4. Über scheinbaren Halleffekt bei hochfrequenten Wechselströmen und ein hierauf beruhendes empfindliches Nullinstrument; von Hermann Zahn.

Von Hrn. Des Coudres¹⁾ ist eine Methode angegeben worden, den Halleffekt mittels eines Wechselstromes zu erzeugen, der hintereinander die Hallplatte und die felderregende Wickelung durchfließt; aus den Hallelektroden kann dann Gleichstrom entnommen werden. Ein wesentlicher Vorzug dieser Wechselstrommethode ist wohl der, daß dabei das mühsame Aufsuchen bzw. Herstellen äquipotentieller Punkte auf den Längsseiten der Platte entfällt, wodurch das Verfahren besonders vorteilhaft zur Untersuchung des Temperatureinflusses auf den Halleffekt wird; in dieser Richtung bewegten sich denn auch die bisherigen²⁾ Anwendungen. Die dabei benutzten Wechselzahlen waren die üblichen technischen, nur Hr. Des Coudres hat durch einen Versuch mit 700 Wechseln pro Sekunde gezeigt, daß hierbei der Rotationskoeffizient von gleichem Betrage gefunden wird wie mit Gleichstrom. Ferner hatten ihm orientierende Versuche mit Teslaströmen³⁾ von über einer Million Perioden in der Sekunde bei Wismut kräftige Halleffekte ergeben und gezeigt, daß ein „zeitliches Zurück bleiben der Hallschen Wirkung gegen das Feld nicht“ anzunehmen ist.

Bei diesen nicht näher beschriebenen Versuchen mit Teslaströmen erscheint meines Erachtens weniger die fehlende Trägheit des Halleffektes befremdlich, als vielmehr der Umstand, daß überhaupt ein kräftiger Effekt nachgewiesen werden konnte.

1) Th. Des Coudres, *Physik. Zeitschr.* **2.** p. 586. 1901.

2) H. Rausch v. Traubenberg, *Ann. d. Phys.* **17.** p. 78. 1905.
W. Frey, *Dissert.* Leipzig. 1908.

3) *Anmerkung bei der Korrektur.* Wie Hr. Des Coudres mir auf Anfrage freundlichst mitteilte, hatte er hierbei in erster Linie auf den Nachweis und nicht auf die Größenordnung des Effektes Wert gelegt. Durch meine nachstehend beschriebenen Versuche werden seine mit langsameren Wechselströmen erhaltenen Resultate nicht wesentlich berührt (vgl. p. 573).

Denn bei dieser Periodenzahl müssen Feldspulen ohne Eisenkern verwendet worden sein, so daß die effektiven Feldstärken nur kleine waren; auch die effektiven Hallstromstärken können wohl keine sehr großen gewesen sein. Nun ist es Hr. Righi¹⁾ gelungen, bei Wismut das Zustandekommen des Halleffektes schon unter dem Einflusse des Erdfeldes nachzuweisen, so daß auch bei den Feldstärken in Teslaspulen der Effekt in meßbarer Größe zu erwarten ist. Da aber Hr. Des Coudres bei seinen Versuchen anscheinend starke Effekte erhalten hat, ohne daß eine besonders dünne Platte bzw. ein hochempfindliches Galvanometer angewendet wurde, so war bei Ausschluß etwaiger Fehlerquellen die Vermutung naheliegend, daß der Rotationskoeffizient bei höheren Wechselzahlen nicht mehr derselbe sei, wie in konstanten oder langsam wechselnden Feldern, sondern ein wesentlich höherer.

Diese Vermutung wurde scheinbar bestätigt, als ich die Versuche von Hr. Des Coudres mit Poulsonschwingungen wiederholte. Das Prinzip der Anordnung ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Hierin ist P die Poulsonlampe²⁾, C ein variabler Luftkondensator³⁾ und L die Hauptselbstinduktion des Schwingungskreises. Zwischen L und P war eine weitere Spule eingeschaltet, in deren Innerem sich die Hallplatte H befand. Die praktische Ausführung gestaltete sich insofern etwas anders, als es sich vorteilhaft erwies, den Hallstrom durch die Platte gegenüber dem die Spule L' durchfließenden Feldstrom zu kommutieren. Um dies bewerkstelligen zu können, ohne jedesmal die Schwingungen zu unterbrechen, wurde zwischen L' und P eine weitere kleine Spule L'' von wenigen Windungen gebracht, der die Hallplatte H unter Vorlegung eines vierpoligen Kommutators K in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise parallel geschaltet war. In den Zweig mit der Platte waren einige Windungen aus dickem Kupferdraht

1) A. Righi, Beibl. 7. p. 779. 1883.

2) Dieselbe war im Institut gebaut ähnlich der von Hr. Kiebitz angegebenen einfachen Form (Elektrotechn. Zeitschr. 30. p. 21. 1909); sie bewährte sich recht gut bei Versuchen, bei denen dem Schwingungskreise keine merkliche Energie entzogen wurde.

3) Bei der größten verwendeten Wellenlänge wurde ein Glimmerkondensator von 0,1 Mikrof. benutzt.

gelegt, die so abgeglichen wurden, daß im Amperemeter A' etwa die halbe Stromstärke des vom Amperemeter A angezeigten Feldstromes floß. Da der effektive Widerstand des Plattenzweiges sehr klein war, so bestand keine in Betracht

Fig. 1.

kommende Phasendifferenz zwischen dem Strom in H und in L' , somit auch keine zwischen dem Hallstrom und dem Feldstrom. Die auf eine Hartgummi- oder Glasscheibe gekittete Platte H wurde derart in der Mitte von L' befestigt,

Fig. 2.

daß ihre Zuführungen keine Induktionsschleifen für die Kraftlinien von L' bildeten. Dies konnte daran erkannt werden, daß beim Kommutieren des Stromes in H der Ausschlag in A' der gleiche blieb, während etwaige Induktionsströme den Strom in der Abzweigung bei der einen Kommutatorstellung vergrößerten, bei der anderen verkleinerten. Da die untersuchten Metalle eine erhebliche thermoelektrische Kraft gegen Kupfer besaßen, so wäre es nicht ausgeschlossen, daß durch Induktions-

schleifen im Felde, welche die zum Galvanometer führenden Drähte bilden, Thermoströme entstünden. Tatsächlich trat kein merklicher Ausschlag auf, wenn nur die Feldspule, nicht auch die Platte, von einem Strome durchflossen wurde.

