränderung erfährt; die Wellenlänge der Oscillationen, auf welche der Resonator am besten anspricht, ist in allen Medien die gleiche. Denn es variirt zwar die Periode proportional mit \sqrt{K} , gleichzeitig ändert sich aber auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit umgekehrt proportional mit \sqrt{K} .

2) Aehnliche Ueberlegungen zur Kundt'schen Regel hat auch O. Knoblauch angestellt. Wied. Ann. 54. p. 193. 1895.

scheinung experimentell zu verificiren: man kann ein einziges Resonatorensystem verwenden und eine grössere Anzahl von Empfängern verschiedener Schwingungsdauer, um zu ermitteln, für welchen der letzteren die Durchlässigkeit einen Minimalwert besitzt. Oder man operirt durchweg mit dem nämlichen Empfänger, benutzt dagegen mehrere Resonatoren gitter verschiedener Periode; für jedes derselben wird die Durchlässigkeit bestimmt, zuerst in Luft, sodann in dem betreffenden Dielektricum; eines der Systeme wird dann jedesmal die geringste Durchlässigkeit aufweisen; dieses Durchlässigkeitsminimum wird aber in Luft bei einer anderen Resonatorgrösse auftreten, als in dem zweiten Medium. Wir wählten zur Ausführung der Versuche die letztere Methode, da die Herstellung der Resonatoren gitter einen geringeren Aufwand an Mühe erfordert als diejenige der Strahlungsempfänger.

Unser Wellenindicator bestand aus einem Thermoelement Klemenčič'scher Construction. Die seiner Eigenperiode entsprechende Wellenlänge wurde nach der Boltzmann'schen Interferenzmethode zu $9,0\text{ cm}$ bestimmt. Dieser Wellenlänge musste demnach auch angenähert die Schwingungsdauer eines unserer Gitter von mittlerer Resonatorgrösse entsprechen. In den früheren, oben citirten Untersuchungen bestanden diese Resonatoren systeme aus Stanniolstreifen, die auf Glasplatten oder Tafeln von anderem dielektrischen Material aufgeklebt waren. Da wir in vorliegender Arbeit gerade den Einfluss des umgebenden Mediums studiren wollten, so erschien es in Anbetracht der geringen Grösse der Wellenlänge unseres Empfängers geboten, die Resonatoren frei von jeder massiven Unterlage anzuordnen. Wir verfahren zu diesem Zwecke folgendermaassen: als Träger eines jeden Gitters diente ein quadratischer Holzrahmen H (vgl. Fig. 1), dessen innere Kanten 26 cm lang waren. Die einzelnen Resonatoren R bestanden aus Schablonenblech und hatten rechteckige Gestalt. Ihre Länge war zehnmal so gross als ihre Breite, sodass sie als „geradlinig“ anzusehen sind. Nahe seinen beiden Enden wurde ein jeder mit einem feinen Stichel durchlocht¹⁾, um mit Hilfe

1) Es wurde eine Tafel Schablonenblech, deren Breite mit der Länge der betreffenden Resonatoren übereinstimmte, mit einem gleich grossen

einer Nähnadel einen Seidenfaden hindurchziehen zu können. Aus Fig. 1 ist zu ersehen, in welcher Weise die Resonatoren auf die Fäden aufgereiht wurden, sodass ihre eigene Ebene stets mit derjenigen des Rahmens zusammenfiel. Der letztere war gleichfalls mit Löchern versehen zur Befestigung der Fäden.

Es entstand die Frage, wie gross die Zahl der Resonatoren und ihre gegenseitigen Distanzen bei jedem einzelnen Gitter zu wählen wären. Wenn ihre Dichtigkeit ein gewisses Maass

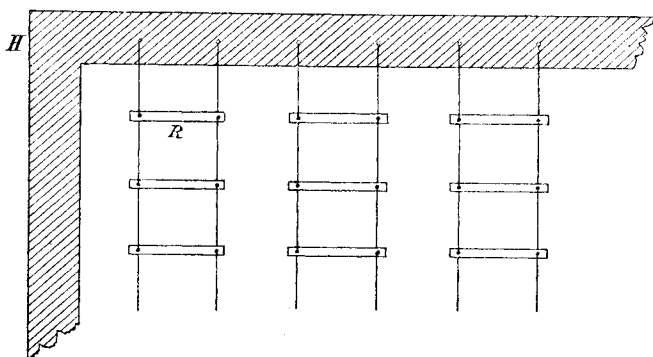


Fig. 1.

