universität innsbruck
Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Encyklopaedie der Naturwissenschaften

Elektricität und Magnetismus

Winkelmann, Adolph August

1893

Eigenschaften der Dielektrika

urn:nbn:at:at-ubi:2-7856

Ring ist ein Metallgehäuse gesetzt, welches die bewegliche Scheibe umgiebt. Ring, Gehäuse und bewegliche Scheibe sind leitend verbunden, aber von den übrigen Theilen des Apparates isolirt.

Um die Potentialdifferenz zweier Leiter absolut zu messen, verbindet man die beiden Platten jeden mit einem der Leiter, hebt das Gewicht G ab, das die Platte in der Visirlage hält, und schraubt die feste Scheibe so lange in die Höhe, bis sie durch die elektrische Anziehung die bewegliche Scheibe wieder in die Visirlage gezogen hat. In dieser Stellung ist die elektrische Anziehung gleich diesem Gewicht G (d. h. der Masse M mal der Beschleunigung g). Die Anziehungskraft ist aber, wenn F die Fläche der beweglichen Scheibe, V die gesuchte Potentialdifferenz, d der Abstand ist, gleich

$$\frac{V^2 F}{8\pi d^2},$$

also wird

$$V = d\sqrt{\frac{8\pi G}{F}},$$

Der Abstand d wird dadurch bestimmt, dass man die Stellung der Mikrometerschraube abliest, wenn die feste Scheibe bis ganz zur Berührung mit der beweglichen und dem Schutzring gehoben ist und davon abzieht die Stellung der Schraube bei der jeweiligen Messung. Damit die elektrische Anziehung hinreichend gross sei bei nicht zu geringem Abstand der Platten, verbindet THOMSON Schutzring und bewegliche Platte mit einer constant geladenen Leydener Flasche und zwar bildet, wie in seinem Quadrantelektrometer, das Gehäuse des Elektrometers selbst die Flasche. Um ihre Ladung constant zu erhalten, ist dann noch ein Replenisher angebracht und zur Erkennung der Constanz ein Prüfelektrometer, wie beim Quadrantelektrometer beschrieben wurde. Die feste Platte wird dann mit dem Körper verbunden, dessen Potential gemessen werden soll. Es ergiebt sich aus dem äquilibrirenden Gewicht und dem Abstand d der absolute Werth der Differenz dieses Potentials gegen das der Leydener Flasche. Man kann auf diese Weise dann andere Elektrometer mit diesem absoluten graduiren. Aehnliche Elektrometer sind in THOMSON, Reprint of Papers, pag. 292 ff., beschrieben [1]). GRAETZ.

Eigenschaften der Dielektrika.

I. Grundthatsachen in Bezug auf dielektrische Eigenschaften der Körper.

Die Gesetze der Elektrostatik, wie sie aus dem COULOMB'schen Gesetz sich ergeben, insbesondere die Vertheilung der Elektricität auf Leitern durch Influenz nehmen keine weitere Rücksicht auf die zwischen den Leitern befindlichen Isolatoren als die, dass sie ihnen eben die isolirende Eigenschaft zuschreiben. Obwohl indess schon von MUSSCHENBROEK, WILKE, CUTHBERSON und CAVENDISH [2]) gefunden war, dass die Substanz des isolirenden Mediums selbst einen Einfluss

[1]) S. JAUMANN, Wien. Ber. 95 (2), pag. 651. PIONCHON, Journ. de phys. (2), pag. 231. 1890. S. auch das Schraubenelektrometer von THOMSON (long range electrometer) bei QUINCKE, WIED. Ann. 19, pag. 560. 1883

[2]) S. die Literatur in WIEDEMANN, Elektricität, Bd. II, pag. 1. 1883.

auf die Vertheilung ausübe, wurde diese neue Eigenschaft der Isolatoren doch erst gründlich untersucht und auf zahlenmässige Angaben zurückgeführt, als FARADAY[1]) diese Frage aufnahm. FARADAY bezeichnete die Eigenschaft der Isolatoren, elektrische Wirkungen durch sich hindurch zu lassen, als dielektrische Eigenschaft derselben, und die Isolatoren selbst als Dielektrika.

Die Frage, welche sich FARADAY stellte, formulirte er folgendermaassen: Gesetzt A sei eine in der Luft aufgehängte elektrisirte Metallplatte, B und C seien zwei gleich grosse, in gleichem Abstand von A aufgehängte, zur Erde abgeleitete Platten, so wird A auf B und C in gleicher Weise influenzirend wirken. Die Elektricitätsmengen auf B und C werden die gleichen sein. Wenn nun bei dieser Stellung der Platten zwischen A und C statt Luft ein anderes Dielektrikum, z. B. Schellack gebracht wird, wird dann die Influenz zwischen ihnen dieselbe bleiben, wird C noch dieselbe Elektricitätsmenge durch Influenz erhalten, wie B?

Um diese Frage zu entscheiden, wendete FARADAY zwei kugelförmige Condensatoren an, von denen der eine Luft als Zwischenschicht zwischen den Kugelflächen enthielt, während in dem andern die untere Hälfte des Zwischenraums durch eine Halbkugel aus Schellack ersetzt werden konnte. Wenn beide Apparate Luft als Zwischenmedium enthielten, so theilte sich eine Ladung, die dem einen ertheilt wurde, in solcher Weise zwischen ihnen, dass beide gleichviel Elektricität enthielten. Dies wurde durch den Ausschlag eines Elektroskops erkannt. Enthielt aber der erste Apparat Schellack statt Luft, und wurde der zweite geladen und diese Ladung dann zwischen ihm und dem ersten getheilt, so bekam der Schellackcondensator eine weit grössere Ladung. Setzte man die Capacität des Luftcondensators gleich 1, so war die des Schellackcondensators $= 1{\cdot}55$.

Wurde der Schellackcondensator zuerst geladen und seine Ladung mit dem Luftcondensator getheilt, so enthielten nach der Theilung beide mehr Ladung als im umgekehrten Falle (weil nämlich der Schellackcondensator mehr Elektricität aufgenommen hatte), und es ergab sich die Capacität des Schellackcondensators $= 1{\cdot}47$ von der des Luftcondensators. Aus zwei anderen ähnlichen Versuchen ergaben sich noch die Zahlen $1{\cdot}50$ und $1{\cdot}49$ für dasselbe Verhältniss der Capacitäten, so dass im Mittel $1{\cdot}50$ als das Verhältniss der Capacität des Schellackcondensators (wobei aber nur die eine Hälfte des Zwischenraumes mit Schellack gefüllt war) zu der des Luftcondensators genommen werden konnte.

In derselben Weise bestimmte dann FARADAY die dielektrischen Eigenschaften anderer Körper. Er bezeichnete die so gefundenen Zahlen als die specifische induktive Capacität der Substanzen, ein Ausdruck, der in England noch gebräuchlich ist, während man in Deutschland diese Zahlen als Dielektricitätsconstanten bezeichnet. Unter der Dielektricitätsconstante einer Substanz versteht man speciell das Verhältniss der Capacitäten eines Condensators, wenn er einmal die Substanz, das andere Mal die Luft als Zwischenmedium erhält. Es ist dabei zu bemerken, dass die Zahlen von FARADAY nicht die eigentlichen Dielektricitätsconstanten sind, sondern auf diese reducirt werden müssen, weil der Zwischenraum zwischen den Kugeln eben nicht ganz mit den dielektrischen Körpern ausgefüllt war und dass zweitens diese Zahlen nicht sehr genau sind, weil die Dielektrica die Metallfläche berührten, was Complikationen hervorbringt.

Berechnet man die eigentlichen Dielektricitätsconstanten aus diesen Versuchen, so erhält man für

---

[1]) FARADAY, Experimental Researches, XI. Reihe 1252 ff. 1837. Deutsche Ausgabe von KALISCHER, Bd. I, pag. 354 ff.

Schellack	2
Glas	2·2
Schwefel	2·24
Wallrath	1·3—1·6.

Bei Terpentinöl und Naphta ergeben sich keine sicheren Resultate. Ebensowenig konnte FARADAY entscheiden, ob Luft von verschiedenem Druck, von verschiedener Temperatur, von verschiedener Feuchtigkeit oder ob verschiedene Gase sich anders verhielten als Luft.

Nachdem so die verschiedenen Eigenschaften der verschiedenen Dielektrica in Bezug auf die Vertheilung der Elektricität durch sie hindurch nachgewiesen waren, handelte es sich darum, erstens eine Vorstellung von der Ursache dieser dielektrischen Erscheinungen zu gewinnen, zweitens die Gesetze dieser Erscheinungen mathematisch auszudrücken und drittens die Constanten verschiedener Substanzen zu ermitteln.

II. Ursache der dielektrischen Erscheinungen.

FARADAY hatte die Ansicht, die im wesentlichen noch (oder wieder) heute gilt, dass die Moleküle des Zwischenmediums zwischen zwei geladenen Leiterflächen selbst in irgend welcher Weise elektrisch beeinflusst werden und dadurch auch wieder elektrische Wirkungen ausüben. Nach dieser Anschauung werden die Moleküle des Isolators selbst positiv und negativ elektrisch werden müssen, es wird eine polare Trennung der Elektricitäten in ihnen stattfinden. Das Zwischenmedium ist dann dielektrisch polarisirt.

Die Wirkung der elektrischen Ladungen geht dann nach FARADAY von Theilchen zu Theilchen durch das Dielektrikum hindurch. Die elektrostatischen Kräfte sind keine Fernkräfte. Doch lässt sich dieselbe Annahme der dielektrischen Polarisation auch mit der Zulassung von Fernkräften durchführen. In Bezug auf die Entstehung dieser Polarität kann man zweierlei Annahmen machen[1]). Man kann erstens annehmen, dass ein Isolator in sich eine grosse Anzahl kleiner Körperchen enthält, welche leitend seien. Durch die elektrischen Kräfte werden dann in diesen durch Influenz die Elektricitäten geschieden und so die Polarität hervorgebracht. Diese Annahme ist von CLAUSIUS durchgeführt worden.