Definiert man den Rotationskoeffizienten durch die von Hrn. Hall aufgestellte Beziehung

$$(1) \quad \varrho = \frac{e d}{\S J},$$

wo e die transversale Potentialdifferenz der Ränder, d die Plattendicke, $\S$ die Platte durchsetzende Feldstärke und J den sie durchfließenden Primärstrom bedeuten, so ist in unserem Falle nur die Bestimmung von $\S$ mit wesentlichen Schwierigkeiten verknüpft. Die Potentialdifferenz e wurde mit einem hochempfindlichen Drehspulgalvanometer kleinen Widerstandes¹⁾ gemessen, die Stromstärke J mit einem Hartmann & Braunschen Hitzdrahtamperemeter Type *A W c*, dessen Angaben nach Untersuchungen²⁾ im hiesigen Institut nahezu unabhängig von der Frequenz der Schwingungen sind. Über die umständliche und schwierige Bestimmung der Feldstärke soll, um den Zusammenhang nicht zu stören, in einer folgenden Mitteilung ausführlicher berichtet werden, hier möge nur erwähnt sein, daß die Messung mittels einer auf die Platte gelegten Induktionsschleife geschah, die der Plattenform tunlichst angepaßt war. Da aber die Platte durchaus nicht gleichförmig von Induktionslinien durchsetzt wird, vielmehr das Platteninnere um so weniger Linien durchläßt, je höher die Frequenz der Schwingung, je dicker die Platte und je größer das Leitvermögen des Materials ist, so gibt der Quotient „Induktionsfluß: Windungsfläche“ einen undefinierbaren Wert für die Feldstärke, dessen Verwendung in Gleichung (1) indessen dadurch berechtigt erscheint, daß die Verteilung der Hallpotentialdifferenz längs der Plattenbreite der Kraftlinienverteilung entsprechen muß. Nur bei den Versuchen mit einer Tellurplatte wurden wirklich definierte Feldstärken erhalten, indem das Feld durch die schlecht leitende Platte fast nicht beeinflußt wurde.

1) H. Zahn, Zeitschr. f. Instrumentenkunde. **31**. p. 145. 1911.

2) W. Steinhaus, Physik. Zeitschr. **12**. p. 657. 1911.

Der absolute Betrag der zur Verwendung gelangten Feldstärken war in den eisenfreien und einlagigen Spulen, die die Verwendung der Hochfrequenzströme bedingte, naturgemäß ein kleiner. In der Mitte der am häufigsten verwendeten Spule war ohne Anwesenheit einer Platte $\mathfrak{H} = 1,61$ Gauss pro 1 Ampere Feldstrom, mit Platte je nach Dicke und Material entsprechend kleiner. Je nach der verwendeten Wellenlänge wurden Stromstärken zwischen 1,5 und 3,5 Ampere verwendet. Indessen genügten diese geringen Feldstärken vollkommen, um einen sehr kräftigen „scheinbaren“ Halleffekt hervorzurufen; derselbe konnte z. B. bei Tellur ohne Schwierigkeit mit einem mäßig empfindlichen Zeigergalvanometer nachgewiesen werden.

Zur Untersuchung gelangten eine Tellurplatte mit angeschmolzenen Platindrähten als Hallelektroden, zwei Wismutplatten, die eine mit Wismutelektroden aus dem gleichen Material, die andere mit angelöteten Kupferdrähten, drei Antimonplatten mit Kupferdrähten und eine mit Antimonelektroden, ferner je eine dünne Eisen- und Nickelplatte mit Elektroden aus dem Plattenmaterial.

Der beobachtete Effekt war weitaus am größten bei Tellur, dann folgte Wismut, Antimon, Eisen und Nickel, ganz entsprechend der Reihenfolge, die bei der üblichen Gleichstrommethode erhalten wird. Auch das Vorzeichen ergab sich identisch mit dem üblichen, d. h. bei einer Wismutplatte besaß

Fig. 3.

der in der Zeichnung obere Plattenrand positives Potential, wenn der Strom in der Spule L' bzw. in der Platte die in Fig. 3 angegebene Richtung hatte. Gleichsinnig hiermit verlief der Effekt bei Nickel, umgekehrt bei Tellur, Antimon, Eisen. Ferner ergab sich eine recht gute Proportionalität zwischen Galvanometerausschlag und Hallstromstärke bzw. Feldstromstärke, wobei letztere Größen gelegentlich im Verhältnis 1:4

variiert wurden; somit war e proportional $J\Phi$, wie die Gleichung (1) verlangt. Es schien daher die Deutung der Erscheinung als Halleffekt zulässig zu sein; das befremdende und anscheinend neue war das starke Anwachsen des Koeffizienten q mit zunehmender Wechselzahl. Eine mit einer Antimonplatte ($d = 0,050$ cm) angestellte Versuchsreihe veranschaulicht dies Verhalten in Tab. I.

Tabelle I.

n	q	$\frac{q}{\sqrt{n}}$	n	q	$\frac{q}{\sqrt{n}}$
0	+ 0,223		$6,01 \cdot 10^5$	169	0,21 ₇
$0,47 \cdot 10^5$	16,3	0,07 ₈	9,04 „	216	0,22 ₇
1,92 „	62,5	0,14 ₃	10,47 „	254	0,24 ₈
2,86 „	95,2	0,17 ₈	17,15 „	317	0,24 ₃

Die Bestimmung der Wechselzahl n erfolgte für Wellen kleiner als 2400 m mittels eines Hahnemannschen Wellenmessers¹⁾, für längere wurde n aus der Thomsonschen Formel berechnet, was bei nicht zu kleiner Kapazität im Kreise auch bei Poulsonschwingungen in erster Annäherung zulässig ist.²⁾

Der Koeffizient q wächst also mit zunehmender Wechselzahl, bei hohen Frequenzen anscheinend proportional $\sqrt{n}$. Bei allen untersuchten Platten wurde diese starke Zunahme beobachtet. Der absolut größte Wert wurde bei der Tellurplatte erhalten, $q = + 25000$ bei $n = 1,05 \cdot 10^6$, während der Gleichstromwert zu $q = + 500$ bestimmt war.

Es sind jedoch diese Halleffekt ähnlichen Erscheinungen nicht als wahrer Halleffekt aufzufassen, d. h. sie werden nicht hervorgerufen durch eine Ablenkung der Stromfäden durch das die Platte durchsetzende Feld. Das beweisen verschiedene

1) E. Nesper, Elektrotechn. Zeitschr. 28. p. 849. 1907. Wellenmesser, Drehplattenkondensatoren und andere Apparate wurden mir in entgegenkommendster Weise von Hrn. Kapitänleutnant Betz, Referenten für drahtlose Telegraphie am Kaiserl. Torpedo-Versuchskommando zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank aussprechen möchte.

