©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Longitudinales Licht

G. Jaumann.

(Mit 1 Textfigur.)

Die folgende theoretische Abhandlung zerfällt in zwei Theile: im I., II. und V Capitel werden Ergebnisse über die Natur des Lichtes in verdünnter Luft und der Kathodenstrahlen mitgetheilt, welche durch Zusammenstellung von Experimenten von Elster und Geitel, Lenard, dem Verfasser u. A. folgen; im III. und IV Capitel wird eine Theorie der elektrischen Vorgänge in verdünnter Luft begründet, welche die Kathodenstrahlen und verwandte Erscheinungen völlig verständlich macht.

I. Bestimmung der Schwingungsrichtung elektrischer Strahlen.

1. Methode. Der in einer früheren Arbeit[1] nachgewiesene Einfluss elektrischer Kraftschwankungen auf die Entladung gibt ein Mittel, elektrische Strahlen zu untersuchen. Diese Methode hat sich, wie zunächst gezeigt werden soll, für die von der Maxwell'schen Theorie beherrschten Fälle bewährt und soll nun auf weitergehende Erscheinungen angewendet werden.

Das hier zu Grunde liegende Entladungsgesetz ist unabhängig von dem Erscheinungsgebiet aufgestellt worden, auf welches es bezogen werden soll. Experimente mit elektrischen Strahlen oder photoelektrische Experimente haben bisher

[1] Jaumann, Einfluss rascher Potentialänderungen auf den Entladungsvorgang (Diese Sitzungsber. Bd., 97, S. 765), 1888.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

durchaus nichts dazu beigetragen. Auch theoretische Vermuthungen von dieser Richtung haben die Aufstellung desselben nicht beinflusst. Man erkennt aus der ganzen Ausdrucksweise und dem Datum der citirten Arbeit, dass dieselbe noch in die Vor-Hertz'sche Periode fällt.

2. Beschränkung der Methode. Es wurde a. a. O., S. 784 ff. und S. 802 nachgewiesen, dass fast ausschliesslich die in unmittelbarer Nähe der Elektrodenoberfläche stattfindenden elektrischen Schwingungen auf die Entladung Einfluss haben.

Ein freier Strahl lässt sich also mit Hilfe von Entladungsexperimenten schwerlich untersuchen, sondern nur ein von einem Leiter, Halbleiter oder Elektrolyten reflectirter Strahl, und zwar nur in seinem Reflexionspunkte. Es sind jedoch ausser den Hertz'schen Strahlen auch Lichtstrahlen und Strahlen anderer Natur (Kathodenstrahlen) der Untersuchung zugänglich.

Ferner untersucht man den Strahl nicht unter normalen Umständen, sondern in Gegenwart der Entladung oder doch der grossen statischen Kraft des Entladungsfeldes. Dies braucht nicht gleichgiltig zu sein. Der Strahl superponirt sich nicht einfach über das Entladungsfeld, sondern veranlasst die Entladung, und kann also ebensogut auch selbst eine Modification erleiden.

3. Prüfung der Methode an Hertz'schen Strahlen. A. a. O. S. 793 wurde gezeigt, dass nur jene Componente der excitirenden Kraftschwankungen, welche in die Normale der Elektrodenoberfläche fällt, die Entladung beeinflusst. Dies gibt ein Mittel, die Richtung der elektrischen Schwingungen eines Strahles experimentell zu bestimmen.

Faraday,[1] Hertz[2] u. A. beschreiben ein Experiment, welches ich als Hervorrufung eines Funkens durch den von einem nebenstehenden Entlader ausgehenden Hertz'schen Strahl anspreche. Doch beschreiben sie dieses Experiment als richtungslos. Es muss aber der Strahl nach dem Entladungs-

---

[1] Faraday, Exp. Reas.

Hertz, Ges. Werke, Bd. II, Anhang.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

gesetze ein Maximum der Wirkung zeigen, wenn seine elektrischen Schwingungen auf der Elektrodenfläche senkrecht stehen und keine Wirkung, wenn sie ihr parallel sind.

Herr J. Wanka[1] machte dieses Experiment (verschiedene Orientirung des Excitators) mit dem vollen vorausgesagten Erfolge.

Die Richtung der elektrischen Schwingungen eines Strahles lässt sich also in verlässlicher Weise durch Entladungsexperimente bestimmen.

4. Nachweis zur elektrischen Natur des Lichtes. Es lässt sich auf und nur auf Grund des Entladungsgesetzes das Hertz'sche Lichtexperiment als ein qualitativer Beweis der elektrischen Natur des Lichtes hinstellen, vorausgesetzt, dass die zeitlichen Änderungen keines anderen Vectors als der elektrischen Kraft Einfluss auf die Entladung haben. Zu einer anderen Voraussetzung fehlt jeder Anlass. Nach Hertz begünstigt nun das Licht die Entladung, also ist einer der schwingenden Lichtvectoren elektrische Kraft

5. Bestimmung der Richtung der elektrischen Schwingungen eines Lichtstrahls. Über die Richtung der elektrischen Schwingungen eines polarisirten Lichtstrahls ist man durch die Theorie unterrichtet. Ich habe 1892 vorausgesagt,[2] dass ein polarisirter Lichstrahl nur dann entladende Wirkung haben kann, wenn seine elektrischen Schwingungen eine Componente in der Einfallsebene haben. Das zugehörige Experiment, welches auch Hertz (1888) und Wanka (1892), Ersterer ohne theoretische Gesichtspunkte, vergeblich durchzuführen versucht hatten, gelang auch mir nicht, der Schwierigkeit wegen, kräftiges, parallelstrahliges, polarisirtes ultraviolettes Licht zu erhalten.

Diese Schwierigkeit wurde in der schönsten Weise durch die Herren Elster und Geitel gehoben, welche gefunden hatten, dass Alkalimetallelektroden für gewöhnliches Licht empfindlich sind, und einen Spiegel von Kaliumnatriumlegirung als Elektrode verwendeten. Ihr Experiment (1894) hatte fast

---

Wanka, Mittheil. d. deutschen math. Ges., Prag 1892, S. 57.

[2] Vergl. hierüber auch Jaumann, Inconstanz des Funkenpotentials (diese Sitzungsber. Bd., 104, S. 7), 1895.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

ganz genau den von mir vorausgesagten Erfolg.[1] Ein unter dem Einfallswinkel von 70° einfallender Strahl hat fast ganz genau keine Wirkung, wenn seine elektrischen Schwingungen senkrecht zur Einfallsebene stehen, und die grösste Wirkung, wenn seine elektrischen Schwingungen in der Einfallsebene liegen.

Durch eine präcise Voraussage wie diese, erhält mein Entladungsgesetz einen grossen Anspruch auf Vertrauen. Im Folgenden soll dasselbe verwendet werden:

1. Zur Bestimmung der Richtung der elektrischen Schwingungen der Kathodenstrahlen, unter Zugrundelegung älterer Experimente von Lenard und mir (Capitel II).

2. Zur Bestimmung der Richtung der elektrischen Schwingungen des Lichtes in verdünnter Luft, unter Zugrundelegung der Messungen von Elster und Geitel (Capitel V).

6. Messung der Grösse der elektrischen Schwingungen von Strahlen. In quantitativer Beziehung ist mein Entladungsgesetz noch wenig ausgebildet. Es wurde nur sichergestellt, dass ausser dem bekannten Einfluss der statischen Kraft E des Feldes, die Geschwindigkeit ihrer Änderung $\frac{\partial E}{\partial t}$ einen Einfluss auf die Entladung hat,[2] nicht aber die Beschleunigung $\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$,[3] und dass die Verbindung dieser beiden Entladungsfactoren eine productische ist.[4] Einfluss auf die Entladung hat ungefähr das Product $E \cdot \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2}\frac{dE^2}{dt}$.

So weit wurde das Gesetz durch Experimente bestimmt, bei welchen die excitirenden Kraftschwankungen durch zugeleitete Drahtwellen geliefert wurden. Nun kann man aber bei Excitation durch Strahlen viel reinere Aufstellungen und

[1] Die Herren Elster und Geitel haben nur einen schüchternen Hinweis auf meine Ansicht ohne Nennung meines Namens gegeben (Berl. Akad., 6, S. 133, 1894) und auch diesen in dem Abdruck ihrer Arbeit in Wied. Ann., 52, S. 440 zurückgezogen. Sie vermögen sich auch in ihrer letzten Publication (Berl. Akad., 1895, S. 209) noch nicht für das Verdienst meines Entladungsgesetzes zu entscheiden.

[2] Am erstangeführten Ort S. 793.

[3] Diese Sitzungsber. Bd., 104, S. 10.

[4] Am erstangeführten Ort S. 793.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

bessere Angaben über die Grösse $\frac{dE}{dt}$ machen. Die quantitative Vervollständigung des Entladungsgesetzes dürfte also von Messungen der Excitation der Entladung durch Hertz'sche Strahlen zu erwarten sein. Auch elektrooptische Experimente können hier viel beitragen.

Bei quantitativer Vollständigkeit wird dann das Gesetz zur Bestimmung der Grösse der elektrischen Schwingungen von Strahlen verwendbar sein. Zur Schätzung dieser Grösse reicht es schon jetzt aus.

7 Einfaches Zutreffen des Entladungsgesetzes. Das ganze mit der Entladung zusammenhängende Erscheinungsgebiet ist in wesentlichen Punkten der Aufklärung bedürftig. Ein voller Einblick in den Ablauf des Entladungsvorganges ist mit dem Entladungsgesetz durchaus nicht gegeben.

Umso bemerkenswerther ist es, dass sich dieses Gesetz so ganz glatt und einfach auf die entfernt liegenden optischen Erscheinungen anwenden lässt. Diese Erleichterung, dieses Wegfallen von Bedenken ohne weiteres Zuthun bildet ein Zeichen, dass die vorliegenden Untersuchungen eine gute Richtung haben.

Die Excitation der Entladung durch Kraftschwankungen ist die einfachste aller Entladungserscheinungen, die erste Abstraction aus denselben und ein Einsatzpunkt für die Theorie.

II. Natur der Kathodenstrahlen.

8. Über das Auftreten von Interferenzflächen in dem blauen Kathodenlicht. Unter diesem Titel habe ich 1892 eine Abhandlung veröffentlicht, welche zu dem Folgenden Beziehung hat, und deren wesentlichste Abschnitte ich mir hier anführungsweise mitzutheilen erlaube, weil dieselbe an sehr unzugänglichem Orte publicirt ist.

(Aus den Mittheilungen der deutschen mathematischen Gesellschaft in Prag, 1892 — referirt in Wied. Beibl. 17).

»Die Kathodenstrahlen nehmen an der Entladung nach Hertz gar keinen Antheil, sie ähneln eher Lichtstrahlen, welche

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

die Kathode aussendet, freilich Lichtstrahlen von besonderen Eigenschaften. E. Wiedemann hält dieselben für gewöhnliches ultraviolettes Licht. Dies würde zwar ihre hohe Absorbirbarkeit erklären, nicht aber die eigenthümlichen Deflexionserscheinungen und es bliebe unverständlich, wieso die Kathode parallelstrahliges ultraviolettes Licht aussenden kann. Viel näher liegt es, die Kathodenstrahlen für longitudinale elektrische Wellen, also vielleicht für longitudinales Licht anzusehen. Solche Wellen müssen thatsächlich bei den heftigen Potentialschwankungen, welche die Elektroden erfahren, von denselben ausgesendet werden.[1] Die hohe Absorbirbarkeit dieser Strahlen müsste wohl eine specifische Eigenschaft dieser Strahlen sein, wegen welcher auch das natürliche Licht keine longitudinalen Componenten besitzt. Vielleicht neigt auch Hertz zu dieser Auffassung, da er die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen mit der magnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes vergleicht.[2] Hierüber müssen Interferenzexperimente Aufschluss geben. Im Folgenden sind einige Experimente zu dieser Sache mitgetheilt, welche aber nicht Interferenzversuche der Optik nachahmen, sondern sich der Eigenart der Kathodenstrahlen vorläufig fügen. Eine Periodicität der Kathodenstrahlen konnte nicht nachgewiesen werden, wohl aber der grosse Einfluss, welchen die Cohaerenz und Gleichphasigkeit derselben bei ihrer Interferenz ausüben. Vielleicht, dass die Wellenlänge dieser Strahlen eine sehr grosse ist«.

»Als ich das erstemal dazukam, mir die Entladung in einem sogenannten elektrischen Ei, also zwischen kugelförmigen Elektroden in verdünnter Luft genauer anzusehen, bemerkte

---

[1] Diese richtige Bemerkung machte ich in noch unvollständiger Kenntniss der Maxwell'schen Theorie. Jetzt weiss ich, dass diese Theorie nicht völlig zutreffend sein kann, weil sie dieser Bemerkung widerspricht.

