

1. *Ueber die Doppelbrechung der Strahlen
electrischer Kraft; von Peter Lebedew.*

Seitdem Hertz uns die Mittel gegeben hat, die Consequenzen der electromagnetischen Lichttheorie experimentell zu prüfen, und hierdurch ein unermessliches Gebiet der Forschung zugänglich machte, wurde das Bedürfniss rege, die Versuche in einem kleineren, für experimentelle Arbeiten bequemerem Maassstabe ausführen zu können. Die ersten Bemühungen in dieser Richtung machte Herr O. Lodge¹⁾ und in neuester Zeit hat Herr A. Righi²⁾ eine Methode ausgearbeitet, welche bereits eine vielseitige Anwendung gefunden hat.

Durch weitere Verkleinerung der Apparate ist es mir gelungen Wellen zu erzeugen und zu beobachten, welche nur noch nach Bruchtheilen eines Centimeters ($\lambda = 0,6 \text{ cm}$) zu messen waren, die also den längsten Wellen des Wärmespectrums näher kommen, als den von Hertz ursprünglich benutzten electrischen Wellen; für diese Versuche können die Parabolspiegel so klein genommen werden, dass zum Nachweise der Brechung Prismen von etwas über ein Centimeter genügen — es wurde hierdurch die Möglichkeit eröffnet, die Hertz'schen Grundversuche auf das Gebiet der Krystalloptik zu übertragen und durch den Nachweis der Doppelbrechung in Krystallen zu vervollständigen.

Im Folgenden mögen diese Versuche kurz beschrieben und in Nachträgen die technischen Einzelheiten erläutert werden. Es sei hier noch die Bemerkung gemacht, dass Hr. Righi³⁾

1) O. Lodge, Nature. **41.** p. 462. 1890.

2) A. Righi, Rend. Cent. Acc. d. Lincei (5). **2.** p. 505. 1893. —
Memorie. d. Acc. d. Bologna (5). **4.** p. 487. 1894.

3) A. Righi, l. c. p. 565. Die Erscheinungen in Holzblöcken,
welche Hr. Mack (Wied. Ann. **54.** p. 342. 1895) als Doppelbrechung

durch Nachweis der Circularpolarisation in Holzblöcken die Erscheinung der Doppelbrechung bereits gefunden hat.

I. Die Apparate.

Bei der Wahl der Versuchsanordnung diente die klassische Anordnung Hertz's als Vorbild: in der Brennpunktlinie eines cylindrischen Spiegels wurden die Schwingungen erzeugt, in der Brennpunktlinie des empfangenden Spiegels befanden sich zwei geradlinige Resonatoren, welche von dem auffallenden Wellenzug erregt wurden; nur waren hierbei alle Lineardimensionen hundertmal verkleinert. Eine solche Verkleinerung liess sich

jedoch nicht ohne einigen Abänderungen durchführen: für den Primärleiter wurde die von Herrn Righi (l. c.) gegebene Form gewählt und die Erregung der Resonatoren wurde nicht durch den Secundärfunken, wie bei Hertz, sondern nach Hrn. J. Klemenčič¹⁾ auf thermoelectrischem Wege gemessen.

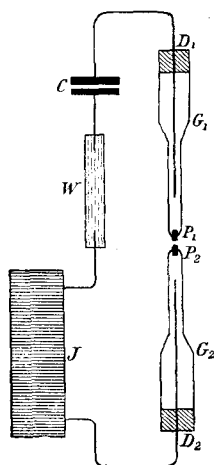


Fig. 1 (nat. Gr.).

Der Primärleiter (Fig. 1) bestand aus zwei Platincylindern P_1 und P_2 (je 1,3 mm lang und 0,5 mm dick), welche in Glasröhren G_1 und G_2 eingeschmolzen waren; die Stromzuführung geschah durch Funken, welche von den Drähten D_1 und D_2 auf die Platincylinder übersprangen. Dieser Primärleiter befand sich in der Brennpunktlinie eines kreiscylindrischen Spiegels (Höhe 20 mm, Oeffnung 12 mm, Brennweite 6 mm²⁾); um den Funken des Primärleiters in einem flüssigen Isolator überspringen zu lassen, wurde der ganze Spiegel in ein Petroleumbad gesenkt — die erzeugten Strahlen

bezeichnet, sind von Hrn. Righi (l. c. p. 563) bereits früher untersucht und in einwandfreier Weise (p. 563) durch das in verschiedenen Richtungen verschiedene Leitungsvermögen des Holzes erklärt worden.

1) J. Klemenčič, Wied. Annal. 42. p. 416. 1891 und 50. p. 175. 1893.