überschreitet, erhält man nämlich kein deutliches Absorptionsmaximum für eine bestimmte Resonatorlänge, sondern man beobachtet allgemein eine sehr geringe Durchlässigkeit, sobald man die Länge des Resonanzoptimums überschritten hat. Das zweckmässigste und wohl auch theoretisch am meisten zu rechtfertigende Verfahren schien uns darin zu bestehen, *sämtliche* geometrischen Bestimmungsstücke bei den einzelnen Gittern in gleichem Maasse zu variiren. Nur bei dem ersten System wurde in einer Beziehung von dieser Regel abgewichen: Die Breite der betreffenden Resonatoren betrug nämlich 2 mm statt 1 mm, da die manuelle Herstellung dieses Gitters anderenfalls zu unbequem geworden wäre; auch bei dieser Abmessung war ihre Gestalt immerhin mit genügender Annäherung als linear

Blatt Koordinatenpapier bedeckt, sodass das Durchstossen der Löcher und hierauf das Zerschneiden in schmale Streifen ohne Mühe mit grosser Gleichmässigkeit vorgenommen werden konnte.

zu betrachten, da ihre Länge noch fünfmal so gross war als ihre Breite.

Als Ausgangsschema diente im übrigen das weiterhin mit II bezeichnete System. Die einzelnen Resonatoren desselben waren 2 cm lang, 2 mm breit; der Abstand je zweier benachbarten Blechstreifen, sowohl in horizontaler wie in verticaler Richtung, betrug 12 mm. In folgender Tab. I sind die näheren Angaben für alle elf benutzten Resonatorensysteme zusammengestellt; sämtliche Maasse sind in Centimetern ausgedrückt.

Tabelle I.

Bezeichnung des Gitters	Länge eines jeden Resonators	Breite	Abstand zweier benachbarter Resonatoren	Gesamtzahl der Resonatoren
I	1	0,2	0,6	512
II	2	0,2	1,2	144
III	3	0,3	1,8	60
IV	4	0,4	2,4	40
IVa	4,5	0,45	2,7	32
V	5	0,5	3,0	28
VI	6	0,6	3,6	21
VII	7	0,7	4,2	10
VIII	8	0,8	4,8	8
IX	9	0,9	5,4	8
X	10	1,0	6,0	8

Als Wellenerreger dienten zwei horizontal liegende Messingcylinder von je 12 mm Länge und 4 mm Dicke, zwischen denen die Funken in Xylol übersprangen.¹⁾ Zur Betreibung des Oscillators kam ein Inductorium mit Deprezunterbrecher zur Verwendung. Die ausgesandten Strahlen wurden durch eine grosse, mit Petroleum gefüllte Flasche, welche als Linse wirkte, parallel gemacht und in 60 cm Entfernung von der letzteren durch einen sphärischen Hohlspiegel von 40 cm Oeffnungsweite auf das Thermoelement concentrirt. Unmittelbar vor der Linse

1) Bezüglich der Construction des benutzten Erregers vgl. H. Rubens, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. X. p. 239. 1897.

war permanent ein Gitter aus vertical gezogenen Drähten aufgestellt, sodass die zur Beobachtung gelangende Strahlung bei der Prüfung mit einem zweiten, gekreuzten Drahtgitter sich stets als vollständig geradlinig polarisirt erwies: Die Schwingungsrichtung des elektrischen Vectors war gemäss der eben beschriebenen Anordnung horizontal. Bevor die Strahlen zum Secundärspiegel gelangten, hatten sie noch ein metallisches Diaphragma zu passiren, das einen quadratischen Ausschnitt von 20 cm Seite enthielt. Die Thermostrome wurden mit einem hochempfindlichen, gepanzerten Galvanometer Du Bois-Rubens'scher Construction gemessen. Zur Beurteilung der Empfindlichkeit unserer Anordnung diene die Angabe, dass wir bei freier Strahlung Ausschläge bis zu 600 Scalenteilen erhielten.