[2] Wie hieraus hervorgeht, bin ich der Erste und, soviel ich weiss, bis jetzt der Einzige, der (1892) Gründe hatte, die Kathodenstrahlen bestimmt für longitudinale elektrische Wellen zu erklären. Es freut mich, dass ich dabei nicht verschwiegen habe, dass ich durch die Hertz'sche Arbeit auf diesen Gedanken gebracht wurde. Dass dieser Eindruck richtig war, geht aus einem soeben (1895) in den gesammelten Werken von Hertz Bd., I, S. XXV) publicirten Brief von Helmholtz an Hertz hervor.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

ich in dem einspringenden Winkel, in welchem die negative Kugel in ihren Stiel übergeht, eine viel heller als die blaue Schichte leuchtende Kegelfläche, welche den Stiel manchettenartig umgibt und den einspringenden Winkel halbirt. Dieselbe entsteht durch das Zusammentreffen der blauen Schichten, welche von der Kugel und dem Stiel ausgehen. Auffallend ist es jedoch, dass dieses Zusammentreffen und die dadurch bewirkte grössere Helligkeit sich auf einen scharf flächenförmigen Ort von mittlerer Lage beschränkt. Stellt man einer plattenförmigen negativen Elektrode eine zweite cylindrische von paralleler Axe gegenüber, so erhält man eine scharfe parabolische Interferenzfläche. Die Interferenzfläche zwischen zwei gegeneinander geneigten plattenförmigen Kathoden ist eben und halbirt ihren Winkel. Bei complicirter gestalteten Kathoden bemerkt man innerhalb des blauen Kathodenlichtes diese Interferenzflächen überall an allen eingeengten Stellen. Diese Flächen ragen ihrer grösseren Helligkeit wegen etwas über die blauen Schichten hinaus. Die Stellung der positiven Elektrode ist bei diesen Versuchen fast gleichgiltig. Diese Interferenzflächen werden durch magnetische Kräfte sehr stark abgebogen, und zwar wie Kathodenstrahlen, welche längs derselben von der Kathode ausgehen. Die Kathodenstrahlen, welche normal von den beiden Kathodenflächen ausgehen, biegen demnach bei ihrem Zusammentreffen in der Interferenzfläche an einander um und verlaufen in dieser Fläche«.

»Zum genaueren Studium der Erscheinung wurden als Kathode zwei längliche, parallele Platten von 1 *cm* Distanz verwendet, deren Enden in derselben Entfernung und senkrecht zu den negativen Platten die positive Platte gegenübergestellt wurde. Die beiden negativen Platten bedecken sich innen ebensowohl mit dem blauen Kathodenlichte als aussen, doch sind die inneren Lichtschichten weitaus schmäler, heller und den Elektroden näher. Dies mag von der Deflexion der Kathodenstrahlen durch die zweite Kathodenplatte herrühren, welche vielleicht ebenso wie die magnetische Deflexion bei höherem Druck ausgiebiger ist. Bei Herabsetzung des Druckes rücken diese blauen Schichten gegeneinander und verschmelzen dann unter Bildung einer scharfen ebenen Interferenzfläche, welche

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

schliesslich allein übrig bleibt und den sonst dunklen Raum zwischen beiden Platten genau halbirt.« — »Die Kathodenstrahlen verlaufen in dieser Interferenzebene den Kathoden parallel, treten aber nach allen Richtungen zwischen ihnen hervor«.

»Von dem negativen Pol einer Influenzmaschine wurden nach Vorschaltung einer Funkenstrecke zwei Drahtleitungen zu den Kathodenplatten geführt. So erhält man auch dann noch, wenn diese Drahtleitungen viele Meter lang sind, die Interferenzfläche völlig scharf, aber nur dann, wenn diese Drahtleitungen in jeder Beziehung vollkommen gleich sind. Bei ganz geringen Differenzen, z. B. Längenunterschieden von 10 *cm*, verbreitert sich die Fläche ganz bedeutend. Bei grösseren Unterschieden der Zuleitungen erfüllt sich der ganze Zwischenraum zwischen den Platten mit Licht, welches sich endlich hart an jener Platte, welche die kürzere Zuleitung hat, zu einer hellen Schichte sammelt. Die elektrischen Wellen, welche durch die vorgeschaltete Funkenstrecke angeregt werden und in den Zuleitungen heranfliessen, müssen also mit genau gleichen Phasen in den beiden Kathoden eintreffen, damit die Kathodenstrahlen die Interferenzfläche bilden. Verbindet man die beiden Kathodenplatten durch eine längere Drahtschlinge und führt man die negative Leitung der Maschine dieser Drahtschlinge durch einen Schleifcontact zu, so kann man die grosse Empfindlichkeit der Interferenzfläche für eine Verschiebung des Contactes aus der Mitte der Schlinge deutlich machen. Soll nach dieser Empfindlichkeit auf die Länge jener Wellen in den Drähten, welche die Kathodenstrahlen erzeugen, geschlossen werden, so wird man die Wellenlängen wohl auf 0·5—1 *m* schätzen dürfen. Ich habe längs der Drahtschlinge nach anderen Punkten gesucht, welche von der Mitte um ganze Wellenlängen abliegen und also ebensogut wie die Mitte sich zur Zuführung der Wellen eignen, um die Interferenzfläche auftreten zu lassen, habe aber keine solchen Punkte gefunden, offenbar desshalb, weil es Wellen von sehr verschiedener Länge sind, welche die Kathodenstrahlen erzeugen«.

Die verbreiterte Interferenzfläche bei geringer Verschiebung des Contactes aus der Mitte der Schlinge entspricht

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

ungefähr einem Spectrum von Interferenzflächen, welche Kathodenstrahlen verschiedener Schwingungsdauer angehören.

9. Kathodenstrahlen in der Symmetrieaxe. Es sollen zunächst die Gründe angeführt werden, welche sich sogleich darbieten, um die Kathodenstrahlen für longitudinale elektrische Wellen zu halten.

Hiefür spricht zunächst das kräftige Auftreten der Kathodenstrahlen in der Symmetrieaxe des Entladungsraumes. Ihre Intensität ist dort am grössten und nimmt nach aussen ab. Sie sind also schon aus Symmetriegründen (zum mindesten in der Axe, d. i. wesentlich) longitudinal oder scalar. Letzteres ist ausgeschlossen, da sie längst für elektrische Wellen erkannt sind (E. Wiedemann, Hertz). Nach ihrem Umfange zu kann allerdings eine unwesentliche radiale oder tangentiale Transversalität hinzutreten.

Ich kann nur so verstehen, dass E. Wiedemann bestimmt und Helmholtz (in dem citirten Brief) allenfalls den Kathodenstrahlen Transversalität zusprechen, wenn man sich dieselben nach Art des natürlichen Lichtes als eine Erscheinung von unregelmässiger und wechselnder Transversalität vorstellt, halte dies aber weder für ausreichend, noch empfehlenswerth.

10. Nothwendiges Vorhandensein longitudinaler elektrischer Wellen. Es ist eine ganz specifische Eigenschaft der Maxwell—Hertz'schen Gleichungen, dass sie longitudinale Wellen nicht zulassen. Fast jede beliebige Änderung derselben lässt longitudinale Wellen als möglich erscheinen.

Nun verhält sich vornehmlich verdünnte Luft in elektrischer Beziehung so eigenthümlich, dass man unmöglich die Maxwell'schen Gleichungen für ausreichend halten kann. Die blosse Thatsache der Entladung widerspricht ihnen schon.

Mit der Ungiltigkeit dieser Gleichungen ist aber die Möglichkeit longitudinaler Wellen nahegerückt, und dieselben werden wirklich eintreten, wenn die nöthigen Grenzbedingungen vorhanden sind.

Diese nöthige Anregung liefern aber die Schwankungen der elektrischen Kraft an der Elektrodenoberfläche, welche durch die zufliessenden elektrischen Drahtwellen bewirkt

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

werden. Thatsächlich werden die Kathodenstrahlen bei Vorschaltung einer kleinen Funkenstrecke (stärker zufliessenden Drahtwellen) viel lebhafter.

11. Schwingungsdauer der Kathodenstrahlen. Die angeführten Experimente über das Verhalten der Interferenzfläche bei Verschiebung des Schleifcontactes lassen die Grössenordnung der Schwingungsdauer der Kathodenstrahlen deutlich erkennen. Die anregenden Drahtwellen haben eine Wellenlänge von der Grössenordnung 1 *m*, also eine Schwingungsdauer von 10^{-8} bis 10^{-9} Sec. Dies ist also gewiss die Schwingungsdauer der Kathodenstrahlen. Mit dieser experimentellen Angabe stehe ich in stärkstem Widerspruch zu den Vermuthungen aller anderen Autoren.

E. Wiedemann hält dieselben für ultraviolettes Licht, schreibt ihnen also eine Schwingungsdauer von 10^{-15} bis 10^{-16} Sec. zu. Dann müssten die anregenden Drathwellen Wellenlängen haben, welche jenen des ultravioletten Lichtes gleich sind, was mit meinem Experiment ganz unverträglich ist. Lenard schreibt den Kathodenstrahlen gar Wellenlängen von der Grössenordnung der »Moleküldurchmesser« zu. Sie sollen an den »Molekülen« diffundiren.

Nun fällt aber mit der ultravioletten Natur der Kathodenstrahlen auch ihre Transversalität. Denn wären sie transversal, aber nicht ultraviolett, so wären sie gewöhnliches Licht oder Hertz'sche Strahlen. Das können sie aber nicht sein, weil sie ganz andere Eigenschaften haben.

Der Nachweis, dass die Kathodenstrahlen die Schwingungsdauer gewöhnlicher Drahtwellen haben, ist also ein weiterer Beweis für ihre longitudinale Natur.

12. Experimenteller Nachweis der Longitudinalität der Kathodenstrahlen. Dieser Nachweis ist nach der im I. Capitel angegebenen Methode auf das Studium der entladenden Wirkung der Kathodenstrahlen zu gründen.

Hierüber sind von Lenard[1] Experimente angestellt worden, welche immerhin für diesen Nachweis hinreichen, wenn sie auch bisher lange nicht genügend variirt sind.

---

[1] Lenard, Wied. Ann. 51 (1894), S. 267 ff.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Kathodenstrahlen haben nach Lenard lebhaft entladende Wirkung, also sind sie (nach Abschnitt 4, Cap. I) elektrische Wellen grosser Amplitude.

Die Kathodenstrahlen haben ferner dann lebhaft entladende Wirkung, wenn ihre Richtung senkrecht steht auf der Elektrodenfläche. Also fällt (nach Abschnitt 3, Cap. I) die Richtung ihrer elektrischen Schwingungen in ihre Fortpflanzungsrichtung. Sie sind Strahlen von grosser longitudinaler Componente, also aus Symmetriegründen im Wesentlichen rein longitudinale elektrische Strahlen.

III. Theorie der elektrischen Erscheinungen in verdünnten Gasen.

14. Die physikalischen Erscheinungen ordnen sich in einige grosse Gruppen (Wärme, Elektricität, Bewegung etc.), so dass es den Anschein hat, als gäbe es eine discrete Zahl von Naturagentien. Es entsteht das Bedürfniss, die Stellung derselben zu einander zu begreifen. Versuche einer Aufklärung werden vielfach gemacht, jedoch stets in der Richtung, dass man sämmtliche verschiedenen Arten der physikalisehen Erscheinungen auf eine derselben zurückführt.

Die vergleichende Physik, welche hier Klarheit zu schaffen hat, ist trotz der hohen Entwicklung der speciellen Physik noch in ihrem Anfangszustand. Wenn man Bewegung, Wärme, Elektricität etc. als Naturagentien aufzählt, so dürfte dies (Grosses mit Kleinem verglichen) einem Zustande der Wissenschaft entsprechen, wie jener der Chemie war, als man erst vier Elemente kannte: Wasser, Luft, Erde und Feuer.

Der allerdings mit einem unvergleichlich höheren Aufgebot an Kenntnissen einhergehende Versuch, alle Naturerscheinungen auf Bewegung zurückzuführen, ist vielleicht das Analogon zu dem Versuche, das Wasser als den Urgrund aller Dinge anzusehen.

Die vier Elemente waren falsch bestimmt. Der Eintritt der modernen Chemie ist wesentlich dadurch bezeichnet, dass Watt mit dem altem Dogma brach und dem Wasser die elementare Natur völlig absprach. Er unterschied auch zuerst aus-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

reichend zwischen den jetzt als wesentlich verschieden erkannten farblosen Gasen.