2) Die Form eines Kreiscylinders wurde der von Hertz angewandten parabolischen Form wegen der leichteren Herstellung vorgezogen.

konnten durch ein dünnes Glimmerfenster ungestört in den Luftraum austreten; eine passend angebrachte Schraube gestattete die Länge des Primärfunkens ($l = 0,02$ mm) zu reguliren. Als Stromquelle diente ein mittelgrosses Inductorium (30 Unterbrechungen pro Sec.), dessen Secundärkreis durch einen Condensator C (und einen Wasserwiderstand W) unterbrochen war, um die dem Primärfunken schädlichen Nachentladungen des Inductoriums zu vermeiden.

Durch einen zweiten parabolischen Cylinderspiegel, welcher dem Hertz'schen genau nachgebildet war (Brennweite 1,4 mm Höhe 20 mm, Oeffnung 12 mm) wurden die Strahlen auf zwei geradlinige (je 3 mm lange) Resonatoren concentrirt. An den einander zugekehrten Enden der Resonatoren R_1 und R_2 (Fig. 2) waren sehr dünne ($d = ca\ 0,01$ mm) Drähte aus *Eisen* resp. *Constantan* angelöthet, welche zwei in einander geschlungene (je 0,3 mm grosse) Oesen bildeten; an jedem Resonator war in der Mitte (d. h. im Knotenpunkt seiner electrischen Eigenschwingung) ein federnder, in der Ebonitplatte E befestigter Zuleitungsdraht angelöthet.

Werden die Resonatoren erregt, so entladen sie sich bei jeder Schwingung theilweise durch die Drähte des Thermoelements, deren Erwärmung sofort durch ein empfindliches

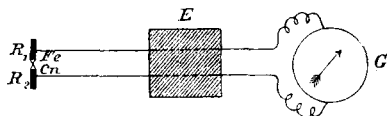


Fig. 2 (nat. Gr.).

Galvanometer (1 Scth. = $6,10^{-9}$ Amp. bei $r = 0,62$ Ohms) angezeigt, und durch seinen ersten Ausschlag gemessen wurde. Um das empfindliche Thermoelement vor Luftströmungen zu schützen, wurde der Secundärspiegel in einer, mit einem Glimmerfenster versehenen Schutzhülle angebracht.

Beide Spiegel standen auf einem Spectrometer; die Brennnlinie des Primärspiegels war unveränderlich vertical aufgestellt, während der Secundärspiegel, der am beweglichen Arme des Spectrometers angebracht war, um den Strahl als Axe gedreht werden konnte. Die gegenseitige Entfernung beider Spiegel betrug bei den meisten Versuchen 10 cm (was der Entfernung von 10 Metern bei den Hertz'schen Versuchen entspricht); unter diesen Umständen erreichen die Galvanometerausschläge 20—30 Scalentheile.

II. Die Hertz'schen Grundversuche.

Mit den beschriebenen Apparaten lassen sich die Hertz'schen Grundversuche mit Leichtigkeit wiederholen.

a) Die Polarisation.

Für die Polarisationsversuche bediente ich mich eines quadratischen 2×2 cm grossen Gitters, welches aus 20 dünnen Drähten gebildet war; das Verhalten des Gitters bei parallelen und gekreuzten Brennpunkten der Spiegel ist identisch mit demjenigen, welches Hertz gefunden hat.

Die auslöschende Wirkung des Gitters ist für die angewandte Beobachtungsmethode von Wichtigkeit, da sie sofort das Vorhandensein störender Nebenumstände (directe Fernwirkung des Inductoriums auf das Galvanometer etc.) zu erkennen gibt. Bei allen weiter unten beschriebenen Versuchen befand sich ein etwas grösseres Polarisationsgitter vor dem Primärspiegel und jede Beobachtung wurde bei zwei Gitterstellungen wiederholt; die Differenz der Galvanometerauschläge konnte hier nur durch die durchgegangene electrische Schwingung bedingt sein.

b) Interferenz.

Ohne Schwierigkeiten lässt sich mit Hilfe zweier ebener Spiegel nach der Methode von Herrn L. Boltzmann¹⁾ die Wellenlänge der angewandten Schwingung bestimmen: auf das Maximum, welches bei dem Gangunterschiede 0 cm. auftritt, folgt bei einem Gangunterschiede von 0,2—0,3 cm ein gut ausgeprägtes Minimum, auf welches wiederum ein schwaches Maximum bei 0,5—0,6 cm Gangunterschied folgt; bei grösseren Gangunterschieden sind keine periodischen Schwankungen mehr zu erkennen — ein Beweis, dass die untersuchte Schwingung stark gedämpft ist. Nach diesen Beobachtungen würde die Wellenlänge $\lambda = 0,6$ cm anzunehmen sein, wie sie sich auch aus den geometrischen Abmessungen der Apparate ergibt.

1) L. Boltzmann, Wied. Ann. 40. p. 399. 1890.

c) Geradlinige Ausbreitung.