Man kann zweitens annehmen, dass die Theilchen eines Isolators schon an sich elektrisch polar seien und durch die elektrischen Kräfte alle nach derselben Richtung gerichtet wurden. Dann muss man noch Nebenannahmen machen über die Kräfte, welche der Drehung der Moleküle entgegenwirken. Ferner kann man den Unterschied zwischen isolirenden Körpern und eingebetteten leitenden Molekülen aufgeben und annehmen, dass auch in jedem isolirenden Molekül die Elektricitäten getrennt werden, dielektrische Polarisationen auftreten können, wie es bei magnetisirbaren Körpern von den Magnetismen angenommen wird. Diese Annahme legt v. HELMHOLTZ[2]) seiner Betrachtung zu Grunde.

Diese beiden Theorieen sind ganz entsprechend entwickelt wie die POISSONsche Theorie des inducirten Magnetismus (s. pag. 20). Nur haben die auftretenden Constanten in ihnen verschiedene Bedeutung. MAXWELL[3]) dagegen betrachtet die dielektrischen Eigenschaften der Isolatoren von einem weiteren

---

[1]) CLAUSIUS, Mechanische Wärmetheorie, Bd. II, pag. 64 (2. Aufl.). 1879.

[2]) v. HELMHOLTZ, CRELLE's Journ., Bd. 72, pag. 57. Ges. Abh. I, pag. 545.

[3]) MAXWELL, Phil. Transactions for 1865, pag. 459.

Gesichtspunkt. Er nimmt an, dass die elektrischen Erscheinungen von einem incompressiblen, elastischen Fluidum herrühren, welches den Raum und alle Zwischenräume der Körper erfülle. In jedem Isolator besitze dieses Fluidum eine andere Elasticität, eine Annahme, die entsprechend der NEUMANN'schen in der Optik ist. Die Ladung eines Körpers besteht darin, dass das in dem Körper vorhandene Fluidum verschoben wird. Aber vermöge der elastischen Kräfte suchen die verschobenen Theilchen des Fluidums wieder in ihre ursprüngliche Lage zurückzukehren. Durch diese Annahme werden sowohl die Kräfte zwischen elektrisirten Körpern erklärt als auch die dielektrischen Eigenschaften abgeleitet. Die Dielektricitätsconstante D steht in naher Beziehung zu dem elektrischen Elasticitätscoëfficienten p eines Mediums. Sie ist nämlich seinem reciproken Werth proportional

$$D = \frac{4\pi}{p}.$$

Alle diese Theorieen der dielektrischen Erscheinungen führen auf denselben Zusammenhang zwischen Ladung und Potential in einem Dielektrikum. Der Grund dieser Uebereinstimmung ist der, dass in jedem Falle die in dem Dielektrikum auftretenden Veränderungen (Polarisationen, elastische Verschiebungen) den wirkenden Kräften proportional gesetzt werden.

Die MAXWELL'sche Theorie führte aber noch zu einer wichtigen Beziehung, welche dann auch von HELMHOLTZ (l. c.) ohne die MAXWELL'schen Annahmen abgeleitet wurde. Bezeichnet nämlich n den optischen Brechungsindex einer Substanz, bezogen auf unendlich lange Wellen (d. h. die Constante der CAUCHY-schen Dispersionsformel) und ist die Substanz nicht stark magnetisirbar, so ist das Quadrat des Brechungsindex gleich der Dielektricitätsconstante, also

$$n = \sqrt{D}.$$

Es kann daher genügen, um zu dem Schlussresultat zu kommen, eine dieser Berechnungen auszuführen, wobei auf die Theorie der magnetischen Induction, wie sie auf pag. 20 f. auseinandergesetzt ist, Rücksicht genommen werden soll und nur die Abweichungen näher erörtert werden sollen.

Es möge also angenommen werden, dass jedes Element des Isolators polarisirt sei. Es seien $+ e d\tau$ und $- e d\tau$ die positiven und negativen Elektricitätsmengen in dem Element $d\tau$, welche durch die Polarisation geschieden seien, welche aber nicht das Element verlassen können. Das Molekül habe die Coordinaten abc, ein angezogener Punkt P die Coordinaten xyz. Wir bezeichnen dann das Produkt aus $+ e$ in den Abstand der beiden mit $\pm e$ geladenen Punkte als das auf die Volumeneinheit bezogene dielektrische Moment des Moleküls, S, seine Componenten nach drei Coordinaten mit $\alpha\beta\gamma$. Dann ist das Potential dieses Moleküls auf einen Punkt P mit den Coordinaten xyz (s. pag. 21).

$$\delta Q = - \left(\alpha \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \beta \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} + \gamma \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right) d\tau,$$

worin

$$r = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}$$

ist.

Das Potential des ganzen Dielektrikums auf einen Punkt P (ausserhalb oder innerhalb des Dielektrikums) ist daher

$$Q = - \int d\tau \left(\alpha \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \beta \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} + \gamma \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right).$$

Es seien nun geladene leitende Körper vorhanden, die auf einander und auf das Dielektrikum wirken. Es sei V das gegebene Potential dieser leitenden Körper, berechnet unter der Annahme, dass das Dielektrikum keinen Einfluss habe. Dann üben diese Ladungen erstens eine direkte Kraft auf den Punkt xyz aus, deren Componenten sind $-\frac{\partial V}{\partial x}$, $-\frac{\partial V}{\partial y}$, $-\frac{\partial V}{\partial z}$.

Zweitens polarisiren sie das Dielektrikum, so dass dieses selbst das Potential Q an dem Punkt xyz hat, und die Kräfte, die von dem Dielektrikum herrühren, sind am Punkt xyz $-\frac{\partial Q}{\partial x}$, $-\frac{\partial Q}{\partial y}$, $=\frac{\partial Q}{\partial z}$.

Wir nehmen nun ganz wie in der Theorie des inducirten Magnetismus an, dass die dielektrischen Momente in einem Element des Dielektrikums den dort wirkenden Kräften proportional sind. Bezeichnen wir also mit $\varkappa$ eine Constante, die Dielektrisirungszahl, so ist

$$\alpha = -\varkappa \frac{\partial(V+Q)}{\partial a}, \quad \beta = -\varkappa \frac{\partial(V+Q)}{\partial b}, \quad \gamma = -\varkappa \frac{\partial(V+Q)}{\partial c}.$$

und man hat nach einigen Umformungen folgende Gleichungen:

1) An irgend einem Punkt des Raumes herrscht das Gesammtpotential

$$\varphi = V + Q.$$

2) Es ist

$$Q = \varkappa \int_O \frac{ds}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial N}.$$

Das Integral über die Oberfläche des Dielektrikums ausgedehnt.

3) Es ist $\Delta\varphi = 0$ für alle Punkte des Dielektrikums.

4) Es ist $\alpha = -\varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $\beta = -\varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $\gamma = -\varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial z}$, für den Punkt xyz die Dielektrikums. Da nun aber die Grenzen des Dielektrikums (wenn wir nur eines als vorhanden annehmen) zugleich die Grenzen der geladenen Leiter sind, so vereinfachen sich diese Gleichungen.

Wir nehmen an, dass das ganze System aus einem Dielektrikum besteht, in welchem beliebige viele leitende Flächen 1, 2 .... eingebettet sind. Dann ist

$$Q = \varkappa \int_{O_1} \frac{ds_1}{r} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)_1 + \varkappa \int_{O_2} \frac{ds_2}{r} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)_2 + \ldots . \varkappa \int_{O_m} \frac{ds_m}{r} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)_m.$$

Nun lässt sich aber nach einer Folgerung des GREEN'schen Satzes (s. pag. 17) der Werth von φ in irgend einem Punkte des Raumes darstellen durch die Werthe von φ und $\frac{\partial \varphi}{\partial N}$ an der Oberfläche. Es ist nämlich

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \sum_1^m \left[\int ds \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial N} \varphi - \frac{1}{4\pi} \int \frac{ds}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial N} \right].$$

Nun hat $\int ds \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial N} \varphi$ für jede der Oberflächen 1, 2 .. m den Werth 0. Denn es muss φ auf jeder Oberfläche constant sein, etwa $p_1, p_2 \ldots p_m$. Dann ist

$$\int_{O_i} ds_i \left(\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial N}\right)_i \varphi_i = p_i \int_{O_i} ds_i \left(\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial N}\right)_i = 0.$$

Mithin ist

$$-4\pi\varphi = \int_{O_1} \frac{ds_1}{r}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial N}\right)_1 + \int_{O_2} \frac{ds_2}{r}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial N}\right)_2 + \ldots + \int_{O_m} \frac{ds_m}{r}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial N}\right)_m.$$

Aus der Vergleichung der Ausdrücke für φ und Q ergiebt sich also

$$-4\pi\varphi = \frac{Q}{\varkappa},$$

also

$$Q = -4\pi\varkappa\varphi$$

und daher aus

$$V + Q = \varphi$$
$$V = (1 + 4\pi\varkappa)\varphi.$$

Die Constante $1 + 4\pi\varkappa$ ist die Dielektricitätsconstante D, und es ergiebt sich

$$V = D\varphi, \quad \varphi = \frac{V}{D}.$$

Für Luft (oder für den leeren Raum) nimmt man $\varkappa = 0$ an, dann ist für sie $D = 1$. Also wenn die Leiter dieselben Ladungen haben, das eine Mal, wenn Luft das Dielektrikum ist, das andere Mal, wenn eine andere Substanz das Dielektrikum ist, so ist das zweite Mal das Potential in jedem Punkte bloss der D^{te} Theil vom ersten Mal.

Befindet sich also in einem Condensator Luft als Zwischenraum, so ist seine Capacität

$$\varkappa = \frac{E}{V},$$

Befindet sich eine andere Substanz im Zwischenraum, so ist

$$\varkappa_1 = \frac{E}{\varphi} = \frac{DE}{V} = D\varkappa.$$

Man sieht daraus, dass die Capacität eines Condensators die Dfache wird, wenn das Dielektrikum mit der Constante D in ihm enthalten ist. Dadurch führt diese Theorie direkt auf die FARADAY'schen Beobachtungen.