2) F. Kiebitz, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 9. p. 778. 1908.

Umstände. Zunächst stellte sich heraus, daß verschieden dimensionierte Platten desselben Materials ganz verschiedene Koeffizienten ρ ergaben, und zwar wuchs ρ mit der Plattendicke d und der Plattenbreite b , wie dies für drei Antimonplatten die kleine Tab. II zeigt.

Tabelle II.

	Platte 1	Platte 2	Platte 3	n
b	1,37 cm	1,36 cm	0,65 cm	
d	0,050	0,092	0,093	
ρ	169	635	332	$0,60 \cdot 10^6$
ϱ	254	960	534	$1,05 \cdot 10^6$

Wenngleich die Messungen des magnetischen Induktionsflusses, zumal auf der kleinen Platte 3 sehr schwierig waren, so liegen doch die gefundenen Abweichungen von ρ weit außerhalb der möglichen Beobachtungsfehler. Noch viel stärker macht sich der Einfluß der Dicke bei den untersuchten Eisen- und Nickelplatten geltend; ich fand z. B. bei Eisen bei $n = 1,05 \cdot 10^6$ für $d = 0,0021$ cm,

$$\rho = + 0,26,$$

für $d = 0,028$,

$$\rho = + 7,4.$$

Zur Erklärung dieser Verschiedenheit ist es nicht zulässig, etwa eine ungleichförmige Verteilung der Stromlinien im Platteninneren heranzuziehen, in dem Sinne, daß eine andere als die gemessene Dicke in Gleichung (1) einzusetzen wäre, vielmehr ergibt eine Durchrechnung nach der Sommerfeld-Bethenodschen Formel¹⁾, daß der Wechselstromwiderstand der Antimonplatten bei den verwendeten Wechselzahlen den Gleichstromwiderstand nur um wenige Prozente übertrifft.

Diese Abhängigkeit des Koeffizienten ρ von den Plattendimensionen läßt eine Deutung des Effektes als auf Hallwirkung beruhend ausgeschlossen erscheinen. Die in Tab. II genannten

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 15. p. 686. 1904; J. Bethenod, Jahrb. d. drahtlos. Telegr. u. Teleph. 2. p. 400. 1908.

Antimonplatten waren mit Kupferelektroden versehen. Eine Platte aus gleichem Material mit 0,35 cm breiten Antimon-elektroden von 1,1 bzw. 0,9 cm Elektrodenlänge — es war die kreuzförmige Platte aus einem Stück heraus gearbeitet — ergab nun einen sehr viel kleineren scheinbaren Rotationskoeffizienten. Genau ließ sich derselbe nicht bestimmen, da bei dieser Platte die Galvanometerausschläge ständig wanderten, doch war ϱ hier etwa 10—15 mal kleiner, als bei der in den Dimensionen am nächsten stehenden Antimonplatte 1. Dasselbe wurde beobachtet bei einer Wismutplatte mit Elektroden aus demselben Stück; die transversale Potentialdifferenz war viel kleiner und unregelmäßiger als sie mit zwei benachbarten Kupferelektroden gemessen wurde. Wurden aber die Kupferelektroden durch Wismutelektroden aus Hartmann & Braunschem Wismutdraht ersetzt, so trat die merkwürdige Erscheinung auf, daß das Vorzeichen des scheinbaren Halleffektes sich umkehrte, also ϱ positiv wurde, dem Betrage nach aber etwa 4 mal kleiner als mit Kupferelektroden.

Diese Versuche machten es äußerst wahrscheinlich, daß die transversale Potentialdifferenz durch thermoelektrische Störungen hervorgerufen war. Dem entspricht auch der Umstand, daß Flüssigkeitsumgebung den Effekt stark verkleinerte, um so mehr, je dünner die Platte war; destilliertes Wasser wirkte stärker als Petroleum. Immerhin blieb auch in Flüssigkeitsumgebung die transversale Potentialdifferenz in wesentlich höherem Maße bestehen, als dem wahren Halleffekt entsprach. Wäre letzterer die Ursache gewesen, so hätte gleichfalls Flüssigkeitsumgebung den Galvanometerausschlag beeinflussen müssen, aber in entgegengesetztem Sinne; durch Beseitigung der galvanomagnetischen Temperaturdifferenz wäre der Ausschlag vergrößert worden.¹⁾

Da die thermoelektrische Reihe der Reihenfolge der Metalle für den Halleffekt fast vollkommen parallel²⁾ läuft, so wird verständlich, daß auch dieser scheinbare Halleffekt die gleiche Reihenfolge wie der wahre ergibt, außerdem das ent-

1) A. v. Ettingshausen, Wied. Ann. 31. p. 752. 1887; H. Zahn, Ann. d. Phys. 14. p. 905. 1904.

2) A. v. Ettingshausen u. W. Nernst, Wien. Ber. 94. p. 560. 1886; P. Drude, Ann. d. Phys. 3. p. 392. 1900.

gegensetzte Vorzeichen für Wismut und Nickel wie für Tellur, Antimon und Eisen; unerklärt bleibt vorläufig, warum es auch das richtige ist, d. h. warum eine derartig gerichtete Temperaturdifferenz der Plattenränder auftritt, die das richtige Vorzeichen vortäuscht. Daß tatsächlich eine solche Temperaturdifferenz zustande kam, welche kommutierte, wenn die Richtung des Plattenstromes gegen die des Feldstromes gewechselt wurde, konnte unschwer mit Thermoelementen nachgewiesen werden. Bei den Platten mit Elektroden aus dem Plattenmaterial war aus praktischen Gründen nicht möglich, die Elektrodenvorsprünge genügend lang zu machen, so daß die Stellen, wo die bifilaren Galvanometerzuführungen ansetzten, durch Wärmeleitung immerhin noch von der Temperaturdifferenz der Plattenränder beeinflußt wurden. Daß schließlich die Wismutplatte gegen den gepreßten Wismutdraht eine nicht geringe thermoelektrische Kraft von umgekehrtem Vorzeichen wie gegen Kupfer besaß, ist nicht auffallend.

