

**13. *Experimentaluntersuchung über die  
Metallreflexion der elektrischen Schwingungen;  
von Karl F. Lindman.***

---

**Einleitung.**

Righi<sup>1)</sup> hat einige Versuche beschrieben, wonach es ihm gelungen wäre, eine elliptische Polarisisation der von einem Metallspiegel reflectirten Hertz'schen Wellen nachzuweisen. Auf eine 306 cm lange und 44 cm hohe Kupfertafel liess er elektrische Wellen von etwa 10 cm Länge so einfallen, dass ihre Schwingungsrichtung einen Winkel von  $45^\circ$  mit der Einfallsebene bildete. Als Resonator verwendete er, wie bei seinen übrigen Versuchen über elektrische Schwingungen, einen auf Glas niedergeschlagenen Silberstreifen, der in der Mitte durch einen feinen Strich unterbrochen war. Um bei grösseren Einfallswinkeln die vom Oscillator ausgehenden Strahlen nicht direct zum Resonator gelangen zu lassen, wurde der Resonator in einer möglichst grossen Entfernung, etwa 400 cm, von der Mitte der Kupfertafel aufgestellt. Mittels dieser Anordnung verfolgte er die Reflexion am Kupfer für Einfallswinkel bis zu  $82^\circ$ . Der Resonator wurde um eine durch den Mittelpunkt der Tafel gehende Axe gedreht, wobei das Funkenspiel in der Mitte desselben beobachtet wurde. Es zeigte sich nun bei einem Einfallswinkel von etwa  $81^\circ$ , dass bei jeder Orientirung des Resonators Funken, wenn auch von verschiedener Intensität, auftraten. Bei einer vollständigen Drehung constatirte er zwei Maxima und zwei Minima, welche zwei zu einander orthogonalen Orientirungen entsprachen. Es waren dies, nach der Ansicht Righi's, die Richtungen der Axen einer elliptischen Schwingung. Wenn er bei unverändertem Einfallswinkel (d. h.  $81^\circ$ ) den Oscillator so drehte, dass die Schwingungsrichtung der elektrischen Wellen mit der Einfallsebene einen Winkel von  $59^\circ$  bildete, fand er die Intensität der Funken

---

1) A. Righi, Die Optik der elektrischen Schwingungen p. 150. 1898.

im Resonator nahezu constant und von der Orientirung des letzteren unabhängig. In diesem Falle war, meinte er, die reflectirte Schwingung kreisförmig geworden. Dagegen waren die reflectirten Wellen geradlinig polarisirt, wenn die einfallenden Schwingungen entweder in der Einfallsebene oder senkrecht dazu orientirt waren. Geradlinige Schwingungen zeichneten sich dadurch aus, dass der Resonator, senkrecht zu ihrer Richtung gedreht, keine Funken gab, in der Richtung derselben dagegen ein Maximum der Funkenfrequenz. Der Winkel, um welchen der Resonator aus der Lage des Funkenmaximums gedreht werden musste, damit die Funken verschwinden sollten, gab ein Maass für die Amplitude der geradlinigen Schwingungen, wodurch die relative Intensität derselben in verschiedenen Fällen angenähert gemessen werden konnte. Erfolgt die einfallenden elektrischen Schwingungen senkrecht zur Einfallsebene, so fand Righi beim Variiren des Einfallswinkels, dass die Intensität der reflectirten Strahlung mit wachsendem Einfallswinkel zunahm. Fanden dagegen die elektrischen Schwingungen in der Einfallsebene statt, so sank bei wachsendem Einfallswinkel die reflectirte Intensität bis sie bei ungefähr  $81^\circ$  durch ein Minimum hindurchging und stieg dann wieder.

Wenn nun diese Beobachtungen und Schlüsse von Righi richtig wären, müsste man, falls man die Reflexion der Hertz'schen Wellen an Metallspiegeln quantitativ verfolgen würde, die nötigen Mittel gewinnen zur Bestimmung der für die betreffenden Metalle charakteristischen Constanten für diese Wellen. Gelingt es nämlich, irgend welche zwei von diesen Constanten, z. B. den Haupteinfallswinkel und das Hauptazimut, experimentell zu bestimmen, so lassen sich, wie bekannt, die übrigen daraus ableiten.

Andererseits stehen aber die Resultate der theoretischen Betrachtungen, welche von verschiedenen Forschern auf diesem Gebiete angestellt worden sind, nicht in Einklang mit den Righi'schen Erfahrungen.

Von den Maxwell-Hertz'schen Grundgleichungen ausgehend hat Poincaré<sup>1)</sup> das Resultat abgeleitet, dass wegen

---

1) A. Poincaré, Les oscillations électriques p. 246—259. 1894.

der grossen Leitfähigkeit der Metalle die Natur derselben einen merkbaren charakteristischen Einfluss auf Wellen von der Grössenordnung der Hertz'schen kaum äussern könne. Er betrachtet speciell die Reflexion am Kupfer und findet, dass für Wellen, deren Länge  $\lambda$  von der Grössenordnung 100 cm ist, die entsprechenden Amplituden der directen und der reflectirten Schwingungen bei jeder Incidenz entgegengesetzt gleich sind und dass die Phasenänderung stets gleich  $\pi$  ist (auf Quantitäten von der Ordnung  $1/100\,000$  genau).

Zu ganz analogen Ansichten ist auch Drude gekommen. Aus den Formeln für die Metallreflexion, welche er im XI. Kapitel seiner Arbeit „Physik des Aethers“ auf Grundlage der Maxwell'schen Theorie entwickelt hat, schliesst er, dass die von einer Metallebene reflectirten elektrischen Wellen, sogar wenn sie von der Grössenordnung  $\lambda = 10$  cm sind, hinsichtlich ihrer Intensität und ihres Polarisationszustandes für jeden Einfallswinkel nahezu identisch mit den einfallenden Wellen seien.