Es beruht also die Bestimmung der Dielektricitätsconstanten direkt auf der Bestimmung der Capacität eines Condensators. Indess werden die Beobachtungen, wenn man feste Körper als Dielektrika anwendete, manchen Fehlerquellen ausgesetzt sein, insbesondere der, dass die freie Oberfläche der dielektrischen Platte selbst geladen ist. Desshalb schiebt man am besten die zu bestimmende Platte zwischen die Condensatorplatten so ein, dass sie diese nicht berührt, sondern einen Luftzwischenraum lässt.

Bezeichnet man den ganzen Abstand der Condensatorplatten mit m, die Dicke des Dielektrikums mit n, so ergiebt sich das Verhältniss der Capacitäten, wenn einmal die Platte angewendet wird, das andere Mal nicht[1])

$$\frac{\varkappa_1}{\varkappa} = \frac{mD}{n + (m - n)D},$$

woraus D zu berechnen ist.

III. Bestimmung der Dielektricitätsconstanten fester Körper.

Die allermeisten Versuche über Dielektricitätsconstanten wurden so angestellt, dass die Capacität eines und desselben Condensators nach verschiedenen Methoden gemessen wurde, wenn er Luft oder ein anderes Dielektrikum enthielt. Andere Methoden beruhen auf der Messung der Anziehung von leitenden Körpern in Dielektricis oder auf der Anziehung von Leitern und Dielektrika.

---

[1]) BOLTZMANN, Wien. Ber. 67 (2), pag. 1. 1873.

Die Capacitätsmethoden unterscheiden sich nur durch die Art der Messung der Capacität und durch die Einrichtung der Condensatoren. Bei den ersten Messungen dieser Art berührten noch die Dielektrika die Belegungen. Deswegen sind diese Messungen nicht einwandsfrei. Sie wurden angestellt ausser von FARADAY noch von BELLI[1]), HARRIS[2]) (Elektrometer), MATTEUCI[3]) (Anziehungsmethode), W. SIEMENS[4]) (Wippe mit Galvanometer). SIEMENS erhielt für Gase kein von Luft verschiedenes Resultat, für Stearin erhielt er 0·78, für Schwefel 2·9.

Neuere Versuche, bei denen die festen Dielektrika die Platten nicht berührten, wurden hauptsächlich wegen des Interesses angestellt, ob die oben pag. 70 angeführte MAXWELL'sche Beziehung sich bestätigt. Es sollen bei den einzelnen Beobachtern nur kurz die Methoden charakterisirt werden.

ROSSETTI[5]) bestimmte die Capacität von Condensatoren aus der Zahl der Entladungen zwischen den zwei Kugeln einer Influenzmaschine, die mit den Platten des Condensators verbunden waren. Er erhielt so für

Glas	Wallrath	Ebonit	Schwefel
3·45	2·18	2·08	1·81.

Die Zahlen sind aber recht ungenau.

BOLTZMANN[6]) arbeitete die Capacitätsmethode praktisch und theoretisch sorgfältig aus, indem er alle Fehlerquellen berücksichtigte. Er arbeitete mit dem Quadrantelektrometer und fand für

Hartgummi	Paraffin	Schwefel	Colophonium
3·15	2·32	3·84	2·51.

BOLTZMANN[7]) bestimmte die Dielektricitätsconstanten fester Körper auch durch Messung der anziehenden Kräfte. Eine feste Standkugel wurde elektrisirt und influenzirte eine nahe vor ihr aufgehängte bewegliche Kugel eines Dielektrikums und zog sie dadurch an. Die Drehung dieser Kugel wurde gemessen, dann auch die einer gleich grossen Stanniolkugel unter gleichen Verhältnissen. Es ergab sich daraus die Dielektricitätsconstante. Sind nämlich A und A_1 die unter gleichen Umständen beobachteten Drehungen der dielektrischen und der metallischen Kugel, so ist

$$\frac{A}{A_1} = \frac{D-1}{D-2}.$$

Es erwies sich dabei nothwendig, die Standkugel nicht dauernd zu laden, da die Influenz auf die dielektrischen Kugeln mit der Zeit grösser wird. Vielmehr durften die Ladungen nur etwa bis $\frac{1}{64}$ Sekunden lang dauern. Auf diese Weise erhielt BOLTZMANN für

Schwefel	Hartgummi	Paraffin	Colophonium
3·90	3·48	2·32	2·48.

Aehnliche Versuche machten ROMICH und NOWAK[8]) mit anderen Substanzen und erhielten für

Glas	Flussspath	Quarz	Kalkspath ⊥ Axe	Kalkspath ∥ Axe	Selen	Schwefel mit Graphit
7·5	6·7	4·6	7·7	7·5	10·2	4·0.

Diese Zahlen sind meist wegen zu grosser Ladungsdauer zu gross.

[1]) BELLI, Corso element de fisica 3, pag. 239. 1858.

[2]) HARRIS, Phil. Trans. 132, pag. 165. 1842.

[3]) MATTEUCI, Compt. rend. 48, pag. 780. 1859; Ann. chim. phys. (3) 27, pag. 133. 1849.

[4]) SIEMENS, POGG. Ann. 102, pag. 91. 1857.

[5]) ROSSETTI, N. Cimento (2) 10, pag. 171. 1873.

[6]) BOLTZMANN, Wien. Ber. (2) 66, pag. 1. 1872; 67, pag. 17. 1873.

[7]) BOLTZMANN, Wien. Ber. (2) 67, pag. 17. 1873; 68, pag. 81. 1873; 70, pag. 307. 1874. POGG. Ann. 151, pag. 482. 1874.

[8]) ROMICH und NOWAK, Wien. Ber. (2) 70, pag. 380. 1874.

Felici[1]) bestimmte an der Drehwage direkt die durch ein Dielektrikum hindurch stattfindende Elektrisirung einer Metallplatte, die von einer in messbarer Weise geladenen Metallkugel ausging. Die Dielektrika waren in Würfelform angewendet. Es ergab sich D für

Glas	Wallrath	Schwefel
3·35	2·25	1·78.

Gibson und Barclay[2]) wendeten einen Condensator mit dem zu untersuchenden Dielektrikum an und als Messapparat ein Quadrantelektrometer. Aber sie compensirten den Ausschlag der Elektrometers durch den gegenwirkenden Ausschlag von einem anderen geladenen Condensator, dessen Capacität in messbarer Weise verändert werden konnte. Er bestand nämlich aus zwei Messingröhren, innerhalb deren eine dritte engere Messingröhre conoxial verschoben werden konnte. Durch Veränderung der Lage der inneren Röhre liess sich die Capacität messbar verändern. Sie bestimmten so den Werth von D für

Paraffin zu 1·977.

Gordon[3]) benutzte einen Condensator, der aus 5 Platten bestand, um ebenfalls eine Nullmethode anzuwenden. Drei grosse Platten a, c, e enthielten zwischen sich zwei kleinere Platten b und d. Die mittelste der grossen Platten c war mit der Nadel eines Quadrantelektrometers verbunden. Es wurden nun die äussersten Platten (a und e) mit dem einen Pol eines Inductionsapparates, die mittelste c mit dem anderen Pol derselben verbinden. Dann gingen durch die Zwischenschicht Polarisationen von wechselnder Richtung und zwar von c nach a und nach e hin. Die beiden kleinen Platten b und d waren mit den beiden Polen eines Quadrantelektrometers verbunden und konnten, wenn der ganze Apparat in Luft war, so gestellt werden, dass das Elektrometer in Ruhe blieb. Wurde dann zwischen a und b eine dielektrische Platte eingeschoben (ohne a und b zu berühren), so gab das Elektrometer einen Ausschlag, der durch Verschiebung der Platte a wieder compensirt werden konnte. Diese Verschiebung wurde gemessen und gab die Dielektricitätsconstante. So wurde gefunden, (n = Brechungsindex, D Dielektricitätsconstante)

	D	n^2
Ebonit	2·284	
Guttapercha	2·462	
Chattersons Mischung	2·547	
Schwarzer Kautschuk	2·220	
Vulkanisirter Kautschuk	2·497	
Schwefel	2·58	4·47
Schellak	2·74	
Paraffin	1·9936	2·021
Schwefelkohlenstoff	1·81	2·595
Doppelt extra dichtes Flintglas	3·164	3·049
Extra dichtes Flintglas	3·054	2·908
Leichtes Flintglas	3·013	2·534
Hartes Crownglas	3·108	2·283
Gewöhnliches Glas	3·243	2·380

Hopkinson[4]) stellte seine Versuche zum Theil mit demselben Apparat wie

[1]) Felici, N. Cimento (2) 5, pag. 5 und 6, 73, 1871.

[2]) Gibson und Barclay, Phil. Trans. (2) 161, pag. 573. 1873.

[3]) Gordon, Phil. Trans. 1879, pars 1, pag. 417.

[4]) Hopkinson, Phil. Trans. 1878, pag. 17. 1881; (2), pag. 385.

GORDON, zum Theil in derselben Weise wie GIBSON und BARCLAY an. Nach beiden Methoden stimmten seine Resultate überein. Aber sie wichen zum Theil sehr ab von denen von GORDON. Er erhielt folgende Zahlen für D:

Doppelt extra dichtes Flintglas	9·096
Dichtes Flintglas	7·376
Leichtes Flintglas	6·70
Sehr leichtes Flintglas	6·61
Hartes Crownglas	6·96
Tafelglas	8·45
Paraffin	2·29
Steinsalz[1])	14.

SCHILLER[2]) bestimmte die Dielektricitätsconstanten bei ausserordentlich kurzen Ladungen. Er beobachtete nämlich mittelst einer von HELMHOLTZ angegebenen Methode[3]) die Schwingungsdauer der Oscillationen, welche bei der Entladung eines Condensators stattfinden. Da diese Schwingungsdauer vom Selbstpotential der Schliessung und der Capacität des Condensators abhängt (s. o. pag. 49), so konnte er durch Einschieben von dielektrischen Platten das Verhältniss der Capacitäten und danach die Dielektricitätsconstante bestimmen. Dabei war die Ladungsdauer des Condensators im Mittel etwa 0·0006 Sekunden. Er bestimmte auch noch die Dielektricitätsconstanten derselben Stoffe nach derselben Methode von SIEMENS, wobei Ladungsdauern von ungefähr 0·02 Sekunden angewendet wurden. Es ergaben sich folgende Resultate (wobei I die Zahlen nach der ersten Methode, II die nach der SIEMENS'schen Methode sind):

	D I	D II
Hartgummi	2·21	2·76
Reiner Kautschuk (braun)	2·12	2·34
Vulkanisirter Kautschuk (grau)	2·69	2·94
Paraffin (durchsichtig)	1·68	1·92
Paraffin (milchweiss)	1·85	2·47
Halbweisses Glas	3·31	4·12
Weisses Spiegelglas	5·83	6·34.