Stehen die Spiegel in 10 cm gegenüber, so lassen sich die Versuche mit der Durchlässigkeit der Isolatoren (Ebonit, Glimmer, Glas) und der Schirmwirkung der Leiter (Metalle) mit Leichtigkeit ausführen.

Entfernt man den Secundärspiegel von dem primären, so nehmen die Galvanometerausschläge ab, und zwar etwas schneller als direct proportional der Entfernung.

Eine geometrisch scharfe Begrenzung hat der Strahl nicht; jedoch lässt sich seine Richtung auf 3 Grad genau angeben.

d) Die Reflexion.

Für den Nachweis der Reflexion genügt ein ebener Metallspiegel von 2×2 cm. Um das Verhalten anisotroper Flächen zu zeigen, kann man sich mit Vortheil des beschriebenen Polarisationsgitters bedienen.

e) Die Brechung.

Um die Brechung nachzuweisen, genügt ein kleines Ebonitprisma (1,8 cm hoch, 1,2 cm breit, Brechungswinkel 45 Grad), welches kaum 2 g wiegt (bei Hertz war das Gewicht des Prismas ca. 600 kg).

Das Prisma wurde auf dem Spectrometertisch aufgestellt, der Primärspiegel befand sich in 3 cm Abstand, während die Entfernung des Secundärspiegels vom Prisma 7 cm betrug; die Beobachtungen wurden in üblicher Weise für die beiden Minimumstellungen gemacht. Der Secundärspiegel wurde unter verschiedenen Winkeln aufgestellt und die zugehörigen Galvanometerausschläge notirt (den Einfluss der wechselnden Beschaffenheit des Primärfunkens kann man durch geeignete Reihenfolge und Häufung der Beobachtungen abschwächen). Trägt man die Beobachtungen graphisch auf, so lässt sich die Lage des Maximums auf ca. 3 Grad genau bestimmen. Es sei hier bemerkt, dass ein 1,2 cm breites Metalldiaphragma, welches dicht vor dem Prisma aufgestellt wird, die Lage des Maximums im gebrochenen Strahle kaum beeinflusst, wenn gleich das Maximum hierbei viel verwaschener erscheint; auf die Anwendung des Diaphragmas wurde deshalb verzichtet.

Aus dem Ablenkungswinkel von 30 Grad berechnet sich der Brechungsexponent des *Ebonits* zu $n = 1,6$.

Die Quadratwurzeln aus den von verschiedenen Beobachtern¹⁾ für Ebonit gefundenen Dielectricitätsconstanten liegen zwischen 1,4 und 1,8. Wenn wir, nach Hertz, den Brechungsexponenten, welch unter oben beschriebenen Bedingungen gefunden werden, auch kein zu grosses Gewicht beimessen wollen, so sind wir dennoch zu dem Schlusse berechtigt, dass in diesem Falle innerhalb der Beobachtungsfehler das Maxwell'sche Gesetz gilt.

III. Die Doppelbrechung.

Die Dimensionen der beschriebenen Apparate erlaubten es, die optischen Grundversuche mit krystallinischen Medien durchzuführen. Aus verschiedenen krystallinischen Körpern erwies sich der *natürliche rhombische Schwefel* als vorzügliches Material sowohl wegen seines ausgezeichneten Isolationsvermögens als auch wegen einer genügender Brechungsdifferenz beider Strahlen. Da die Dielectricitätsconstanten für verschiedene Richtungen aus den Messungen von Herrn L. Boltzmann²⁾ bekannt sind, so wird im Folgenden die Orientirung der Schnitte auf die grosse (D_g), die mittlere (D_m) und die kleine (D_k) Dielectricitätsaxen bezogen.

a) Prismatische Ablenkung.

Aus zwei sehr nahe gleichen, gut ausgebildeten Krystallen wurden zwei ganz gleiche Prismen (1,8 cm hoch, 1,3 cm breit, je 25 Grad Brechungswinkel) ausgeschnitten; die brechende Kante des ersten war der grossen (D_g), die der zweiten der kleinen (D_k) Dielectricitätsaxe parallel. Die Ablenkungswinkel für die der brechenden Kante parallelen electrischen Schwingungen wurden in derselben Weise bestimmt, wie für das Ebonitprisma und hieraus die Brechungsexponenten berechnet; die Messungen ergaben

$$\begin{aligned} n_g &= 2,2_5 \\ n_k &= 2,0_0. \end{aligned}$$

1) Vgl. Landolt's Tabellen. 2. Aufl. p. 196. 1894.

2) L. Boltzmann, Wien. Ber. II. 70. p. 342. 1874.

Wenn die absoluten Werthe der Brechungsexponenten, wie oben erwähnt, etwas unsicher sein mögen, so kann ihre Differenz bei der gewählten Versuchsanordnung nur durch die verschiedene Orientirung der Krystallaxen bedingt sein.

