3. Zur Messung der Absorption elektrischer Wellen; von Otto Berg.¹⁾

(Hierzu Taf. IV, Figg. 1—3.)

Die Kenntniss der Absorption elektrischer Wellen hat durch Drudes Entdeckung ihres Zusammenhanges mit der anomalen elektrischen Dispersion²⁾ verschiedener Substanzen erhöhte Bedeutung gewonnen. Drude selbst hat die Größe des Absorptionskoeffizienten in einigen Fällen durch eine mehr indirekte Methode zu erschließen gesucht.³⁾ Außerdem ist die Absorption namentlich längerer Wellen von einer Reihe von Autoren⁴⁾ bestimmt worden.

Neuerdings hat Wildermuth⁵⁾ auch bei kürzeren Wellen Absorptionsindices bestimmt.

Alle derartigen Messungen beruhen auf Intensitätsmessungen der elektrischen Wellen. Sie leiden also an den Schwierigkeiten und Übelständen, die überhaupt mit der Messung der Intensität elektrischer Wellen verbunden sind. Der Grund der Schwierigkeiten liegt darin, daß es nicht möglich ist, Wellen von gleichbleibender Intensität einige Zeit hindurch zu erzeugen, da die Funkenstrecke des Erregers infolge der Korrosion der Funkenpole durch die überspringenden Funken dauernden Veränderungen unterworfen ist. Die Sicherheit jeder Einzelbeobachtung ist aus diesem Grunde eine sehr geringe. Darum kann selbst bei groben Abweichungen der Einzelbeobachtungen von den theoretisch zu erwartenden Werten nicht angegeben werden, ob Beobachtungsfehler (Veränderungen in der Funkenstrecke) oder anderweitige Störungen vorliegen. Da der Absorptionsindex für elektrische Wellen aber eine ebenso genau definierte Konstante ist wie andere physikalische

1) Zum Teil nach des Verfassers Habilitationsschrift.

2) P. Drude, Wied. Ann. 58. p. 1. 1896.

3) P. Drude, Wied. Ann. 60. p. 43. 1897; Abh. d. k. sächs. Gesellschaft 23. Nr. II. p. 151. 1896.

4) G. U. Yule, Wied. Ann. 50. p. 742. 1893; Phil. Mag. 36. p. 531. 1893; 39. p. 309. 1895; P. Zeeman, Kon. Akad. van Wetenschappen, Amsterdam, Sept. 1896; A. Eichenwald, Wied. Ann. 62. p. 571. 1897.

5) K. Wildermuth, Ann. d. Phys. 8. p. 212. 1902.

Konstanten, so sollte er sich auch mit der sonst verlangten Genauigkeit bestimmen lassen.

Man hat in ähnlichen Fällen wie dem vorliegenden Nullmethoden angewandt. Beispielsweise ist bei Widerstandsmessungen in der Wheatstoneschen Brücke keine konstante Stromquelle erforderlich. Wenn einmal auf Stromlosigkeit der Brücke eingestellt ist, so bleibt die Brücke stromlos, selbst wenn der Speisestrom schwankt oder ganz unterbrochen wird. Ich habe mich daher bemüht, das Prinzip der Nullmethode bei Messung der Absorption zu verwerten.

Dies läßt sich prinzipiell auf zweierlei Weise erreichen. Man kann erstens zwei Wellenzüge von ursprünglich gleicher Intensität zur Interferenz kommen lassen, von denen der eine die auf Absorption zu untersuchende Substanz durchsetzt hat. Man bringt einen Wellenindikator an eine Stelle, wo die Wellen sich bei gleicher Intensität ganz aufheben (Knoten). Ist nun der eine der Wellenzüge durch Absorption geschwächt, so tritt im Knoten keine vollständige Auslöschung mehr ein; man kann nun den anderen Wellenzug in meßbarer Weise so abschwächen, bis die Auslöschung wieder vollkommen ist. Diese Methode ließe sich verwirklichen durch Anwendung eines Drahtvierecks, wie es Hr. Kiessling im hiesigen Institut zur Messung von Dielektrizitätskonstanten benutzt hat.¹⁾ An der praktischen Durchführung wurde ich dadurch gehindert, daß es mir anfangs nicht gelang, gewisse störende Schwingungssysteme zu vermeiden; dadurch zeigte der Wellenindikator auch in einem Knotenpunkt Wellen an, in dem die Intensität hätte gleich Null sein müssen.

Die zweite Art, eine Nullmethode anzuwenden, besteht darin, daß man die durch einen Wellenindikator angezeigte Intensität der Wellen mit Hilfe einer Nullmethode mißt. Als Wellenindikator ist das Bolometer und das Thermoelement verwendbar. Beim Arbeiten mit Drahtwellen kann man beispielsweise folgendermaßen verfahren: man baut einen nach zwei Seiten symmetrischen Primärerreger (ich benutzte einen Blondlotschen Erreger) und stellt beiderseitig je einen Sekundärerreger auf. Die Paralleldrähte des einen Sekundärerregers

1) K. Kiessling, Dissertation Greifswald 1902.

gehen durch eine Schicht der etwa zu untersuchenden Flüssigkeit hindurch und führen dann in ein Thermoelement (nach Klemenčič). Die elektromotorische Kraft dieses Thermoelementes wird nach einer Kompensationsmethode mit der eines zweiten Thermoelementes verglichen, in das die Paralleldrähte des zweiten Sekundärerregers einmünden. Man vergleicht die elektromotorische Kraft beider Thermoelemente für verschiedene Schichtdicken der Flüssigkeit.

Statt der Thermoelemente könnten auch Bolometerdrähte verwandt werden, deren Widerstände mit der Wheatstoneschen Brücke verglichen werden. Ich habe aber gefunden, daß Thermoelemente eine weit größere Empfindlichkeit besitzen.

Die elektromotorische Kraft der Thermoelemente ist bei den hier in Betracht kommenden Temperaturdifferenzen proportional der in der Zeiteinheit durch die Wellen zugeführten Energie. Soll das Verhältnis der elektromotorischen Kräfte beider Thermoelemente konstant, d. h. von der Stärke der Erregung, der Wirksamkeit des Funkens etc. unabhängig sein, so muß der primäre Erreger, von diesen Faktoren unabhängig, den beiden Sekundärerregern in stets gleichbleibendem Verhältnis Energie zustrahlen. Diese Bedingung ist nicht unter allen Umständen erfüllt.