Man ersieht auch aus diesen Zahlen wieder, dass die Dielektricitätsconstanten scheinbar grösser werden, wenn die Dauer der Ladung wässt, wegen der allmählich fortschreitenden Ladung des Dielektriums, und dass man daher den wahren Werthen der Dielektricttätsconstanten um so näher kommen wird, je geringer man die Dauer der Ladungen macht.

WINKELMANN[4]) wendete einen Doppelcondensator an, bestehend aus drei Platten, von denen die mittelste mit dem einen Pol eines Inductionsapparates verbunden war, dessen anderer Pol zur Erde abgeleitet, während die beiden andern Platten, die von der mittleren Platte influenzirt waren, je mit einem Ende eines Telephons verbunden waren. Uebte die mittlere Platte gleiche Induction auf beide äussern Platten, so war der Ton im Telephon ein Minimum. Wurde nun zwischen die mittlere und eine der äusseren Platten ein Dielektrikum eingeschoben, so wurde der Ton wieder laut und man musste eine von den beiden

---

[1]) HOPKINSON, Proc. Roy. Soc. Lond. 43, pag. 156, 1887.

[2]) SCHILLER, POGG. Ann. 152, pag. 555. 1874.

[3]) v. HELMHOLTZ, Monatsber. d. Berl. Ak. 1871.

[4]) WINKELMANN, WIED. Ann. Bd. 38, pag. 161. 1889; Bd. 40, pag. 732. 1890.

äusseren Platten verschieben, um ihn wieder zum Verschwinden zu bringen. Aus dieser Verschiebung wurde die Dielektricitätsconstante berechnet. Es ergab sich für

Spiegelglas I. . . .	6·46	Ebonit	2·72
Spiegelglas II. . .	7·57	Paraffin	2·18
Glas ohne Blei . .	7·11	Schellack	3·10
Glas mit Blei . . .	7·44		

Donle[1]) hat das Verfahren von Winkelmann derart modificirt, dass er statt eines Doppelcondensators einen einfachen Kohlrausch'schen Condensator anwendete, dessen eine Platte mit einem Pol eines zur Erde abgeleiteten Inductionsapparates verbunden war, während die zweite Platte durch ein empfindliches Elektrodynamometer (von Bellati-Giltay) zur Erde abgeleitet war. Es wurde der Ausschlag des Elektrometers bei verschiedenen Abständen der Platten und Luft als Dielektrikum ermittelt und dann bei bestimmtem Abstand der Platten und Einfügen eines andern Dielektrikums beobachtet. Daraus ergab sich die Dielektricitätsconstante wie bei Winkelmann. Die gefundenen Zahlen sind für feste Körper.

Spiegelglas . . . . . $D = 6{\cdot}883$
Paraffin . . . . . $D = 2{\cdot}29$
Schellack . . . . . $D = 3{\cdot}672.$

Quincke[2]) bestimmte die Dielektricitätsconstanten des Glases durch Entladung von kugelförmigen Glascondensatoren mittelst des Ausschlages eines Galvanometers. Er erhielt sehr schwankende Werthe, nämlich für

Flintglas . . . . . 3·6 bis 14·8
Thüringer Glas . . . . . 6·84 bis 25·30.

Die Ladungszeit war wohl zu einer Bestimmung der eigentlichen Dielektricitätsconstante zu gross.

Klemencic[3]) bestimmte in derselben Weise die Constante für Glimmer zu 6·64, wobei er zeigte, dass der Glimmer sehr trocken sein muss, um zu isoliren. Ebenso fand Bouty[4]) für Glimmer die Dielektricitätsconstante etwa gleich 10.

Wüllner[5]) berechnete aus seinen Versuchen über die Leitung in dielektrischen Medien (s. u. Abschnitt VII) ebenfalls die Dielektricitätsconstante und erhielt für

Schwefel	3·04	Glas	6·10
Schellack I. . . .	3·73	Ebonit	2·56
Schellack II. . . .	2·95	Paraffin	1·96

Man sieht aus diesen verschiedenen Messungen, dass die Angaben verschiedener Beobachter nicht sonderlich übereinstimmen. Zum Theil liegt das an der Ungleichartigkeit des Materials, zum Theil aber auch daran, dass die Dielektrika sich mit der Zeit elektrisch laden und dann eine ganz andere Constante geben. Direkt ist das von Boltzmann (l. c.) bewiesen worden. Die eigentliche Dielektricitätsconstante ist diejenige, welche aus unendlich kurzer Ladung abzuleiten ist. In Folge dessen haben in jüngster Zeit J. J. Thomson und Lecher versucht, die Dielektricitätsconstanten zu bestimmen, indem sie Ladungsseiten von so geringer Dauer anwendeten, wie sie bei den Hertz'schen Schwingungen vorkommen.

---

[1]) Donle, Wied. Ann. 40, pag. 307. 1890.

[2]) Quincke, Wied. Ann. 19, pag. 556. 1883.

[3]) Klemencic, Wien. Ber. 96 (2), pag. 807, 1887; s. Kagi, Dissert. Zürich 1882.

[4]) Bouty, Compt. rend. 110, pag. 846. 1890.

[5]) Wüllner, Exp. Physik (4. Aufl.) 4, pag. 333. 1886.

J. J. THOMSON[1]) wendete HERTZ'sche Schwingungen an, deren Dauer etwa $\frac{1}{25 \cdot 10^6}$ Sekunde war und fand mit diesen

bei Glas $D = 2{\cdot}7$.

Dasselbe Glas, mit einem Stimmgabelunterbrecher geladen, also bei einer Ladungsdauer von einigen hunderteln Sekunden, gab $D = 9$ bis 11.

Bei Ebonit und Schwefel war die Aenderung von D nicht bedeutend. Es war D

	HERTZ'sche Schwingungen	Stimmgabel
für Ebonit	1·9	2·1
„ Schwefel	2·4	2·27.

Bei Glas wurde also die Vermuthung, dass D um so kleiner wird, je kleiner die Ladungszeit ist, bestätigt.

Zu dem entgegengesetzten Resultaten kam LECHER[2]), der von einigen Substanzen die Dielektricitätsconstanten maass und zwar einmal mit HERTZ'schen Schwingungen (Ladungszeit 0·00000036 Sekunden), dann mit den Schwingungen eines RUHMKORFF'schen Induktionsapparates (Ladungszeit 0·0005 Sekunden), und endlich mit statischer Ladung (Ladungszeit 0·5 Sekunden).

Es ergab sich

	D		
Ladungszeit in Sekunden	Spiegelglas	Solinglas	Hartgummi
0·5	4·67	4·64	2·64
0·0005	5·34	5·09	2·81
0·0000003	7·31	6·50	3·01

Also ergab sich bei allen Substanzen ein Anwachsen von D mit abnehmender Ladungszeit. Dieses, allen anderen Erfahrungen wiedersprechende Resultat bedarf aber jedenfalls noch der Bestätigung.

Eine Zusammenstellung der verschiedenen Bestimmungen der Dielektricitätsconstanten fester Körper ist in folgender Tabelle enthalten.

Tabelle der Dielektricitätsconstante fester Körper.

1) Gewöhnliches Glas.
- 3·45 ROSSETTI,
- 3·243 GORDON,
- 3·35 FELICI,
- 3·31, 4·12 SCHILLER,
- 7·5 ROMICH und NOWAK,
- 8·45 HOPKINSON,
- 6·8—25·0 QUINCKE,
- 6·10 WÜLLNER,

2) Spiegelglas.
- 5·8, 6·34 SCHILLER,
- 6·46, 7·57 WINKELMANN,
- 6·883 DONLE.

3) Crownglas hart.
- 3·243 GORDON,
- 6·96 HOPKINSON.

4) Flintglas — sehr leicht bis sehr dicht.
- 3·013 bis 3·164 GORDON,
- 6·61 bis 9·096 HOPKINSON,
- 7·11 bis 7·44 WINKELMANN.

5) Wallrath.
- 2·18 ROSSETTI,
- 2·25 FELICI.

6) Ebonit.
- 2·08 ROSSETTI,
- 3·15 bis 3·48 BOLTZMANN,
- 2·284 GORDON,
- 2·21 bis 2·76 SCHILLER,
- 2·72 WINKELMANN,
- 2·56 WÜLLNER.

[1]) J. J. THOMSON, Proc. Roy. Soc. Lond. 46, pag. 292. 1889.

[2]) LECHER, WIED. Ann. 42, pag. 142. 1891; Wien. Ber. 99, pag. 480. 1890.

7) Schwefel.
   1·81 Rossetti,
   3·84 bis 3·90 Boltzmann,
   1·78 Felici,
   2·58 Gordon,
   3·04 Wüllner.
8) Colophonium.
   2·48 bis 2·55 Boltzmann.
9) Schellack.
   2·74 Gordon,
   3·10 Winkelmann,
   3·672 Donle,
   2·95—3·73 Wüllner.
10) Paraffin.
   2·32 Boltzmann,
   1·977 Gibson und Barclay,
   1·9936 Gordon,
   2·29 Hopkinson,
   1·78—2·17 Schiller,
   2·18 Winkelmann,
   2·29 Donle,
   1·96 Wüllner.
11) Vulkanisirter Kautschuk.
   2·497 Gordon,
   2·69—2·94 Schiller.
12) Roher Kautschuk.
   2·220 Gordon,
   2·12—2·34 Schiller.
13) Chattertons Mischung.
   2·547 Gordon.
14) Guttapercha.
   2·462 Gordon.
15) Flussspath.
   6·7 Romich und Nowack.
16) Quarz.
   4·6 Romich und Nowack.
17) Kalkspath.
   7·6 Romich und Nowack.
18) Selen.
   10·2 Romich und Nowack.
19) Steinsalz.
   18 Hopkinson.
20) Glimmer.
   6·64 Klemencic.