Später hat auch Drude<sup>1)</sup> gezeigt, dass die von Giese begründete Ionentheorie der Metalle zu einer einfachen und widerspruchsfreien Erklärung der optischen Eigenschaften der Metalle führt. Die Annahme zweier Ionengattungen, einer positiv und einen negativ geladenen, genügt, um das optische Verhalten des Nickels, sogar den Gang der Dispersion darzustellen. Für sehr langsame Perioden (Hertz'sche Wellen) verschwindet dagegen der Einfluss dieser Ionen, sodass die Eigenschaften des Metalles hinsichtlich solcher Wellen sich lediglich aus seiner Leitfähigkeit bestimmen. Diese beiden Ionengattungen reichen also auch nicht aus, um die oben referirten Righi'schen Versuche zu erklären. Es wäre aber doch, wie auch Drude hervorhebt, denkbar, dass die Metalle auch noch wesentlich schwerere Ionen enthalten, deren Einfluss optisch unwirksam ist, während sie für Hertz'sche Wellen einen Einfluss äussern könnten.

Sowohl nach der Maxwell-Hertz'schen Theorie als nach den ionentheoretischen Anschauungen erscheinen also die Righi'schen Versuchsergebnisse als sehr zweifelhaft.

---

1) P. Drude, Physikal. Zeitschr. 1. p. 161—165. 1900.

Da es doch schliesslich den Experimenten vorbehalten ist, eine entscheidende Antwort zu geben, war es nötig, die Metallreflexion der Hertz'schen Wellen zum Gegenstand einer neuen, wenn möglich quantitativen Experimentaluntersuchung zu machen.

Ueber den Gang und die Resultate einer solchen, welche ich auf Anregung des Hrn. Prof. Dr. Wiener im physikalischen Institut der Universität Leipzig hauptsächlich im Jahre 1899 ausgeführt habe, wird im Folgenden berichtet.

### Die Apparate.

Eine stärkere und regelmässige Wirkung als mit einem gewöhnlichen Righi'schen Oscillator, den ich im Anfang benutzte, erzielte ich mit einem Erreger, wo die Zuleitungsfunken statt in Luft an den äusseren Enden der Primärleiter in

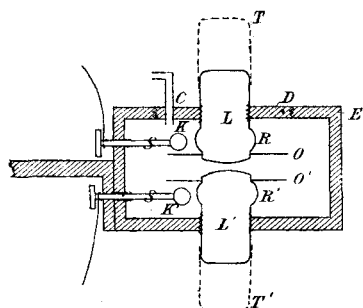


Fig. 1.

Oel und in der Nähe der Primärfunken übersprangen. Die Form, die ich demselben gab, wird durch die nebenstehende Fig. 1 erläutert. *E* ist ein cylinderförmiger Ebonitkasten, dessen Deckel *D* bequem ein- und ausgeschraubt werden kann. Durch ein Loch bei *C* lässt sich Petroleum eingiessen und zur Verhinderung des Ausfliessens davon bei seitlicher Drehung wird

eine umgebogene Ebonitröhre in das Loch eingedrückt, durch welche eine Verbindung mit dem Aussenraum fortbesteht. Die beiden cylinderförmigen Primärleiter *L* und *L'* sind im Deckel bez. Boden des Kastens mittels Schraubengängen befestigt, so dass ihr gegenseitiger Abstand leicht regulirt werden kann. Ihre Länge beträgt 2,5 cm, ihr Durchmesser 1,0 cm; durch von aussen aufgeschobene Metallröhren *T*, *T'* kann aber ihre Länge beliebig vergrössert werden. *R* und *R'* sind zwei ringförmige Erweiterungen von *L* und *L'*, welche zur Aufnahme der Zuleitungsfunken von den Kugeln *K* und *K'* dienen. Diese Kugeln sind an zwei mit Schraubengängen versehenen Messing-

stäben  $S$  und  $S'$  befestigt, welche von aussen gedreht werden können, sodass die Abstände zwischen den Kugeln und den Primärleitern sich nach Belieben verändern lassen.  $O$  und  $O'$  sind zwei Ringe aus Ebonit, welche den schädlichen Einfluss<sup>1)</sup> des ultravioletten Lichtes der seitlichen Funken auf die Primärfunken beseitigen. Um die Funken von aussen sichtbar zu machen, sind die Wände des Ebonitkastens mit zwei Glasfenstern versehen.

Fig. 2 zeigt den Oscillator mit Stativ und Wellenreflector.

Der parallelepipedförmige Ebonitstab  $F$ , welcher den Oscillator trägt, lässt sich horizontal verschieben, sodass die Primärleiter in die Brennpunktlinie des parabolischen Reflectors sich leicht einstellen lassen. Der letztere besteht aus einem 40 cm hohen und 40 cm breiten an den Holzstab  $H$  angeschraubten Stück dünnen Messingbleches. Um demselben die gewünschte

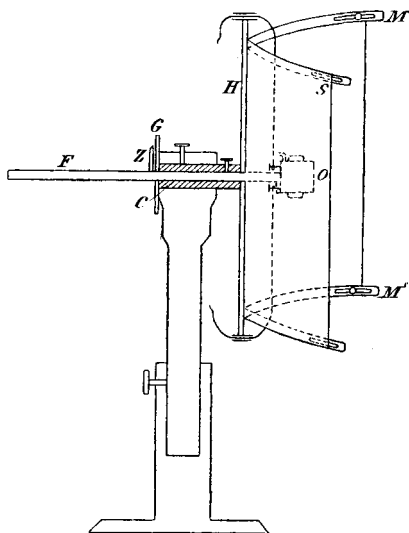


Fig. 2.

parabolische Form zu geben, braucht man nur die beiden ausgeglühten ziemlich dicken Messingstreifen  $M$  und  $M'$  nach einer gezeichneten Parabelcurve zu biegen und dann an das Spiegelblech so zu befestigen, wie aus der Figur hervorgeht. Der Hohlzylinder  $C$  lässt sich nebst Reflector und Oscillator um eine horizontale Axe drehen. Das Azimut der ausgestrahlten Schwingungen wird mittels des von  $F$  getragenen Zeigers  $Z$  auf dem Teilkreise  $G$  abgelesen.

Zum Erregen der Funken im Oscillator dienten ein Inductrium von mittlerer Grösse, getrieben mit fünf Accumulatoren, und ein Oeltransformator nach Tesla nebst Condensator und Funkenstrecke (Zinkspitzen). Die Schaltung wird durch

1) Vgl. H. Hertz, Ges. Werke 2. p. 100. 1895.