Bald darauf kannte man 70 richtig bestimmte Elemente. Diese immer noch discrete Zahl lässt sich schon in eine natürliche Reihe bringen und streckt sich (vom Standpunkte meiner chemischen Theorie[1]) in eine continuirliche lineare Mannigfaltigkeit aus.

Man muss in allen Fällen von der Kenntniss einer discreten Zahl einander ähnlicher Erscheinungen auf das Vorhandensein aller unendlich vielen Zwischenformen schliessen.[2]

Die grossen Gruppen der Physik stellen viel mehr das System dar, nach welchem die Experimentatoren fortgeschritten sind, als ein natürliches System der physikalischen Grundwirkungen. Man wird vielleicht später an Stelle desselben eine richtiger bestimmte discrete Zahl von Grundwirkungen aufstellen, welche sich dann als eine Reihe zu erkennen gibt, so dass man ihre unendliche Mannigfaltigkeit erkennt. Dies wäre ein Endziel für die vergleichende Physik.

Nach dieser Richtung ist es aber ein Rückschritt, wenn man beispielsweise die elektrischen Kräfte für eine specielle chemische oder mechanische Erscheinung hält. Die ver-

---

[1] Jaumann, Versuch einer chemischen Theorie auf vergleichend-physikalischer Grundlage. (Diese Sitzungsber., Bd. 101, S. 488) 1892.

Über meine Stellung zu E. Mach vergleiche dort S. 489.

[2] Es liegt hier der Vergleich mit der Darwin'schen Theorie nahe, welche in dieser Richtung ungewöhnlich fortgeschritten ist. Es ist eine discrete Zahl von Arten bekannt, welche sich so gut und schlecht, wie die chemischen Elemente in eine natürliche Reihe ordnen lassen. Hieraus folgt die Möglichkeit aller unendlich vielen Zwischenformen.

Damit ist das Erklärungsbedürfniss der Chemie befriedigt. Man hat es nicht nöthig zu schliessen: Weil man weissen Phosphor in rothen Phosphor durch gewisse Einflüsse verwandeln kann, ist das Gold und das Kupfer durch ähnliche, natürliche Einflüsse aus einer gemeinsamen Stammform entstanden. Darwin macht jedoch mit Erfolg den entsprechenden Schluss von der künstlichen Zucht der Species auf die natürliche Zucht der Arten. Er erklärt aber ferner auch, warum die discreten, bekannten Arten, im Gegensatze zu den übrigen Gliedern der unendlichen Reihe eine höhere Bestandkraft haben. Dementsprechend ist auch in der Chemie das Bedürfniss vorhanden, den Grund zu kennen, warum nur 70 Elemente wirklich existiren und nicht die unendlich vielen Zwischenformen derselben.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

gleichende Physik hat qualitativ möglichst zu trennen und zu unterscheiden, quantitativ aber Ähnlichkeiten aufzusuchen.

15. Zur chemischen Lichttheorie. Die folgende Theorie geht, wie es recht ist, aus einer unabhängigen Betrachtung hervor. Man würde es schwer erkennen, wenn ich nicht ausdrücklich darauf hinweise, dass ihr Hintergrund gegeben ist durch das allerdings vorsichtige Bestreben, etwas zu der von E. Mach[1] angeregten chemischen Lichttheorie beizutragen.

Mach denkt dabei noch an Zersetzungs- und Verbindungsschwingungen vectorischen Charakters. Vom Standpunkte meiner chemischen Theorie kann man sich aber eine vectorische chemische Welle nach Art der Lichtwellen kaum vorstellen, weil dies ein vieldeutig vertheiltes Chemial voraussetzen würde. Desto besser stellt diese Theorie jedoch eine scalare chemische Welle dar, in welcher das Chemial (zeitlich und nach einer Richtung) periodisch vertheilt ist, und zwar kann man eine solche Welle ganz ebenso gut in einem chemischen Element als in einer Verbindung fortschreitend sich denken.

Ich bin ebenso überzeugt, dass es richtig ist, wenn Mach den optischen Besonderheiten der Stoffe chemischen Charakter zuschreibt und sie dadurch erklärt, dass das Licht eine chemische Welle ist, als dass es richtig ist, dass Maxwell aus ähnlichen Gründen das Licht für eine elektromagnetische Welle gehalten hat.

Nun bin ich, wie im vorigen Abschnitt erklärt worden ist, weit entfernt, hieraus zu schliessen, dass Chemismus und Elektricität wesentlich identische Vorgänge sind. Ferner kann eine scalare chemische Welle auch formal niemals die Maxwell'schen Wellen ersetzen.

Es folgt somit die Vermuthung: Das Licht ist eine elektromagnetische Welle, welche von einer scalaren chemischen Welle begleitet wird. Diese hat besonders in jenen Medien eine merkliche Stärke, welche optische Besonderheiten aufweisen.

---

[1] E. Mach, Beiträge zur Analyse der Sinnesempfindungen. Jena 1886, S. 42.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Dieser Satz findet in der folgenden Theorie keine explicite Anwendung, ist aber zum Verständniss derselben nöthig und stimmt mit ihrem Resultat genau überein.

16. Veränderung der verdünnten Luft durch elektrische Wirkungen. Die auffallendste Eigenthümlichkeit der verdünnten Luft besteht darin, dass sie schon durch kleine Wirkungen (kleine Energieänderungen) grosse Eigenschaftsänderungen (z. B. Temperatur-, Volumänderungen etc.) erfährt. Es rührt dies von der sehr kleinen Capacität ihrer Volumeinheit für die Wärme und für andere Energien her.

Es ist nun zu vermuthen, dass aus gleichem Grunde auch elektrische Vorgänge eine starke Zustandsänderung der verdünnten Luft herbeiführen. Die elektrische Entladung hängt augenscheinlich mit starken Eigenschaftsänderungen des Mediums zusammen, ja vielleicht von vorausgehenden Eigenschaftsänderungen desselben ab, welche nicht ausschliesslich auf Temperaturänderungen zurückgeführt werden können.

Über die Natur des Zustandes, welcher direct durch die elektrischen Kräfte geändert wird, soll keine Voraussetzung gemacht werden. Mit jeder Zustandsänderung des Mediums ist jedoch auch eine Änderung seiner dielektrischen und diamagnetischen Constanten verbunden. Das besondere elektrische Verhalten der verdünnten Luft rührt davon her, dass durch elektrische Vorgänge mittelbar ihre elektrische und magnetische Constante geändert wird, was auf den Ablauf dieser Vorgänge zurückwirkt.

17 Beibehaltung der Maxwell'schen Gleichungen für Nichtleiter. Die folgende Theorie geht naturgemäss weit über die Maxwell'sche Theorie hinaus, unterscheidet sich jedoch dadurch wesentlich von allen anderen, in letzter Zeit so vielfach versuchten Erweiterungen dieser Theorie, dass sie von den ungeänderten Maxwell'schen Gleichungen ausgeht.

Es ist eine wichtige Eigenthümlichkeit dieser Gleichungen, dass sie Longitudinalwellen unmöglich erscheinen lassen. Diese Eigenthümlichkeit geht ihnen jedoch bei fast jeder beliebigen Änderung ihrer Form verloren. Es ist also sehr

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

leicht überhaupt eine Theorie longitudinaler elektrischer Wellen zu machen, aber desto schwerer die richtige Theorie zu finden. Es erfordert dies eine strenge Kritik der Methoden, nach welchen man bei Aufstellung der Theorie fortschreitet und eine gute Darstellung der Eigenschaften der Kathodenstrahlen durch die vollendete Theorie.

Die Helmholtz'sche Theorie (und andere Theorien) ist eine beliebige Erweiterung der Maxwell'schen Theorie und stellt deswegen Longitudinalwellen dar. Diese haben jedoch alle Eigenschaften von Schallwellen, nicht aber von Kathodenstrahlen. Dementsprechend ist auch diese Theorie sehr willkürlich auf die Annahme einer elektrischen Molecularpolarisation gegründet.

Hertz empfiehlt eine rein formalistische Aufstellung der elektrischen Grundgleichungen und es ist seither auch vielfach versucht worden, durch freies Errathen die Maxwell'schen Gleichungen zu vervollständigen. Dies ist eine ganz berechtigte, aber aussichtslose Methode. Sie geht nämlich von der falschen Voraussetzung aus, dass die gesuchten Gleichungen überhaupt noch einigermassen einfach sein müssen. Directe Naturgesetze sind immer einfach, die vervollständigten Maxwell'schen Gleichungen sind aber wahrscheinlich ein Eliminationsresultat aus zwei einfachen Differentialgleichungen und solche Eliminationsresultate sind nicht selten ausserordentlich complicirt. Formalistische Schlüsse dürfen nur zur Aufstellung von Gleichungen verwendet werden, von welchen man schon sicher weiss, dass sie ganz einfach sind. In complicirten Fällen ist es übrigens auch sehr schwer, fehlerfreie formalistische Schlüsse zu machen.[1]

---

[1] Ein formalistischer Fehler unterliegt z. B. der gangbaren Erklärung der Drehung der Polarisationsebene und also auch der Stereochemie. Es ist nicht richtig, dass active Medien eine besondere (dissymmetrische) Structur haben müssen. Sonst müssten Leiter eine ganz ähnliche Structur haben, denn Leitung und Drehung der Polarisationsebene stehen in formaler Analogie. Es würde dies jedermann deutlich sein, wenn man Leiter kennen würde, für welche die Ampère'sche Regel umgekehrt gilt. Dieselben müssten freilich auch die Energie in umgekehrter Richtung verwandeln. Ein Medium, in welchem ein Strom auftritt, nicht wie in einem Leiter, wenn eine elektrische Kraft vorhanden

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Wohin kommt man auch, wenn man für jede elektrooptische Besonderheit eine formalistische Vervollständigung der Maxwell'schen Gleichungen aufstellt.

Im Folgenden wird von den im Wesentlichen ungeänderten Maxwell'schen Gleichungen ausgegangen und die einfache simultan geltende Beziehung aufgesucht, welche den elektrischen Erscheinungen in verdünnter Luft ihren eigenthümlichen Charakter verleiht. Die Aufstellung dieser Beziehung erfolgt durch vergleichend physikalische Schlüsse, welche durch nebenhergehende formalistische Betrachtungen geleitet, aber nicht auf dieselben gestützt werden.

18. Maxwell'sche Gleichungen für ein veränderliches Medium. Da der elektrische und magnetische Coëfficient ε und μ in den Maxwell'schen Gleichungen während des elektrischen Vorganges in verdünnter Luft nach Abschnitt 16 veränderlich ist, erhalten diese Gleichungen die Form:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon X) &= c_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial z} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial y}, & \frac{\partial}{\partial t}(\mu \mathfrak{X}) &= c_0 \frac{\partial Z}{\partial y} - c_0 \frac{\partial Y}{\partial z} \\
\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon Y) &= c_0 \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial x} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial z}, & \frac{\partial}{\partial t}(\mu \mathfrak{Y}) &= c_0 \frac{\partial X}{\partial z} - c_0 \frac{\partial Z}{\partial x} \qquad \text{I)} \\
\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon Z) &= c_0 \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial y} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial x}, & \frac{\partial}{\partial t}(\mu \mathfrak{Z}) &= c_0 \frac{\partial Y}{\partial x} - c_0 \frac{\partial X}{\partial y}
\end{aligned}$$

Hierin bedeuten X, Y, Z die elektrischen Kraftcomponenten, $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}$ die magnetischen Kraftcomponenten, ε und μ zwei Variable, welche in einfacher Beziehung zu der elektrischen und magnetischen Constanten ε_0 und μ_0 des Mediums stehen, sich nämlich im Ruhezustande auf dieselben reduciren, und c_0 die normale Lichtgeschwindigkeit.

---

ist, sondern wenn eine magnetische Kraft vorhanden ist, muss ohne dissymmetrische Structur Drehung der Polarisationsebene zeigen, und zwar von verschiedener Richtung, je nachdem der auftretende Strom gleiche oder entgegengesetzte Richtung hat, wie die ihn verursachende magnetische Kraft. Vergl. im Gegensatze hiezu die Theorie der Drehung, welche Drude (Physik des Äthers, Stuttgart 1894, S. 535) aufstellt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Aus den Gleichungen I) folgt unmittelbar

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon X) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon Y) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon Z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x}(\mu \mathfrak{X}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \mathfrak{Y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \mathfrak{Z}) &= 0. \end{aligned} \qquad \text{I}a)$$

Für den Ruhezustand, in welchem ε und μ in ε_0 und μ_0 übergehen, sind nämlich diese Ausdrücke anerkanntermassen gleich Null und sie erfahren nach den Gleichungen I) durch keinen elektrischen Vorgang eine zeitliche Änderung.