Einfluss der Temperatur auf die Dielektricitätsconstante fester Körper.

Nach der Methode von J. J. Thomson mittelst Hertz'scher Schwingungen hat Cassie[1]) die Abhängigkeit von D von der Temperatur t bei einigen festen Körpern untersucht. Es ergab sich zwischen der Temperatur 15° und 60° (bei Glimmer bis 110°) die Zunahme α von D mit steigender Temperatur pro 1° C. folgendermassen:

Glimmer	$\alpha = 0{\cdot}0003$
Ebonit	$\alpha = 0{\cdot}0004$
Glas I.	$\alpha = 0{\cdot}0012$
Glas II.	$\alpha = 0{\cdot}002.$

IV. Bestimmung der Dielektricitätsconstanten von Krystallen[2]).

Die dielektrische Polarisation in Krystallen ist, wie es die sonstigen Eigenschaften der Krystalle sind, von verschiedener Grösse in verschiedenen Richtungen.

Nachdem schon früher Knoblauch[3]) die verschiedene Einstellung von Krystallen in einem elektrischen Felde untersucht hatte, wobei jedoch die Krystalle nur zum Theil durch dielektrische Polarisation, meistens wohl durch Leitung, wie Metalle, elektrisch wurden, suchte zuerst Root[4]) die dielektrische Polarisation dadurch von der metallischen Influenz zu trennen und ihre Grösse für sich zu bestimmen, dass er die wirkenden elektrischen Kräfte rasch commutirte. Durch besonders construirte Commutatoren gelang es ihm, die einwirkenden Elektricitäten, welche auf zwei Condensatorplatten waren, zwischen denen das Krystall hing, in einer Se-

[1]) Cassie, Proc. Roy. Soc. Lond. 48, pag. 357. 1889.

[2]) Siehe die Zusammenstellung in Liebisch, Physikalische Krystallographie pag. 223 f. 1891.

[3]) Knoblauch, Pogg. Ann. 83, pag. 289. 1851.

[4]) Root, Pogg. Ann., Bd. 158, pag. 31. 1876.

kunde 6090 mal zu wechseln. Die dielektrische Polarisation stellt sich momentan ein, während die Leitung Zeit braucht, um den Krystall zu elektrisiren. Bei so raschem Stromwechsel ist daher nur die Wirkung der dielektrischen Polarisation zu beobachten.

Eine Kalkspathplatte stellte sich bei constanter Ladung der Condensatorplatten so, dass ihre optische Axe den Kraftlinien parallel war, dagegen bei rasch wechselnder Ladung, bei der also nur die dielektrische Polarisation wirkt so, dass die optische Axe senkrecht zu den Kraftlinien stand. Es steht mithin hier, wenn die erste Einstellung durch die Leitung hervorgebracht wird, die Richtung der grössten dielektrischen Polarisation senkrecht auf der Richtung der besten Leitung. Um die Grösse der Polarisation nach verschiedenen Richtungen zu messen, stellte ROOT Schwingungsversuche an und zwar mit Platten, Linsen oder Kugeln aus Turmalin, Topas, Quarz, Arragonit, Kalkspath und Schwefel.

Es zeigte sich, dass immer diejenige Richtung des Krystalls, in welcher die kleinste optische Elasticität herrscht, sich axial stellt, dass also in dieser Richtung die grösste Dielektricitätsconstante besteht. Da nach MAXWELL die Dielektricitätsconstante der elektrischen Elasticität umgekehrt proportional ist (s. oben pag. 70), so fällt also die elektrische mit der optischen Elasticität im Krystall zusammen. Diese Richtung der grössten Dielektricitätsconstante bezeichnet ROOT als die Maximumrichtung. Bezeichnet man die Schwingungsdauer einer Krystallplatte mit T_z, wenn die Maximumrichtung in die Richtung des Aufhängefadens fällt, und mit T_x, wenn sie senkrecht dazu liegt, so ergaben sich folgende Werthe von $\frac{T_z}{T_x}$.

Krystall	$\frac{T_z}{T_x}$	Krystall	$\frac{T_z}{T_x}$
Arragonitscheibe I. .	1·0882	Kalkspathlinse . . .	1·0330
Arragonitscheibe II. .	1·0800	Schwefelkugel I. . .	1·3880
Arragonitlinse . . .	1·0817	Schwefelkugel II. . .	1·1377
Kalkspathscheibe . .	1·0247		

Bestimmt man die optischen Brechungsindices für die Hauptrichtungen der Krystalle und vergleicht man das Verhältniss ihrer Quadrate mit dem Verhältniss der entsprechenden Dielektricitätsconstanten, welches aus den Werthen $\frac{T_z}{T_x}$ zu entnehmen ist, so findet man keine Uebereinstimmung. Das MAXWELL'sche Gesetz ist also hier quantitativ nicht bestätigt, wohl aber qualitativ.

Weitere Versuche hat BOLTZMANN[1]) angestellt nach der Methode der Anziehung, die oben (pag. 73) angeführt wurde. Er benutzte Kugeln aus der rhombischen Modifikation des Schwefels. Es kam bei diesen auch bei längerer Einwirkung der elektrischen Kraft eine Leitung nicht zum Vorschein, so dass der Schwefel nur dielektrisch polarisirt wurde. Die Dielektricitätsconstante war am grössten in der Richtung der Halbirungslinie des spitzen Winkels zwischen den optischen Axen. In derselben Richtung ist der optische Brechungsindex am grössten. Für die grösste, mittlere und kleinste optische Axe (a, b, c) ergaben sich die Dielektricitätsconstanten

$$D_a = 4{\cdot}773, \quad D_b = 3{\cdot}970, \quad D_c = 3{\cdot}811.$$

Die Quadrate der Brechungsindices für diese Richtungen ergaben

$$n_a^2 = 4{\cdot}596, \quad n_b^2 = 3{\cdot}886, \quad n_c^2 = 3{\cdot}591.$$

[1]) BOLTZMANN, Wien. Ber. 68 (2), pag. 81. 1870; 70 (2), pag. 307. 1874; POGG. Ann. 153, pag. 525. 1874.

In derselben Weise haben ROMICH und NOWAK[1]) Kugeln von Flussspath, Kalkspath und Quarz untersucht. Diese Substanzen zeigten zum Theil ausgesprochene Leitung. Die Dielektricitätsconstanten konnten also nur aus alternirenden Ladungen bestimmt werden und ergaben Werthe, die grösser sind, als aus dem Brechungsindex folgen würde, nämlich

Flussspath 1	$D = 6{\cdot}7$
„ 2	$D = 7{\cdot}2$
„ 3	$D = 6{\cdot}7$
Kalkspath senkrecht zur optischen Axe . . .	$D = 7{\cdot}7$
Kalkspath parallel zur optischen Axe	$D = 7{\cdot}5$
Quarz	$D = 4{\cdot}6$.

BRAUN[2]) hat durch Ladungs- und Entladungsbeobachtungen die Dielektricitätsconstante des Steinsalzes nach verschiedenen Richtungen bestimmt und kleine Abweichungen gefunden, von welchen er jedoch glaubt, dass sie auf Unvollkommenheiten des Materials beruhen. Steinsalz ist danach dielektrisch isotrop.

J. CURIE[3]) hat nach einer eigenen Methode eine grosse Reihe von Krystallen auf ihre Dielektricitätsconstante und zugleich auf ihre Leitung untersucht. Er compensirte nämlich den Ausschlag eines Elektrometers, welcher durch die Ladung eines Condensators, mit dem betreffendem Krystall als Dielektrikum, hervorgebracht wurde, durch die piezoelektrische Elektricitätsentwickelung eines messbar gedehnten oder gepressten Quarzkrystalls. Es ergab sich, dass bei Flussspath und Kalkspath (was schon ROMICH und NOWAK gefunden hatten) aber auch bei Quarz (entgegen den Versuchen von ROMIGH und NOWAK), ferner bei Topas, Steinsalz, Alaun die Leitung sehr gering ist, so dass sich die Dielektricitätsconstanten bei dauernder oder rasch alternirender Ladung nahezu gleich ergeben. Dagegen ist die Leitung erheblich bei Turmalin, Beryll, Glimmer. Im folgenden sind CURIE's Resultate mit denen der früheren Beobachter und mit dem Quadrat des Brechungsindex zusammengestellt.

Tabelle der Dielektricitätsconstante von Krystallen.

a) Isotrope Krystalle.

1) Flussspath	$D = 6{\cdot}80$ CURIE,
	$D = 6{\cdot}7$—$7{\cdot}2$ ROMICH und NOWAK,
	$n^2 = 2{\cdot}07$.
2) Steinsalz	$D = 5{\cdot}85$ CURIE,
	$n^2 = 2{\cdot}38$.
3) Alaun	$D = 6{\cdot}4$ CURIE,
	$n^2 = 2{\cdot}2$.

b) Einaxige Krystalle.

Der Index c bedeutet die Richtung der optischen Axe, a eine Richtung senkrecht zu ihr.

1) Beryll . . . . $D_c = 6{\cdot}24$ $n_c^2 = 2{\cdot}48$
$D_a = 7{\cdot}58$ $n_a^2 = 2{\cdot}50$ } CURIE.

Die Zahlen für D sind wohl zu gross, da die Ladung eine Sekunde dauerte und die Leitung beträchtlich ist.

---

[1]) ROMICH u. NOWAK, Wien. Ber. 70 (2), pag. 380. 1874.

[2]) BRAUN, WIED. Ann. 31, pag. 855. 1887.

[3]) J. CURIE, Ann. chim. et phys. (6) 17, pag. 385. 18, pag. 203. 1889.