Es wurde ferner untersucht, ob außer der Temperaturdifferenz der Plattenränder eine weitere Ursache für die transversale Potentialdifferenz in Betracht käme. Da besonders Wismut im Magnetfelde Widerstandsänderungen erfährt, so könnten diese, wenn sie im gleichen Takte wie die Stromschwankungen erfolgen, Veranlassung zu einer Gleichstromkomponente¹⁾ geben; diese würde Halleffektswirkungen vortäuschen, so wie sich die Hallelektroden nicht auf genau äquipotentiellen Punkten befänden. Dagegen spricht, daß dasselbe Vorzeichen und die angenähert gleiche Größe der transversalen Potentialdifferenz gefunden wurde, wie auch die Querelektroden gelagert sein mochten. Direkte Versuche an einer Wismut- und einer Antimonplatte ergaben zwar das Vorhandensein eines Gleichstromes in Längsrichtung der Platte, der aber viel zu schwach war, als daß die beobachteten Querströme hätten darauf zurückgeführt werden können. Da eine merkliche Widerstandsänderung²⁾ in den schwachen Wechselfeldern meiner Versuche sich nicht nachweisen ließ, war vermutlich auch dieser Längsstrom thermoelektrischer Herkunft.

1) K. Lichtenecker, *Physik. Zeitschr.* 11. p. 507. 1910.

2) Mit Schwingungen untersucht.

Es erübrigt nun noch die Beantwortung der Frage, wodurch die beobachtete transversale Temperaturdifferenz der Plattenränder zustande kommt. Die Erklärung ist eine einfache; der Effekt wird bedingt durch die Wirbelströme, welche bei einer gegebenen Richtung des Plattenstromes gegen die des Spulenstromes in der oberen Plattenhälfte (Fig. 4) dem Plattenstrom gleich in der unteren entgegengerichtet sind. Im folgenden soll nun gezeigt werden, daß sich hieraus das beobachtete Vorzeichen des scheinbaren Halleffektes ergibt. Ferner läßt

Fig. 4.

sich hierauf ein auf J ansprechender Stromzeiger gründen, der in gewissen Schaltungen ein recht empfindliches Nullinstrument darstellt.

Bei der in Fig. 2 skizzierten Anordnung ist der Plattenstrom gleichphasig mit dem Feldstrom, somit auch mit dem magnetischen Wechselfeld. Kann der Plattenwiderstand R als sehr klein angenommen werden, was bei nicht zu dünnen Platten stets zutrifft, so sind im Grenzfalle $R = 0$ die Wirbelströme — wenigstens am Rande — um 180° gegen den Feldstrom verschoben, es tritt somit der in Fig. 4 gezeichnete Fall ein, daß der obere Plattenrand der wärmere wird. Besteht die Platte aus Wismut, die Hallelektroden aus Kupfer, so fließt der thermoelektrische Querstrom durch die Wismutplatte von unten nach oben, es ist somit in Übereinstimmung mit der Beobachtung der obere Rand der positive. Wurde eine Platte aus Kupferblech genommen, so war kein Querstrom bei Verwendung von Kupferelektroden zu konstatieren, wohl aber ein sehr kräftiger, wenn die Elektroden aus Konstantandraht bestanden; es war dann der untere Rand der positive, entsprechend der thermoelektrischen Stellung des Kupfers gegen Konstantan.

Man kann auch die Platte ersetzen durch einen Ring aus Kupferdraht mit zwei dicken Elektroden a und b aus Kupfer zur Zuführung des Stromes, und zwei Querelektroden c und d aus dünnem Konstantandraht, die man vorteilhaft durch Umhüllen mit Watte gegen äußere Temperaturstörungen schützt. Diese Vorrichtung hat gegen die Plattenform den Vorteil, daß man sie auch über eine enge schmale Feldspule schieben kann, was manchmal bequemer ist, als das Einbringen in eine Spule. Ist J die Stärke des hineingesandten, i die des im Ringe induzierten Stromes, so ist die Temperaturdifferenz zwischen c und d proportional $[(J+i)^2 - (J-i)^2]$, also $\sim 4 J i$.⁴ Da $i \sim \xi$ ist, ersieht man, warum der scheinbare Halleffekt formal der Gleichung (1) genügt. Die sich ausbildende Temperaturdifferenz wird außer von dem Material der Platte, d. h. der spezifischen Wärme und dem Wärmeleitvermögen der Plattensubstanz abhängen von der Plattenform, und muß bei dickeren Platten bei gleicher Stromdichte größer sein als bei dünnen, entsprechend der geringeren Wärmeabgabe nach außen. Aber nicht nur in kalorischer, auch in elektrischer Beziehung sind Plattendimensionen und Plattenmaterial bestimmend für die Größe der entstehenden Temperaturdifferenz. Ist der Plattenwiderstand nicht sehr klein, so wird die Phasenverschiebung kleiner als 180° , im Grenzfalle $R = \infty$ beträgt sie 90° . Es werde unter Zugrundelegung der Verhältnisse von Fig. 5 gesetzt

Fig. 5.

$$J = J_0 \sin \omega t; \quad i = i_0 \sin(\omega t - \chi),$$

wo $\omega = n\pi$, und χ der Phasenwinkel ist, um den der im Ring induzierte Strom i gegen den Feldstrom, somit auch den in den Ring gesandten Strom J nachhinkt. Die pro Zeiteinheit in der oberen Ringhälfte entwickelte Wärmemenge ist

$$W_1 \sim (J_0 \sin \omega t + i_0 \sin(\omega t - \chi))^2,$$

die in der unteren

$$W_2 \sim (J_0 \sin \omega t - i_0 \sin(\omega t - \chi))^2$$

und die in der Zeit einer halben Periode entstehende Differenz ist

$$W_1 - W_2 \sim 4 J_0 i_0 \int_0^{\pi/2} \sin \omega t \sin (\omega t - \chi) dt.$$

Man kann daher die Temperaturdifferenz zwischen c und d setzen

$$(2) \quad \Delta T = \frac{2 C J_0 i_0}{\omega} \pi \cos \chi,$$

wo der Proportionalitätsfaktor C abhängt von den Dimensionen, dem Material und der Umgebung des Ringes.

Die Temperaturdifferenz zwischen c und d verschwindet für

$$\chi = 90^\circ \text{ bzw. } 270^\circ \text{ usw.},$$

sie wird ein Maximum für

$$\chi = 0^\circ \text{ bzw. } 180^\circ \text{ usw.}$$

Hieraus folgt, daß die Anordnung sich als empfindliches Nullinstrument für die Messung von Phasenverschiebungen verwenden läßt, aber auch für Einstellung auf Maximalausschläge geeignet erscheint.