Werden beispielsweise in den Sekundärkreisen auf den Paralleldrähten Brücken aufgelegt, so daß die Sekundärkreise als Resonatoren aufzufassen sind, so wird von den Sekundärkreisen auf den Primärerreger Energie zurückgestrahlt. Diese Rückstrahlung kann je nach dem Grade der Resonanz verschieden stark sein. Läßt man, wie es üblich ist, die Paralleldrähte in die Flüssigkeit so eintreten, daß die Eintrittsstelle in einen Knoten des durch Reflexion hervorgerufenen stehenden Wellensystems fällt, so ändert sich der Grad der Resonanz mit der Dicke der Flüssigkeitsschicht; je nach der Dicke derselben bilden die Drähte innerhalb der Flüssigkeit ein resonierendes oder nicht resonierendes System. Damit wird auch die Rückstrahlung auf den Primärerreger größer oder kleiner werden.

Ich wurde auf diese Tatsachen durch folgenden Versuch hingewiesen. In beiden Sekundärkreisen war eine Brücke aufgelegt. Die Flüssigkeit (Wasser) war so angebracht, daß die

Eintrittsstelle der Drähte in einen Schwingungsknoten fiel. Hinter der Flüssigkeit führten die Drähte in einer längeren Leitung zum Thermoelement. Die Länge dieser Leitung war so groß, daß Resonanzerscheinungen auf derselben (wegen der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen) nicht mehr auftraten. Im anderen Sekundärkreis war das Thermoelement hinter der Brücke so angebracht, daß es eine zweite Brücke bildete. Die richtigen Lagen der ersten und zweiten Brücken und der Eintrittsstelle der Paralleldrähte in das Wasser waren durch besondere Vorversuche festgestellt worden. Ich bestimmte nun das Verhältnis der elektromotorischen Kräfte beider Thermoelemente und veränderte sodann die Länge des Erregerfunkens. Dabei zeigte sich, daß das Verhältnis beider Thermoelemente ein anderes geworden war.

Dies Verhalten erklärt sich dadurch, daß die Wellenlänge (und wohl auch die Dämpfung) der vom Erreger ausgesandten Schwingungen mit der Funkenlänge des Erregerfunkens variiert. Die Wellenlänge nimmt etwas zu, wenn die Funkenlänge abnimmt, da mit abnehmender Funkenlänge die Kapazität des Erregers wächst. Wenn nun beide Sekundärkreise nicht ganz genau auf gleiche Schwingungsdauer abgestimmt sind, so muß derjenige stärker ansprechen, dessen Schwingungsdauer besser mit der des Primärerregers übereinstimmt.

Tatsächlich war es möglich, durch sorgfältiges Ausprobieren Stellungen für die Brücken, das Thermoelement und die Wasseroberfläche zu finden, derart, daß das Verhältnis der durch beide Thermoelemente gemessenen Intensitäten wenigstens innerhalb gewisser Grenzen von der Länge des Erregerfunkens unabhängig war. Änderte man nun aber die Dicke der Wasserschicht, so gewann sofort die Länge der Funkenstrecke wieder ihren Einfluß; derselbe verschwand nur für gewisse Schichtdicken, die sich um die halbe Wellenlänge der Schwingungen in Wasser voneinander unterschieden.

Es folgt daraus, daß das Verhältnis der den beiden Sekundärkreisen zugestrahlten Energiemengen auch bei konstanter Funkenlänge nicht konstant bleiben kann, wenn in dem einen der Sekundärkreise die Resonanzverhältnisse sich ändern. Eine Versuchsanordnung, wie die eben beschriebene, leidet also notwendig an einer Fehlerquelle und wird sich zur Messung

der Absorption nicht ohne weiteres verwenden lassen. Allerdings konnte sich dies bei den bisher benutzten Meßmethoden nicht bemerkbar machen.

Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, habe ich die Flüssigkeitsschicht in so großer Entfernung vom Erreger angebracht, daß auch auf den Paralleldrähten zwischen Erreger und

Flüssigkeit voraussichtlich keine Resonanzerscheinungen auftreten konnten. Somit ergab sich die Versuchsanordnung, wie sie in der Fig. 1 skizziert ist. Dort befindet sich bei *c* das Gefäß mit der Flüssigkeit (Wasser), bei *a*

Fig. 1.

und *b* die Thermoelemente. Zur Ausführung der Kompensation dient eine Brückenwalze und ein Galvanometer.

Berechnung der Interferenzen.

Durch Reflexion der Wellen an der Eintrittsstelle der Drähte in die Flüssigkeit und an der Austrittsstelle treten in bekannter Weise Interferenzen auf. Dieselben bewirken, daß die Intensität der durchgegangenen Wellen mit wachsender Schichtdicke der Flüssigkeit periodisch ab- und zunimmt, und zwar unter abnehmender Amplitude. Zeichnet man eine Kurve mit den Schichtdicken als Abszissen und den am Thermoelement gemessenen Intensitäten als Ordinaten, so hängt der Verlauf dieser Kurve von der Wellenlänge, der Dämpfung und Absorption der Schwingungen in der Flüssigkeit ab. Es handelt sich darum, aus dem Verlauf der Kurve diese 3 Größen, speziell die Absorption zu berechnen.

Den Verlauf der Kurve zu berechnen, hat keine Schwierig-

keit, wenn man sich, was praktisch ausreichend ist, auf die Maxima und Minima beschränkt, und wenn man die Annahme macht, daß in die Flüssigkeit eine reine logarithmisch gedämpfte Sinusschwingung eintritt. Die Annahme einer einfach gedämpften Sinusschwingung ist sicher nicht berechtigt, wenn auf den Paralleldrähten eine Brücke liegt; denn in diesem Falle muß im Sekundärkreise infolge der Resonanz die Amplitude der Schwingung zuerst zunehmen, bis ein Gleichgewichtszustand zwischen Zustrahlung vom primären Erreger und Fortleitung der Wellen über die Brücke hinweg, Rückstrahlung etc. eintritt; von da an nimmt die Amplitude wieder ab. Ich habe aus diesem Grunde, ebenso wegen der oben dargelegten Schwierigkeiten (p. 309 ff.) und gleichzeitig zur Erzielung größerer Intensitäten die Brücken in beiden Sekundärkreisen ganz fortgelassen und versucht, durch geeignete Einrichtung des Erregers möglichst reine Wellen zu erzeugen.