Fig. 3 veranschaulicht, wo  $J$  das Inductorium,  $T$  den Transformator,  $K$  die Leydener Flasche,  $F$  die Funkenstrecke und  $O$  den Oscillator bedeutet.

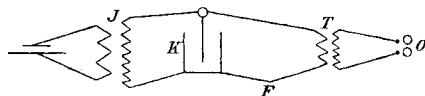


Fig. 3.

Als Interruptor für das Inductorium benutzte ich einen von der „Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin“ gelieferten Quecksilber-Turbinenunterbrecher, welcher, mit einer Spannung von 110 Volt getrieben, bei Benutzung von zwei Segmenten ungefähr 1700 Unterbrechungen pro Minute gab. Durch seinen ruhigen und gleichförmigen Gang und sein überaus bequemes Handhaben erwies sich dieser Unterbrecher sowohl dem Deprez'schen als auch dem gewöhnlichen Quecksilberunterbrecher mit Contactstift weit überlegen. Die Intensität der mit ihm erzeugten elektrischen Schwingungen war so constant, dass von einem Standard-Indicator abgesehen werden konnte.

Unter allen von verschiedenen Forschern angewandten Wellenindicators ist ohne Zweifel der schon oben erwähnte Righi'sche Resonator für kurze Wellen der einfachste. Aber zu genauen quantitativen Messungen eignen sich diese Resonatoren nicht, was ich auch bei den Vorversuchen, die ich mit solchen ausführte, bald constatirte. Der Winkel, um den der Resonator, der von geradlinig polarisirten Wellen getroffen war, gedreht werden musste, damit die Funken aufhörten, konnte nur höchst annähernd bestimmt werden, und wenn der Resonator einmal in der Lage war, dass das Funkenspiel aufgehört hatte, genügte oft ein kleiner Stoss, um wieder Funken hervorzurufen.

Für quantitative Bestimmungen haben sich nach den Erfahrungen vieler Forscher die von Klemenčič eingeführten Thermoelemente als sehr geeignet erwiesen. Ich ging deshalb dazu über, eine Serie von Versuchen mit verschiedenen construirten Thermoelementen anzustellen. Von etwa zwanzig sich mehr oder weniger voneinander unterscheidenden Resonatoren, die ich mir machte, bin ich bei dem folgenden geblieben, der sich als der günstigste erwies. Sein Querschnitt ist durch die nachstehende Fig. 4 dargestellt. An den

Stellen  $L L$  sind die Enden zweier Kupferdrähte, die mit einem Galvanometer vereinigt werden können, an zwei federnde Streifen  $K K$  aus dünnem Kupferblech gelötet. Diese sind mit Siegellack voneinander isolirt und strecken sich in den Hohlraum eines Ebonitkörpers  $E$  hinein, wo sie mit dem Thermoelement  $T$  verbunden sind. Die vordere Hälfte dieses Ebonitkörpers ist an den Stellen  $a a$  mit Kitt an der hinteren befestigt. Oberhalb und unterhalb der beiden Kupferbleche  $K K$  sind zwei isolirte Kupferscheiben  $S$  zum Schutz gegen Inductionswirkungen von aussen angebracht. Ihre äusseren Enden strecken sich in das etwa 40 cm lange Metallrohr  $M$  hinein.

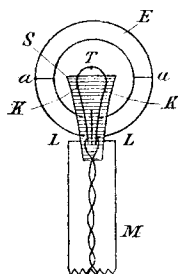


Fig. 4.

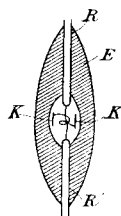


Fig. 5.

Fig. 5 zeigt den Resonator im Längsdurchschnitt.  $E$  ist der Ebonitkörper, dessen Länge 1,5 cm beträgt.  $R$  und  $R'$  sind zwei 7 mm lange und 1 mm weite Hohlcyylinder aus Kupferblech, welche zusammen mit dem zwischen sie geschalteten Thermoelement den Secundärleiter für die elektrischen Wellen bilden. Das Thermoelement besteht aus Drähten von Platin bez. Constantan. Der Platindraht, den ich durch Wegätzen des Silbers eines Wollastondrahtes erhielt, hat einen Durchmesser von nur 0,007 mm, während der Constantandraht 0,015 mm dick ist (durch Ziehen des letzteren gegen die scharfe Kante einer Glasplatte hatte ich seine ursprüngliche Dicke, 0,025 mm, etwas verringert). Diese Drähte sind zweimal umeinander geschlungen und an den vorher erwähnten Kupferblechen  $K K$  mit Lot befestigt. Als ich nämlich zuerst die Drähte einfach umeinander schlang, hörte nach einigen Stunden, wahrscheinlich infolge von Ausdehnung, der Contact zwischen ihnen auf, und ein stärkeres Anspannen war wegen ihrer

Dünnheit nicht möglich. Die Länge des Resonators lässt sich durch Einschieben von Metalldrähten in die Hohlcyylinder  $R$  und  $R'$  beliebig vergrössern. Das Stativ des Resonators erhielt dieselbe Form und Grösse wie das des Oscillators.

Von allen den von mir versuchten Resonatoren war dieser der einzige, der eine vollständig geradlinige Polarisation der auffallenden Wellen anzeigte und gleichzeitig war er auch der empfindlichste. Ehe die Leitungsdrähte zum Galvanometer von dem Metallrohr  $M$  (Fig. 4) umgeben waren, gab das Galvanometer Ausschläge, auch wenn der Resonator in eine Metallhülle eingeschlossen war, d. h. es wurden in den Leitungsdrähten Ströme inducirt, die das Thermoelement erwärmten. Standen aber Oscillator und Resonator in der Nähe voneinander und waren sie gegeneinander gekreuzt, so hörten die Galvanometerausschläge erst dann vollständig auf, nachdem ausser dem Rohre  $M$  auch die Schutzbleche  $S$  angebracht waren. Die Galvanometerdrähte waren in ihrem weiteren Verlauf nur umeinander gewickelt — ein Einhüllen derselben in Stanniolblättchen war nicht nötig.