Die Größe und Richtung der entstehenden Temperaturdifferenz muß sich ändern, wenn der in die Platte bzw. den Ring gesandte Strom eine Phasendifferenz gegen den Spulenstrom erhält; der Winkel χ in Gleichung (2) ist naturgemäß abhängig von dieser Phasendifferenz ψ . In der Tat läßt sich das Vorzeichen des scheinbaren Halleffektes umkehren, wenn man in den Plattenzweig der Fig. 2 einen Kondensator geeigneter Größe einschaltet. Auch die Größe des entstehenden Galvanometerausschlages wird durch diesen Kondensator in erster Linie beeinflusst, und daß hier die Phasendifferenz das wesentlichste Moment ist, erhellt aus dem Umstand, daß unter geeigneten Bedingungen der Ausschlag wachsen kann, wenn die vom Amperemeter A' angezeigte Stromstärke abnimmt, wobei natürlich die durch A gemessene Feldstromstärke konstant zu halten ist. Die hier geltenden Beziehungen lassen sich leicht aus den für Wechselstromverzweigungen gültigen Regeln ableiten. Zu diesem Zweck betrachten wir eine Stromverzweigung, wie sie in Fig. 6 gegeben ist. Der Strom J_3 , der

die Feldspule F durchfließt, verteile sich in zwei Zweige 1 und 2, von denen 1 Selbstinduktion L_1 und Widerstand R_1 enthält, 2 Selbstinduktion L_2 , Widerstand R_2 und Kapazität C_2 ; dieser Zweig enthalte außerdem den Ring $\Re$, der von den Kraftlinien

Fig. 6.

der Spule F durchsetzt wird. Ist $E = E_0 \sin \omega t$ die Spannung zwischen den Verzweigungspunkten A und B , so ist bekanntlich

$$J_1 = \frac{E_0}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}} \sin(\omega t - \varphi_1) = J_{1,0} \sin(\omega t - \varphi_1),$$

$$J_2 = \frac{E_0}{\sqrt{R_2^2 + (\omega L_2 - 1/\omega C_2)^2}} \sin(\omega t - \varphi_2) = J_{2,0} \sin(\omega t - \varphi_2),$$

wo

$$\tan \varphi_1 = \frac{\omega L_1}{R_1} \text{ und } J_{1,0} = \frac{E_0}{R_1} \cos \varphi_1$$

und

$$\tan \varphi_2 = \frac{\omega L_2 - 1/\omega C_2}{R_2}; \quad J_{2,0} = \frac{E_0}{R_2} \cos \varphi_2.$$

Will man die Phasendifferenz χ zwischen dem Strome J_2 und dem in $\Re$ induzierten Strome i kennen, so genügt es, die Phasendifferenz ψ zwischen J_2 und dem unverzweigten Strome J_3 zu bestimmen, da zwischen i und J_3 eine konstante Phasendifferenz besteht, die nur vom Selbstinduktionskoeffizienten und Widerstande des Ringes $\Re$ abhängt; eine Rückwirkung von $\Re$ auf F wird dabei vernachlässigt. Die Größe von ψ ergibt sich aus dem Vektordiagramm Fig. 7

$$\sin(\varphi_1 - \varphi_2 - \psi) : \sin \psi = J_{2,0} : J_{1,0},$$

$$(3) \quad \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \cot \psi = \frac{R_1}{R_2} \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_1} + \cos(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Besteht der Ring $\Re$ aus sehr gut leitendem Metall, so daß sein Widerstand neben seiner Induktanz zu vernachlässigen

ist, so hinkt i um 180° hinter J_3 nach, in diesem Falle ist $\chi = 180 \pm \psi$, je nachdem ob φ_2 oder φ_1 größer ist. Ist jedoch

Fig. 7.

der Widerstand von $\Re$ groß gegen dessen Induktanz, so ist $\chi = 90 \pm \psi$; im allgemeinen Fall ist

$$(4) \quad \chi = 90 + \gamma \pm \psi, \quad \text{wo } \gamma = \arctan \frac{\omega L'}{R'};$$

L' ist der Selbstinduktionskoeffizient, R' der Widerstand des Ringes $\Re$.

Hält man den Spulenstrom J_3 und damit i_0 konstant und variiert, wie dies bei meinen zu beschreibenden Versuchen geschah, die Größen R_1, L_1, R_2, L_2, C_2 so ist Gleichung (2) anzusetzen in der Form¹⁾

$$(5) \quad \Delta T = \frac{2C}{\omega} i_0 J_{2,0} \cos \varphi_2 \cdot \pi \cdot \cos \chi,$$

wo χ durch Gleichung (3) und Gleichung (4) bestimmt ist.

Auch wenn man statt Poulsonschwingungen wenig gedämpfte Kondensatorentladungen anwendet, kann man meistens die bei Wechselstromverzweigungen übliche Methode benutzen. Ich habe für zwei Spezialfälle, die im Experiment realisiert wurden, nämlich bei Widerstand R_1 im Kreise 1, Widerstand R_2 und Kapazität C_2 im Kreise 2, sowie Widerstand R_1 oder Selbstinduktion L_1 in 1, Selbstinduktion L_2 und Widerstand R_2 in 2 die Stromverteilung berechnet, indem ich von der Differentialgleichung für die Entladung eines Kondensators ausging. Dies führt auf homogene lineare Differen-

1) Die Abhängigkeit von der Wechselzahl ist in dieser Form nicht enthalten. Vielmehr ist diese komplizierterer Natur, indem i_0 nicht nur $\sim J_{3,0} \cdot \omega$, sondern auch umgekehrt proportional $\sqrt{R' + \omega^2 L'^2}$ ist.

tialgleichungen dritter Ordnung für die Verzweigungsströme.¹⁾ Richtet man die Bedingungen entsprechend meiner Versuchsanordnung so ein, daß Periode und Dekrement der Schwingungen durch Selbstinduktion, Widerstand und Kapazität der Verzweigung nicht wesentlich beeinflusst werden, so berechnet sich praktisch dieselbe Phasenverschiebung ψ zwischen J_2 und J_3 auf diesem Wege, wie nach der Wechselstrommethode; die letztere hat aber den Vorteil, die Zahlenrechnungen außerordentlich viel einfacher zu gestalten.

Der Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT erfolgt nun in qualitativer Hinsicht durchaus der Gleichung (5) entsprechend, d. h. es läßt sich bei gegebenen elektrischen Konstanten der Stromverzweigungen stets voraussagen, in welcher Richtung der zu erwartende Galvanometerausschlag erfolgt. Aber auch in quantitativer Beziehung haben meine Beobachtungen die Gültigkeit der Gleichung (5) sehr annähernd erwiesen; daß dieselbe sich nicht streng erfüllt zeigte, dürfte in erster Linie in Unvollkommenheiten meiner Versuchsanordnung gelegen haben, die durch äußere Umstände bedingt waren.