Die Quadratwurzeln aus den von Herrn L. Boltzmann (l. c.) gemessenen Dielectricitätsconstanten sind

$$\sqrt{D_g} = \sqrt{4,77} = 2,18.$$

$$\sqrt{D_k} = \sqrt{3,81} = 1,95.$$

Diese Versuche berechtigen somit zu dem Schlusse, dass *electricische Wellen* im krystallinischen Schwefel doppelt gebrochen werden und dass auch für diese Substanz das Maxwell'sche Gesetz innerhalb der Beobachtungsfehler gilt.

Es stand mir leider kein drittes Krystall zur Verfügung, aus welchem ich ein Prisma für die Bestimmung von n_m heraus schneiden könnte.

b) Nicol'sches Prisma.

Die gefundenen Brechungsexponenten gestatten den Winkel der Totalreflexion an Ebonit für den „mittleren“ Brechungsexponenten des Schwefels zu berechnen und ein Nicol für *electricische Schwingungen* zu bauen. In folgender Weise wurde dieses Nicol ausgeführt: ein Parallelepipeton ($2 \times 1,8 \times 1,2$ cm), aus krystallinischem Schwefel, dessen Dielectricitätsaxen den Kanten parallel sind, wurde durch einen ebenen Schnitt, welcher durch die D_g geht und einen Winkel von 50 Grad mit D_k bildet in zwei Stücke getrennt und zwischen diesen eine ebene (ca. 1,8 mm dicke) Ebonitplatte eingeschoben: ein in der Richtung der D_m auffallender Strahl wird in zwei Componenten zerlegt, welche parallel zu D_g , bez. zu D_k schwingen und von welchen die erste an der Ebonitplatte total reflectirt wird und seitlich austritt, während die zweite Componente ungehindert durchgeht.

Mit diesem Nicol lassen sich die bekannten optischen Versuche ohne Weiteres wiederholen.

Sind die Spiegel einander gegenüber gestellt und ihre Axen parallel, so wird der Strahl „ausgelöscht“, ¹⁾ sobald die

1) Die Auslöschung ist in diesem Falle keine vollkommene, das Galvanometer giebt eine kleine, ca. $\frac{1}{3}$ vom Maximalausschlage betragende

D_g der electrischen Schwingung parallel ist (durch Verschiebung des Secundärspiegels lässt sich nachweisen, dass in diesem Falle der Strahl seitlich abgelenkt wird); wird nun das Prisma um den Strahl als Axe um 90 Grad gedreht, so geht die Strahlung hindurch, was sich sofort durch den Galvanometerausschlag (20 Scth.) bemerkbar macht.

Sind die Spiegelaxen gekreuzt, so giebt das Galvanometer keinen Ausschlag, so lange das Nicol eine der Hauptstellungen hat; eine Drehung um 45 Grad genügt, um sofort einen Galvanometerausschlag (15 Scth.) hervorzurufen.

c) $\lambda/4$ Undulationsplättchen.

Der Versuch mit einem $\lambda/4$ Undulationsplättchen, welcher die Grundlage aller Interferenzerscheinungen in krystallinischen Platten bildet, lässt sich in folgender Weise leicht ausführen: aus einem Schwefelkrystall wird eine quadratische 2×2 cm grosse und 0,6 cm dicke Platte so ausgeschnitten, dass die D_g und D_k in ihrer Ebene liegen; für die Wellenlänge $\lambda = 0,6$ cm findet in dieser Platte ein Gangunterschied von $\pi/2$ statt.

Bringt man diese Platte zwischen die gekreuzten Spiegel, so wird folgendes beobachtet: sind die beiden Dielectricitätsaxen den Brennpunkten der Spiegel parallel, so bleibt das Feld dunkel, das Galvanometer giebt keinen Ausschlag; dreht man nun die Platte um den Strahl um 45 Grad, so wird der durchgehende Strahl circular polarisirt und das Galvanometer giebt sofort einen Ausschlag (15 Scth.).

Führt man in den circularpolarisirten Strahl ein zweites $\lambda/4$ Undulationsplättchen so ein, dass die gleichnamigen Dielectricitätsaxen beider Platten senkrecht gegen einander stehen, so bleibt das Galvanometer in Ruhe — das Feld ist wieder dunkel.

Versuche mit dickeren Krystallplatten geben keine Erscheinungen, welche den bekannten optischen analog wären; dies lässt sich durch die grosse Dämpfung der benutzten Wellenbewegung (siehe oben) ungezwungen erklären.

Ablenkung, die sich durch Diffractionerscheinungen vollkommen erklären lässt.