Der Umstand allein schon, dass die Maxwell'schen Gleichungen die nichtlineare Form I) annehmen, wenn das Medium durch den Vorgang verändert wird, lässt den Vorzug dieser Voraussetzung erkennen. Elektrische Vorgänge müssten sich immer einfach superponiren, wenn die Maxwell'schen Gleichungen wirklich linear wären. Nun haben aber die meisten höheren elektrischen Vorgänge einen entschieden nichtsuperpositorischen Charakter (z. B. Entladung durch Licht, gegenseitige Abstossung der Kathodenstrahlen etc.). Der hier eingeschlagene Weg, den Maxwell'schen Gleichungen die Linearität zu nehmen, kann schwerlich durch einen anderen übertroffen werden.

19. Einfluss grosser constanter Kräfte. Falls man die Änderungen $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ nicht zu berücksichtigen braucht, sind die Maxwell'schen Gleichungen linear und stellen die elementaren optischen Erscheinungen dar.

Aber auch in Medien, in welchen die Änderungen $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ grosse Werthe haben, sind noch rein superpositorische Strahlungserscheinungen möglich, und zwar dann, wenn so grosse statische Kräfte X_0, Y_0, Z_0 und $\mathfrak{X}_0$, $\mathfrak{Y}_0$, $\mathfrak{Z}_0$ vorhanden sind, dass die durch den betrachteten Vorgang eingeführten Änderungen $(X - X_0)$, $(Y - Y_0)$ etc. gegen sie verschwinden und auch $(\varepsilon - \varepsilon_0)$ gegen ε_0 und $(\mu - \mu_0)$ gegen μ_0 verschwindet.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Dann nehmen die Maxwell'schen Gleichungen die Form an:

$$
\begin{aligned}
1 \qquad & \varepsilon_0 \frac{\partial X}{\partial t} + X_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = c_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial z} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial y} \\
2. \qquad & \varepsilon_0 \frac{\partial Y}{\partial t} + Y_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = c_0 \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial x} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial z} \\
3. \qquad & \varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial t} + Z_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = c_0 \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial y} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial x} \\
4.. \qquad & \mu_0 \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial t} + \mathfrak{X}_0 \frac{\partial \mu}{\partial t} = c_0 \frac{\partial Z}{\partial y} - c_0 \frac{\partial Y}{\partial z} \\
5. \qquad & \mu_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial t} + \mathfrak{Y}_0 \frac{\partial \mu}{\partial t} = c_0 \frac{\partial X}{\partial z} - c_0 \frac{\partial Z}{\partial x} \\
6. \qquad & \mu_0 \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial t} + \mathfrak{Z}_0 \frac{\partial \mu}{\partial t} = c_0 \frac{\partial Y}{\partial x} - c_0 \frac{\partial X}{\partial y}
\end{aligned}
\qquad \text{I')}
$$

Diese Gleichungen sind linear, also sind superpositorische Strahlungen möglich.

Jedoch superponiren sich die constanten Kräfte und die Kräfte der Strahlung nicht, sondern die constanten Kräfte treten als Coëfficienten in die Gleichungen, wohl aber superponiren sich verschiedene in demselben constanten Feld auftretende Strahlungen.

Auch verdünnte Luft verhält sich, wenn keine grossen constanten Kräfte in ihr vorhanden sind und die Amplitude der Strahlung sehr klein ist, ganz normal nach der ursprünglichen Maxwell'schen Theorie. Für Strahlungen von grosser Amplitude folgt sie jedoch auch bei Abwesenheit constanter Kräfte den Gleichungen I) und lässt also Longitudinalstrahlen zu.

Verdünnte Luft, in welcher grosse constante Kräfte vorhanden sind, verhält sich jedoch auch für die schwächsten Strahlungen ganz eigenthümlich, nämlich nach Gleichung I').

Die auffällige Abhängigkeit der Kathodenstrahlen von der constanten elektrischen und magnetischen Kraft des Feldes kommt also hier schon aus der Theorie hervor und hat nach Gleichung I') darin ihre Ursache, dass in verdünnter Luft auch

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

für die schwächsten Strahlungen $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ gegen die zeitlichen Änderungen der Kräfte nicht verschwinden.

So also unterscheidet sich meine Vorstellung von elektrischen Longitudinalwellen entscheidend von jener von Helmholtz, dessen Longitudinalwellen sich superpositorisch wie Schallwellen verhalten, so dass constante Kräfte ganz gleichgiltig sind. Man kann den Artunterschied, von welchem die Kathodenstrahlen ihren Namen haben, unmöglich erklären, wenn die constanten Ladungen der Elektroden, welche diesen Artunterschied definiren, gleichgiltig sind.

Ich glaube nun die Vorzüglichkeit der Grundannahme dass ε und μ durch elektrische Vorgänge in verdünnter Luft geändert werden, hinreichend nachgewiesen zu haben.

20. Ursache der Veränderlichkeit von ε und μ. Es handelt sich nun um die Aufstellung zweier wesentlich neuer Gleichungen für die neu hinzugekommenen Variablen ε und μ. Diese Gleichungen können so aufgefasst und geformt werden, dass sie als die Ursache der zeitlichen Änderungen dieser Variablen eine gewisse Function der Kräfte angeben.

Man hat nun freilich keine directen Beobachtungen über die Veränderlichkeit von ε und μ während elektrischer Vorgänge. Eine solche Veränderlichkeit kann aber wohl ohne theoretische Hilfe überhaupt nicht erkannt werden, des raschen Ablaufes aller Vorgänge wegen, welche sie herbeiführen können.

Aber auch ohne directe Grundlage können theoretische Überlegungen die Aufstellung der Gleichungen für $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ ermöglichen. Der Erfolg derselben hängt aber davon ab, dass es richtig ist, dass diese Änderungen unter dem directen Einfluss der Kräfte auftreten. Nur directe, einfache Zusammenhänge kann man ihrer Form nach frei oder durch vergleichend-physikalische Schlüsse errathen.

21. Vorläufiger Schluss auf die gesuchten Gleichungen nach dem formalen Bedürfniss. Es werden explicite Gleichungen für $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ gesucht, welche als

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Ursache dieser Änderungen gewisse Functionen der Kräfte angeben.

Diese Functionen müssen sich wenigstens annäherungsweise linear aus Ableitungen erster Ordnung der Kraftcomponenten zusammensetzen. Dies wird gefordert durch die Möglichkeit annäherungsweise ungedämpfter Strahlen.

Diese Ableitungen müssen räumliche sein, es würden sonst Strahlen unbestimmter Fortpflanzungsgeschwindigkeit möglich sein.

Die ganze Function, also die Summe dieser Ableitungen muss bei Änderungen des Coordinatensystems invariant und scalarisch sein, denn sie ist gleichgesetzt den invarianten und scalarischen Ausdrücken $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$.

Man ist damit auf die Laplace'schen Ausdrücke hingewiesen und wird die Giltigkeit ungefähr folgender Gleichungen vermuthen

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} \\ \frac{\partial \mu}{\partial t} &= \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial z} \end{aligned}\right\} \text{ ungiltig.}$$

Man erkennt sogleich als eine Übereinstimmung, dass es nach Abschnitt 19 die Bedingung für das Auftreten longitudinaler Wellen ist, dass $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ nicht verschwinden und dass es bekanntlich ein Kennzeichen rein transversaler Wellen ist, dass der Laplace'sche Ausdruck verschwindet.

Diese formalistische Überlegung ist natürlich in allen Theilen auf die Voraussetzung möglichster Einfachheit der gesuchten Beziehung gegründet. Sie hat sich später als nicht scharf zutreffend und in einem wesentlichen Punkte principiell unrichtig erwiesen. Doch enthält sie den richtigen Hinweis auf den Laplace'schen Ausdruck, was der folgenden Überlegung sogleich eine gute Richtung gab.

22. Über die stofflichen Änderungen, welche vectorische Vorgänge begleiten. Beginnen wir mit der

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Frage, ob eine directe Abhängigkeit von ε und μ von den elektrischen und magnetischen Kräften nicht an sich widersinnig ist.

Es würde z. B. den Sinn aller mechanischen Gleichungen ändern, wenn man annehmen wollte, dass die Dichte ρ eines Körpers eine directe Function seiner Geschwindigkeitscomponenten Ξ, H, Z ist. Eine solche Annahme ist ausgeschlossen, auch bei den grössten Geschwindigkeiten bewahren z. B. Projectile ihre Masse.

Nichtsdestoweniger ist die folgende Differentialgleichung giltig und enthält keinen Widerspruch:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\rho \Xi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \mathrm{H}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \mathrm{Z}) \qquad \mathrm{II}\,a)$$

Ich halte dafür, dass diese Gleichung der Specialfall eines weit allgemeineren Princips ist, welches alle vectorischen Vorgänge beherrscht.

Andeutungen dieses Princips finden sich in allen Gebieten der Physik, dort wo der Laplace'sche Ausdruck von Bedeutung wird, z. B. bei der Wärmeleitung, Stromvertheilung etc. Doch sind dies nur Anzeichen der vorhandenen Analogie, nicht aber genaue Analogien der Gleichung II*a*).

Man betrachtet die Gleichung II*a*) gar nicht als ein eigentliches Naturgesetz, welches auch andere Formen haben könnte, sondern nennt sie die Continuitätsgleichung. Man hält sie mehr für einen geometrischen Satz als für den Ausdruck einer unabhängigen physikalischen Beobachtung, welche auch ganz etwas anderes hätte ergeben können, z. B. ein anderes Vorzeichen.

Thatsächlich spricht die Gleichung II*a*) nichts anderes aus, als den populären Satz, dass eine Masse dorthin kommt, wohin ihre Geschwindigkeit gerichtet ist. Dieser Satz ist jedem Menschen von Kindheit an und selbst den Thieren bekannt, wie überhaupt eine ungefähre Kenntniss der wichtigsten mechanischen Principien und vor Allem eine grosse Sinnesschärfe für mechanische Vorgänge den willkürlich beweglichen Thieren nothwendig und auch eigenthümlich ist. Würde unser Wille nicht durch mechanische Mittel nach aussen wirken, sondern durch elektrische, so hätten wir von

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Geburt an elektrische Kenntnisse, statt, wie jetzt, mechanische. In der grossen praktischen (aber nicht theoretischen) Selbstverständlichkeit der Gleichung II*a*) liegt es, dass man das »Ding an sich« an die Masse und ferner die Ortsänderung an die Geschwindigkeit gebunden sich vorzustellen liebt.

Der Satz, dass ein Körper dorthin kommt, wohin seine Geschwindigkeit gerichtet ist, ist nur dann selbstverständlich, wenn man die Geschwindigkeit durch Gleichung II*a*), also durch Ortsänderung von Massen definirt. Die Ortsänderung ist zwar bei den zufällig gegebenen Verhältnissen weitaus das beste Kriterium der Geschwindigkeit, aber durchaus nicht das einzige. Man muss sich in Gleichung II*a*) die Geschwindigkeiten anders als durch Ortsänderungen gemessen denken, um die Bedeutung derselben richtig zu verstehen.

Man denke sich ein Schiff inmitten des Oceans. Jedermann wird die Geschwindigkeit des Schiffes nach anderen Kriterien beurtheilen, als nach der Ortsänderung, z. B. nach der Richtung des Kiels und der Schwellung der Segel, oder nach der Stellung und Form der Welle, welche $>$ förmig vor seiner Spitze steht, oder nach der Tourenzahl und dem Drehungssinn der Räder, oder nach der Dampfspannung und der Stellung des Ventils. A priori kann Niemand auf den Gedanken kommen, dass mit allen diesen Erscheinungen eine Ortsänderung des Schiffes gegen die entfernten Ufer verbunden ist. Hat man die Beobachtungsmittel so weit verschärft, dass man diese Ortsänderung constatiren kann, so kann man wieder a priori nur aus Symmetriegründen vermuthen, dass sich das Schiff in seiner Kielrichtung bewegt, ob es sich aber dem Punkt des Ufers, wohin seine Segel concav sind und wohin sein Steuer gerichtet ist, nähert oder entfernt, kann man nur durch Beobachtung erkennen und diese Beobachtung hat (wie überhaupt alle Beziehungen zwischen zwei Vectoren) den Charakter eines Artunterschiedes.

Wäre man an das Studium der Geschwindigkeitsvorgänge in continuirlichen Flüssigkeiten gegangen, ohne Kenntniss der mit der Geschwindigkeit discreter fester Körper verbundenen Ortsänderung, hätte man also beispielsweise die Flüssigkeitsgeschwindigkeit so gemessen, wie die Meteorologen den Wind-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

druck messen, so hätte es wohl lange gedauert, bis man auf die Gleichung II*a*) gekommen wäre. Von dieser Seite hat sich jedoch die Elektricitätslehre entwickelt und hier ist noch die Schwierigkeit des allzu raschen Ablaufes aller Vorgänge hinzugekommen.