Ein wesentlicher Mißstand bestand darin, daß die vorhandene Poulsonlampe schon bei geringen Energieentziehungen sehr inkonstante Schwingungen lieferte. Solche Energieentziehungen traten aber immer auf bei Verwendung eines Kondensators im Kreise 2, sobald sich die Periode der Eigenschwingung der Verzweigung derjenigen der Hauptschwingung näherte. Deshalb wurde R_1 bzw. L_1 sehr klein gemacht, d. h. die galvanische Koppelung möglichst lose, doch war damit der Mißstand verbunden, daß wenigstens L_1 , wenn es klein war, nur ungenau gemessen werden konnte. Der variable Kondensator C_2 war ein Glimmerkondensator der Lorenz-Aktiengesellschaft²⁾, dessen Kapazität in zunehmenden Intervallen von $1 \cdot 10^3$ bis $1,5 \cdot 10^6$ cm geändert werden konnte; es gelang bei der Größe der höheren Intervalle nur ausnahms-

1) Für den zweiten der genannten Fälle findet sich die Rechnung: L. Mandelstam, Ann. d. Phys. 8. p. 131. 1902.

2) Auch dieser war mir vom Torpedo-Versuchskommando freundlichst geliehen worden, konnte aber nur kurze Zeit daselbst entbehrt werden. Die von mir mit langsamen Wechselströmen gemessenen Kapazitäten desselben stimmten angenähert mit den Nennwerten des nur zu rohen Abstimmungen bestimmten Kondensators.

weise C_2 durch Parallelschaltung der vorhandenen Luftkondensatoren in den vornehmlich interessierenden Gebieten stetig zu variieren.

Eine weitere Ungenauigkeit besteht darin, daß es schwer möglich ist, die Ohmschen Widerstände der Verbindungsdrähte in den Verzweigungen einigermaßen richtig anzusetzen, weshalb ihr Gleichstromwiderstand benutzt wurde. Diese möglichst kurzen Zwischenstücke waren verdrehte Litzen aus isolierten Drähten, immerhin kann ihr Wechselstromwert beträchtlich größer gewesen sein. Bei der gelegentlichen absichtlichen Einschaltung größerer Widerstände aus dünnem Konstanstdraht fiel diese Fehlerquelle weg, doch werden dann die Minima der Kurve für ΔT , wie dies die kombinierten Gleichungen (3), (4), (5) sowie die Beobachtungen ergeben, wesentlich unschärfer. Die hierbei verwendeten Widerstände waren nach dem Hahnemannschen Verfahren ¹⁾ induktions- und kapazitätsfrei hergestellt.

Im folgenden sind einige Resultate zusammengestellt, die mit zwei verschiedenen Ringen $\Re$ gewonnen wurden. Jeder der beiden war über ein Glasrohr von 3,92 cm äußerem Durchmesser gelegt, in das die Feldspule — 18 Windungen von 3,5 cm Durchmesser — gesteckt wurde. Der eine Ring bestand aus Kupferdraht von 0,017 cm Dicke, sein Selbstinduktionskoeffizient L' berechnete sich zu 160 cm.²⁾ Der Widerstand zwischen den Punkten a und b (Fig. 5) war im Nebenschluß zu einem Galvanometer zu 0,02085 Ω gemessen; somit war der Widerstand R' für einen den Ring durchfließenden Induktionsstrom, wenn man von Skineffekt absieht, $4 \cdot 0,02085 = 0,0834 \Omega$. Der Phasenwinkel, um den bei einer Schwingung von 587 m Wellenlänge der induzierte Strom der induzierten Spannung nacheilt, berechnet sich daraus zu $\gamma = 81^\circ$ und nach Gleichung (4) $\chi = 171^\circ \pm \psi$.

1) W. Hahnemann, *Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph.* 2. p. 313. 1909.

2) Es gehen natürlich die Ungenauigkeiten, mit den L' und R' behaftet sind, in merklicher Weise in die Resultate über und tragen zu den Abweichungen zwischen beobachteten und berechneten Werten bei. Es ist vielleicht zweifelhaft, ob die Anwendung der üblichen Formel zur Berechnung der Selbstinduktion bei so dünnen Drähten überhaupt berechtigt ist.

Der zweite Ring bestand aus 0,014 cm dickem Konstantandraht; für diesen war $L' = 165$ cm, $R' = 4,064 \Omega$; entsprechend wird für diesen Ring bei der gleichen Wellenlänge wie oben $\chi = 97^\circ 30' \pm \psi$, bei $\lambda = 740$ m wird $\chi = 96^\circ \pm \psi$. Selbstverständlich waren bei diesem Ring die zum Galvanometer führenden Querelektroden dünne Kupferdrähte, während sie beim Kupferring aus Konstantandraht bestanden.

Es sollen nun einige Spezialfälle näher betrachtet werden.

Fall I. $L_1 = 0$; $\varphi_1 = 0$; der Widerstand $R_1 = 0,493 \Omega$ bestand aus einem dünnen, nahezu bifilar angeordneten Konstantandraht; R_2 und C_2 konnten variiert werden, die Selbstinduktion des Zweiges 2 war direkt zu 2240 cm bestimmt worden. In diesem Falle wird

$$(6) \quad \tan \psi = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \tan \varphi_2 = \frac{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}}{R_1 + R_2}.$$

Versuche mit Konstantanring, $R_2 = 1,12 \Omega$; Wellenlänge 587 m; $\omega = 3,22 \cdot 10^6$. Damit $\Delta T = 0$ wird, muß $\chi = 90^\circ$ sein, somit

$$\psi = 97^\circ 30' \pm 90^\circ.$$

Hieraus ergibt sich $C_2 = 44,4 \cdot 10^{-18} = 40000$ cm oder $C_2 = 41,8 \cdot 10^{-18} = 37600$ cm, je nachdem man annimmt, daß J_1 oder J_2 dem anderen vorausseilt. Die Beobachtungen ergaben eine Umkehr des Galvanometerausfalls zwischen 35000 und 40000 cm Kapazität; eine genauere Bestimmung war hier nicht möglich, weil das große Intervall von 30000—40000 cm des Kondensators nur teilweise überbrückt werden konnte.

Bei einem zweiten Versuche war R_2 durch Zuschalten von Widerstand $R_2 = 16,22 \Omega$ gemacht worden; dann berechnet sich die Umkehrkapazität zu 55800 cm. Tatsächlich wurde eine Umkehr beobachtet bei 92000 cm; der Grund für die starke Abweichung liegt jedoch hier wie in allen Fällen, bei denen höhere Widerstände verwendet wurden, vermutlich in der Unsicherheit, welche die Berechnung von γ mit sich bringt. Bei kleinen Beträgen von $(R_1 + R_2)$ kommt der Einfluß dieser Ungenauigkeit bei der Berechnung der Umkehrkapazität weniger in Betracht.