Wenn die beschriebenen Versuche auch nicht zahlreich sind, so genügen sie doch die Anschauung, welche Maxwell bereits im Jahre 1862 über das Verhalten electrischer Wellen in krystallinischen Medien ausgesprochen hat, zu erläutern und das identische Verhalten der electrischen und der Lichtwellen auch in diesem complicirterem Falle hervortreten zu lassen.

Nachträge.

Bei der Darstellung der oben beschriebenen Versuche glaubte ich einige Einzelheiten, welche die Grundlage der Versuche nicht berühren, übergehen zu können. Da bei der Wiederholung und Weiterführung dieser Versuche die Einzelheiten willkommen sein können, mögen hier eingehend erörtert werden.

1. Der Primärleiter.

Aus verschiedenen Anordnungen des Primärleiters erwies sich die von Righi als die geeignetste; Zuleitungen von schlechtleitenden Körpern und verdünnten Electrolyten an Stelle der Righi'schen Luftfunken beeinträchtigten die Wirkung des Primärleiters nicht, waren aber aus technischen Gründen unzumässig.

Als Halter für den Primärleiter diente ein Rahmen $RRRR$ (Fig. 3), welcher aus einem Glas-

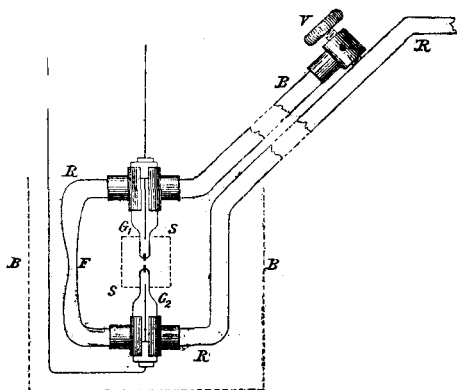


Fig. 3.

rohre bestand; an diesen wurden dessen beide Hälften G_1 und G_2 in Zinkfassungen mit Schellack angekittet. Wurde die Schraube V angezogen, so deformirte sich der Rahmen und die Länge des Primärfunkens ($l = 0,02$ mm) konnte auf diese Weise mit genügender Feinheit regulirt werden; hierbei erschien der wirksamste Primärfunkens als ein schwaches Stern-

chen. Es sei noch bemerkt, dass die beiden Hälften des Primärleiters sehr fest eingekittet werden müssen, da bei der Bildung des Primärfunkens das Petroleum plötzlich verdampft, die beiden Hälften mit grosser Kraft auseinander zu treiben und die Funkenlänge über das günstigste Maass zu vergrössern sucht.

An demselben Rahmen $RRRR$ (Fig. 3) wurde auch der Primärspiegel SS befestigt; um den Primärleiter genau in die Brennnlinie des Spiegels zubringen, diente eine Schablone (Fig. 4); der Primärleiter wurde etwas näher zum Spiegel befestigt, als die Hälfte des Krümmungsradius betrug, um die Randstrahlen zu corrigiren. Hierauf wurde der Rahmen in das



Fig. 4.

Petroleumbad BB (Fig. 3) gesenkt; diese Anordnung hat noch den wesentlichen Vorthail, dass für eine gegebene Periode die Wellenlänge in Petroleum kleiner ist als in Luft und somit bei gegebenen Dimensionen des Spiegels die Diffractionerscheinungen wesentlich kleiner werden.

Die Primärleiter müssen oft erneuert werden, da sie durch Zerstäuben des Platins etwa nach hundert Stromschlüssen unbrauchbar werden.

Nach der ganzen Untersuchung erfordert die Behandlung des Primärleiters bei weitem die grösste Uebung und Aufmerksamkeit, da die Erregung desselben in einer complicirten, sich der Beschreibung entziehenden, Weise von der Electricitätszufuhr abhängt.

Aus den verschiedenen Anordnungen, welche ich zu prüfen Gelegenheit hatte, bewährte sich die beschriebene (Fig. 1, p. 2) am besten. Die Grösse des Condensators C und des Wasserwiderstandes W ist von dem angewandten Inductorium (und der Regulirung seines Unterbrechers) abhängig, die günstigsten Abmessungen werden durch gleichzeitige Variation beider Apparate gefunden; für das von mir benutzte Inductorium ¹⁾, welches mit einem Desprez'schen Unterbrecher versehen war und bei acht Accumulatoren einen Maximalfunken von 12 cm gab, genügte eine Leydnerflasche, die aus einer Glasröhre ($d = 1$ cm) gebildet war und eine Zinkbelegung

1) Von Carpentier in Paris.

von nur 5 cm Höhe hatte; als Widerstand diente eine Wassersäule von 5 mm Durchmesser und 20 cm Länge.