23. Gleichung für die Änderung des Zustandes σ. Die Beziehung zwischen der Dichteveränderung und der Geschwindigkeitsvertheilung ist so charakteristisch für die Mechanik, dass man annehmen muss, dass die anderen vectorischen Vorgänge einer ähnlichen Wirkung nicht entbehren, falls überhaupt von einer quantitativen Analogie der mechanischen und elektrischen Vorgänge die Rede sein kann, und dies wird Niemand bezweifeln.

Damit ist einer der stärksten Gründe aufgeführt, die man überhaupt einer Theorie zu Grunde legen kann.

Es muss eine elektrische Gleichung existiren, welche vollkommen genau der Gleichung II*a*) entspricht; also die Form hat:

$$\alpha_0 \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\sigma X) + \frac{\partial}{\partial y}(\sigma Y) + \frac{\partial}{\partial z}(\sigma Z). \qquad \text{II)}$$

An Stelle der Geschwindigkeiten in Gleichung II*a*) treten hier die elektrischen Kraftcomponenten. Dies ist die natürlichste Analogie. Sollte doch darin ein Fehler liegen, so wird sich derselbe späterhin leicht ersehen und verbessern lassen.

An Stelle der Dichte ρ tritt eine neue physikalische Variable über deren Natur man erst im Weiteren einen Aufschluss erhält. Wesentlich ist, dass sie scalarisch ist. Sie ist entweder der Dichte oder dem Druck, der Temperatur, dem Chemial, etc. vergleichbar.

α_0 ist ein, wie sich später zeigen wird, wesentlich positiver Reductionsfactor, dessen Dimension die einer elektrischen Kraft, gebrochen durch eine Geschwindigkeit ist. Seine Grösse und sein Vorzeichen hängt nur von der üblichen Zählung der Kräfte ab, nicht aber von der Natur des Mediums. Die Gleichung II) gilt in gleicher Weise für alle Medien.

24. Die Mannigfaltigkeit in dem elastischen Verhalten der Körper (es gibt elastische und flüssige, Körper von begrenztem

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Volum und ausdehnsamflüssige, compressible und incompressible) zeigt, dass dasselbe nicht nahe mit den Geschwindigkeitsvorgängen zusammenhängt. Die Wahrscheinlichkeit, dass die elektrischen Vorgänge mit den Geschwindigkeitsvorgängen in einem Stoff, welcher irgend eine dieser elastischen Specialitäten aufweist, übereinstimmen werden, ist sehr gering und thatsächlich sind die Versuche, hier einen Vergleich herzustellen, misslungen. Eine Erscheinung, welche z. B. den Kathodenstrahlen entspricht, kann man weder in einem elastisch-compressiblen, noch flüssig-incompressiblen etc. Medium herstellen.

Der hier eingeschlagene Weg führt desshalb zu einem Resultat, weil die Analogie mit den Geschwindigkeitsvorgängen in dem nicht auf eine bestimmte Art von Medien specialisirten Gesetz II*a*), welches also eine directe und tiefliegende Beziehung darstellt, gesucht wurde. Der specielle Charakter der elektrischen Erscheinungen, sowie derselbe aus meiner Theorie folgt, entspricht keineswegs dem mechanischen Verhalten irgend eines bekannten Mediums. Sollte ein künstliches mechanisches Bild für meine Theorie möglich sein, so versichere ich nur (zur Methode), dass ich nicht (wie man mir das bei meiner chemischen Theorie zu meinem Erstaunen nachsagen wollte) ein solches Bild weiss und verschwiegen habe.

25. Zusammenhang zwischen ε und σ. Alle physikalischen Zustände hängen von einander ab, alle Eigenschaften der Körper sind Functionen der Temperatur, des Druckes etc., besser gesagt, sind Functionen von einander. ε und σ werden sich mitsammen ändern, wie sie sich mit der Temperatur, dem Druck, dem Chemial etc. ändern.

Die Beziehung zwischen ε und muss eine äusserst einfache sein. Wäre dies nicht der Fall, so hätten mich die formalistischen Schlüsse in Abschnitt 21 irre, aber nicht so nahe an Gleichung II*a*) geführt. Man konnte auch voraus wissen, dass ε und σ sehr einfach zusammenhängen, es folgt dies aus der Form der Energiegleichung.

σ steht in Analogie zur Dichte ρ. Die kinetische Energie eines Raumelementes stellt sich dar durch

$$\frac{1}{2}\rho(\Xi^2+\mathrm{H}^2+\mathrm{Z}^2)\,dx\,dy\,dz.$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die elektrische Energie E eines Raumelementes bestimmt sich sonach zu:

$$E = \frac{1}{2}\sigma(X^2+Y^2+Z^2)\,dx\,dy\,dz. \qquad \text{III)}$$

Erfahrungsgemäss ist sie im Ruhezustande durch ε_0 bestimmt

$$E_0 = \frac{1}{2}\varepsilon_0(X^2+Y^2+Z^2)\,dx\,dy\,dz.$$

Hieraus folgt, dass ε und σ im Ruhezustande geradezu gleich sein müssen

$$\varepsilon_0 = \sigma_0. \qquad \text{IV}a)$$

Eine einfache Gleichheit kann jedoch zwischen ε und σ nur im Ruhezustande stattfinden. Würde nämlich σ immer gleich ε gesetzt, so müsste nach den Gleichungen Ia) und II) die Änderung $\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}$ immer gleich Null sein und die Theorie würde sich dadurch auf die Maxwell'sche Theorie reduciren. Nächst der Gleichheit ist die folgende Beziehung die einfachste:

$$\varepsilon-\varepsilon_0 = \eta_0(\sigma-\sigma_0) \qquad \text{IV)}$$

Hierin ist η_0 eine von der Natur des Mediums abhängende Constante. Man erkennt die Richtigkeit der Gleichung IV) sogleich an folgender Übereinstimmung. Die Gleichung IV), zunächst hingestellt, muss die Bedingung erfüllen, dass sich für einen einfachen Zahlwerth von η_0 (etwa für $\eta_0 = 0$ oder $\eta_0 = 1$) die Theorie auf die Maxwell'sche Theorie reducirt.

Es findet dies nun statt sowohl für $\eta_0 = 1$, als für $\eta_0 = 0$, aber für keinen anderen Werth von η_0.

Für $\eta_0 = 1$ ergibt sich $\sigma = \varepsilon$ und Gleichung IVa). Bei einfacher Gleichheit von σ und ε reducirt sich aber, wie schon erwähnt, die Theorie auf die Maxwell'sche.

Für $\eta_0 = 0$ müsste $\sigma = \infty$ werden, damit ε sich von ε_0 unterscheiden kann. Nun kann aber nach Gleichung II) σ nur durch unendliche Kräfte oder Discontinuitäten unendliche Werthe annehmen. Für $\eta_0 = 0$ ist also $\varepsilon = \varepsilon_0$, was ebenfalls auf die Maxwell'sche Theorie führt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Falls man annimmt, dass für alle gewöhnlichen dichten Körper die Maxwell'sche Theorie in jeder Beziehung, auch die Energiegleichung derselben, Giltigkeit hat, so hat η_0 für diese Körper den Werth 1.

Beim Verdünnen der Luft sinkt jedoch der Werth von η_0 ab und Longitudinalwellen werden möglich. Im absoluten Vacuum erreicht η_0 den Werth 0. In diesem Grenzfall sind Longitudinalwellen wieder unmöglich.

η_0 hat also für verdünnte Gase einen wesentlich positiven Werth, welcher je nach der Dichte des Gases zwischen 0 und $+1$ liegt, für dichte Körper einen Werth, welcher sehr nahe an $+1$ liegt.

Aus II) und IV) folgt unter Berücksichtigung von IV a) und des Umstandes, dass der Ausdruck I a) nach I) einen constanten Werth hat, folgende Gleichung:

$$\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1}\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon_0 X) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_0 Y) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_0 Z). \qquad \text{II}')$$

Dies ist die gesuchte Gleichung, welche die Änderung $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ als Function der Kraftvertheilung darstellt.

Man bemerkt, dass dieselbe auch für im Ruhezustande inhomogene Medien anwendbar ist. Sie erfüllt von selbst für den Ruhezustand, d. i. für $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0$ die bekannte, aber den hier durchgeführten Betrachtungen nicht eigentlich zu Grunde gelegte Beziehung

$$0 = \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon_0 X) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_0 Y) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_0 Z). \qquad 1)$$

Die Gleichungen I, II, III und IV sprechen die Theorie völlig aus. Die Beziehung 1) ist ein Deductionsresultat dieser Theorie.

26. Der Zustand τ. Zusammenhang zwischen μ und τ. Die magnetischen Erscheinungen stehen ebensogut in Analogie zu den mechanischen, wie die elektrischen. Es lassen sich also die Betrachtungen des vorigen Abschnittes wörtlich wiederholen, wenn man statt von elektrischen Kräften von

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

magnetischen Kräften und statt von von μ spricht, endlich statt von σ von einem neuen physikalischen Zustand τ spricht, der durch die Vertheilung der magnetischen Kräfte beeinflusst wird.

Dies gibt eine der Gleichung II′) analoge Gleichung und diese könnte man für die gesuchte Gleichung halten, welche $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ als Function der Vertheilung der magnetischen Kräfte darstellt. Sie ist auch richtig, aber nicht die gesuchte Gleichung. Wir acceptiren von dieser conformen Betrachtung nur die schliesslich sich ergebende Gleichung für den Ruhezustand jedes Mediums:

$$0 = \frac{\partial}{\partial x}(\mu_0 \mathfrak{X}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_0 \mathfrak{Y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu_0 \mathfrak{Z}).$$

So lange man nicht Beweise hat, und ich weiss keine solchen, dass die Maxwell'sche Theorie nach der magnetischen Seite ebenfalls unzureichend ist, empfiehlt es sich nicht, dies anzunehmen. So richtig es ist, die Betrachtungen des vorigen Abschnittes ins Magnetische umzusetzen, bleibt doch die freie Wahl über die der Constanten η_0 entsprechende neue Constante. Diese letztere muss für alle Medien, auch für verdünnte Luft den Werth 1 erhalten. Dann ist μ von der Vertheilung der magnetischen Kräfte unabhängig.

Die Annahme verschiedener Werthe für η_0 und bloss des Werthes 1 für die entsprechende magnetische Constante, also einer rein zahlenmässigen Ungleichheit, entspricht der vom vergleichend-physikalischen Standpunkt auffallenden Unsymmetrie der bekannten elektrischen und magnetischen Erscheinungen.

Die elektrischen Erscheinungen sind viel reichhaltiger: Es gibt elektrische Kathodenstrahlen, aber nicht magnetische; elektrische Leiter, aber nicht magnetische; elektrische Entladung, aber nicht magnetische; elektrochemische, aber nicht magnetochemische Erscheinungen.

Man kann aus der Verschiedenheit dieses Capitels von dem vorigen erkennen, dass die hier vorgetragene Theorie

 ©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

nicht formalistisch aufgebaut ist, sonst wäre sie gewiss hier in die symmetrischen Betrachtungen verfallen.

27 Zusammenhang zwischen μ und Aus den im vorigen Abschnitt gemachten Bemerkungen folgt nicht, dass μ bei elektromagnetischen Vorgängen einen constanten Werth behält. Dies kann gar nicht sein. Es würden in diesem Falle die constanten magnetischen Kräfte $\mathfrak{X}_0, \mathfrak{Y}_0, \mathfrak{Z}_0$ aus den Gleichungen I') ganz wegfallen, während man doch weiss, dass constante magnetische Kräfte auf den Verlauf der Kathodenstrahlen von grossem Einflusse sind.

Thatsächlich muss sich μ mit σ ändern. σ ist ein physikalischer Zustand wie Temperatur, Druck etc. Mit der Temperatur etc. ändern sich alle Eigenschaften der Körper und auch ε und μ. Ebenso werden sich sowohl ε als μ mit σ ändern. ε steht zwar zu σ in einer anderen Beziehung als μ, weil σ von den elektrischen, nicht von den magnetischen Kräften abhängt. Aber diese andere Beziehung spricht sich in I) und II), nicht aber in IV) aus.

Der Zusammenhang zwischen μ und wird dargestellt durch

$$\mu - \mu_0 = \nu_0 (\sigma - \sigma_0). \qquad \text{V)}$$

Hierin ist ν_0 eine von der Natur des Mediums abhängende Constante, welche für dichte Körper den Werth 1, für verdünnte Luft, entsprechend dem abnehmenden Druck derselben, kleinere Werthe, für das absolute Vacuum den Werth 0 hat.