Setzt man $C_2 = \infty$, so berechnet sich der Grenzwiderstand

R_2 , bei dem noch eine Umkehr möglich ist, zu 54,2 Ohm; experimentell bestimmte sich dieser Grenzwiderstand zu etwa 20 Ohm. Während bei kleinen Widerständen die Minima anscheinend sehr scharf sind, verflachen sie außerordentlich mit zunehmendem R_2 . Durch passende Wahl von R_2 läßt sich leicht erreichen, daß die Umkehrkapazität nahe derjenigen ist, die die Eigenperiode der Verzweigung in Resonanz mit der Hauptschwingung bringt; in diesem Falle wachsen die Ausschläge zu beiden Seiten des Umkehrpunktes außerordentlich stark an.

Versuche mit Kupferring. Wurde bei den vorstehend beschriebenen Versuchen der Konstantanring durch den Kupfering ersetzt, so war überhaupt keine Umkehr des Galvanometerauschlages zu beobachten, statt dessen aber ein Maximum, das um so ausgeprägter war, je kleiner der eingeschaltete Widerstand. Daß hier ein dem Resonanzmaximum der Verzweigung benachbartes Maximum auftritt, ist unmittelbar ersichtlich; ersteres tritt auf für $\omega L_2 = 1/\omega C_2$, d. h. für $\psi = 0$, letzteres für $\psi = 180^\circ - 171^\circ = 9^\circ$. Die Maxima würden zusammenfallen, wenn der Widerstand des Kupferinges zu vernachlässigen wäre. Für $R_2 = 0,1$ Ohm berechnet sich die Maximumkapazität zu 39 440 cm, während die Beobachtungen sie bei 36 000 cm vermuten ließen. Vergrößerung von R_2 bewirkte nur eine Verflachung, aber keine merkliche Verschiebung des Maximums, was auch nach Gleichung (6) im vorliegenden Falle zu erwarten ist.

Fall II. $R_1 = 0$; $\varphi_1 = 90^\circ$; $L_1 = 1667$ cm. Hier eilt J_2 stets vor J_1 voraus, es gilt hier

$$\cotg \psi = \frac{\omega L_1}{R_2} + \tan \varphi_2 = \frac{\omega (L_1 + L_2) - 1/\omega C_2}{R_2}.$$

Versuche mit Konstantanring. $\cotg \psi = \cotg (\chi - 97^\circ 30')$. Dies ergibt für den Umkehrpunkt, wo $\chi = 90^\circ$ sein soll, $1/\omega C_2 = \omega (L_1 + L_2) + 7,60 R_2$. Für $R_2 = 1,12 \Omega$, $L_2 = 2240$ cm berechnet sich $C_2 = 14,7 \cdot 10^{-18} = 13 200$ cm. Beobachtet wurde $10 000 < C_2 < 15 000$ cm. Das Minimum wurde durch Einschalten von Widerstand sehr bald unscharf. Die dabei eintretende Verschiebung nach der Seite der abnehmenden Kapazität trug dazu wesentlich bei, indem dadurch J_2 rasch abnahm.

Versuche mit Kupferring. $\cotg \psi = \cotg (\chi - 171^\circ)$. Dies liefert für den Umkehrpunkt

$$(7) \quad 1/\omega C_2 = \omega(L_1 + L_2) + 0,158 R_2.$$

Diese Anordnung gewährt offenbar die Möglichkeit, die Umkehr am schärfsten zu bestimmen, da hier bei einigermaßen kleinem R_2 , wie es auch schon durch die Verwendung des Kupferringes bedingt ist, der Umkehrpunkt mit dem Resonanzpunkt der Verzweigung nahezu zusammenfällt.

Hier war $R_2 = 0,10 \Omega$, somit $C_2 = 24,5 \cdot 10^{-18} = 22050 \text{ cm}$. Die Umkehr wurde bei 22000 cm beobachtet, indem hier der Ausschlag bald rechts, bald links erfolgte; die Schwankungen hingen zusammen mit Unregelmäßigkeiten des Poulsonbogens, wodurch kleine Schwankungen der Wellenlänge bedingt waren. Bei einem zweiten Versuch war $R_2 = 65 \text{ Ohm}$ gewählt, hieraus $C_2 = 12200 \text{ cm}$, während allerdings beobachtet wurde $C_2 = 8000 \text{ cm}$. Das Minimum wird um so schärfer, je kleiner der Widerstand R_2 ist. Die beiden Äste rechts und links verlaufen verschieden steil, der nach Seite der wachsenden Kapazitäten flacher als der andere; doch ist bei kleinem R_2 der Unterschied in der nächsten Nachbarschaft des Minimums unmerklich.

Es war nun von Interesse, zu untersuchen, wie genau sich der Nullpunkt mit dieser Methode überhaupt einstellen läßt. Da ich mich hierbei nach der Größe der vorhandenen stetig variablen Kondensatoren richten mußte, wurde hier nicht auf die Absolutwerte der elektrischen Konstanten der Verzweigungen geachtet, sondern dieselben wurden so ausprobiert, daß der Nullpunkt in den Kapazitätsbereich fiel, um den zwei parallel geschaltete Drehplattenkondensatoren von 3000 bzw. 500 cm die Gesamtkapazität zu ändern erlaubte. An Stelle des Ringes wurde wegen der höheren Thermokraft eine 3,80 cm lange, 2,50 cm breite und 0,057 cm dicke Platte aus reinem Wismut verwendet, die mit seitlichen Kupferelektroden versehen war; dieselbe befand sich im Innern der p. 555 erwähnten Spule. L_1 war wieder = 1667 cm, $L_2 = \text{ca. } 6600 \text{ cm}$. Bei einer Wellenlänge von 760 m war die Nullkapazität $C_2 = 20,58 \cdot 10^{-18}$; dabei konnte auf $0,18 \cdot 10^{-18}$, d. h. auf weniger als 1 Proz. genau eingestellt werden. Dies war durchaus nicht die Grenze, welche mittels der parallelgeschalteten Drehplattenkondensatoren er-