Die Berechnung der Maxima und Minima der Interferenzkurve ist unter der genannten Voraussetzung von Wildermuth durchgeführt worden. Der von ihm angegebene Weg der Ableitung gibt zu Bedenken Anlaß. Darum soll, obwohl die von Wildermuth gefundene Schlußformel richtig ist, der Gang der Rechnung hier kurz angedeutet werden.

Es bedeute d die Dicke der Flüssigkeitsschicht, λ die Wellenlänge in der Flüssigkeit, τ die Schwingungsdauer der Wellen, γ ihre zeitliche Dämpfung, und κ ihre Absorption¹⁾ in der Flüssigkeit. Dann läßt sich die Stromstärke der in die Flüssigkeit eintretenden Schwingung darstellen als der reelle Teil des Ausdrucks $A \cdot e^{2\pi(i-\gamma)\frac{t}{\tau}}$, in dem t die Zeit bedeutet.

Beim Wiederaustritt aus der Flüssigkeit wäre dieselbe Welle darzustellen durch

$$A \cdot e^{2\pi(i-\gamma)\frac{t}{\tau} - 2\pi\kappa\frac{d}{\lambda}}.$$

Diese komplexen Ausdrücke können nach Drudes Vorgang²⁾ mit Vorteil zur Rechnung verwandt werden, solange die in Frage kommenden Gleichungen linear und homogen bleiben.

1) Definiert dadurch, daß die Wellen beim Durchtritt durch die Schicht von der Dicke d im Verhältnis $1:e^{-2\pi\kappa\frac{d}{\lambda}}$ geschwächt werden.

2) P. Drude, Wied. Ann. 60. p. 6. 1897.

Der Wellenzug, der nach p maliger Reflexion an beiden Flüssigkeitsflächen aus der Flüssigkeit austritt, ist gegeben durch

$$i_p = r^{2p} \cdot e^{-4p\pi i \Delta} A \cdot e^{2\pi(i-\gamma)\frac{t}{\tau} - 2\pi\kappa\frac{t}{\lambda} - 4p\pi(i+\kappa-\gamma)\frac{d}{\lambda}}.$$

Darin bezeichnet r die Amplitudenverminderung bei der Reflexion, Δ die Phasenverzögerung. Während des Intervalles

$$2n\left(\frac{d}{\lambda} + \Delta\right)\tau \quad \text{bis} \quad 2(n+1)\left(\frac{d}{\lambda} + \Delta\right)\tau$$

superponieren sich auf den Drähten hinter der Flüssigkeit $(n+1)$ Wellensysteme, deren Interferenzeffekt gegeben ist durch

$$I_n = \sum_0^n i_p = A \cdot e^{2\pi(i-\gamma)\frac{t}{\tau} - \pi\frac{d}{\lambda}} \cdot \frac{(r^2 e^{-4\pi i \Delta})^{n+1} e^{-4(n+1)\pi(i+\kappa-\gamma)\frac{d}{\lambda}} - 1}{r^2 e^{-4\pi i \Delta} e^{-4\pi(i+\kappa-\gamma)\frac{d}{\lambda}} - 1}.$$

Die im Thermoelement erzeugte Erwärmung ist dem Quadrat der Stromstärke proportional. Um den Gesamteffekt auf das Thermoelement zu finden, ist also für jedes einzelne der oben angegebenen Zeitintervalle das Quadrat der (reellen) Stromstärke nach der Zeit zu integrieren und sodann die Summe aller Integrale bis ins Unendliche zu bilden. Es ist also der Ausdruck zu berechnen:

$$\begin{aligned} & 2(n+1)\left(\frac{d}{\lambda} + \Delta\right)\tau \\ & \sum_0^\infty \int R_n^2 dt, \\ & 2n\left(\frac{d}{\lambda} + \Delta\right)\tau \end{aligned}$$

worin R_n den reellen Teil von I_n bezeichnet. Wenn ich Wildermuth recht verstehe, so hat er hier nicht das Quadrat des reellen Teiles von I_n gebildet, sondern das Quadrat von I_n selber, hat dann integriert, summiert und zum Schluß das Reelle vom Imaginären getrennt. Dies Verfahren ist sicher unzulässig, scheint aber, wenn man sich, wie es Wildermuth zum Schluß tut, auf die Maxima und Minima beschränkt, zu einem richtigen Endresultat zu führen.

Man erhält die Maxima der Interferenzkurven, wenn man

$$4\left(\frac{d}{\lambda} + \Delta\right) \text{ gleich einer geraden Zahl } 2m;$$

die Minima, wenn man

$$4\left(\frac{d}{\lambda} + \Delta\right) \text{ gleich einer ungeraden Zahl } (2m+1)$$

setzt. Der Ausdruck von I_n vereinfacht sich in diesen beiden Fällen wesentlich und der reelle Teil läßt sich leicht absondern.

Als Resultat erhält man im ersten Falle:

$$(1) \quad E_1 = a^2 \cdot \frac{e^{-2m\pi\kappa}}{1 - R^4 e^{-4m\pi\kappa}} \cdot \frac{1 + R^2 e^{-2m\pi(\kappa+\gamma)}}{1 - R^2 e^{-2m\pi(\kappa+\gamma)}},$$

im zweiten Falle:

$$(2) \quad E_2 = a^2 \cdot \frac{e^{-(2m+1)\pi\kappa}}{1 - R^4 e^{-2(2m+1)\pi\kappa}} \cdot \frac{1 - R^2 e^{-(2m+1)\pi(\kappa+\gamma)}}{1 + R^2 e^{-(2m+1)\pi(\kappa+\gamma)}}.$$

In diesen Formeln ist gesetzt:

$$R = r \cdot e^{2\pi(\kappa-\gamma)\Delta}.$$

Die Formeln wären mit der von Wildermuth gegebenen identisch, wenn $R=r$ wäre; tatsächlich ist nach Drude¹⁾ Δ in den praktisch interessierenden Fällen mit hinreichender Annäherung gleich Null zu setzen.