Aus Vorversuchen, welche ich mit verschiedenen Primärleitern anstellte, ergab sich, dass die günstigste Länge des Primärfunkens in roher Annäherung der Wellenlänge proportional ist. Ein quantitativer Zusammenhang zwischen der Länge der Funkenstrecke und den Dimensionen des Leiters einerseits und der ausgestrahlten Energiemenge andererseits lässt sich bei solchen Entladungserscheinungen nicht angeben; er würde sich vielleicht in der Weise schätzen lassen, dass bei der Verdoppelung der Wellenlänge die verfügbare Energiemenge auf das Zehnfache gesteigert wird (wodurch die Untersuchung sofort viel leichter wird). Einer weiteren Verkleinerung der Wellenlängen stellen sich grosse Schwierigkeiten entgegen; die kleinsten Apparate, mit welchen ich noch nachweisbare Wirkungen bekam, entsprachen einer Wellenlänge von 3 mm; die ausserordentlich geringe ausgestrahlte Energiemenge und die technischen Schwierigkeiten bei der Herstellung der Apparate haben mich von der weiteren Verkleinerung der Wellen abgehalten.

Wendet man für den gegebenen Resonator einen grösseren Primärleiter an, wie Righi¹⁾ angegeben hat, so nimmt die Erregung des Resonators zu; da hierbei die Hauptschwingung eine langsamere ist, so nehmen bei den beschriebenen Grössenverhältnissen der Spiegel die Diffractionerscheinungen dermaassen zu, dass der Parallelstrahlenbündel sehr unscharf wird.

2. Die Resonatoren.

Bei der Wahl der Beobachtungsmethode habe ich die bolometrische und die thermoelectrische Methode verglichen und die letztere empfindlicher gefunden; dies erklärt sich dadurch, dass mit abnehmenden Dimensionen die Empfindlichkeit des Bolometers abnimmt, während die des Thermoelementes constant bleibt.

Die Resonatoren mit den Zuleitungsdrähten werden am einfachsten in der Weise hergestellt, dass man das Drahtende

1) A. Righi, *Memorie d. R. Accad. di Bologna* (5) 4. p. 500. 1894.

passend (wie Fig. 5 im vergrößerten Maassstabe zeigt) umbiegt und diese Drahtöse mit Weichloth ausfüllt.¹⁾

Die Herstellung des Thermoelementes aus sehr dünnen Drähten ($d = \text{ca. } 0,01 \text{ mm}$) erscheint viel schwieriger zu sein, als sich nach einiger Uebung herausstellt. Die käuflichen Drähte von *Constantan* und *Eisen* von $D = 0,025 \text{ mm}$ ²⁾ werden in etwas angewärmtem verdünntem Königswasser vorsichtig abgeätzt und ihr Durchmesser wird mit den Ocularmikrometer eines 20mal vergrößerten Mikroskops

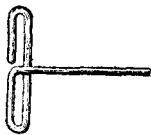


Fig. 5.

gemessen. Durch eine Zwinge werden die bereits in der Ebonitplatte montirten Resonatoren zusammengehalten und nun die in einander geschlungenen Drähte³⁾ des Thermoelementes auf dieselben gelegt und unter Anwendung von Löthwasser mit Weichloth gelöthet; da der Löthkolben sehr klein sein muss, ist es nothwendig ihn durch eine kleine, mit ihm fest verbundene, Gasflamme dauernd zu erwärmen. Bei den kleinen Dimensionen ist es nicht ganz leicht die gewünschten Abmessungen des Thermoelementes sofort zu treffen und es empfiehlt sich deshalb gleichzeitig mehrere Resonatorpaare herzustellen, um das beste aussuchen zu können.

Nachdem man das Löthwasser abgespült hat, erweist sich in den meisten Fällen, dass das Thermoelement keinen galvanischen Strom leitet; schaltet man ein solches Thermoelement zwischen die Pole der Secundärspule eines Inductatoriums ein, so genügt es, den Primärstrom auf einen Moment zu schliessen, um einen dauernden metallischen Contact im Thermoelement herzustellen; der galvanische Widerstand eines solchen Thermoelementes lag zwischen 0,5 und 2,0 Ohm.

Um die Empfindlichkeit des Thermoelementes zu steigern, habe ich mit Erfolg versucht, die Resonatoren in Glaskugeln

1) Die Dicke des Resonators muss kleiner sein, als ein Drittel seiner Länge.

2) Bezogen von Hartmann & Braun in Bockenheim-Frankfurt a. M.