Endlich ergibt sich aus V), IV) und II'):

$$\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \cdot \frac{\eta_0}{\nu_0} \frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon_0 X) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_0 Y) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_0 Z). \qquad \text{II''}$$

Dies ist die gesuchte Gleichung, welche $\frac{\partial \mu}{\partial t}$ als Function der Kraftvertheilung darstellt, aber nicht wie in Abschnitt 21 vermuthet wurde, der magnetischen, sondern der elektrischen Kraftvertheilung.

Der Grund, warum der η_0 entsprechenden Constanten im vorigen Abschnitt für alle Körper der Werth 1 zugesprochen wurde, ist, dass es keine magnetischen Kathodenstrahlen gibt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Der Grund, warum dann ν_0 für verdünnte Luft ein kleinerer Werth als 1 zugeschrieben werden musste, ist, dass constante magnetische Kräfte nicht ohne Einfluss auf die Kathodenstrahlen sind.

IV Deductionen (vorläufig mitgetheilt).

Aus der obigen Theorie folgt die Nothwendigkeit des Auftretens longitudinaler elektrischer Strahlen (vornehmlich in verdünnter Luft bei Gegenwart grosser statischer elektrischer Kräfte), welche vollkommen den Charakter von Kathodenstrahlen haben.

Auch auf elektrooptischem Gebiete gibt die Theorie eine bemerkenswerthe Übereinstimmung.

Aus derselben folgen eine grosse Zahl neuer experimenteller Motive, von welchen jedoch erst die Rede sein soll, bis die betreffenden Experimente gemacht sind, wozu mir gegenwärtig alle Mittel fehlen.

28. Longitudinale ebene Welle. Artunterschied der Kathodenstrahlen. Es sei im luftverdünnten Raum eine statische elektrische Kraft Z_0 und keine magnetische Kraft vorhanden. Dann ist eine elektrische Longitudinalwelle in der z-Richtung möglich. Die Gleichungen I′) und II′) reduciren sich auf

$$\varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial t} + Z_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0, \qquad \text{I}'3)$$

$$\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial z} \qquad \text{II}')$$

Eine Lösung derselben ist:

$$Z = Z_0 + C \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{z}{c}\right), \qquad a)$$

$$= \varepsilon_0 + E \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{z}{c}\right).$$

Die Schwingungsdauer τ dieser Strahlen ist beliebig, sie verhalten sich superpositorisch.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Das Verhältniss der Amplituden E und C bestimmt sich zu

$$\frac{E}{C} = -\frac{\varepsilon_0}{Z_0}$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c ergibt sich zu

$$c = \frac{\eta_0 - 1}{\alpha_0} \cdot Z_0 \qquad 3)$$

So wie das Argument der Sinus in *a*) geschrieben ist, erfolgt die Fortpflanzung in der positiven z-Richtung, falls c positiv ist. Ob also überhaupt eine Fortpflanzung in der positiven z-Richtung möglich ist, hängt noch davon ab, ob c durch Gleichung 3) einen positiven Werth erhält.

Da $\frac{\eta_0 - 1}{\alpha_0}$ einen bestimmten Werth hat, hängt es vom Vorzeichen der statischen elektrischen Kraft Z_0 ab, ob eine Fortpflanzung in der $+$ oder in der $-$ z-Richtung möglich ist. Jedenfalls ist nur eines, nicht beides möglich, wie bei Transversalwellen, wo sich c durch eine quadratische Gleichung bestimmt. Die Longitudinalwelle kann sich, falls α_0 einen positiven Werth hat, nur in der Richtung der negativen elektrischen Kraft fortpflanzen, denn $\eta_0 - 1$ hat nach Abschnitt 25 einen wesentlich negativen Werth.

Hiemit ist der Artunterschied der Kathodenstrahlen erklärt. Die nöthigen Grenzbedingungen zur Anregung der Kathodenstrahlen, nämlich die Schwingungen der elektrischen Kraft in der Normale der Oberflächenschichte der zur z-Richtung senkrechten Elektrodenflächen, werden von den zufliessenden elektrischen Drahtwellen an beiden Elektroden in völlig gleicher Weise geliefert. Nur von der Kathode können jedoch die Strahlen ausgehen, denn dort haben sie in der Richtung nach aussen (Metall—Luft) positive Fortpflanzungsgeschwindigkeit. An der Anode jedoch haben sie in der Richtung nach aussen negative Fortpflanzungsgeschwindigkeit, sie können dort also nicht auftreten.

η_0 hat nach Abschnitt 25 für dichte Körper einen sehr nahe um 1 liegenden Werth. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist also in dichten Körpern sehr klein und Longitudinal-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

strahlen werden nur schwer zu erhalten sein. Bei grösserer Verdünnung wird jedoch η_0 immer kleiner, so dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen wächst, bis sie im absoluten Vacuum den Grenzwerth $\frac{Z_0}{\alpha_0}$ erreicht.[1]

29. Das blaue Kathodenlicht. Es kann vorausgesetzt werden, dass das blaue positive Glimmlicht in gewöhnlicher Luft dem blauen Kathodenlicht in verdünnter Luft entspricht. Letzteres ist nachweislich eine Wirkung der Kathodenstrahlen. Das blaue positive Glimmlicht ist dann eine Wirkung von Anodenstrahlen und zwar seiner geringeren Dicke und grösseren Helligkeit wegen, von Anodenstrahlen sehr kleiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Hieraus ist zu vermuthen, dass η_0 in dichter Luft einen ein wenig grösseren Werth als 1 hat. Dann sind nach 3) nur Anodenstrahlen kleiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit möglich. Beim Verdünnen sinkt η_0 zunächst auf 1 ab, dann ist nach 3) $c = 0$ und es sind keine Longitudinalstrahlen möglich. Beim weiteren Verdünnen sinkt η_0 unter 1 bis 0. Dann sind keine Anoden-, aber Kathodenstrahlen möglich, welche desto grössere Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben, je weiter die Verdünnung geht. Es tritt dementsprechend die blaue Lichtschichte an der Kathode auf und gewinnt bei fortschreitender Verdünnung an Dicke, verliert aber an Leuchtkraft.

Die Production des blauen Lichtes muss mit einer Schwächung der Kathodenstrahlen zusammenhängen. Nach den hier benützten Annäherungsgleichungen I'), welche für grössere statische Kräfte gelten, sind jedoch die Kathodenstrahlen ungedämpft. In der Nähe der Kathode, wo die statische Kraft überwiegt, kann also die blaue Lichtschichte nicht auftreten. Es ist dort thatsächlich ein dunkler Raum[2] vorhanden, welcher allmälig in die blaue Lichtschichte übergeht.

---

[1] Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von longitudinalen elastischen Wellen einem compressiblen Medium ändert sich umgekehrt, und zwischen ∞ und 0.

[2] Dieser dunkle Raum und die blaue Lichtschichte darf nicht verwechselt werden mit dem scharf gegen das blaue Ende des Entladungsbogens abgegrenzten dunklen Raum.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

In grösserer Entfernung von der Kathode, wo die Amplitude des Strahles gegen die statische Kraft des Feldes nicht verschwindet, gelten die Gleichungen I), welche Sinusstrahlen nicht mehr zulassen. Beim Eintritt in dieses Gebiet erfahren die Kathodenstrahlen eine leicht berechenbare Modification und Abschwächung.

30. Fortpflanzung von Longitudinalstrahlen schief zur statischen Kraft. Transversalwellen. Es sind in verdünnter Luft auch Longitudinalstrahlen möglich, deren Wellenebene schief gegen die statische elektrische Kraft liegt und deren Richtung, wie sich später zeigt, auf der Wellenebene senkrecht steht. Diese Strahlen sind jedoch nicht rein longitudinal, sondern sind mit Transversalcomponenten ausgerüstet.

Es gelten die Gleichungen

$$\varepsilon_0 \frac{\partial X}{\partial t} + X_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - c_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial z} = 0. \qquad \text{I}'1)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial t} + Z_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial x} = 0. \qquad \text{I}'3)$$

$$\mu_0 \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial t} - c_0 \frac{\partial X}{\partial z} + c_0 \frac{\partial Z}{\partial x} = 0. \qquad \text{I}'5)$$

$$\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial z} - \varepsilon_0 \frac{\partial X}{\partial x} = 0. \qquad \text{II}')$$

Eine Lösung derselben ist:

$$Z = Z_0 + C \sin \frac{2\pi}{\tau} \left(t - \frac{mx + nz}{c} \right).$$

Die drei übrigen Variablen $X\mathfrak{Y}$ und ε sind cohaerent und gleichphasig und ihre Amplituden sind der Amplitude C proportional. Durch Einsetzen dieser Lösung erhält man zur Bestimmung dieser Amplituden vier homogene Gleichungen. Die Determinante ihrer Coëfficienten muss verschwinden. Dies gibt die Bedingung

$$\left(c_0^2 - \mu_0 \varepsilon_0 c^2 \right) \cdot \left[\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \cdot c - \left(m X_0 + n Z_0 \right) \right] = 0. \qquad 4)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

In Wellenebenen von den Richtungscosinus m und n der Normale können sich also drei verschiedene Wellen fortpflanzen. Zwei davon entsprechen den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten

$$c = \pm c_0 \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

und sind, wie man sich durch Einsetzen dieser Werthe von c in die Amplitudengleichung überzeugt, gewöhnliche Maxwell'sche Transversalwellen. Für dieselben ist $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0$.

Auch in verdünnter Luft und bei Gegenwart grosser statischer Kräfte können sich also gewöhnliche Transversalwellen nach jeder Richtung fortpflanzen.

Die dritte Welle ist theilweise longitudinal. Sie hat die Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$c = \frac{\eta_0 - 1}{\alpha_0} (mX_0 + nZ_0). \qquad 5)$$

Dieselbe ist also proportional dem Cosinus des Winkels, welchen die totale statische elektrische Kraft mit der Wellennormalen einschliesst. Longitudinalstrahlen können sich also nicht nur in der Richtung der negativen Kraft fortpflanzen, sondern allerdings bei abnehmender Geschwindigkeit auch schief dazu. Senkrecht zur elektrischen Kraft haben sie die Geschwindigkeit 0. Dreht man sie noch weiter in die Richtung der positiven Kraft, so können sie sich nicht mehr fortpflanzen, weil ihre Geschwindigkeit negativ wird.

Durch Einsetzen von 5) in die Amplitudengleichungen zeigt sich, dass diese Strahlen desto stärkere Transversalcomponenten benöthigen, je schiefer sie gegen die statische Kraft verlaufen. Diese Transversalcomponenten liegen in der Wellenebene und zwar die elektrische Transversalcomponente X in der Einfallsebene der statischen Kraft, die magnetische Transversalcomponente $\mathfrak{Y}$ senkrecht dazu.

Nicht ohne Interesse ist die Bedingung, welche eine senkrecht wirkende magnetische Kraft $\mathfrak{Y}_0$ dem Strahl auferlegt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Dieselbe tritt in Gleichung I′5) in dem Glied $+\mathfrak{H}_0 \frac{\partial \mu}{\partial t}$ auf. Sie kommt dann auch in die Determinante, aber gerade an der Stelle, wo sie zum Werthe derselben nichts beiträgt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird also durch eine magnetische Kraft nicht beeinflusst. Auch die Transversalcomponenten bleiben gleichphasig, aber sie ändern ihr Amplitudenverhältniss zur Longitudinalcomponente. Die totale elektrische Schwingung erhält dadurch eine andere Richtung gegen die Wellennormale. Es wäre nicht richtig, dies dahin zu deuten, dass die magnetische Kraft $\mathfrak{H}_0$ die Richtung der elektrischen Schwingungen des Strahles dreht, sondern es bedeutet, dass ein Strahl von solcher Wellenebene nur dann möglich ist, wenn man ihn durch die Grenzbedingungen mit Transversalcomponenten versieht, die verschieden sein müssen, je nachdem eine senkrecht wirkende magnetische Kraft vorhanden ist oder nicht.

31. Reflexion. Unanwendbarkeit des Huyghens'schen Principes. Diese Strahlen können an der Grenzebene eines anderen Mediums reflectirt werden, vorausgesetzt, dass ihr Einfallswinkel grösser ist als das Complement des Einfallswinkels der statischen elektrischen Kraft[1]. Hieran kann man erkennen, dass das Huyghens'sche Princip für Kathodenstrahlen nicht anwendbar ist. Gleichung 5) bestimmt die Normalenfläche. Diese ist hier eine Kugel, deren Oberfläche jedoch durch das Erregungscentrum geht und deren Mittelpunkt in der Richtung der negativen Kraft liegt. Alle Wellenebenen umhüllen den Gegenpol dieser Kugel. Dieser Gegenpol stellt also die ganze Huyghens'sche Fläche dar. Hieraus würde folgen, dass die Strahlenrichtung nur in die Richtung der negativen Kraft fallen kann, was nicht der Fall ist, da Reflexion möglich ist.