Zur bequemen Übersicht der Formeln ist zu bemerken, daß (mit $\Delta = 0$) in Formel (1) $2m$, in Formel (2) $(2m+1)$ die Dicke der Flüssigkeitsschicht, gemessen nach Viertelwellenlängen, angibt. Schreiben wir dafür wieder $4 \cdot d/\lambda$, so folgt:

$$(1a) \quad E_1 = a^2 \cdot \frac{e^{-4\pi\kappa \cdot \frac{d}{\lambda}}}{1 - R^4 e^{-8\pi\kappa \cdot \frac{d}{\lambda}}} \cdot \frac{1 + R^2 e^{-4\pi(\kappa+\gamma) \cdot \frac{d}{\lambda}}}{1 - R^2 e^{-4\pi(\kappa+\gamma) \cdot \frac{d}{\lambda}}},$$

$$(2a) \quad E_2 = a^2 \cdot \frac{e^{-4\pi\kappa \cdot \frac{d}{\lambda}}}{1 - R^4 e^{-8\pi\kappa \cdot \frac{d}{\lambda}}} \cdot \frac{1 + R^2 e^{-4\pi(\kappa+\gamma) \cdot \frac{d}{\lambda}}}{1 - R^2 e^{-4\pi(\kappa+\gamma) \cdot \frac{d}{\lambda}}}.$$

Lassen wir in den Formeln (1a) und (2a) d nicht nur ganzzahlige Vielfache von $\lambda/4$ annehmen, sondern auch sämtliche Zwischenwerte, so erhalten wir aus (1a) die Gleichung einer Kurve, auf der sämtliche Maxima liegen, aus (2a) die Kurve sämtlicher Minima.

Wir bilden nun das geometrische Mittel von E_1 und E_2 und erhalten nach (1a) und (2a):

$$(3) \quad \sqrt{E_1 \cdot E_2} = E = a^2 \cdot \frac{e^{-4\pi\kappa \cdot \frac{d}{\lambda}}}{1 - R^4 e^{-8\pi\kappa \cdot \frac{d}{\lambda}}}.$$

1) P. Drude, Abhandl. d. sächs. Akad. d. Wissensch., math.-phys. Klasse 13. p. 125.

Die rechte Seite dieser Gleichung läßt sich in die Summe zerlegen:

$$\begin{aligned} & \left(a \cdot e^{-2\pi\kappa \frac{d}{\lambda}} \right)^2 + \left(a \cdot R^2 e^{-6\pi\kappa \frac{d}{\lambda}} \right)^2 + \left(a R^4 e^{-10\pi\kappa \frac{d}{\lambda}} \right)^2 + \dots \\ & + \left(a R^{2n} e^{-(2+4n)\pi\kappa \frac{d}{\lambda}} \right)^2 + \dots \end{aligned}$$

Die einzelnen Glieder dieser Reihe sind den Energien des direkt durch die Flüssigkeit gegangenen, des 1 mal, 2 mal . . . n mal in der Flüssigkeit hin- und herreflektierten Wellenzuges proportional. Die der Gleichung (3) entsprechende geometrische Mittellinie der Kurven (1a) und (2a) repräsentiert also die Superposition der Wirkungen des 0 mal, 1 mal, 2 mal . . . reflektierten Wellenzuges auf das Thermoelement für den Idealfall, daß das Zustandekommen der Interferenzen verhindert wird.

Wenn keine Absorption vorhanden ist ($\kappa = 0$), so verläuft die Mittellinie parallel zur Abszissenachse. Bei vorhandener Absorption senkt sie sich gegen die Abszissenachse, indem sie sich asymptotisch der Kurve $e = a^2 \cdot e^{-4\pi\kappa \frac{d}{\lambda}}$ (der gewöhnlichen Dämpfungskurve) nähert. Sie fällt praktisch mit dieser Kurve zusammen, wenn nur der direkt durch die Flüssigkeit hindurchgegangene Wellenzug in Betracht kommt, die ein- und mehrmals hin- und herreflektierten Wellen durch Absorption unmerklich schwach geworden sind.

Die Interferenzkurve selbst schwankt periodisch mit abnehmender Amplitude um die Mittellinie. Aus (1a) und (2a) folgt die der Gleichung (3) analoge Gleichung:

$$(4) \quad \sqrt{\frac{E_1}{E_2}} = \frac{1 + R^2 \cdot e^{-4\pi(\kappa + \gamma) \frac{d}{\lambda}}}{1 - R^2 \cdot e^{-4\pi(\kappa + \gamma) \frac{d}{\lambda}}}.$$

Die Annäherung des Quotienten $\sqrt{E_1/E_2}$ an die Einheit kann man als charakteristisch für die Abnahme der Schwankung um die Mittellinie betrachten. Bemerkenswert ist, daß $\sqrt{E_1/E_2}$ durch die Summe von Dämpfung und Absorption ($\kappa + \gamma$) bestimmt wird, während die Senkung der Mittellinie selbst nur von der Absorption (κ) abhängt (vgl. Gleichung (3)). Zur Berechnung der Absorption ist also die Mittellinie vorzugsweise geeignet.

Störungen.

Direkte Einwirkung des Induktoriums, das zur Erregung der Wellen diente, auf das zur Ausführung der Kompensation benutzte Galvanometer wurde durch geeignete Orientierung der Achse des Induktoriums in der Horizontalen und Vertikalen vermieden.

Anfänglich wurde der Blondlotsche Erreger durch einen Teslatriansformator gespeist. Dies hat vor der direkten Verbindung des Erregers mit dem Induktorium mancherlei Vorzüge. Bei Anwendung des Teslatriansformators ist die mit dem Thermoelement gemessene Intensität der Wellen eine weit größere. Die Funkenstrecke des Erregers versagt weniger leicht und wird weniger angegriffen. Befindet sie sich, wie im vorliegenden Falle, unter Petroleum, so wird auch das Petroleum weniger angegriffen. Die Ursache dieser Vorzüge sehe ich darin, daß bei Anwendung des Teslatriansformators statt einer einzigen Entladung des Induktoriums unter großer Stromstärke eine größere Anzahl von Einzelentladungen geringer Elektrizitätsmengen durch die Funkenstrecke erfolgt.