Zunächst wurde die Durchlässigkeit der einzelnen Resonatorensysteme in Luft bestimmt. Wenn dieselben so in den Strahlengang eingeschaltet wurden, dass die Längsrichtung ihrer Resonatoren vertical stand, so war eine Verminderung der Strahlungsintensität in keinem Falle zu bemerken. Die Beobachtungen geschahen nun in der Weise, dass die Gitter mit horizontal liegenden Resonatoren vor das Diaphragma gesetzt wurden; es wurden immer alternirend je zwei Ausschläge abgelesen, zunächst für die freie Strahlung, dann noch Einschaltung eines Resonatorensystems, dann wieder für die freie Strahlung etc. Es ergab sich auf diese Weise die procentische Durchlässigkeit eines jeden Gitters für die vom Thermoelement angezeigten Schwingungen von 9 cm Wellenlänge. Alle weiterhin angegebenen Werte sind durch Subtraction dieser Durchlässigkeitszahlen von 100 entstanden, bezeichnen also die procentischen Intensitätsverluste, die bei Einschaltung der Gitter erfolgen. Durch die Curve 1 der Fig. 2 werden unsere Beobachtungsergebnisse — als Mittelwerte von drei vollständigen Messungsreihen — graphisch dargestellt. Als Abscissen sind die Längen der Resonatoren, aus denen die einzelnen Gitter bestehen, in Centimetern aufgetragen (1—10 cm entsprechend der Gitterbenennung I—X), als Ordinaten die zugehörigen Intensitätsverluste in Procenten der auftreffenden Strahlung.

Es folgten nun die weiteren Messungen, bei denen die Resonatorensysteme in andere dielektrische Medien eingebettet

wurden. Aus naheliegenden Gründen wählten wir als solche flüssige Körper von nicht zu kleiner Dielektricitätsconstante und geringem Absorptionsvermögen. Ein weiterer Gesichtspunkt für die Auswahl der Substanzen ergab sich aus dem Wunsche, Flüssigkeiten zu verwenden, die an freier Luft sehr schnell verdunsten, damit die Gitter nach wenigen Minuten wieder trocken wären. Wir benutzten daher Benzol ($K = 2,3$)¹⁾, Aethyläther ($K = 4,3$)¹⁾ und Aceton ($K = 21$)²⁾.

Zur Aufnahme der Flüssigkeit diente ein parallelepipedischer Trog aus starkem Messingblech. Seine Vorderwand und Rückwand, deren gegenseitiger Abstand 7 cm betrug, bildeten Quadrate von je 33 cm Seite und enthielten Ausschnitte von 25×25 cm Grösse. Diese letzteren waren durch Ebonitplatten geschlossen, die mittels einer grossen Anzahl Schrauben auf der Messingwand befestigt waren; ihre Ränder wurden dann noch zur völligen Dichtung mit Kitt bestrichen. Der Trog wurde vor das Diaphragma gesetzt; war er leer, so hatten die Strahlen nur die Ebonitplatten zu durchsetzen, erfuhren daher keine bemerkbare Schwächung. Wurde er gefüllt, so zeigten sich, insbesondere wegen der Reflexionen, Intensitätsverluste, die jedoch für unsere Messungen nicht in Betracht kommen. Denn bei der Ausführung der Beobachtungen befand sich das Gefäss, mit einer der genannten Flüssigkeiten gefüllt, permanent im Strahlengang; es wurde in analoger Weise wie zuvor alternirend die Intensität der Strahlung gemessen zunächst unter Fortlassung der Resonatorensysteme, sodann nach Einschaltung derselben, und zwar wurden jetzt die Gitter stets in die Mitte des Troges hineingesetzt, sodass sie vorn und hinten von einer gleich dicken Flüssigkeitsschicht umgeben waren. Die Aenderungen, die die Durchlässigkeitswerte gegenüber den Ergebnissen unserer ersten Versuchsreihe (Curve 1) erfuhren, ist ausschliesslich dem Einfluss der dielektrischen Flüssigkeit zuzuschreiben. Denn wenn bei dem zuletzt beschriebenen Beobachtungsverfahren der Kasten keine Flüssigkeit enthielt, so ergaben sich Intensitätsverluste, die mit denen der Curve 1

1) Im Mittel nach W. Nernst (Zeitschr. f. phys. Chem. **14**. p. 622. 1894) u. P. Drude (Zeitschr. f. phys. Chem. **23**. p. 267. 1897).