Als Galvanometer wurde ein Dubois-Rubens'sches mit seinem leichtesten Magnetsystem verwendet, das ich mit einem Papierdämpfer versah. Dasselbe wurde auf eine Schwingungsdauer von 12 Secunden astasirt. Der Widerstand des Galvanometers betrug nach Parallelschaltung seiner Rollen 5 Ohm. Durch eine Aufhängevorrichtung nach Julius<sup>1)</sup> wurde der störende Einfluss von den Erschütterungen im Erdboden fast völlig beseitigt. Wegen der magnetischen und der von dem elektrischen Strassenbahnbetrieb verursachten Störungen sah ich mich doch genötigt, die Messungen Nachts vorzunehmen, wo nur eine langsame Wanderung der Ruhelage des Magnetsystems vorkam.

Bei dem grössten Abstände zwischen Oscillator und Resonator, welcher in meinem Arbeitszimmer zu realisiren war und der etwa 6 m betrug, erhielt ich mit dem oben beschriebenen Erreger und Empfänger, wenn sie auf Resonanz abgestimmt und die Funken gut regulirt waren, Galvanometerausschläge von etwa 150 mm. Der Abstand des Galvanometers

---

1) W. A. Julius, Zeitschr. f. Instrumentenk. 16. p. 267. 1896.

von Scala und Fernrohr war 2,5 m. 1 mm Ausschlag entsprach einer Stromstärke von  $1,01 \cdot 10^{-8}$  Amp.

Da die Dielektricitätsconstanten von Ebonit bez. Siegelack, womit der hier in Betracht kommende Resonator umgeben ist, grösser als Eins sind, so ist auch die halbe zugehörige Wellenlänge grösser als die geometrische Länge des Resonators. Als ich nach der Methode mit stehenden Wellen vor einem Metallspiegel die Wellenlänge des unverlängerten Resonators maass, erhielt ich für die halbe Wellenlänge den Wert 4 cm, während der Resonator selbst, wie schon oben erwähnt, nur 1,8 cm lang war. Verlängert man dagegen den Resonator mittels Kupferdrähten, die Luft zur unmittelbaren Umgebung haben, so nähert sich die halbe Wellenlänge immer mehr der Länge des Resonators. War z. B. der letztere 4 cm lang, so war die halbe Wellenlänge 5 cm, während der 9,6 cm lange Resonator einer halben Wellenlänge von 10 cm entsprach. — Die Boltzmann'sche Interferenzmethode mit zwei verschiebbaren Metallspiegeln gab für die gemessenen Wellenlängen, wie zu erwarten war, dieselben Werte wie die Methode mit den stehenden Wellen.

Da die beiden Primärleiter je 2,5 cm lang sind, sollte eigentlich die Grundschiwingung des Oscillators eine Länge von etwas über 10 cm haben. Die aus Ebonit und Petroleum bestehende nächste Umgebung dieser Leiter scheint jedoch eine erhebliche Verlangsamung dieser Grundschiwingung zu bewirken. Als ich die Länge des Resonators, welcher ohne Reflector in einem unveränderten Abstand vom Oscillator aufgestellt war, allmählich vergrösserte, erreichten die Galvanometerausschläge ein Maximum erst wenn der Resonator 9,6 cm lang war, entsprechend einer halben Wellenlänge von 10 cm. Es ist aber auch denkbar, dass die Zuleitungsdrähte, welche von dem Teslatransformator ausgingen, Schwingungen ausstrahlten, die sich mit den von den Primärleitern ausgehenden Wellen superponirten und die Gestalt der Resonanzcurve veränderten.

Nach diesen Wellenlängenmessungen entschloss ich mich, die Versuche über die Metallreflexion der Schwingungen zuerst mit einem Resonator von der Länge 9,6 cm (entsprechend einer halben Wellenlänge von 10 cm) anzustellen und sie nachher mit kürzeren Resonatoren zu wiederholen.

Da es hauptsächlich galt, die Reflexion bei schiefer Incidenz zu studiren, war ein Metallspiegel von recht grossen Dimensionen erforderlich. Es wurde für diesen Zweck ein 1 m hoher und 3 m langer Holzrahmen, mit einem darauf straff gespannten Tuche aus Leinwand, angefertigt. Dieses Tuch wurde mit Stanniolblättern überzogen. Der Contact erwies sich bei galvanischer Prüfung als vollkommen. Ausserdem dass dieser Metallschirm eine sehr ebene Fläche hat, ist er wegen seiner geringen Schwere relativ bequem zu handhaben.

Um schädliche Reflexionen zu vermeiden und ein möglichst homogenes Strahlenbündel zu bekommen, schloss ich den

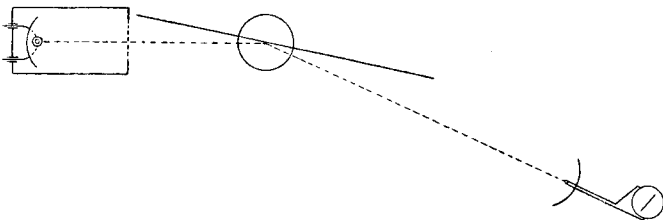


Fig. 6.

Oscillator in einen grossen Metallkasten ein, welcher in seiner vorderen Wand eine kreisförmige Oeffnung von etwa 30 cm Durchmesser hatte, wodurch das Strahlenbündel austrat. Dicht vor dieser Oeffnung wurde ein Gitter, bestehend aus auf ein Papierblatt geklebten Stanniolstreifen, so angebracht, dass es in seiner eigenen Ebene um eine horizontale Axe gedreht werden konnte.

Zum Messen von den Einfalls- und Reflexionswinkeln diente eine graduirte Scheibe, deren Mitte durch feine Fäden mit den Füßen des Oscillators und Resonators verbunden war. Der Schirm wurde dann so aufgestellt, dass seine verticale Drehungsaxe durch die Mitte der Kreisscheibe ging.

Fig. 6 stellt schematisch die ganze Anordnung der Apparate dar.