Leider brachte aber der Teslatriansformator eine Reihe von Übelständen mit sich. Eine direkte Induktionswirkung der Primärspule des Transformators auf die Zuleitungsdrähte zum Thermoelement ließ sich nur schwer vermeiden. Schlimmer aber war, daß von der Sekundärspule eine Strahlung ausging, die augenscheinlich den ganzen Beobachtungsraum mit diffusen elektrischen Schwingungen erfüllte. Von dieser Ausstrahlung freizukommen ist mir auf keine Weise gelungen. Ich habe, jedoch ohne jeden Erfolg, den ganzen Beobachtungsapparat: Galvanometer, Brückenwalze, Leitungsdrähte mit metallisch bez. elektrolytisch leitenden, vollkommen geschlossenen und zur Erde abgeleiteten Schutzhüllen versehen. Die vom Teslaerreger ausgehende Strahlung glitt dann augenscheinlich an den Paralleldrähten entlang und trat durch die Thermoelemente hindurch in deren Ableitungen ein, so daß die Lötstellen erwärmt wurden, auch wenn die Paralleldrähte auf eine längere Strecke zusammengelegt wurden.

Wurde das Verhältnis der elektromotorischen Kräfte der Thermoelemente bestimmt, so zeigte sich, daß dasselbe sich änderte, wenn man die Schutzhülle des Beobachtungsapparates

irgendwo mit der Hand berührte, und zwar war die Änderung ganz verschieden je nach der Stelle, die berührt wurde.

Ich war darum gezwungen, von der Verwendung des Tesla-transformators ganz abzusehen. Statt dessen suchte ich nach einer Vorrichtung, welche es gestattete, die Entladung des Induktoriums in eine Reihe von Partialentladungen aufzulösen, ohne schädliche Strahlungen auszusenden. Ich erreichte dies durch eine Versuchsanordnung, die in der Fig. 2 skizziert ist. In die Zuleitungen des Induktoriums zum Erreger sind je zwei kleine Kondensatoren $a \dots b$ eingeschaltet.

Der Vorgang der Erregung gestaltet sich dann folgendermaßen: Nach Unterbrechung des Stromes im Primärkreise des Induktoriums werden die Kondensatorbelege aa allmählich aufgeladen und die Belege bb laden sich durch Influenz; wenn ihre Spannungs-

Fig. 2.

differenz einen bestimmten Wert erreicht hat, springt in der Funkenstrecke f des Erregers ein Funken über. Das wiederholt sich so oft, bis die Kondensatoren $a \dots b$ maximal geladen sind; sodann spielt sich der Vorgang in umgekehrter Richtung bis zur völligen Entladung der Kondensatoren ab. Die jedesmal durch die Funkenstrecke gehenden Elektrizitätsmengen entsprechen dabei der Kapazität der Kondensatoren $a \dots b$ und der Funkenspannung des Erregerfunken.

Der Erreger arbeitete mit dieser Vorrichtung sehr regelmäßig, die Korrosion der Funkenpole und des Petroleums war sehr gering und die Schwingungen reichlich ebenso kräftig wie beim Teslatransformator. Dabei war eine störende Strahlung nicht zu bemerken. Ein Berühren der von den Thermo-elementen zur Brückenwalze und zum Galvanometer führenden Drähte war *ohne* Einfluß (vgl. p. 316).

Dagegen gab das hinter der Flüssigkeitsschicht angebrachte Thermolement noch immer einen Ausschlag, wenn die Paralleldrähte vor Eintritt in die Flüssigkeit auf einer längeren Strecke (durch aufgesetzte Klammern) aneinander gelegt wurden. Dieser Ausschlag schien mir davon herzurühren, daß die Kondensatorbelege $b \ b$, die nicht sehr weit voneinander entfernt standen (vgl. Fig. 4 auf p. 320), durch die Funkenstrecke f des Erregers

hindurch zu einem Schwingungssystem verbunden waren, das ziemlich kurze, durch die Funken in f angeregte Schwingungen ausführen mußte, die sich dann auf die Sekundärkreise übertragen konnten. Um diese Schwingungen unschädlich zu machen, schaltete ich in die Zuleitungsdrähte der Kondensatorbelege $b\ b$ zur Funkenstrecke f kurz vor dieser große dämpfende Flüssigkeitswiderstände ein.

Dadurch wurde eine große Verbesserung erzielt. Immerhin zeigte das Thermoelement noch einen gewissen, wenn auch kleinen Ausschlag, wenn die Paralleldrähte zusammengelegt wurden. Dieser Ausschlag wurde dadurch auf einen gerade noch gut merkbaren Bruchteil reduziert, daß zwischen Primärerreger und den Sekundärkreisen je ein Metallschirm gestellt wurde, in den ein Spalt von sorgfältig ausprobierter Länge eingeschnitten war. Der Spalt stand senkrecht zur Richtung der Funkenstrecke. Einen solchen Spalt hat auch Wildermuth, allerdings bei einem anderen Erreger, verwendet. Die Intensität der Wellen wird durch den Spalt nicht verkleinert, sondern vergrößert. Dasselbe gilt von den eben besprochenen Flüssigkeitswiderständen.

Apparate.

Das Induktorium, mit dem die Wellen erzeugt wurden, hatte eine Funkenlänge von 12 cm (System Wydts). Dasselbe besitzt (angeblich) eine ganz schmale Sekundärspule von sehr geringem Widerstand und geringer Selbstinduktion, welche die Mitte der Primärspule umschließt. Als Unterbrecher diente ein Wehneltunterbrecher, dessen Platinspitze in Glas eingeschmolzen war. Dieser Unterbrecher funktionierte regelmäßiger als ein solcher mit verstellbarer Spitze. Die Betriebsspannung betrug 36 Volt.

Die Konstruktion des Erregers ist aus Fig. 3 ersichtlich. Die Pole der Funkenstrecke bestehen aus zylindrischen Messingstücken $f\ f$, die in den Hartgummiprismen $a\ b$ von rechteckigem Querschnitt stecken. Die beiden Erregerhälften aus Messingdraht $e\ e$ stecken in einem federnden Stück Hartgummi h und werden dadurch in Auskürnungen der Messingstücke f fest eingedrückt. Die Hartgummihalfter $a\ b$ werden durch die Hartgummifeder d gegen den Stift c gedrückt und

können durch die Schraube g in ihrem gegenseitigen Abstand reguliert werden, wobei der Streifen m als Führung dient. Dadurch ist die Funkenstrecke gut regulierbar. Der Halter b sitzt an dem Arm b_1 , und dieser wird durch Schraubstift und Mutter i in einem Schlitz des Winkels b_2 festgeklemmt. Derselbe wird durch die Schraube k an einem (in der Figur nicht angegebenen) Holzbrettchen befestigt, das an die Schmalseite eines Leyboldschen Troges angedrückt wird. Die Umrisse

Fig. 3.

des Troges sind in der Fig. 3 durch gestrichelte Linien angegeben. Der Trog ist mit Petroleum gefüllt. Der ganze Erreger befindet sich also in senkrechter Lage in Petroleum. An den Messingstücken ff sind ganz in der Nähe der Funkenstrecke kurze Stücke Platindraht angelötet; dieselben sind in Glasröhren von ca. 7 cm Länge und $2\frac{1}{2}$ mm Lumen eingeschmolzen, die mit ihrem anderen, offenen Ende aus dem Troge herausragen. Die Glasröhren werden mit destilliertem Wasser gefüllt und dienen als Dämpfungswiderstände (vgl. p. 318).