In diesem Falle und im Folgenden stehen die Schlüsse aus dem Huyghens'schen Princip mit der directen Rechnung aus denselben zu Grunde gelegten Differentialgleichungen im

---

Sie dringen auch (und zwar bei senkrechter Incidenz völlig) in das Medium, z. B. in Glas, ein, aber unter enormer Schwächung nicht Innern des Glases, sondern schon in der Oberflächenschichte. Dies berechnet sich leicht aus der Energiegleichung III) unter Berücksichtigung des Umstandes, dass sich η_0 in der Oberflächenschichte fast von 0 bis 1 ändert.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Widerspruch. Das Huyghens'sche Princip gibt für Transversalwellen und Schallwellen, welche einen Fall zweiten Grades darstellen, zwei Lösungen (eine vor- und eine rückschreitende Welle). Eine davon ist richtig, die andere falsch. In dem hier vorliegenden Falle ersten Grades gibt dieses Princip nur eine Lösung und zwar eine falsche.

32. Scharf begrenzte Kathodenstrahlen. Begrenzte Transversalstrahlen. Die Kathodenstrahlen haben nach Abschnitt 11 eine Schwingungsdauer von 10^{-9} Sec., also eine viel grössere als Licht. Ausserdem sind sie longitudinal. Es muss somit wundern, dass sie nicht wie Schall sich fortpflanzen, sondern in scharf begrenzten Strahlen wie Licht. Es soll nun gezeigt werden, dass gerade die Longitudinalstrahlen meiner Theorie bei beliebig grosser Schwingungsdauer die Fähigkeit haben, scharfe Strahlen zu liefern, während das transversale Licht erst bei kleinen Wellenlängen scharfe Strahlen liefert.

Der Einfachheit wegen soll nur die Fortpflanzung scharfer Strahlen in der Richtung der negativen elektrischen Kraft Z_0 behandelt werden. Man kann dann in den Differentialgleichungen, welche in Abschnitt 30 vorangestellt wurden, noch $X_0 = 0$ setzen.

Eine charakteristische Lösung dieser Gleichungen (nach Elimination von $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$) ist:

$$\begin{aligned} Z &= Z_0 + C \sin \frac{2\pi}{\varkappa} x . \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{z}{c}\right) \\ X &= A \cos \frac{2\pi}{\varkappa} x \cos \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{z}{c}\right) \\ \mathfrak{Y} &= \mathfrak{B} \cos \frac{2\pi}{\varkappa} x \cos \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{z}{c}\right) \end{aligned} \qquad 6)$$

Dieselbe stellt einen Strahl von unendlicher Wellenebene $=$ Const. dar, dessen Richtung $x =$ Const. ist, weil seine Intensität sich in der Richtung x ändert. Diese Änderung mit x ist sinusförmig.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Coëfficientendeterminante der Amplitudengleichungen ergibt sich zu

$$\left[c_0^2 - \left(\varepsilon_0\mu_0 - c_0^2\frac{\tau^2}{\varkappa^2}\right)c^2\right]\left(c - \frac{\eta_0 - 1}{\alpha_0}Z_0\right) = 0. \qquad 7)$$

Es ergeben sich wieder drei Lösungen.

Zunächst ist eine Longitudinalwelle von der normalen Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$c = \frac{\eta_0 - 1}{\alpha_0}Z_0$$

möglich. Die sinusförmige Vertheilung der Intensität im Querschnitte des Strahles ändert also seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht.

Man kann zu Folge dessen in der Lösung 6) der Streifenbreite $\varkappa$ beliebige Werthe geben, kann dann eine Reihe solcher Lösungen nach dem Fourier'schen Theorem zusammensetzen und erkennt hieraus den Satz:

Longitudinalstrahlen kleiner Amplitude sind mit jeder beliebigen Intensitätsvertheilung in ihrem Querschnitt, also auch mit vollkommen scharf begrenztem Querschnitt ohne beschränkende Bedingungen (für jede Schwingungsdauer) möglich, und haben die normale Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

Wie man aus Gleichung 6) ersieht, sind bei einem begrenzten Kathodenstrahl in der Mitte keine Transversalcomponenten vorhanden, gegen die Ränder hin sind aber solche vorhanden (eine radiale elektrische und tangentiale magnetische Transversalcomponente) und zwar sind sie um eine Viertelwellenlänge gegen die longitudinale Schwingung verschoben.

Ferner ergeben sich aus 7) noch die zwei Fortpflanzungsgeschwindigkeiten

$$c = \pm c_0\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0 - c_0^2\frac{\tau^2}{\varkappa^2}}}$$

Diese entsprechen Transversalstrahlen von sinusförmiger Vertheilung der Intensität im Querschnitt. Falls $c_0 \frac{\tau}{\varkappa}$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

nicht verschwindet, d. h. falls die Querstreifung von der Grössenordnung der Wellenlänge des Strahles ist, haben diese Strahlen nicht die normale Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Transversalstrahlen.

Man kann also eine Reihe solcher Strahlen von verschiedener Streifenbreite $\varkappa$ nur dann nach dem Fourier'schen Theorem zusammensetzen zu einem scharf begrenzten Strahl, wenn der Querschnitt desselben gross ist gegen die Wellenlänge.

Transversalstrahlen werden also immer an den Rändern unscharf sein müssen. Wie man aus 6) ersieht, tritt an dem Rande jedes transversalen Lichtstrahles longitudinales Licht auf, welches gegen das transversale um eine Viertelwellenlänge verschoben ist.

33. Drehung der Wellenebene durch eine senkrecht wirkende magnetische Kraft. Eine reine Longitudinalwelle von unendlicher Wellenebene behält unter dem Einfluss einer senkrecht wirkenden magnetischen Kraft $\mathfrak{H}_0$ nur dann die Richtung ihrer elektrischen Schwingung und hat nur dann keine transversale magnetische Componente nöthig, wenn sich die Wellenebene unter dem Einflusse der magnetischen Kraft dreht.

Dies ergibt sich aus den Gleichungen:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial t} + Z_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0 \qquad \text{I}'3)$$

$$\mathfrak{H}_0 \frac{\partial \mu}{\partial t} + c_0 \frac{\partial Z}{\partial x} = 0 \qquad \text{I}'5)$$

$$-\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \qquad \text{II}')$$

$$\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \cdot \frac{\eta_0}{\nu_0} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial t} - \varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \qquad \text{II}'')$$

Die Lösung derselben ist

$$Z = Z_0 + C \sin \frac{2\pi}{\tau} \left(t - \frac{mx + nz}{c} \right).$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + E \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{mx+nz}{c}\right)$$

Für die Cotangente des Winkels um welchen die Wellenebene gedreht wird, ergibt sich

$$-\frac{m}{n} = \frac{\nu_0}{\eta_{l0}} \quad \frac{\eta_{l0}-1}{\alpha_0} \cdot \frac{\varepsilon_0}{c_0} \mathfrak{H}_0. \qquad 8)$$

Die positive Z-Richtung gehe von links nach rechts, in dieser schreitet der Kathodenstrahl fort. Die $+x$-Richtung gehe von unten nach oben, dann geht die $+y$-Richtung gegen den Beschauer. Wenn $\mathfrak{H}_0$ positiv ist, so wird nach 8) die Wellennormale nach oben abgelenkt. Es ist dies der Sinn, in welchem die Richtung eines Kathodenstrahles erfahrungsgemäss durch eine senkrecht wirkende magnetische Kraft abgelenkt wird. Um sich zu vergewissern, dass dabei wirklich die Richtung des Strahls und die Wellennormale identisch sind, soll die folgende Rechnung dienen.

34. Magnetische Krümmung der Kathodenstrahlen. Es sollen die Bedingungen aufgesucht werden, unter welchen ein Kathodenstrahl eine kreisförmig gekrümmte Bahn einschlägt. Es wird dies natürlich nur mit Annäherung oder für ein kurzes Stück seiner Bahn möglich sein. Im Falle eine senkrecht wirkende magnetische Kraft $\mathfrak{H}_0$ vorhanden ist, ist ein gekrümmter Kathodenstrahl das einfachste Integral der Gleichungen I′) und II′) und das einzige, welches sich mit den Grenzbedingungen verträgt.

Die Gleichungen sollen auf cylindrische Coordinaten transformirt werden, und zwar bedeute y die Axialrichtung, x die Radialrichtung und ζ den Polarwinkel. Z sei die tangentiale, X die radiale Componente der elektrischen Kraft, $\mathfrak{H}_0$ die axiale magnetische Kraft.

Die Gleichungen müssen reducirt werden auf:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial X}{\partial t} + X_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0. \qquad \text{I′ 1)}$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial Z}{\partial t} + Z_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0. \qquad \text{I′ 3)}$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

$$\mathfrak{H}_0 \frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{c_0}{x} \frac{\partial X}{\partial \zeta} - c_0 \frac{\partial Z}{\partial x} - c_0 \frac{Z}{x} \qquad \text{I' 5)}$$

$$\frac{\alpha_0}{\gamma_{l0} - 1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial X}{\partial x} + \varepsilon_0 \frac{X}{x} + \frac{\varepsilon_0}{x} \frac{\partial Z}{\partial \zeta}. \qquad \text{II')}$$

$$\frac{\gamma_{l0}}{\nu_0} \frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \qquad \text{II'')}$$

Wir betrachten nur ein schmales Bündel eines Kathodenstrahles, dessen Dicke $(x - x_0)$ gegen den Krümmungsradius x_0 verschwindet.

Die einfachste Lösung ist folgende:

$$Z = Z_0 + C\left(1 - \frac{x - x_0}{x_0}\right) \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{}{w}\right)$$

$$X = X_0 + A\left(1 - \frac{x - x_0}{x_0}\right) \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{\zeta}{w}\right).$$

Die Intensität des Strahles nimmt nach seiner convexen Seite etwas ab. Die Wellenebenen $\zeta = \text{Const.}$ liegen radial. Für die Winkelgeschwindigkeit w des Strahles ergibt sich hier nur eine Lösung:

$$w = \frac{1}{x_0} \frac{\gamma_{l0} - 1}{\alpha_0} . Z_0. \qquad 9)$$

Diese Lösung gilt für longitudinale Strahlen. Transversale Strahlen von diesem Verlaufe sind nicht möglich und können hier schon desshalb nicht als Lösung erscheinen, weil für keine magnetische Transversalcomponente $\mathfrak{H}$ gesorgt ist.

Man erhält ferner für die Amplituden A und C die Beziehung

$$\frac{A}{C} = \frac{X_0}{Z_0}, \qquad 10)$$

d. h. die elektrischen Schwingungen des Strahles finden in jedem Theile desselben in der dort vorhandenen Richtung der totalen statischen elektrischen Kraft statt.

 ©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Endlich ergibt sich

$$\mathfrak{Y}_0 = \frac{\eta_0}{\nu_0} \frac{c_0}{\varepsilon_0} \frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \frac{X_0}{Z_0}. \qquad 11)$$

Dies ist die Bedingung, dass der Strahl die Kreisbahn einschlägt. Falls $X_0 = 0$, also die totale elektrische Kraft ohnehin kreisförmig verläuft, so muss nach 11) $\mathfrak{Y}_0 = 0$ sein, d. h. der Strahl folgt genau einer gekrümmten elektrischen Kraftröhre, falls ihn nicht eine senkrecht wirkende magnetische Kraft ablenkt.

Man darf hienach Kathodenstrahlen kleiner Amplitude, welche keine magnetischen Transversalcomponenten besitzen, die Neigung zusprechen, längs der elektrischen Kraftlinien des Feldes zu verlaufen, also elektrische Deflexion zu zeigen.[1]

Kathodenstrahlen, welche durch die Grenzbedingungen mit magnetischen Transversalcomponenten versehen werden, sind jedoch ihrer Richtung nach von dem Verlauf der Kraftlinien entsprechend unabhängiger. Für Kathodenstrahlen grosser Amplitude gilt dies in erhöhtem Masse.