möglichst war; vielmehr hätten diese erlaubt, auf $5,7 \cdot 10^{-21}$ direkt, und mittels Feinverstellung an dem einen noch genauer einzustellen. Die Ursache war vielmehr, wie schon erwähnt, der Umstand, daß sich mit der Bogenlänge die Wellenlänge des Schwingungskreises änderte. Da bei längeren Wellen die Konstanz der Lampe im allgemeinen eine bessere ist, so wurde der Versuch mit einer Wellenlänge $\lambda = 908 \text{ m}$ wiederholt. Die Umkehrkapazität wurde bestimmt zu $C_2 = 29,69 \cdot 10^{-18}$ mit einer Einstellungsgenauigkeit von ca. $0,05 \cdot 10^{-18}$, d. h. weniger als 2 Promille. Da die Galvanometerausschläge nach beiden Seiten bei Änderungen um den genannten Betrag über 100 mm betrugen, so muß die mögliche Einstellungsgenauigkeit mit dieser Methode bei Benutzung konstanter Wellenlängen, etwa durch Stoßerregung des Schwingungskreises, noch eine wesentlich höhere sein; leider war es mir in der Zeit, während der mir die nötigen Hilfsapparate zur Verfügung standen, nicht möglich, meine Versuche in dieser Richtung auszudehnen.

Ist der Widerstand R_2 sehr klein, wie sicher hier bei der Wismutplatte, so müssen bei Verwendung verschiedener Wellenlängen die Umkehrkapazitäten nach Gleichung 7 sich verhalten, wie die Quadrate der Wellenlängen; im vorliegenden Falle

$$C_{908} : C_{760} = 29,69 : 20,58 = 1,443; \quad 908^2 : 760^2 = 1,427$$

wird diese Forderung hinreichend genau bestätigt.

Fall III. Versuche ohne Kapazität. Dieser Fall wird realisiert, wenn man den Kondensator kurz schließt, d. h. $C_2 = \infty$ setzt. Ist $L_1 = 0$, $\varphi_1 = 0$, so geht die Umkehrgleichung für Fall I für den Konstantanring über in

$$\operatorname{tg} (97^\circ 30' - 90^\circ) = \frac{\omega L_2}{(R_1 + R_2)}$$

oder

$$\omega L_2 = 0,132 \cdot (R_1 + R_2).$$

Es kommt hier nur das eine Vorzeichen in Frage, da J_2 stets hinter J_1 in der Phase nacheilt. Ein Versuch mit $\lambda = 587 \text{ m}$, $\omega = 3,22 \cdot 10^6$; $R_1 = 0,493 \Omega$, $L_1 = 2240 \text{ cm}$ lieferte als Umkehrwiderstand $R_2 = 17,5 \text{ Ohm}$, während 54,2 berechnet wurde. Bei einem zweiten Versuch wurde L_2 durch Zuschalten einer Spule von 11300 cm vergrößert, als Umkehrwiderstand berechnete sich $R_2 = 333 \text{ Ohm}$; beobachtet wurde

die Umkehr bei ca. 100 Ohm. Bei einigermaßen hohen Widerständen werden die Minima natürlich sehr flach. Die starken Abweichungen zwischen den beobachteten und berechneten Werten sind zweifellos auf die Unsicherheit von γ zurückzuführen. Ermittelt man aus diesen Abweichungen γ , so ergibt der erste Versuch $\gamma = 21^\circ 50'$, der zweite $23^\circ 33'$, während die direkte Berechnung p. 569 für den Konstantanring $\gamma = 7^\circ 30'$ ergeben hatte. (Vgl. hierzu die Anmerkung p. 568).

Die Zahl der möglichen Verzweigungsfälle ließe sich natürlich noch vermehren, doch dürften die behandelten genügen. Von diesen ist Fall II wohl der interessanteste, da er unter günstigen Bedingungen ermöglichen würde, Kapazitätsänderungen, event. auch kleine Selbstinduktionen mit großer Schärfe zu messen. Das Verfahren ist übrigens nicht nur an so hochfrequente Wechselströme gebunden, wie sie in dieser Mitteilung angegeben sind; auch mit gewöhnlichen technischen Wechselzahlen kann man die hier beschriebenen Erscheinungen¹⁾ nachweisen, wenn man entsprechend kräftige Felder anwendet. Bei einigen Versuchen, die ich anstellte, indem ich den Kupfering²⁾ über einen unterteilten Eisenkern schob, der durch Wechselstrom magnetisiert wurde, gelang es mir ohne Schwierigkeiten, die Umkehr des Galvanometerauschlages zu erhalten. Zu den hier erforderlichen, natürlich sehr viel größeren Kapazitäten standen mir nur Papierkondensatoren zur Verfügung, die genauere Messungen unmöglich machten. Aber auch hiervon abgesehen, dürfte das Verfahren erst bei höheren Wechselzahlen, etwa solchen, wie sie mit den üblichen Hochfrequenzmaschinen erreichbar sind, vorteilhaft sein.

1) Daher kann die auftretende Temperaturdifferenz eine Fehlerquelle bei Untersuchung des Halleffekts nach der Des Coudresschen Methode bilden, die aber nach Tab. I mit abnehmender Wechselzahl immer kleiner wird und daher bei geeigneten Elektroden und eventuell durch Anwendung von Flüssigkeitsbädern ganz zu vermeiden ist.

2) Der Konstantanring eignet sich bei den geringen Wechselzahlen nicht dazu; da es schwer möglich, die Querelektroden c und d an genau äquipotentielle Punkte zu bringen, besteht zwischen ihnen eine Spannungsdifferenz, die die Galvanometereinstellung unscharf macht. Beim Kupfering wird diese Störung wegen des kleinen Widerstandes unmerklich.

Zusammenfassung.

Es wurde gezeigt, daß Metallplatten, die von hochfrequenten Wechselströmen durchflossen sind, in gleichphasigen magnetischen Wechselfeldern Anlaß zu Erscheinungen geben können, die in qualitativer Hinsicht vollkommen dem Halleffekt entsprechen, in quantitativer jedoch viel zu kräftig sind. Es gelang eine Erklärung für diese Erscheinung in den auftretenden Induktionsströmen zu finden, die in Verbindung mit dem Plattenstrom eine Temperaturdifferenz der Plattenränder und dadurch bei Vorhandensein geeigneter Elektroden thermoelektrische Ströme bewirken. Durch geeignet erteilte Phasenverschiebungen zwischen Platten- und Induktionsströmen ist es möglich, auf ein scharfes Verschwinden der Temperaturdifferenz einzustellen, und dadurch ein einfaches und empfindliches Nullinstrument zu gewinnen, das für manche Messungen mit Hochfrequenzströmen geeignet sein dürfte.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 12. Juli 1911.)