Die Zuleitungsdrähte werden in das Wasser eingetaucht. Die von diesem Erreger ausgesandten Wellen haben eine Länge von 74,6 cm.¹⁾

Die Konstruktion des (auf p. 317 besprochenen) Doppelkondensators ist aus Fig. 4 ersichtlich. Die Kondensatoren haben Zylinderform. Die inneren Belege bestehen aus Stanniolringen im inneren je eines Glasrohres; als äußere Belege sind

k k: Klemmen für die Zuleitungen zu den inneren Kondensatorbelegen.
K K: Klemmen für die Zuleitungen zu den äußeren Kondensatorbelegen.

Fig. 4.

auf demselben Messingröhren verschiebbar angebracht. Dadurch kann die günstigste Kapazität ausprobiert werden.

Die Thermoelemente wurden zuerst ganz nach Art der von Klemenčič angegebenen gebaut; nur war darauf Rück-

1) Die relativ große Wellenlänge erklärt sich durch die dem Erreger gegenüberstehenden Spaltschirme.

sicht genommen, daß sie leicht auf den Paralleldrähten angebracht werden konnten. Späterhin benutzte ich der größeren Empfindlichkeit wegen die von Lebedew¹⁾ angegebenen Vakuum-Thermoelemente. Das Element besteht aus Eisen- und Konstantandraht von 0,03 mm Durchmesser. Diese Drähte sind in einem Glasgefäß angebracht, wie es die Fig. 5 angibt. Die Vakuumröhre ist bei $a\ b$ durch eingeschmolzene Plättchen aus Platinblech verschlossen. In diese Plättchen sind der Eisen- und der Konstantandraht eingelötet. An die Plättchen werden von außen die Paralleldrähte, welche die Wellen zuführen, ange-drückt. $e\ f$ sind Federn, welche die dünnen Drähte straff gespannt halten; $c\ d$ die Ableitungen. Die Elektroden $g\ h$ dienen zur Kontrolle des Vakuums.

Fig. 5.

Dem primären Erreger stehen in einer Entfernung von etwa 3 cm beiderseitig die Sekundärkreise gegenüber, die etwa denselben Durchmesser wie der Primärkreis besitzen. In dem einen Sekundärkreis führt eine Leitung von Paralleldrähten von 7 bis 8 m Länge zum Flüssigkeitsgefäß, von da eine wieder etwa ebenso lange Leitung zum Thermoelement. Im zweiten Sekundärkreis führt eine gleich lange Leitung zum Thermoelement. Der Abstand der Paralleldrähte ist 11 mm. Um diese großen Längen der Drähte im Zimmer unterzubringen, wurden die Drähte in beiden Sekundärkreisen, wie es die Skizze Fig. 1 (p. 311) andeutet, senkrecht nach oben, bis dicht unter die Zimmerdecke geführt. Sodann liefen sie einige Meter parallel der Zimmerdecke; dann abwärts, einerseits zum Flüssigkeitsgefäß, andererseits zum Thermoelement. Vom Flüssigkeitsgefäß liefen sie bis nahe zum Fußboden, dann an

1) P. Lebedew, Ann. d. Phys. 9. p. 209. 1903.

diesem entlang und schließlich wieder senkrecht in die Höhe zum Thermoelement. Jedoch waren die rechtwinkligen Knicke vermieden und die Drähte zur Erzielung der Richtungsänderungen von 90° je zweimal um 45° umgebogen. Die Drähte bestanden aus straff gespanntem 0,4 mm starkem Kupferdraht.

Als Flüssigkeitsgefäß diente ein Glaszylinder von etwa 80 cm Länge und 8 cm Durchmesser, dessen Boden eine Hartgummiplatte bildete; die Platte besitzt eine Durchbohrung mit Röhrchen zum Ablassen der Flüssigkeit.

Das Galvanometer war Dubois-Rubensscher Konstruktion, wurde mit leichtestem Magnetsystem und mittelstarker Astasierung benutzt und mußte der Erschütterungen wegen aufgehängt werden.

Zur Ausführung der Kompensation wurde, wie erwähnt, eine Brückenwalze nach Kohlrausch benutzt.

Beobachtungen.

Die Flüssigkeit wird bis zu einer bestimmten Marke am Gefäß eingefüllt, die Kompensation der Thermoelemente ausgeführt und die Walzenstellung notiert. Sodann wird ein bestimmtes Volumen Flüssigkeit (bei Wasser meist 20 ccm) abgelassen und wieder beobachtet. Dies wird fortgesetzt, bis alle Flüssigkeit abgelassen ist. Um die entsprechenden Schichtdicken der Flüssigkeit zu kennen, ist das Gefäß sorgfältig kalibriert und die Höhe der Einfüllmarke über dem Gefäßboden gemessen worden.

Um aus den Einstellungen des Kontaktes an der Brückenwalze das Verhältnis der elektromotorischen Kräfte beider Thermoelemente berechnen zu können, muß das Verhältnis der Widerstände des Walzendrahtes und des an seinen Enden liegenden Thermoelementes nebst Zuleitungen bekannt sein. Dies Verhältnis wurde sofort nach jeder Versuchsreihe mit Brücke und Telephon bestimmt und erwies sich, soweit erkennbar, als konstant. Das Thermoelement entsprach $272/1000$ der Länge des Brückendrahtes; dieser hatte einen Widerstand von etwa 23Ω .