Falls jedoch X_0 nicht Null ist, also die elektrische Kraft nicht kreisförmig verläuft, so ist nach 11) eine senkrecht wirkende magnetische Kraft $\mathfrak{Y}_0$ nothwendig, um den Strahl aus der elektrischen Kraftröhre abzulenken und in die Kreisform zu biegen. Der Ablenkungssinn ergibt sich ebenso wie in Abschnitt 33. Die dort behandelte Drehung der Wellenebene durch eine magnetische Kraft ist überhaupt dieselbe Erscheinung wie die hier behandelte Krümmung der Strahlrichtung.

Nach Gleichung 10) wird jedoch die Schwingungsrichtung des magnetisch gekrümmten Strahles durch die magnetische Kraft nicht beinflusst, sie findet nach wie vor in der Richtung der elektrischen Kraft statt.[2]

---

[1] Das Huyghens'sche Princip stellt hier ausnahmsweise die Richtung des Strahles gut, aber auch hier die Lage der Wellenebene unrichtig dar. Diese haben radiale Lage, während sie nach dem Huyghens'schen Princip im homogenen Felde einander parallel bleiben sollten.

[2] Hertz vergleicht die magnetische Krümmung der Kathodenstrahlen mit der magnetischen Drehung der Schwingungsrichtung des Lichtes. So

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Das hier betrachtete dünne, gekrümmte Bündel eines Kathodenstrahles entspricht dem axialen Theile eines begrenzten Kathodenstrahles von grösserer Dicke. Die Ränder desselben verhalten sich complicirter, weil sie magnetische Transversalcomponenten führen. Auch im axialen Bündel wird streng genommen an den Stellen starker Ablenkung des Strahles eine magnetische Transversalcomponente $\mathfrak{Y}$ auftreten, welche ihren Grund hat in der Änderung der Amplitude A nach 10). Diese Änderung verschwindet jedoch vollständig gegen die Änderungen, welche die Schwingung des Strahles einführt, der kurzen Schwingungsdauer derselben wegen.

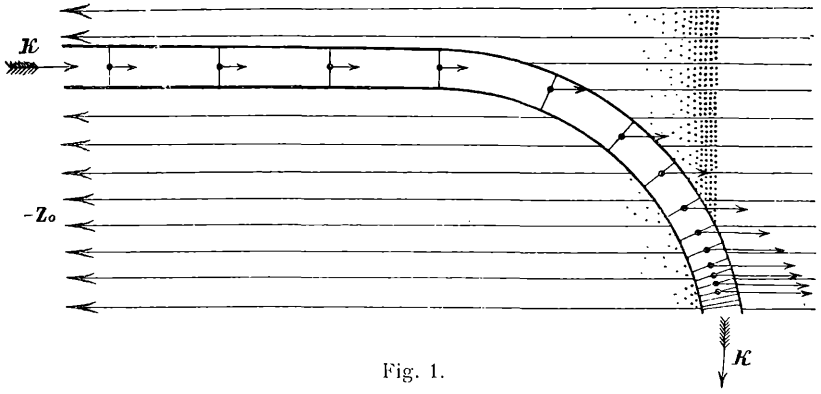

Fig. 1.

Fig. 1 macht das Verhalten eines im homogenen elektrischen Feld durch eine senkrecht wirkende magnetische Kraft gekrümmten Kathodenstrahles anschaulich.

Die parallelen, von rechts nach links gehenden Pfeile bezeichnen die positive Richtung der elektrischen Kraft. Die Stärke der magnetischen Kraft $\mathfrak{Y}_0$, welche von vorn nach hinten geht, ist durch die Dichte der zwischengesetzten Punkte angedeutet. Sie ist in der linken Hälfte des Feldes sehr klein, nach rechts hin immer grösser angenommen, so dass der Strahl nach 11) nach rechts hin immer stärker abgelenkt wird und also ungefähr Kreisform annimmt.

---

charakteristisch dieser Vergleich auch ist, so trifft er doch nach der hier vorgetragenen Theorie zufällig gerade das Gegentheil der thatsächlich stattfindenden Verhältnisse.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Der Kathodenstrahl KK verläuft in der linken Hälfte des Feldes, wo keine magnetische Kraft wirkt, geradlinig in der Richtung der negativen elektrischen Kraft, in der rechten Hälfte des Feldes biegt er aus dieser Richtung ab. Nach Gleichung 11) ist die Tangente des Winkels, welcher seine Richtung mit der Richtung der negativen elektrischen Kraft einschliesst, überall der Kraft $\mathfrak{Y}_0$ proportional.

Es sind ferner die Wellenebenen des Strahles, welche überall auf seiner Richtung senkrecht stehen, eingezeichnet, und zwar in solchen Distanzen, wie sie der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Strahles entsprechen. Dieselbe nimmt nach 9) mit dem Cosinus des Ablenkungswinkels ab. In der Mitte jeder Wellenebene sind durch einen kleinen Pfeil der Richtung und Grösse nach die elektrischen Schwingungen des Strahles bezeichnet. Dieselben bewahren im homogenen elektrischen Felde ihre Richtung. Was ihre Grösse anbelangt, so wird die Grösse der longitudinalen Componente C im ganzen Verlaufe des Strahles annähernd dieselbe sein. Die radiale Componente A muss aber nach 10) beträchtlich zunehmen. Die Intensität der totalen Schwingung des Strahles muss also desto mehr zunehmen, je weiter der Strahl abgelenkt wird. Gleichzeitig nimmt aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit desselben ab, so dass die in einer halben Wellenlänge des Strahles vorhandene Energie überall denselben Werth hat.

35. Gegenseitige Abstossung der Kathodenstrahlen. Die Gleichungen I), welche für Kathodenstrahlen grosser Amplitude gelten, sind geeignet, die gegenseitige Abstossung zweier Kathodenstrahlen darzustellen. Es ist dies eine nichtsuperpositorische Erscheinung, kann also durch die annähernd giltigen linearen Gleichungen I′) nicht erklärt werden, wohl aber durch die nichtlinearen Gleichungen I). Man denke sich als Grenzbedingung in der xy-Ebene elektrische Z-Schwingungen gegeben, wie sie in den zwei Spalten des Crooke'schen Schirmes auftreten. Das Integral der Gleichungen I) wird dann jedenfalls zwei von diesen Spalten ausgehende Strahlen darstellen, und zwar der nichtlinearen Form dieser Gleichungen wegen keine geradlinigen Strahlen, sondern ungefähr hyperbolisch auseinander gekrümmte Strahlen.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

36. Magnetischer Longitudinalstrahl. Rein magnetische Longitudinalstrahlen sind der Unsymmetrie der Gleichungen II′) und II″) wegen nicht möglich.

Ein elektrischer Kathodenstrahl, welcher in der Richtung einer zusammenfallenden elektrischen Kraftlinie Z_0 und magnetischen Kraftlinie $\mathfrak{Z}_0$ fortschreitet, zeigt ausser seiner elektrischen Longitudinalschwingung Z auch eine magnetische Longitudinalschwingung $\mathfrak{Z}$.

Diese könnte auf eine Spule, in deren Axe der Strahl fortschreitet, inducirend wirken, ein Experiment, welches unter den Strahlungsexperimenten eine besondere Stellung einnehmen würde.

V. Longitudinales Licht.

37. Longitudinale Antheile des natürlichen Lichtes. Nach der zu Ende des Abschnittes 32 gegebenen Entwicklung soll das transversale Licht im luftverdünnten Raum (wenigstens an seinen Rändern) von Longitudinalstrahlen begleitet werden, welche cohaerent sind und in der Phase um eine Viertelwellenlänge gegen das transversale Licht verschoben sind. Im Folgenden wird dies an Experimenten von Elster und Geitel bestätigt.

Von theoretischem Interesse ist die Frage nach dem Grenzübergang des transversalen Lichtes durch eine Oberflächenschichte, in welcher ε_0 sich ändert, während η_0 nicht den Werth 1 hat. Es findet sich eine solche Schichte an der Grenze jedes luftverdünnten Raumes.

In dieser Grenzschichte muss das transversale Licht die Longitudinalcomponenten, welche es dann im luftverdünnten Raume zeigt, angenommen haben. Es könnte dies so zu Stande kommen, dass die Kräfte des Transversalstrahles auch in dieser Grenzschichte die Laplace'sche Gleichung erfüllen.

Dann gilt nach II′):

$$\frac{\alpha_0}{\eta_0 - 1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = X \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial x} + Y \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial y} + Z \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial z}. \qquad 12)$$

Nur dann, wenn die Richtung der elektrischen Schwingungen des Transversalstrahles auf der Richtung des Gefälles

 ©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

von ε_0 senkrecht steht, ist dann $\frac{d\varepsilon}{\partial t} = 0$ und werden keine Longitudinalstrahlen angeregt.

Die angeregten Longitudinalschwingungen haben, wie durch den Vergleich von 12) mit I') folgt, eine Viertelwellenlänge Phasenunterschied gegen die transversalen Schwingungen X, Y, Z. Sie sind nämlich mit ε gleichphasig.

38. Die Messungen von Elster und Geitel. Als ich die jüngst erschienene Arbeit der Herren Elster und Geitel[1] erhielt, erkannte ich auf den ersten Blick, dass bei ihren Entladungsexperimenten theilweise longitudinales Licht auftritt und dass dasselbe eine Phasenverschiebung von einer Viertelwellenlänge gegen das transversale Licht hat.[2]

Dies folgt aus meinem Entladungsgesetz nach Capitel I, also auf rein experimentellem Wege.

Der lichtelektrische Strom J ist nach Elster und Geitel cet. par. der Lichtintensität (dem Quadrat der Amplitude) proportional und befolgt das Gesetz

$$J = A \cos^2 \alpha + B \sin^2 \alpha,$$

worin α das Azimuth der elektrischen Schwingungsebene des einfallenden Lichtes gegen die Einfallsebene ist. Die Constanten A und B haben folgende Werthe

Einfallswinkel i	70°	66°	40°	23°
A	149·6	144·0	161·3	96·8
B	3·2	4·0	7·1	28·1

Diese Gleichung zeigt in der Form:

$$J = A - B) \cos^2 \alpha + B,$$

---

[1] Elster und Geitel, Abhängigkeit des elektrischen Stromes vom Azimuth und Einfallswinkel des Lichtes (Sitzber. d. Berl. Akad., 1895, S. 209).

[2] Die Herren Elster und Geitel, vergl. l. c. S. 213, Z. 14 v. u. erkennen keineswegs, dass sie es mit longitudinalem Licht zu thun haben.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

dass B (die Abweichung von meiner Voraussage, vergl. Cap. I, Abschnitt 5) für grosse Einfallswinkel sehr klein ist, aber für kleine Einfallswinkel stark anwächst.

Bei constantem Einfallswinkel und variablem Azimuth zeigt das Licht eine constante Abweichung B von der Wirkung, welche es haben muss, wenn mein Entladungsgesetz richtig ist und das Licht rein transversal wäre.

Das Licht hat also eine longitudinale Componente und diese ist um eine Viertelwellenlänge verschoben. Dann werden sich die Quadrate der Schwingungen, welche beziehungsweise die transversale und die longitudinale Schwingung des Lichtes in die Elektrodennormale senden, zu dem Quadrat der resultirenden Schwingung in der Normale addiren, welches die lichtelektrische Wirkung bestimmt.

B steht zu der Amplitude L der Longitudinalschwingung in der Beziehung

$$B = L^2 \cos^2 i.$$

$(A—B)$ steht zu der Amplitude T der transversalen Schwingung in der Beziehung

$$(A—B) = T^2 \sin^2 i.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{L}{T} = \operatorname{tg} i \sqrt{\frac{B}{A—B}}$$

Aus den angeführten Messungsresultaten von Elster und Geitel ergibt sich hienach:

Einfallswinkel i	70°	66°	40°	23°
$\frac{L}{T}$	0·407	0 380	0·230	0·287

Ungeachtet die Intensität des bei verschiedenem Einfallswinkel verwendeten Lichtes nicht dieselbe war, ergibt sich ein ziemlich regelmässig, mit dem Einfallswinkel abnehmendes

©Akademie der Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Verhältniss des Longitudinalantheils L des Lichtes und der anregenden transversalen Amplitude T desselben, was die Übereinstimmung mit der obigen Theorie vervollständigt.

Das transversale Licht zeigt longitudinale Antheile, deren Phase um eine Viertelwellenlänge verschoben ist, deren Amplitude mit dem Einfallswinkel abnimmt und in den angeführten Messungen ungefähr den dritten Theil der Transversalamplitude ausmacht.

Die Gesellschaft zur Förderung deutscher Wissenschaft, Kunst und Literatur in Böhmen hat das Zustandekommen dieser Arbeit unterstützt, wofür ich hiemit meinen Dank sage.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1895

Band/Volume: 104_2a

Autor(en)/Author(s): Jaumann Gustav

Artikel/Article: Longitudinales Licht. 747-792