3) Die Drähte beider Hälften jeder Drahtöse des Thermoelementes müssen möglichst nahe aneinander sein, damit der Umfang des Thermoelementes möglichst klein ist gegenüber dem Umfange der Resonatoren; andernfalls wird die Periode der Eigenschwingung der Resonatoren stark beeinflusst. Fig. 2 (p. 5) ist demnach nur als Schema aufzufassen.

einzuschmelzen, welche dann mit einer Sprengel'schen Quecksilberluftpumpe möglichst vollkommen evacuirt und hierauf zugeschmolzen wurden; dadurch wurde die Abkühlungsgeschwindigkeit des Thermoelementes wesentlich verkleinert und dementsprechend die Empfindlichkeit erhöht; die Resonatoren wurden so eingeschmolzen, dass sie sich im Brennpunkte der Glasoberfläche befanden, welche dann von aussen versilbert wurde. Wenngleich diese Methode wesentliche experimentelle Vorzüge besitzt, glaubte ich dennoch die Arbeit mit Resonatoren in Luft durchführen zu müssen, um der Hertz'schen Anordnung möglichst nahe zu bleiben.

3. Das Galvanometer.

Die unvermeidlichen Schwankungen der Temperatur des Thermoelementes und das regelmässiger Functioniren des Primärleiters bei kurzdauernden Stromschlüssen machten die Anwendung eines Galvanometers von kleiner Schwingungsdauer ($\tau/2 = 3$ Sec.) erforderlich; das Galvanometer nach du Bois und Rubens¹⁾ mit einem extraleichten Nadelsystem (Länge der Magnete = 3 mm) hat sich hierbei vorzüglich bewährt. Die äusseren magnetischen Störungen wurden²⁾ durch einen Cylinder von aufgerolltem Eisenblech (Wandstärke ca. 2 cm), welcher an die Stelle des Glasgehäuses gesetzt wurde, ca. 5mal schwächer gemacht.

4. Die störenden Einflüsse.

Ist das Polarisationsgitter so gestellt, dass die electricen Schwingungen auf die Resonatoren nicht fallen können, so kann eine Reihe störender Nebenursachen dennoch Galvanometerausschläge hervorrufen; es ist vortheilhaft dieselben möglichst (auf 1—2 Sctn.) zu reduciren.

a) *Magnetische Kräfte*, welche das Inductorium und die stromleitenden Drähte hervorrufen, kann man durch passende Stellung des Inductoriums und durch Umeinanderwinden der Zuleitungsdrähte unschädlich machen.

b) *Electrostatice Kräfte* der Zuleitungen zum Primärleiter können in dem Stromkreise des Thermoelementes perio-

1) H. du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. 48. p. 236. 1893
Bezogen von Kayser & Schmidt in Berlin.

2) Vgl. G. Wiedemann's Lehre v. d. Electr. 3. p. 296. 1883.

dische Ladungen erzeugen, welche sich durch das Thermoelement ausgleichen und Galvanometerausschläge verursachen; diese Störungen werden durch umeinander gewundene Drähte des Thermokreises, bez. durch Anbringen einer metallischen, zur Erde abgeleiteten Hülle um den Secundärspiegel wesentlich verkleinert.

c) *Electrische Oscillationen* von grosser Wellenlänge, falls dieselben in dem Zuleitungssystem des Primärleiters (z. B. durch Seitenfunken) entstehen und inducirend auf den Stromkreis des Thermoelements wirken, rufen unter Umständen enorme Galvanometerausschläge hervor.

d) *Die Wärmestrahlung des Primärleiters*, welche nach denselben Gesetzen wie die erzeugte electrische Schwingung reflectirt und gebrochen wird, ist so gering, dass sie keine nachweisbare Erwärmung des Thermoelements verursacht.

5. Die Beobachtungen.

Die langsame Wanderung des Nullpunktes des Galvanometers, wie sie durch die Schwankungen der Zimmertemperatur bedingt wird, zieht keine weiteren Nachtheile mit sich, da bei der kurzen Schwingungsdauer ($\tau/2 = 3$ Sec.) der Galvanometerausschlag auf 1 Scth. genau leicht zu bestimmen ist.

Eine wesentlich grössere Unsicherheit wird durch die Inconstanz des Primärfunkens bedingt¹⁾; diese kann man durch eine passende Reihenfolge der Beobachtungen abschwächen, indem man die verschiedenen Messungen einzeln mit einer bestimmten Messung vergleicht: es lassen sich dann die Messungen unschwer auf eine constante Wirksamkeit des Primärfunkens reduciren. Als Beispiel möge hier eine Bestimmung der Lage des abgelenkten Strahles für das Schwefelprisma (Pg) dienen.

In der Tab. I sind die beobachteten Galvanometerausschläge in Scalentheilen (d. h. die Differenzen bei zwei Gitterstellungen) gegeben; unter φ^0 sind die Lagen des Secundärspiegels auf dem Kreise des Spectrometers bezeichnet; durch

1) Hauptsächlich scheint diese Inconstanz durch nicht genügend feste Verbindung der Primärleiterhälften mit dem Rahmen bedingt zu sein, was sich durch die rasche Vergrösserung des Primärfunkens bemerkbar machte.

die Pfeilchen ist die Reihenfolge der Beobachtungen angedeutet. Während der Versuchsreihe wurde der Primärfunken viermal regulirt.