2) Kalkspath	$D_c = 8{\cdot}02$	CURIE	$n_c^2 = 2{\cdot}26$
	$7{\cdot}5$	ROMICH und NOWAK	
	$D_a = 8{\cdot}48$	CURIE	$n_a^2 = 2{\cdot}75$
	$7{\cdot}7$	ROMICH und NOWAK	
3) Turmalin	$D_c = 6{\cdot}05$	CURIE	$n_c^2 = 2{\cdot}63$
	$D_a = 7{\cdot}10$	„	$n_a^2 = 2{\cdot}70$
4) Quarz	$D_c = 4{\cdot}54$	CURIE	$n_c^2 = 2{\cdot}41$
	$4{\cdot}6$	ROMICH und NOWAK	
	$D_a = 4{\cdot}49$	CURIE	$n_a^2 = 2{\cdot}38$
	$= 4{\cdot}6$	ROMICH und NOWAK	

c) Zweiaxige Krystalle.

1) Schwefel . .	$D_a = 4{\cdot}773$	BOLTZMANN	$n_a^2 = 4{\cdot}596$
	$D_b = 3{\cdot}970$	„	$n_b^2 = 3{\cdot}886$
	$D_c = 3{\cdot}811$	„	$n_c^2 = 3{\cdot}591$
2) Topas . . .	$D_a = 6{\cdot}56$	CURIE	$n_a^2 = 2{\cdot}61$
3) Gyps . . .	$D_a = 6{\cdot}33$	„	$n_a^2 = 2{\cdot}32$
4) Glimmer . .	$D_a = 4{\cdot}6$	(s. KLEMENCIC, o. pag. 76).	

V. Bestimmung der Dielektricitätsconstanten von Flüssigkeiten.

Von den in No. III und IV erwähnten Beobachtern haben einige auch Flüssigkeiten untersucht, indem sie diese in Glaströge brachten, welche zwischen die Condensatorplatten eingeschoben wurden. Nach Abzug der dielektrischen Wirkung der Glasplatten blieb die der Flüssigkeit übrig.

So fand GORDON für Schwefelkohlenstoff $D = 1{\cdot}81$.

HOPKINSON fand nach der Methode der Compensation mit variabler Capacität folgende Zahlen, die mit den Quadraten der betreffenden Brechungsindices zusammengestellt sind:

	D	n^2
Reinstes Petroleum	$1{\cdot}92$	$1{\cdot}922$
Reines Petroleum	$2{\cdot}07$	$2{\cdot}075$
Gewöhnliches Petroleum . .	$2{\cdot}10$	$2{\cdot}078$
Schmieröl	$2{\cdot}13$	$2{\cdot}086$
Terpentin	$2{\cdot}23$	$2{\cdot}128$
Ricinusöl	$4{\cdot}78$	$2{\cdot}153$
Spermacetiöl	$3{\cdot}02$	$2{\cdot}135$
Olivenöl	$3{\cdot}16$	$2{\cdot}131$
Klauenöl	$3{\cdot}07$	$2{\cdot}125$

Bei den vier letzten fetten Oelen trifft also die MAXWELL'sche Beziehung nicht zu.

Später untersuchte HOPKINSON[1]) noch nach der früher benützten Methode einige weitere Flüssigkeiten und fand

Colzaöl	$D = 3{\cdot}07—3{\cdot}14$	Schwefelkohlenstoff . . .	$D = 2{\cdot}67$
Olivenöl	$D = 3{\cdot}15$	Amylen	$D = 2{\cdot}05$
Arachidöl	$D = 3{\cdot}17$	Benzol	$D = 2{\cdot}38$
Sesamöl		Toluol	$D = 2{\cdot}42$
Ricinusöl	$D = 4{\cdot}78$	Xylol	$D = 2{\cdot}39$
Aether	$D = 4{\cdot}75—4{\cdot}95$	Cymol	$D = 2{\cdot}25$

[1]) Proc. Roy Soc. 43, pag. 156. 1887.

Winkelmann fand nach der oben angegebenen Methode für

Benzol	$D = 2{\cdot}43$	Terpentinöl . . .	$D = 2{\cdot}22$
Petroleum . . .	$D = 2{\cdot}14$	Aethylalkohol . .	$D = 27{\cdot}4$

Donle in entsprechender Weise:

Schwefeläther	$D = 4{\cdot}373$
Benzol aus Petroleum	$D = 1{\cdot}948$
Alkohol	$D = 24{\cdot}29.$

Wüllner fand bei seinen, in No. VII anzuführenden Messungen

Schwefelkohlenstoff	$D = 1{\cdot}997$
Petroleum	$D = 2{\cdot}160$
Terpentinöl	$D = 2{\cdot}260.$

Lecher fand für Petroleum bei einer Ladungszeit von 0·00000003 Sekunde $D = 2{\cdot}42$, bei einer Ladungszeit von 0·0005 Sekunde $D = 2{\cdot}53$.

Messungen anderer Art wurden von Silow[1]) ausgeführt.

Er füllte ein Quadrantelektrometer einfachster Art mit der zu untersuchenden Flüssigkeit und bestimmte die Ablenkung der Nadel durch eine Ladung von bestimmtem Potential V. Alsdann bestimmte er die Ablenkung bei demselben Potential, wenn das Elektrometer Luft enthielt. Aus beiden Drehungen der Nadel ergiebt sich die Dielektricitätsconstante der Flüssigkeit. Sie ist nämlich gleich dem Verhältniss dieser Drehungen. Dabei bestand das Elektrometer aus einem cylindrischen Glasgefäss, auf dessen Boden vier Stanniolstreifen kreuzweis befestigt waren. Von diesen waren zwei mit der Erde, zwei mit einer Batterie verbunden. Die Nadel war aus Platin und trug an ihren Enden zwei halbcylindrische Platinbleche. Ausserdem stellte Silow auch noch Versuche an in derselben Art wie Siemens (s. o. pag. 73), wobei der Condensator in der Flüssigkeit stand. So erhielt er im Mittel für

Terpentinöl	$D = 2{\cdot}187$	$n^2 = 2{\cdot}132$
Benzol	$D = 2{\cdot}198$	$n^2 = 2{\cdot}196$
Petroleum	$D = 2{\cdot}054$	$n^2 = 2{\cdot}047.$

Für eine grosse Reihe von Flüssigkeiten hat Quincke[2]) die Dielektricitätsconstanten untersucht und zwar nach verschiedenen Methoden. Die eine Methode war die gewöhnliche der Capacitätsmessung, wobei die Entladung eines Condensators durch ein Galvanometer gemessen wurde. Die so gemessenen Dielektricitätsconstanten seien wie bisher mit D bezeichnet. Ausserdem bestimmte er direkt die Kraft, mit welcher eine bewegliche Condensatorplatte von einer festen angezogen wurde, indem er die bewegliche Condensatorplatte an einem Wagbalken aufhing und die Gewichte bestimmte, welche, bei einem gemessenen Potential der Platte, gerade den Zugkräften das Gleichgewicht hielten. Ist P die Potentialdifferenz der Platten, a ihr Abstand, so ist der Zug, den die feste Platte auf die bewegliche ausübt nach Maxwell[3])

$$p = \frac{D}{8\pi}\frac{P^2}{a^2}.$$

So konnte er D bestimmen. Die so gefundenen Werthe von D sollen mit D_p bezeichnet werden.

Endlich maass Quincke auch den Querdruck, welcher in einer dielektrischen Substanz senkrecht zu den Kraftlinien stattfindet, indem er eine Luftblase zwischen die Condensatorplatten brachte. Diese contrahirte sich bei der Ladung des

[1]) Silow, Pogg. Ann. 156, pag. 389. 1885.

[2]) Quincke, Wied. Ann. 19, pag. 705. 1883; 28, pag. 530. 1886.

[3]) Maxwell, Treatise I, § 111.

Condensators und die Grösse dieser Contraction wurde durch ein Manometer gemessen. Die so bestimmten Dielektricitätsconstanten sollen mit D_s bezeichnet worden. Diese Messungen führte der Autor sowohl bei geringen Potentialdifferenzen als bei grossen aus, wobei sich ergäb, dass die Dielektricitätsconstanten bei grossen Potentialdifferenzen etwas kleiner werden.

Die Zahlen D, D_p, D_s ergaben sich, wenn nothwendige Correctionen angebracht wurden[1]), bei allen Flüssigkeiten ausser bei Rapsöl ziemlich gleich. In folgender Tabelle sind die Zahlen D, D_p, D_s, von QUINCKE für geringe Potentialdifferenzen zusammengestellt.

Flüssigkeit	Spec. Gew. bei ca. 15°	Brechungsexponent für die D-Linie, n_D bei ca. 10°.	D	D_p	D_s	Mittel
Aether	1·7205	1·3605	4·476	4·851	4·672	4·666
Aether (möglichst wasserfrei)	„	1·3594	4·417	4·623	4·660	4·567
5 Vol. Aether + 1 CS_2 .	0·8134	1·4044	3·752	4·136	4·392	4·093
1 „ „ + 1 „ .	0·9966	1·4955	3·144	3·539	3·392	3·358
1 „ „ + 3 „ .	1·1360	1·5677	3·053	3·132	3·061	3·082
S in CS_2 gelöst	1·3623	1·6797	2·637	2·870	2·895	2·800
CS_2 I.	1·2760	1·6386	2·804	2·669	2·743	2·739
CS_2 II.	1·2796	1·6342	2·427	2·665	2·752	2·628
1 CS_2 + 1 Terpentinöl . .	1·0620	1·5442	2·415	2·453	2·540	2·469
Benzol (aus Steinkohlentheer)	0·8825	1·5035	2·361	2·389	2·370	2·373
Benzol (aus Benzoësäure) .	0·8822	1·5050	2·543	2·325	2·375	2·414
Leichtes Benzol	0·7994	1·4535	2·139	2·155	2·172	2·155
Rapsöl	0·9159	1·4743	3·122	2·375	3·296	2·931
Terpentinöl	0·8645	1·4695	2·381	2·259	2·356	2·332
Steinöl	0·8028	1·4483	2·036	2·138	2·149	2·108

Dieselben Substanzen wurden auch im Laboratorium von QUINKE von G. WEBER[2]) nach der Methode von SIEMENS untersucht, wobei 8·33 Entladungen in 1 Sekunde stattfanden.