#### Versuche über die Metallreflexion der elektrischen Schwingungen.

1. Mit dem im Vorhergehenden beschriebenen Resonator misst man die von ihm aufgefangene und in Joule'sche Wärme umgesetzte Energie der auffallenden Wellen. Bleibt das Azimut dieser Wellen unverändert, so verhalten sich die Galvanometer-

ausschläge bei verschiedenen Azimuten des Resonators wie die Quadrate der zu dem Resonator parallelen Componenten von der Amplitude der oscillirenden elektrischen Kraft. Sind die Wellen linear polarisirt, so haben die Ausschläge ihr Maximum, wenn Oscillator und Resonator miteinander parallel sind, und verschwinden, wenn der Resonator um einen rechten Winkel gedreht wird. Tritt ein solches Verschwinden der Galvanometerausschläge nicht ein, sodass sie lediglich durch ein Minimum gehen, so sind die Wellen als elliptisch polarisirt aufzufassen. Die Axen der elliptischen Schwingung fallen mit den Richtungen des Resonators zusammen, die einer maximalen bez. minimalen Wirkung im Galvanometer entsprechen. Eine circulare Polarisirung würde sich durch gleiche Ausschläge bei jeder Orientirung des Resonators auszeichnen.

Um ein möglichst paralleles Strahlenbündel zu erzielen entfernte ich den Oscillator soweit wie möglich von der Oeffnung des Metallkastens, worin er eingeschlossen war und stellte vor diese Oeffnung mehrere Metallschirme mit gleich grossen kreisförmigen Oeffnungen auf. Ich konnte so, wenn der Resonator 9,6 cm lang war, die von dem grossen Stanniolschirme reflectirten Schwingungen bis zu einem Einfallswinkel von  $79^{\circ}$  studiren, ohne eine directe Einwirkung zu befürchten. Versuchte ich aber weiter zu gehen, indem ich den Durchmesser der Diaphragmen verkleinerte und den Abstand des Resonators vom Spiegel vergrösserte, so wurde die Wirkung im Galvanometer so gering, dass ein sicheres Urtheil über die seitlichen Eigenschaften der Wellen nicht mehr als zulässig erschien. Wurde aber der Resonator verkürzt, bis die entsprechende Wellenlänge 10 cm war und der ursprüngliche grosse Wellenreflector des Empfängers durch einen kleineren ersetzt, so konnte ich die Reflexion bis zu einem Einfallswinkel von  $83^{\circ}$  verfolgen.

Als ich die elektrischen Wellen so einfallen liess, dass ihre Schwingungsrichtung mit dem Spiegel einen Winkel von  $45^{\circ}$  bildete, glaubte ich zuerst in der That eine deutliche Ellipticität der reflectirten Wellen bei grossen Einfallswinkeln constatiren zu können. Es zeigte sich aber doch nachher, dass dies auf Fremdwirkungen, hauptsächlich auf einer ungenügenden Abschirmung der directen Strahlen beruhte. Ich

war bis jetzt so vorgegangen, dass ich zuerst das Inductorium drehte, bis es im offenen Galvanometer keine Ablenkung verursachte, wonach ich in Abwesenheit des reflectirenden Spiegels die seitlichen elektromagnetischen Strahlen soweit abschirmte, dass der Resonator, wo er für einen gewissen Reflexionswinkel aufgestellt war, keinen Ausschlag gab. In dem allmählichen Wandern der Ruhelage des Magnetsystems im Galvanometer, welches auch Nachts vorkam, erblickte ich anfangs keinen Uebelstand. Es zeigte sich aber, dass infolge des letzten Umstandes eine Einwirkung des Inductoriums auf das Galvanometer wieder auftreten konnte, nachdem sie kurz vorher beseitigt worden war. Ich fand z. B. einmal, als eine directe Wirkung der Wellen sich nicht zeigte, dass nach Ausschaltung des Resonators das Inductorium wieder eine Ablenkung im Galvanometer erzeugte, obwohl ich seinen Einfluss eine Weile vorher bei einem anderen Einfallswinkel aufgehoben hatte. Es war also eine unabsichtliche Compensation der directen Strahlen durch die magnetische Wirkung des Inductoriums eingetreten, die aber hier keineswegs zulässig war.

Ich wiederholte nochmals alle Messungen und berücksichtigte jetzt nur die Ablesungen, vor und nach welchen das Inductorium keine Wirkung auf das Galvanometer ausübte. Es war auf diesen Umstand besonders bei schiefer Incidenz mit besonderer Sorgfalt zu achten, wo das Abschirmen der directen Strahlen die grösste Schwierigkeit bot und nur eine sehr schwache reflectirte Energie zu beobachten war. Bei kleineren Einfallswinkeln konnte natürlich der Abstand des Resonators von der Mitte des Spiegels verkleinert und die Diaphragmen, welche das vom Oscillator ausgehende Strahlenbündel begrenzten, vergrössert werden, wodurch eine erheblich stärkere Wirkung im Galvanometer erzielt wurde. Ich gab auch jetzt mit grösserer Sorgfalt als bisher darauf acht, dass die Drehungsaxe des grossen Metallspiegels und die Verbindungslinie der Teilstriche 0 und  $180^\circ$  auf den Teilkreisen des Erregers und Empfängers genau in die Lotlinie eingestellt waren.

Die Ergebnisse der letzten diesbezüglichen Messungen, welche ich mit dem 4 cm langen Resonator ( $\lambda = 10$  cm) angestellt habe, sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Azimute des Oscillators und Resonators, die auf den zu-

gehörigen Teilkreisen von hinten abgelesen wurden, wurden als positiv gerechnet in der zu dem Drehungssinn des Uhrzeigers entgegengesetzten Richtung. Das Azimut des Oscillators war hier stets  $+45^\circ$ . Der Einfallswinkel ist mit  $i$  bezeichnet, während  $\beta$  das Azimut des Resonators und  $s$  das in Millimetern ausgedrückte Mittel aus drei Galvanometerablesungen ist. Für  $s = 100$  mm weichen die einzelnen Ausschläge höchstens um 2 mm voneinander ab.