Die Sicherheit der Einzeleinstellungen war so groß, daß in den mittleren Teilen des Brückendrahtes die Einstellung auf etwa einen Teilstrich genau ausgeführt werden konnte

(1 Teilintervall = $\frac{1}{1000}$ der Länge des Brückendrahtes). Nach den Enden des Drahtes zu wuchs die Genauigkeit der Einstellung entsprechend. Einer Verschiebung des Kontaktes auf dem Brückendraht um ein Intervall entsprach in den mittleren Teilen des Drahtes ein Ausschlag des Galvanometers von etwa 1 mm. Das Galvanometer stand bei ausgeführter Kompensation fast ruhig, außer wenn der Erregerfunke aussetzte (s. u.). Die Einstellung der Brückenwalze ist völlig unabhängig von der Frequenz des Wehneltunterbrechers und von der Länge des Erregerfunken.

Eine Schwierigkeit der Einstellung besteht darin, daß die Galvanometernadel beim Einsetzen und Aufhören der Schwingungen einen stoßweisen Ausschlag ausführt, der sich also auch zeigt, wenn einmal der Erregerfunke für kurze Zeit aussetzt. Dieser Stoß rührt nicht von irgend einer Induktionswirkung her; er entsteht wahrscheinlich durch die etwas verschiedene thermische Trägheit der beiden Thermoelemente.

Wenn die Paralleldrähte vor dem Flüssigkeitsgefäß aneinander gelegt werden, so muß der Kontakt der Brückenwalze auf den ersten Teilstrich gestellt werden, damit Kompensation eintritt. Dieser Einstellung entspricht in den Kurventafeln (Taf. IV) eine Ordinatenhöhe von noch nicht 0,001 der Teilung. Dieser geringe Betrag wurde von den Beobachtungen in Abzug gebracht.

Ergebnisse der Beobachtungen.

In der geschilderten Weise wurden Beobachtungen mit Wasser und zwei wässrigen Lösungen angestellt, nämlich einer $\frac{1}{100}$ -normalen und einer $\frac{1}{20}$ -normalen Chlorkaliumlösung. Die Beobachtungen sind in den Kurven der Taf. IV, Fig. 1 wiedergegeben. Als Abszissen sind die Schichtdicken in Zentimetern, als Ordinaten die Verhältnisse der elektromotorischen Kräfte beider Thermoelemente aufgetragen. Der Verlauf der Kurven ließ es wünschenswert erscheinen, noch größere Schichtdicken als 40 cm in Betracht zu ziehen; darum wurden die Kurven der Taf. IV, Fig. 2 für Wasser und $\frac{1}{100}$ -normale KCl-Lösung aufgenommen, die sich auf Schichtdicken bis zu 75 cm beziehen.

Bei Betrachtung der Kurven ist zunächst auffällig, daß das erste und auch noch das zweite Minimum durch eine Erhebung gestört ist. Dies rührt, wie mir scheint, von einer

stark gedämpften Oberschwingung des Erregers in der Oktave her (Schwingung einer Erregerhälfte).

Ich habe nun, entsprechend der Gleichung (3) auf p. 314, die geometrische Mittellinie der beobachteten Kurven gezogen. Die den Kurven der Figg. 1. u. 2 entsprechenden Mittellinien sind, um Verwirrung zu vermeiden, in Fig. 3 mit stark verkleinerten Abszissen gesondert wiedergegeben. I bezeichnet die Mittellinie der Kurve für destilliertes Wasser. Diese Mittellinie enthält, im Widerspruch mit der Gleichung (3), Maxima, Minima und Wendepunkte. Ich vermute darum, daß der Erreger nicht, wie ich erwartet hatte, eine reine Schwingung, sondern außer der Schwingung von 37,3 cm Wellenlänge noch längere Schwingungen aussendet. Zieht man zu der Linie I nun ihrerseits eine Mittellinie (II), so enthält diese immer noch Wendepunkte. Erst die Mittellinie (III) der Linie II enthält keine Wendepunkte mehr. Dementsprechend müßte der Erreger außer seiner eigentlichen Schwingung noch zwei Schwingungen aussenden, deren Wellenlänge sich auf 185 cm und auf 261 cm angeben läßt.

Aus der Kurve III sollte sich nun mit Hilfe der Formel (3) auf p. 314 die Absorption α für Wasser berechnen lassen. Man übersieht aber sofort, daß die so berechnete Absorption so groß sein würde, wie sie unmöglich sein kann. Der Abfall der Kurve III muß also irgend einer anderen Ursache zugeschrieben werden. Mir scheint dies folgende zu sein. Die Länge der Paralleldrahtleitung vor der Wasserschicht war so bemessen, daß eine Resonanzwirkung auf die kurzen Wellen ihrer voraussichtlichen Dämpfung nach ausgeschlossen erscheinen mußte. Damit ist aber eine Resonanzwirkung auf die 5- und 7 mal längeren Wellen noch gut möglich. Durch eine solche Resonanzwirkung ist der Abfall der Kurve III entstanden.

Jedoch scheint es wenigstens möglich, aus dem Verlauf des letzten Endes der $\frac{1}{20}$ -normalen Chlorkaliumlösung deren Absorption zu berechnen, da die Mittellinie I der Wasserkurve gerade über dem maßgebenden Stück der Kurve für die $\frac{1}{20}$ -normale Chlorkaliumlösung ziemlich parallel zur Abszissenachse verläuft. Dabei ist folgendes in Betracht zu ziehen. Aus den von Drude¹⁾ gegebenen Formeln ergibt sich, daß bei nicht

1) P. Drude, Wied. Ann. 60. p. 28. 1897.

zu großer Leitfähigkeit der Absorptionskoeffizient (κ) von Salzlösungen in erster Annäherung der Wellenlänge proportional ist, oder mit anderen Worten, daß die Amplitudenschwächung beim Durchgang durch eine bestimmte Flüssigkeitsschicht für alle Wellenlängen die gleiche ist. Unter dieser Annahme habe ich die Absorption der $\frac{1}{20}$ -normalen Chlorkaliumlösung berechnet. Der gefundene Wert für die Absorption kann etwas größer sein als der wahre Wert, da ein Teil des Abfalles der Kurve vielleicht durch Resonanzwirkung außerhalb der Salzlösung hervorgerufen wird. In der folgenden Tabelle ist in der ersten Zeile (unter „ n “) die Dicke der Flüssigkeitsschicht in Viertelwellenlängen, in der zweiten (unter „ d “) die Dicke in Zentimetern angegeben; in der dritten Zeile stehen (unter „ y “) die entsprechenden Ordinaten der Figg. 1, 2 u. 3. Die Berechnung der Absorption κ geschieht nach der aus Gleichung (3) (p. 314) folgenden Formel:

$$\kappa = \frac{1}{(n_1 - n_2) \pi} \log \text{nat} \frac{y_1}{y_2}.$$

KCl $\frac{1}{20}$ -normal.