	D		D
Aether	3·960	Benzol	2·207
CS_2 + S	2·494	Rapsöl	2·571
CS_2 I (unrein) . . .	2·744	Terpentinöl	2·282
CS_2 II (rein)	2·149	Steinöl	2·033

TOMASZEWSKI[3]) hat nach der Methode von SILOW eine Reihe von Flüssigkeiten untersucht, wobei er das Elektrometer, das mit der Flüssigkeit gefüllt wurde, dem EDELMANN'schen (s. pag. 65) nachbildete. Die angewendeten Flüssigkeiten waren vollständig rein. Ihre Brechungsindices für unendlich lange Wellen wurden bestimmt. Es ergab sich

I. Isomere Verbindungen $C_{10}H_{16}$.

	D	n^2
1) Terpentinöl aus *Pinus silvestris* linksdrehend	2·271	2·157
2) „ „ *Pinus maritima* „	2·258	2·110
3) „ „ *Pinus australis* rechtsdrehend	2·264	2·145
4) Citronenöl	2·247	2·162.

[1]) QUINCKE, WIED. Ann. 32, pag. 529. 1887.

[2]) QUINCKE, WIED. Ann. Bd. 19 l. c.

[3]) TOMASZEWSKI, WIED. Ann. 33, pag. 33. 1888.

II. Homologe Verbindungen

	D	n^2
1) Benzol (Thiophenfrei)	2·218	2·170
2) Toluol	2·303	2·165
3) Paraxylol	2·383	
4) Cumol	2·442	2·196.

Die Zahlen weichen so wenig von einander ab, dass Gesetzmässigkeiten in Bezug auf den Einfluss der chemischen Constitution auf den Werth von D daraus nicht zu entnehmen sind.

Cohn und Arons[1]) bestimmten nach einer Methode, die weiter unten (No. VII.) angegeben werden wird, die Dielektricitätsconstante einiger reinen Substanzen und einiger Mischungen. Es ergab sich für

Xylol . . . . . $D = 2{\cdot}369$
Ricinusöl . . . . . $D = 4{\cdot}82$.

Nach einer der Silow'schen ähnlichen Methode, bei der sie zwei Quadratelektrometer anwendeten, das eine mit der zu untersuchenden Flüssigkeit, das andere mit Luft gefüllt, und bei der sie, um galvanische Polarisation zu vermeiden, mit Wechselströmen arbeiteten, erhielten[2]) sie für

Petroleum . . .	$D = 2{\cdot}04$	Aethylalkohol . .	$D = 26{\cdot}5$
Xylol	$D = 2{\cdot}375$	Destillirtes Wasser	$D = 76$
Amylalkohol . .	$D = 15$		

Hier waren zum ersten Male Flüssigkeiten untersucht worden, welche schon zu denjenigen Leitern gehören, deren Leitungsfähigkeit zwar noch klein, aber sicher messbar ist. Die grossen Zahlen für die Dielektricitätsconstanten dieser Flüssigkeit waren ganz unerwartet. Eine Beziehung zu den Brechungsexponenten ist bei ihnen auch nicht annähernd vorhanden. Cohn[3]) hat später dieses Resultat auch nach seiner früheren Methoden durch Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Entladung zu verificiren gesucht und fand für

Wasser . . . . . $D = 80$.

Für Alkohol erhielten auch Winkelmann und Donle ähnlich grosse Zahlen (s. o.).

Nach der zuletzt angeführten Methode von Cohn und Arons (nämlich der mit zwei Elektrometern und Wechselströmen) hat Tereschin[4]) eine Reihe von Flüssigkeiten untersucht und fand für

Methylalkohol . .	$D = 32{\cdot}7$	Methylbenzoat . .	$D = 7{\cdot}2$
Propylalkohol . .	$D = 22{\cdot}8$	Aethylbenzoat . .	$D = 6{\cdot}5$
Amylalkohol . .	$D = 15{\cdot}9$	Isobutylbenzoat .	$D = 6{\cdot}0$
Methylformiat . .	$D = 9{\cdot}9$	Amylbenzoat . .	$D = 5.2$
Aethylformiat . .	$D = 9{\cdot}1$	Aethylpropyonat .	$D = 6{\cdot}0$
Isobutylformiat .	$D = 8{\cdot}4$	Aethylbutirat . .	$D = 5{\cdot}3$
Amylformiat . .	$D = 7{\cdot}7$	Aethylvalerat . .	$D = 4{\cdot}9$
Methylacetat . .	$D = 7{\cdot}7$	Anilin	$D = 7{\cdot}5$
Aethylacetat . .	$D = 6{\cdot}5$	Chlorkohlenstoff .	$D = 2{\cdot}2$
Propylacetat . .	$D = 6{\cdot}3$	Xylol	$D = 2{\cdot}35$
Isobutylacetat . .	$D = 5{\cdot}8$	Wasser	$D = 83{\cdot}7$
Amylacetat . . .	$D = 5{\cdot}2$		

[1]) Cohn und Arons, Wied. Ann. 28, pag. 454. 1886. 33, pag. 31. 1888.

[2]) Cohn und Arons, Wied. Ann. 33, pag. 24. 1888, s. Gouy, Compt. rend. Bd. 106, pag. 540 und 930. 1888.

[3]) Cohn, Wied. Ann. 38, pag. 42. 1889.

[4]) Tereschin, Wied. Ann. Bd. 36, pag. 792. 1889.

Aus diesen Zahlen folgt 1) dass die Dielektricitätsconstanten in jeder homologen Reihe (von Fettkörpern) mit wachsendem Molekulargewicht abnehmen, während sie bei aromatischen Körpern nach TOMASZEWSKI (s. o.) zunehmen. 2) Die Dielektricitätsconstanten metamerer Verbindungen sind verschieden.

PALAZ[1]) wendete die Methode von DE SAUTY (s. o.) und GLAZEBROOK zur Capacitätsvergleichung an, wobei er jedoch zur Ladung Wechselströme nahm und in die Brücke statt eines Galvanometers ein Telephon einschaltete. Er verglich so Flüssigkeitscondensatoren mit einem Luftcondensator, wobei er auch die Abhängigkeit der Dielektricitätsconstante von der Temperatur bestimmte. So ergab sich für

Benzol	$D = 2{\cdot}336 + 0{\cdot}0031\ (17{\cdot}3° - t)$
Toluol	$D = 2{\cdot}365 + 0{\cdot}0037\ (17{\cdot}2° - t)$
Rüböl	$D = 3{\cdot}027$
Ricinusöl	$D = 4{\cdot}610.$

Der Magnetismus bringt keine Veränderung von D hervor[2]).

NEGREANO[3]) untersuchte nach der Methode von GORDON (s. pag. 74) eine Reihe organischer Flüssigkeiten, um Beziehungen zwischen den Dielektricitätsconstanten (resp. ihren Wurzeln) und der Dichte zu finden, wie sie in Bezug auf den Brechungsindex vielfach bestehen. Seine Resultate sind folgende:

Benzol (mit Thiophen)	$D = 2{\cdot}310$
Benzol (ohne Thiophen)	$D = 2{\cdot}2921$
Toluol	$D = 2{\cdot}242$ bei 27°
	$= 2{\cdot}3013$ bei 14°
Xylol (Gemisch)	$D = 2{\cdot}2679$
Metaxylol	$D = 2{\cdot}3781$
Pseudocumol	$D = 2{\cdot}4310$
Cymol (Cymène)	$D = 2{\cdot}4706$
Terpentinöl	$D = 2{\cdot}2618$

SALVIONI[4]) verglich ebenfalls die Capacität von Condensatoren nach der Methode von GLAZEBROOK und fand

Colzaöl	$D = 2{\cdot}85$	Sesamöl	$D = 3{\cdot}02$
Leinöl	$D = 3{\cdot}35$	Mandelöl . . .	$D = 3{\cdot}01$
Baumwollöl . . .	$D = 3{\cdot}10$	Ricinusöl . . .	$D = 4{\cdot}62$
Olivenöl	$D = 2{\cdot}99$	Arachisöl . . .	$D = 3{\cdot}03$

---

[1]) PALAZ, Experimental-Untersuchungen über die specifische Inductionscapacität einiger Dielektrika. Inaug.-Diss. Zürich 1886. Beibl. 11, pag. 259. 1887.

[2]) Untersucht sind ausserdem Petroleum und Schwefelkohlenstoff. (Die Originalarbeit war dem Verf. nicht zugänglich; in den Beiblättern sind die Zahlen für die letzteren Substanzen nicht angegeben.)

[3]) NEGREANO, Compt. rend. 104, pag. 423. 1887.

[4]) SALVIONI, Rend. della R. Acc. dei Lincei 4 (3), pag. 136. 1888; Beibl. 12, pag. 483. 1888.

Tabelle der Dielektricitätsconstanten flüssiger Körper.

I. Oele.

Flüssigkeit	D	n^2	Beobachter
1) Ricinusöl	4·78	2·153	Hopkinson
	4·610		Palaz
	4·82		Cohn u Arons
	4·62		Salaioni
2) Spermacetiöl	3·02	2·135	Hopkinson
3) Olivenöl	3·16	2·131	Hopkinson
	2·99		Salvioni
4) Klauenöl	3·07	2·125	Hopkinson
5) Rapsöl	2·931		Quincke
	2·571		G. Weber
6) Steinöl	2·108		Quincke
	2·033		G. Weber
7) Mandelöl	3·01		Salvioni
8) Citronenöl	2·247	2·162	Tomaszewski
9) Schmieröl	2·13	2·086	Hopkinson
10) Sesamöl	3·17		Hopkinson
	3·02		Salvioni
11) Rüböl	3·027		Palaz
	2·85		Salvioni
12) Leinöl	3·35		Salvioni
13) Baumwollöl	3·10		Salvioni

II. Aromatische Kohlenwasserstoffe C_nH_{2n-6}.

Flüssigkeit	D	n^2	Beobachter
1) Benzol	2·198	2·196	Silow
	2·314		Quincke
	2·207		G. Weber
	2·218	2·170	Tomaszewski
	2·43		Winkelmann
	1·948		Donle
	2·38		Hopkinson
	2·336		Palaz
	2·2921		Negreano
2) Toluol	2·303	2·165	Tomaszewski
	2·42		Hopkinson
	2·365		Palaz
	2·242		Negreano
3) Xylol	2·369		Cohn u. Arons
	2·39		Hopkinson
	2·375		Cohn u. Arons
	2·35		Tereschin
	2·2679		Negreano
4) Paraxylol	2·383		Tomaszewski
5) Metaxylol	2·3781		Negreano
6) Cumol	2·442	2·196	Tomaszewski
	2·25		Hopkinson
7) Pseudocumol	2·4310		Negreano
8) Cymol	2·4706		Negreano