$i$	$\beta$	$s$	$i$	$\beta$	$s$
$15^\circ$	$0^\circ$	72,3	$75^\circ$	$0^\circ$	8,0
	90	72,7		90	8,0
	$+45$	139,7		$+45$	15,7
	$-45$	0		$-45$	0
30	0	71,7	77	0	6,0
	90	72,3		90	6,0
	$+45$	141,7		$+45$	12,0
	$-45$	0		$-45$	0
50	0	46,3	79	0	4,0
	90	45,3		90	4,0
	$+45$	88,0		$+45$	8,0
	$-45$	0		$-45$	0
65	0	30,3	81	0	3,0
	90	30,0		90	3,0
	$+45$	61,0		$+45$	6,0
	$-45$	0		$-45$	0
70	0	18,0	82	0	2,0
	90	18,0		90	2,0
	$+45$	35,3		$+45$	4,0
	$-45$	0		$-45$	0
73	0	11,0	83	0	1,5
	90	11,0		90	1,5
	$+45$	20,0		$+45$	3,0
	$-45$	0		$-45$	0

Aus diesen Zahlen geht nun deutlich hervor, dass eine Ellipticität der reflectirten Schwingungen nach der bisherigen Methode nicht zu constatiren ist. Sie lassen vielmehr darauf schliessen, dass innerhalb der hier erreichten Genauigkeit bei

jedem Einfallswinkel, kleiner als  $83^\circ$ , die parallel und senkrecht zum Spiegel reflectirten Componenten der elektrischen Kraft mit derselben Stärke und ohne relative Phasendifferenz reflectirt werden. Bei den grösseren Einfallswinkeln ist allerdings die beobachtete Intensität sehr gering und für Incidenzwinkel zwischen  $83^\circ$  und  $90^\circ$  giebt diese Methode gar keinen Aufschluss.

Auch der 9,6 cm lange Resonator ( $\lambda/2 = 10$  cm), womit ich die Reflexion bis  $i = 79^\circ$  verfolgte, gab mit den vorigen völlig analoge Ergebnisse.

Wenn die einfallenden Wellen nicht wie bisher unter einem Azimut von  $-45^\circ$ , sondern unter einem beliebigen anderen Azimut polarisirt waren, so fand ich auch die reflectirten Strahlen stets unter demselben Azimut geradlinig polarisirt.

Mit einem Righi'schen Silberstreifen konnte ich auch nicht eine elliptische Polarisation beobachten.

2. Um die Reflexion bei Einfallswinkeln, die grösser als  $83^\circ$  sind, wo es nicht möglich war, die directen Strahlen abzuschirmen, untersuchen zu können, war es nötig, die Interferenz der directen und der reflectirten Strahlen zu studiren.

Aehnlich wie bei normaler Incidenz müssen auch bei schiefer Incidenz stehende Wellen sich ausbilden. Wenn man die vom Oscillator ausgehenden Schwingungen einmal parallel und ein anderes Mal senkrecht zum Spiegel einfallen lässt, und es bei verschiedenen Einfallswinkeln gelingen würde die Lage der Knoten und Bäuche der vor dem Spiegel entstandenen stehenden Wellen in beiden Fällen festzustellen, so liesse sich die Frage, ob durch die Metallreflexion eine Phasendifferenz zwischen den beiden Hauptcomponenten eintritt, dadurch entscheiden. Bei Einfallswinkeln, die kleiner als etwa  $60^\circ$  waren, fand ich nach dieser Methode für die durch die Metallreflexion bewirkte Phasenänderung stets den Wert  $\pi$ . Bei grösseren Einfallswinkeln gelang es mir aber nicht die Lage dieser Knoten und Bäuche zu bestimmen, weil sie ausserhalb des gemeinsamen Gebietes der einfallenden und der reflectirten Strahlen rückten, sodass beim Entfernen des Resonators (ohne Reflector) vom Spiegel die gemessene Intensität ziemlich unverändert blieb.

3. Erfolgt die einfallenden Schwingungen senkrecht zur Einfallsebene und war der Resonator parallel zur Drehungsaxe des Spiegels und in einem unveränderten Abstände in der unmittelbaren Nähe von derselben aufgestellt, so nahm, bei wachsendem  $i$ , die beobachtete Intensität stetig ab, um bei grossen Einfallswinkeln zu verschwinden. Die bei abnehmenden Einfallswinkeln wachsenden Ausschläge rührten von dem Gangunterschiede der directen und reflectirten Strahlen her, der bei streifender Incidenz verschwindet. Die durch die Reflexion herbeigeführte Phasenänderung der senkrecht zur Einfallsebene stattfindenden Schwingungen kann also auch bei den grössten Einfallswinkeln nicht merklich von  $\pi$  abweichen.

4. Erfolgt die Schwingungen in der Einfallsebene und war der Resonator senkrecht zur Drehungsaxe des Spiegels, aber parallel zum Spiegel selbst in einem unveränderten Abstände (1 cm) von demselben aufgestellt, so nahm ebenfalls, bei wachsendem  $i$ , die Intensität ab. Die auf den Resonator wirkenden Componenten der directen und reflectirten Wellen nahmen aber gleichzeitig ab und wurden schliesslich so minimal, dass ein Schluss über die durch Reflexion bewirkte Phasenänderung in diesem Falle wenigstens für grössere Einfallswinkel nicht stattfindet.

5. Der Resonator — 4 cm lang — wurde jetzt senkrecht zum Spiegel orientirt, sodass der Abstand seiner Mitte vom Spiegel 3 cm betrug, und die Galvanometerausschläge wurden beim Variiren von  $i$  beobachtet, während der Oscillator fortwährend zur Einfallsebene parallel war. Ich erhielt dann für grosse Einfallswinkel die Curve I in Fig. 7.

Nach dem Entfernen des Spiegels gab der Resonator allein, in seine letzten Lagen zurückgedreht, die Curve II. Der Verlauf dieser beiden Curven stimmt nun, wie wir gleich einsehen

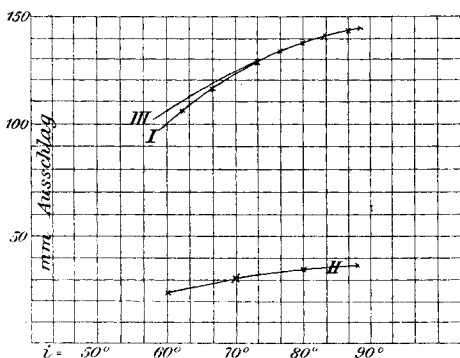


Fig. 7.

werden, mit der Annahme überein, dass auch bei den grössten Einfallswinkeln (bis  $i = 87^\circ$ ) die durch die Reflexion bewirkte Phasenänderung der parallel zur Einfallsebene gerichteten Schwingungen gleich  $\pi$  ist.