2) P. Drude, l. c.

völlig identisch waren; bei diesem Controllversuche wurde also die Strahlung, die durch den leeren Kasten ging, verglichen mit der Intensität, welche zum Empfänger gelangte, nachdem jedesmal eins der Gitter in diesen hineingesetzt worden war.

Die Curve 2 der Fig. 2 stellt die Resultate unserer Beobachtungen (wiederum als procentische Intensitätsverluste) für Benzol dar, Curve 3 diejenigen für Aether, Curve 4 für Aceton. Man erkennt deutlich, wie sich das Maximum der „Absorption“

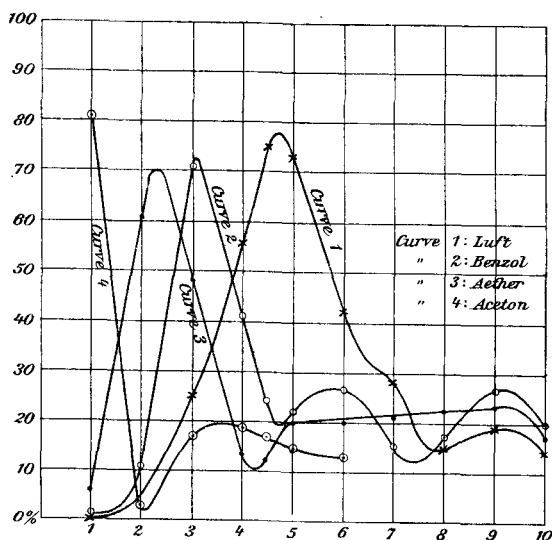


Fig. 2.

mit wachsender Dielektricitätsconstante des umgebenden Mediums nach kleineren Resonatorlängen hin verschiebt. In qualitativer Hinsicht gleicht diese Verschiebung durchaus der Lagenänderung, welche nach der Kundt'schen Regel der optische Absorptionsstreifen eines Farbstoffs in verschiedenen Lösungsmitteln erleidet. Denn, wie man sieht, befindet sich ein von Luft umgebener Resonator von 4,7 cm Länge in vollkommener Consonanz mit unserem Thermoelement, besitzt also eine Schwingungsdauer $T = 9,0 \times \frac{1}{3} \cdot 10^{-10} = 3 \times 10^{-10}$ sec. Derselbe Resonator hat dagegen in Benzol, Aether und Aceton eine grössere Periode T , und zwar erreicht die letztere um

so höhere Werte — es rückt nämlich der zugehörige Intensitätsverlust um so weiter vom Maximum der einzelnen Curven weg — je grösser der Brechungsexponent des Dielektricum ist.

In quantitativer Beziehung sind unsere Beobachtungen in guter Uebereinstimmung mit dem theoretisch vorausgesagten Resultate. Die Absorptionsmaxima liegen nämlich, wie die graphische Interpolation ergibt, auf den einzelnen Curven bei folgenden Resonatorlängen L :

für Luft:	$L_1 = 4,7$ cm
„ Benzol:	$L_2 = 3,1$ „
„ Aether:	$L_3 = 2,3$ „
„ Aceton ¹⁾ :	$L_4 = 1$ „

Die Perioden von Resonatoren dieser Längen sind also einander gleich (und zwar gleich $T = 3 \times 10^{-10}$ sec.), wenn sie sich innerhalb des zugehörigen Dielektricum befinden. Es müssen sich daher die Perioden, welche den nämlichen Resonatoren in Luft zukommen, umgekehrt wie die Brechungsexponenten jener Medien verhalten. Die Schwingungsdauer eines geradlinigen Resonators in Luft ergibt sich aber aus der Thatsache, dass die Wellenlänge seiner Eigenschwingung nahezu gleich seiner doppelten Längendimension ist. Diese Beziehung ist zwar nicht vollkommen genau zutreffend, indessen werden wir keinen merklichen Fehler begehen, wenn wir innerhalb der engen Grenzen, über die sich die vorliegenden Messungen erstrecken, das Periodenverhältnis dem Quotienten aus den Resonatorlängen gleich setzen. Wenn wir also L_1 durch die übrigen Werte von L der Reihe nach dividiren, so müssen diese Quotienten gleich den Wurzeln aus den Dielektricitätsconstanten der betreffenden Medien sein. Die folgende Tabelle II giebt in der zweiten Columnne die Werte dieser Verhältniszahlen an, in Columnne 3 die zugehörigen Brechungsexponenten.