Tabelle I.

φ^0	I. Regul.			II. Regul.			III. Regul.					IV. Regul.			
140°		13			14	6							13		
145	↗	↓		↗	↓	↗	↗	22	↗	8		↗	↓	10	7
150	20	13	7	14	22	12	8	21	18	9	7	5	22	15	11
155		↓	↗		↓	↗			8	↗	3	↗			
160		3			5										

Macht man die Annahme, dass sich der Primärfunke regelmässig verändert, so kann man die beobachteten Ausschläge in üblicher Weise auf eine constante Wirksamkeit des Primärfunkens (20 Scth. bei $\varphi^0 = 150^\circ$) reduciren; Tab. II stellt die reducirten Ausschläge dar.

Tabelle II.

φ^0	I. Regul.		II. Regul.		III. Regul.			IV. Regul.			Mittelwerth
140°		16		15	12				14		14
145						21	20			16	18
150	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20
155						11	10				10
160		6		6							6

In derselben Weise wurde für die andere Minimumstellung beobachtet. In der Tab. III sind die Mittelwerthe zweier Beobachtungen ¹⁾ für die beiden Schwefelprismen (P_g) und (P_k) zusammengestellt und auf Fig. 6 graphisch abgebildet.

Tabelle III.

φ_1^0	P_g	P_k	φ_2^0	P_g	P_k
140°	14	6	200°	10	20
145	18	17	205	14	22
150	20	20	210	20	20
155	10	21	215	23	17
160	6	15	228	18	13

1) Die zweite Beobachtungsreihe wurde mit einem neuen Primärleiter durchgeführt.

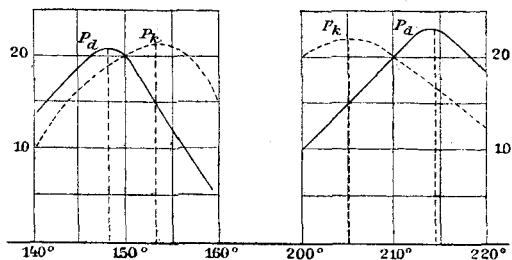


Fig. 6.

Aus der Fig. 6 würden sich die Maxima ergeben

$$P_g \ 148^\circ \text{ und } 214^\circ$$

$$P_k \ 153 \quad , \quad 205$$

Hieraus berechnen sich die Brechungsexponente ($\alpha = 25^\circ$)

$$n_g = 2,26$$

$$n_k = 2,00.$$

Alle anderen Beobachtungen wurden in derselben Weise ausgeführt und reducirt.

6. Die Schwefelpräparate.

Der natürliche krystallinische Schwefel¹⁾ erfordert bei seiner mechanischen Bearbeitung einige Vorsichtsmaassregeln, da er die geringsten localen Erwärmungen, wie solche durch das Sägen oder selbst durch die Berührung mit den Fingern hervorgerufen werden, nicht aushält ohne zu zerspringen.

Ist es möglich den ganzen Krystall für ein einziges Präparat zu opfern, so ist die Arbeit rasch, sicher und leicht durch Abreiben des Krystalles auf einem ausgespannten Stücke Glaspapier zu bewerkstelligen. Ist es durchaus nothwendig aus demselben Krystalle zwei Präparate herzustellen, so ist es vortheilhaft, in der gegebenen Richtung zwei ca. 2 mm von einander abstehende Schnitte anzulegen und mit einer nicht zu feinen Laubsäge abwechselnd in dem einen und in dem anderen vorsichtig zu sägen: der Krystall birst zwar unter der Säge, die Risse gehen aber immer in die verhältniss-

1) Die Krystalle wurden von J. Böhm (Mineralienhandlung) in Wien bezogen.

mässig schwache Zwischenschicht; die weitere Bearbeitung geschieht durch Abreiben.

Unter stetiger Controlle mit einem Anlegegoniometer lassen sich die Winkel leicht auf einen Grad genau nach Vorschrift herstellen.

Schliesslich sei noch die Bemerkung gemacht, dass die kleinen Wellen einer ausgedehnten Anwendung fähig sind, da schon bei mässig grossen und zugleich optisch vollkommenen Apparaten die Diffractionerscheinungen weit in den Hintergrund zurückdrängt werden können und für einwandsfreie Messungen leicht zu beschaffende Quanta der zu untersuchenden Substanzen genügen; hierdurch wird es möglich die einfachen Bedingungen, an welche wir bei den optischen Versuchen gewöhnt sind, auch für die Optik Hertz'scher Wellen zu verwirklichen.

Moskau, Physik. Laborat. d. Univ., im April 1895.