Wir wollen in der That diese Annahme machen und von dem Gangunterschied der directen und reflectirten Strahlen zunächst absehen. In Fig. 8 sei  $S$  der Spiegel,  $E$  ein einfallender und  $R$  der reflectirte Strahl. Im Punkte  $P$ , wo die Reflexion

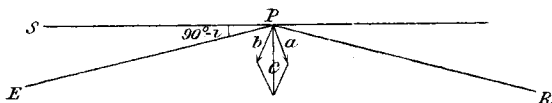


Fig. 8.

stattfindet, stellt  $a$  die Amplitude und Richtung der einfallenden Schwingung,  $b$  die der reflectirten dar. Bei normaler Incidenz sind  $a$  und  $b$  mit dem Spiegel parallel und bilden einen Winkel  $\pi$  miteinander. Die Diagonale  $c$  giebt die Grösse und Richtung der resultirenden Schwingungsamplitude an. Wir wollen noch die Annahme machen, dass  $a$  gleich  $b$  ist, sodass  $c$  mit dem senkrecht zum Spiegel stehenden Resonator parallel ist. Wir haben dann

$$\begin{aligned} c &= 2 a \cos(90^\circ - i) \\ &= 2 a \sin i. \end{aligned}$$

Die zu beobachtende Intensität

$$k c^2 = k \cdot 4 a^2 \sin^2 i$$

ist folglich dem Quadrate des Sinus des Einfallswinkels proportional. In Abwesenheit des Spiegels ist die Intensität gleich  $k \cdot a^2 \sin^2 i$ , d. h. ein viertel von derjenigen im vorigen Falle. Für Einfallswinkel, die grösser als etwa  $70^\circ$  sind, betragen nun in der That die Ordinaten der Curve II in Fig. 7 ein viertel von den entsprechenden der Curve I. Es bedeutet ferner III eine Curve, deren Ordinate für  $i = 87^\circ$  gleich der entsprechenden der Curve I ist, und deren übrigen Ordinaten  $\sin^2 i$  proportional sind. Für  $i > 70^\circ$  fallen die Curven I und III angenähert zusammen. Für kleinere Werte von  $i$  weichen die Curven I und III voneinander ab, was von dem Gangunterschiede der directen und der reflectirten Strahlen herrührt, der bei den grösseren Einfallswinkeln zu vernachlässigen ist.

Für  $i > 87^\circ$  nahmen die Ausschläge etwas ab, was sich jedoch dadurch erklären lässt, dass in diesem Falle das durch das Diaphragma austretende Strahlenbündel von dem reflectirenden Spiegel geteilt wurde, sodass die Gesamtintensität der einfallenden Wellen herabgesetzt wurde.

6. Es wurde nun die Drehungsaxe des Spiegels etwa um 1 dm seitswärts verschoben und die Anordnung getroffen, dass die Wellen unter einem Azimut von  $45^\circ$  *streifend* einfielen, während der Resonator in der Verlängerung des Spiegels aufgestellt war. Der Resonator wurde um seine horizontale Axe gedreht und die Ausschläge ( $s$ ) in verschiedenen Azimuten ( $\beta$ ) des Resonators gemessen. In der folgenden Tabelle sind die gefundenen Werte zusammengestellt.

$\beta$	$s$ (mm)	Mittel	$\beta$	$s$ (mm)	Mittel
$0^\circ$	0	0	$+90^\circ$	125	125,0
	0			124	
	0			126	
$+45^\circ$	63	63,0	$-45^\circ$	62	62,7
	63			63	
	63			63	

Nach dem Entfernen des Spiegels wurde gefunden:

$\beta$	$s$ (mm)	Mittel
$-45^\circ$	64	64,3
	65	
	64	
$+45^\circ$	0	0
	0	
	0	

Bei Anwesenheit des Spiegels zeigte also der Resonator in den beiden zu einander senkrechten Azimuten  $-45^\circ$  und  $+45^\circ$  dieselbe Wirkung, im Azimut  $90^\circ$  die doppelte und für  $\beta = 0$  keine Wirkung. Für  $\beta = -45^\circ$  war der Spiegel ohne Einfluss.

Es folgt hieraus, dass auch bei streifendem Einfall die Schwingungen, ohne merkbar an Intensität zu verlieren, als geradlinig polarisirt reflectirt werden. Um dies einzusehen wollen wir annehmen, dass  $c'$  die Amplitude der unter dem Azimut  $45^\circ$  einfallenden Schwingung bedeutet. Wenn die beiden Hauptcomponenten  $a'$  und  $b'$  von der Schwingung  $c'$  durch die Reflexion eine Phasenänderung gleich  $\pi$  erleiden, können wir sie nach der Reflexion durch die Vektoren  $a$  und  $b$  in der Fig. 9 darstellen. Ist  $a$  numerisch gleich  $b$ , so ist ihre Resultante  $c$  parallel zu dem Resonator im Azimut  $\beta = +45^\circ$ . In der dazu senkrechten Lage, also im Azimut  $\beta = -45^\circ$ ,

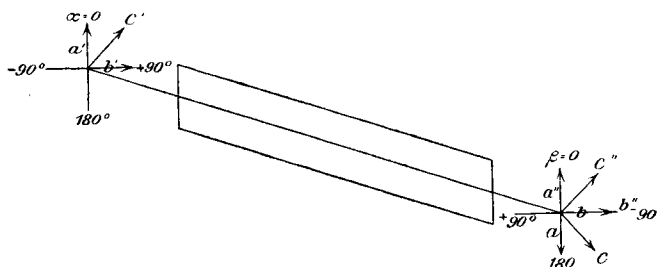


Fig. 9.

wirkt auf den Resonator die directe Schwingung  $c''$  mit den Componenten  $a''$  und  $b''$ . Sind  $a$  und  $a''$  entgegengesetzt gleich, so darf der Resonator im Azimut  $0^\circ$  keine Wirkung geben, was auch die Beobachtungen bestätigen. Da nun  $a''$  gleich  $b''$  ist, so folgt aus der Annahme  $a = b$ , dass auch  $b$  und  $b''$  einander gleich sind. Folglich muss auch  $c^2$  gleich  $c''^2$  sein, d. h. der Resonator muss in den Azimuten  $+45^\circ$  und  $-45^\circ$  dieselben Ausschläge geben. Ist der Resonator horizontal, so ist die aufgefangene Energie dem Ausdrucke  $c''^2 + c^2 = 2c^2$  proportional, d. h. die Ausschläge müssen zweimal so gross sein wie im Falle  $\beta = 45^\circ$ .