1) Obwohl unsere Messungen für die Acetoncurve schon sämtlich jenseits des Maximums liegen, so dürfte doch die Richtigkeit der Angabe $L_4 = 1$ hinreichend sichergestellt sein in Anbetracht sowohl des hohen Intensitätsverlustes (81 Proc.), der für die 1 cm langen Resonatoren im Aceton gefunden wurde, als auch der durch die bedeutende Grösse des Brechungsexponenten bedingten Steilheit des Curvenabfalles.

Tabelle II.

Substanz	$\frac{L_1}{L}$	$\sqrt{K} = n_{el.}$
Benzol	1,52	1,52
Aether	2,04	2,07
Aceton	4,7	4,6

Die Uebereinstimmung zwischen den Zahlen der zweiten und dritten Columnne ist eine völlig befriedigende.

Es lassen sich mithin derartige Messungen über den Durchgang elektrischer Wellen durch Resonatorensysteme dazu benutzen, um die Dielektricitätsconstanten von Körpern experimentell zu bestimmen. Nur wird es sich für diesen Zweck empfehlen, behufs Erhöhung der Genauigkeit die Resonatorlängen von einem Gitter zum nächst grösseren in noch engeren Grenzen variiren zu lassen.

Der Verlauf der Curven 1—4 jenseits ihrer Maxima ist für die vorliegenden Versuche nicht von erheblichem Interesse. Es ist zwar wahrscheinlich, dass, wenn ein einzelner Resonator von der Länge L in Consonanz mit einer bestimmten Schwingung steht, weitere, wenn auch schwächere Resonanzmaxima bei denjenigen Resonatoren auftreten, deren Länge ein ganzes Vielfaches von L beträgt. Ein solches Verhalten tritt jedoch bei den von uns benutzten Gittern nicht ausnahmslos mit genügender Deutlichkeit in die Erscheinung.

Der Einfluss des umgebenden Mediums auf die Schwingungsdauer von Resonatoren lässt sich mit Hülfe unserer Gitter auch als Vorlesungsversuch bequem demonstrieren. Für diesen Zweck ist es zulässig, die Resonatorensysteme auf einer Unterlage zu befestigen. Es wurde demnach eine dünne Ebonitplatte mit einem Stanniolblatt beklebt und dieses so zerschnitten, dass nach Entfernung der überschüssigen Metallbelegung eine Anzahl Streifen von 20 mm Länge und 2 mm Breite übrig blieben. Vor dem Empfänger ist permanent ein mit Aether gefüllter Glaskasten aufgestellt. Schaltet man nun das Gitter mit horizontalliegenden Resonatoren zwischen Erreger und Glas-trog in den Strahlengang, so gehen die Strahlen unseres Oscillators hindurch, ohne eine wesentliche Schwächung zu er-

leiden; sie werden dagegen zum grössten Teil zurückgehalten, sobald das Gitter in den Aether hineingesenkt wird. Ist der Kasten mit Aceton gefüllt, so nimmt der Versuch den gleichen Verlauf, wenn man die Resonatoren nur 1 cm lang macht. Für beide Substanzen ergibt sich andererseits die entgegengesetzte Erscheinung, falls die Länge der Stanniolstreifen 45 mm beträgt: gute Durchlässigkeit im flüssigen Dielektricum, fast völlige Absorption in Luft.

In dieser Form liefert also der Versuch das scheinbar paradoxe Phänomen, dass die Intensität der ankommenden Strahlung davon abhängt, in welcher Reihenfolge dieselbe die eingeschalteten Medien durchsetzt.

Charlottenburg, Physik. Inst. der Techn. Hochschule,
März 1901.

(Eingegangen 10. April 1901.)