n	4	6	8	5	7
d	8,4	12,7	16,9	10,6	14,5
y	0,028	0,010	0,0038	0,016	0,006
$\log \text{nat} \frac{y_1}{y_2}$	1,03	0,955		0,955	

$$\kappa = 0,15.$$

Aus der Versuchstemperatur von $14,4^\circ$ folgt für die Leitfähigkeit in absolutem elektromagnetischen Maße: $\sigma = 5,349 \cdot 10^{-12}$. Daraus folgt nach Drudes Formeln¹⁾ die Absorption $\kappa = 0,146$.

Vergleicht man die Kurven für destilliertes Wasser mit denen für die $\frac{1}{100}$ -normale Chlorkaliumlösung, so ist der Unterschied des Abklingens der Schwankungen um die Mittellinie sehr auffällig. Dies Abklingen ist nach Formel (1a) und (2a) durch die Summe von Dämpfung und Absorption ($\kappa + \gamma$) bestimmt. Unter der Annahme, daß im Wasser keine anomale Absorption vorhanden ist, kann man aus der Wasserkurve die

1) P. Drude, l. c. p. 37.

Dämpfung der Schwingungen berechnen. Unter Benutzung dieses Wertes der Dämpfung läßt sich dann aus der Kurve für die Chlorkaliumlösung deren Absorption berechnen. Die folgenden Tabellen enthalten wiederum die Schichtdicke in Viertelwellenlängen in der ersten, in Zentimetern in der zweiten Zeile, die Werte von $E_2 - E_1$ (vgl. die folgende Formel) in der dritten, die Logarithmen von $(E_2 - E_1)_{n_1} / (E_2 - E_1)_{n_2}$ für die nebeneinander stehenden Werte (n_2, n_1) von n in der vierten Zeile (unter ΔE).

Durch Subtraktion von Gl. (1a) und (2a) (p. 314) läßt sich für die Berechnung der Absorption aus diesen Zahlen folgende Gleichung ableiten, die durch Probieren und Näherung gelöst werden muß:

$$\frac{(E_2 - E_1)_{n_1}}{(E_2 - E_1)_{n_2}} = \frac{e^{n_2 \pi \kappa}}{e^{n_1 \pi \kappa}} \cdot \frac{e^{2 n_1 \pi \kappa} - R^4}{e^{2 n_2 \pi \kappa} - R^4} \cdot \frac{e^{n_1 \pi (\kappa + \gamma)} - R^4}{e^{n_2 \pi (\kappa + \gamma)} - R^4}.$$

Der Wert des Reflexionskoeffizienten R , der mit nur geringer Genauigkeit bekannt zu sein braucht, wurde nach den Formeln von Drude¹⁾ berechnet; er ist bei geringer Absorption mit genügender Annäherung $= (n - 1/n + 1)^2$ zu setzen, wo n den Brechungsindex der Flüssigkeit bedeutet. Es wurde also mit $R^4 = 0,17$ gerechnet.

I. Destilliertes Wasser Nr. 1.

n	6	8	10	12	7	9	11	13
d	12,7	16,9	21,1	25,3	14,5	20,0	23,2	27,4
$E_2 - E_1$	0,112	0,077	0,053	0,039	0,092	0,063	0,044	0,033
ΔE	0,38 0,37 0,30				0,38 0,31 0,29			

Im Mittel $\Delta E = 0,34$. $\gamma = 0,051$.

II. Destilliertes Wasser Nr. 2.

n	6	8	10	12	14	7	9	11	13
d	12,7	16,9	21,1	25,3	29,4	14,5	20,0	23,2	27,4
$E_2 - E_1$	0,112	0,079	0,056	0,040	0,028	0,094	0,067	0,047	0,033
ΔE	0,35 0,34 0,34 0,36					0,34 0,35 0,38			

Im Mittel $\Delta E = 0,35$. $\gamma = 0,052$.

1) P. Drude, l. c. p. 37.

III. KCl $\frac{1}{100}$ -normal Nr. 1.

n	3	4	5	6	7
d	6,3	8,4	10,6	12,7	14,5
$E_2 - E_1^*$	0,099	0,063	0,042	0,027	0,018
ΔE	0,196	0,176	0,192	0,176	

Im Mittel $\Delta E = 0,185$. Daraus $\kappa = 0,038$.

Versuchstemperatur $14,5^\circ$.

$\sigma^1) = 1,144 \cdot 10^{-12}$. Daraus berechnet²⁾ $\kappa = 0,0312$.

IV. KCl $\frac{1}{100}$ -normal Nr. 2.

n	3	4	5	6	7
d	6,3	8,4	10,6	12,7	14,5
$E_2 - E_1$	0,096	0,061	0,040	0,026	0,017
ΔE	0,197	0,183	0,187	0,185	

Im Mittel $\Delta E = 0,188$. Daraus $\kappa = 0,039$.

Versuchstemperatur $16,9^\circ$.

$\sigma^1) = 1,201 \cdot 10^{-12}$. Daraus berechnet²⁾ $\kappa = 0,0334$.

Die gefundenen Werte weichen von den theoretisch berechneten um Größen ab, die sich durch die Unsicherheit erklären lassen, welche die Art der Berechnung notwendigerweise mit sich bringt. Eine der Sicherheit der Einzelbeobachtungen entsprechende Genauigkeit in der Berechnung der Absorption aus den Beobachtungen ist mir infolge des komplizierten Charakters der vom Erreger ausgesandten Schwingungen noch nicht gelungen.

Resultate.

Im Vorhergehenden ist eine Methode beschrieben worden, welche es ermöglicht, die Intensität elektrischer Drahtwellen mit einer bisher nicht erreichten Genauigkeit und Sicherheit zu messen.

Diese Methode ist zur Messung der Absorption in Salzlösungen verwandt worden.

Greifswald, Physik. Inst. d. Universität 1904.

1) σ ist das Leitvermögen in absolutem elektromagnetischen Maß.

2) P. Drude, l. c. p. 28.