7. Dass nicht nur bei streifender Incidenz, sondern bei einem beliebigen Einfallswinkel ein durch die Reflexion verursachter Intensitätsverlust sich nicht bemerkbar macht, habe ich auch durch directe Versuche bestätigt. Ich liess die elektrischen Schwingungen senkrecht zur Einfallsebene einfallen und maass die reflectirte Intensität zuerst bei kleineren Ein-

fallswinkeln ohne den Abstand zwischen dem Resonator und der Mitte des Spiegels zu verändern. Ich erhielt dann folgende Werte ( $s$  bezeichnet wieder das Mittel aus drei Ablesungen):

$i$	$s$ (mm)
15°	108,7
20	109,7
30	107,3

Ich entfernte dann den Spiegel und maass die Intensität des directen Strahlenbündels bei unverändertem Abstände zwischen dem Resonator und der Mitte der Kreisscheibe, welche zur Messung der Drehung des Spiegels diente. Ich fand dann als Mittel aus fünf Ablesungen, die höchstens um 3 mm voneinander abwichen:

$$s = 108,0 \text{ mm.}$$

Bei grösseren Einfallswinkeln musste ich den Abstand des Resonators von der Mitte des Spiegels vergrössern und ausserdem die seitlichen Strahlen soweit wie möglich abschirmen. Es ergab sich:

$i$	$s$ (mm)	$i$	$s$ (mm)
30°	62,7	70°	12,0
40	63,3	75	12,0
40	35,0	75	7,0
50	34,7	79	7,0
60	34,3	79	3,0
60	19,0	82	3,0
70	19,3		

Auch diejenigen Messungen, die ich mit parallel zur Einfallsebene stattfindenden Schwingungen ausführte, führten zu analogen Ergebnissen, was ja auch nach den früheren Versuchen zu erwarten war.

Trägt man die verschiedenen Einfallswinkel als Abscissen, die gemessenen Intensitäten der reflectirten Wellen als Ordinaten auf, so ist die dadurch erhaltene Curve eine zu der Abscissen-

axe parallele gerade Linie, unter welchem Azimut die Schwingungen auch polarisirt sind. .

8. Mit den Schwingungen in der Einfallsebene machte ich noch einige Controlversuche. Der Resonator (ohne Reflector) wurde senkrecht zum Oscillator, aber parallel zu der Verbindungslinie zwischen beiden orientirt und starr mit dem Oscillator verbunden (der Abstand betrug 70 cm). Das ganze System war um eine horizontale Axe beweglich und liess sich über dem horizontal liegenden Spiegel für einen beliebigen Einfallswinkel der in der Einfallsebene erfolgenden Schwingungen einstellen. Es übten bei dieser Anordnung bloss die reflectirten Wellen eine Einwirkung auf den Resonator aus. War bei keiner Incidenz eine merkliche Absorption vorhanden, so mussten, wie leicht einzusehen, die Galvanometerausschläge dem Ausdrucke  $\sin^2 2i$  proportional sein. Dies bestätigte sich auch sehr gut bei meinen Versuchen, die ich im Intervalle  $i = 5^\circ$  bis  $i = 85^\circ$  ausführte.

9. Die bis jetzt beschriebenen, mit dem Stanniolspiegel angestellten Versuche habe ich noch mit einem Kupferspiegel von denselben Dimensionen wiederholt und bin dabei zu völlig analogen Ergebnissen gekommen. Der Kupferspiegel bestand aus einem einzigen Blechstück, der auf der Rückseite von dem Rahmen des Stanniolspiegels befestigt war.

#### Zusammenfassung.

Aus allen diesen Versuchen, deren Genauigkeit jedoch nicht 2 Proc. übersteigt, geht nun deutlich hervor, dass in Uebereinstimmung mit der Theorie geradlinig polarisirte elektrische Wellen von der Grössenordnung  $\lambda = 10$  cm von einem ebenen Metallspiegel bei jedem Einfallswinkel, ohne merklich an Intensität zu verlieren, als geradlinig polarisirt reflectirt werden und dass das Schwingungsazimut der reflectirten Wellen mit dem der einfallenden übereinstimmt. Jede von den beiden Hauptcomponenten der einfallenden Wellen erleidet durch die Reflexion eine Phasenänderung, die sich von  $\pi$  nicht merkbar unterscheidet. Wenn eine Ellipticität bei den reflectirten Schwingungen vorhanden ist, so ist jedenfalls die eine Axe der Schwingungsellipse so verschwindend klein, dass ihr Da-

sein mit den hier benutzten Wellenindicatoren sich nicht nachweisen lässt.

Da die Empfindlichkeit dieser Resonatoren wohl nicht kleiner ist als die der Righi'schen, so scheint nichts anderes übrig zu bleiben, als die in der Einleitung referirten Righi'schen Versuche auf nicht genügend beachtete fremde Wirkungen zurückzuführen. Es ist denkbar, dass, wenn die directen Strahlen auch so schwach waren, dass sie allein keine Funken im Resonator hervorriefen, sie doch, nachdem solche Funken durch die reflectirten Wellen einmal erregt waren, die Intensität derselben steigern oder verkleinern konnten, je nach dem Gangunterschied der directen und der reflectirten Wellen. Vielleicht waren auch bei diesen Versuchen störende Reflexionen von den Zimmerwänden oder von irgend welchen anderen Gegenständen vorhanden.

Zum Schluss ist es mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer und Chef, Hrn. Professor Dr. O. Wiener, für die vielfachen fördernden Ratschläge und die in weitgehender Weise mir zur Verfügung gestellten Mittel des Institutes meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Auch den Herren Professor Dr. P. Drude und Professor Dr. O. Wiedeburg bin ich für viele wertvolle Ratschläge zu grossem Dank verbunden.

Leipzig, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Januar 1901.)

---