III. Alkohole.

Flüssigkeit	D	Beobachter
1) Methylalkohol	32·7	Tereschin
2) Aethylalkohol	26·5	Cohn u. Arons
	27·4	Winkelmann
	24·29	Donle
3) Propylalkohol	22·8	Tereschin
4) Amylalkohol	15	Cohn u. Arons
	15·9	Tereschin

IV. Aether und Ester.

Flüssigkeit	D	Beobachter
1) Aether	4·75—4·95	Hopkinson
	4·373	Donle
	4·567	Quincke
	3·960	G. Weber
2) Methylformiat	9·9	Tereschin
3) Aethylformiat	9·1	,,
4) Isobutylformiat	8·4	,,
5) Amylformiat	7·7	,,
6) Methylacetat	7·7	,,
7) Aethylacetat	6·5	,,
8) Propylacetat	6·3	,,
9) Isobutylacetat	5·8	,,
10) Amylacetat	5·2	,,
11) Methylbenzoat	7·2	,,
12) Aethylbenzoat	6·5	,,
13) Isobutylbenzoat	6·0	,,
14) Amylbenzoat	5·2	,,
15) Aethylpropionat	6·0	,,
16) Aethylbutirat	5·3	,,
17) Aethylvalerat	4·9	,,

V. Andere Flüssigkeiten.

Flüssigkeit	D	n^2	Beobachter
1) Petroleum	1·92	1·922	Hopkinson
	2·02	2·075	,,
	2·10	2·078	,,
	2·14		Winkelmann
	2·054	2·047	Silow
	2·04		Cohn u. Arons
	2·110		Wüllner
	2·35		Lecher
2) Terpentinöl	2·23	2·128	Hopkinson
	2·22		Winkelmann
	2·187	2·132	Silow
	2·332		Quincke
	2·282		G. Weber
	2·258—2·271	2·157	Tomaszewski
	2·2618		Negreano
	2·260		Wüllner

Flüssigkeit	D	n^2	Beobachter
3) Schwefelkohlenstoff . .	2·67		Hopkinson
	2·739		Quincke
	2·628		,,
	2·149		G. Weber
	1·81		Gordon
	1·997		Wüllner
4) Amylen	2·05		Hopkinson
5) Anilin	7·5		Tereschin
6) Chlorkohlenstoff . .	2·2		Tereschin
7) Destillirtes Wasser . .	76		Cohn u. Arons
	83·7		Tereschin

Die Abhängigkeit der Dielekricitätsconstante von Flüssigkeiten von der Temperatur.

Der Einfluss der Temperatur auf die Dielektricitätsconstante der Flüssigkeiten wurde bisher nur von zwei Beobachtern zum Gegenstand der Untersuchung gemacht.

Palaz[1]) fand bei Benzol und Toluol eine Zunahme von D mit steigender Temperatur und zwar war diese Zunahme α pro 1° C. bei

Benzol . . . . . $\alpha = 0{\cdot}0031$

Toluol . . . . . $\alpha = 0{\cdot}0037$.

Cassie[2]) untersuchte diesen Einfluss nach der Methode von Cohn und Aron (mit zwei Elektrometern) und bestimmte zugleich auch die Aenderung β der Brechungsexponenten der betreffenden Flüssigkeit für die A-Linie, ebenfalls für 1° C. Die beiden Grössen, α und β, zeigten weder in der Grössenordnung noch im Gang Uebereinstimmung. So fand Cassie

Flüssigkeit	$10^4\,\alpha$	$10^5\,\beta$
Terpentin	10	35
Schwefelkohlenstoff . . .	40	—
Glycerin	57	18
Benzolin	10	37
Benzin	13	40
Olivenöl	24	
Paraffinöl	23	

VI. Bestimmung der Dielektricitätsconstanten von Gasen.

Faraday und nach ihm andere hatten vergeblich gesucht, irgend welche Verschiedenheiten in Bezug auf das dielektrische Verhalten zwischen Luft und andern Gasen zu finden (s. o. pag. 69). Dies gelang erst Boltzmann[3]) durch eine sehr verfeinerte Messmethode. Er construirte einen Condensator, von dem die untere Platte auf Schellackfüssen auf einer andern Platte ruhte, die selbst wieder auf einer andern stand, während die obere an Schellackstäbchen an einer von zwei darüber stehenden Platten befestigt war. Der ganze Condensator stand in einem Messingblechgehäuse. Die oberen und unteren Platten über und unter den Condensatorplatten dienten zum Schutz gegen Wärmeänderungen, durch welche

[1]) Palaz, Beibl. 11, pag. 259. 1859.

[2]) Cassie, Proc. Roy. Soc. Lond. 48, pag. 357. 1859.

[3]) Boltzmann, Wien. Ber. 69, pag. 795, 1874; Pogg. Ann. 155, pag. 407, 1873.

die Condensatorplatten hätten verbogen werden können. Die Versuche wurden in folgender Weise angestellt: Zuerst wurde die Condensatorplatte zur Erde abgeleitet und die Collectorplatte in Luft (Dielektricitätsconstante D_1) mit einem Pol einer Kette von 300 Daniells verbunden. Sie hat dann das Potential V. Dann wird ein anderes Gas eingeführt mit der Dielektricitäts-Constante D_2. Dann ist das Potential auf der Collektorplatte $V\frac{D_1}{D_2}$. Verbindet man die Collektorplatte nun wieder mit der Batterie und die Condensatorplatte mit einem Elektrometer, so muss zur ersten Elektricität zuströmen, von der zweiten durch das Elektrometer abströmen und zwar so viel, dass das Potential von $V\frac{D_1}{D_2}$ auf V wächst, so dass also der Ausschlag α des Elektrometers proportinal ist:

$$V\left(1-\frac{D_1}{D_2}\right).$$

Untersucht man noch, wie gross der Ausschlag α_1 des Elektrometers ist, der einem bestimmten Potential entspricht, so hat man dadurch auch $\frac{D_1}{D_2}$.

Es ergaben sich die Dielektrititätsconstanten eines jeden Gases wachsend mit wachsendem Druck und zwar ihm proportinal. Setzt man daher die Dielektricitätsconstante für das Vacuum gleich 1, so sind für die folgenden Gase bei normalem Druck und normaler Temperatur folgendes die Werthe von D, denen zugleich die Grösse $\sqrt{D}$ und die Brechungsindices beigesetzt sind, um die Vergleichung mit MAXWELL's Gesetz zu ermöglichen.

	D	$\sqrt{D}$	n
Luft	1·000590	1·000295	1·000294
Kohlensäure	1·000946	1·000473	1·000449
Wasserstoff	1·000264	1·000132	1·000138
Kohlenoxyd	1·000690	1·000345	1·000346
Stickoxydul	1·000994	1·000497	1·000503
Oelbildendes Gas	1·001312	1·000656	1·000678
Sumpfgas	1·000944	1·000472	1·000443

Das MAXWELL'sche Gesetz zeigt sich also hierbei ausgezeichnet bestätigt.

Weitere Versuche darüber sind von AYRTON und PERRY[1]) angestellt. Sie benutzten zwei Condensatoren, von denen der eine ständig mit Luft gefüllt war, während der andere mit Luft oder andern Gasen gefüllt werden konnte. Es sei C die Capacität des ersten Condensators, C_1 die des zweiten. Eine Kette von 87 Daniells lud mit dem einen Pol den Condensator I zum Potential V, den Condensator II zum Potential $-V$. Es waren dann auf der Collektorplatte die Elektricitätsmengen VC und $-VC_1$ enthalten. Dann wurden die Collektorplatten durch ein Quadratelektrometer unter sich verbunden. Der Ausschlag des Elektrometers war dann proportional

$$V(C-C_1).$$

Ebenso wurde der Ausschlag des Elektrometers gemessen, wenn beide Collektorplatten gleichnamiges Potential v hatten und mit dem Elektrometer verbunden wurden. Der Ausschlag war proportional

$$v(C+C_1).$$

---

[1]) AYRTON und PERRY, Asiatic Soc. of Japan Apr. 18. 1877, s. GORDON, Elektricity I, pag. 130. 1879.

Das Verhältniss $\frac{v}{V}$ wurde besonders bestimmt, und die Constante des Elektrometers gemessen. Daraus ergab sich dann $\frac{C}{C_1}$. So konnten die Capacitäten der Condensatoren verglichen werden, wenn in dem einen statt der Luft andere Gase vorhanden waren. Es ergaben sich folgende Dielektricitätsconstanten D, bezogen auf den leeren Raum $= 1$.

	D	$\sqrt{D}$
Luft	1·0015	1·00075
Wasserstoff	1·0013	1·00065
Kohlensäure	1·0023	1·00115
Schweflige Säure	1·0052	1·00260
Kohlenoxyd	1·0019	1·00090

Die Zahlen sind also viel grösser, als die von BOLTZMANN, aber auch wohl um ebenso viel unrichtiger und stimmen nicht mit MAXWELL's Gesetz überein. Eine dritte Bestimmung der Dielektricitätsconstante der Gase wurde von KLEMENCIC[1]) ausgeführt. Er wendete statt der elektrometrischen die galvanometrische Methode der Capacitätsbestimmung an, indem er einen Condensator, der mit verschiedenen Gasen gefüllt werden konnte, durch eine Batterie 64 Mal in der Sekunde lud und durch ein Galvanometer entlud; der Condensator bestand aus 30 (später 32) kreisförmigen, vernickelten Messingplatten, welche auf einem Teller übereinandergelagert und durch kleine Hartgummischeiben getrennt waren. Ueber das Nähere der Beobachtungsmethode sei auf die Abhandlung verwiesen. Die Resultate stimmen, soweit sie sich auf dieselben Gase beziehen, mit denen von BOLTZMANN überein, wie sich aus nachstehender Tabelle ergiebt. Für die Dämpfe gilt danach das MAXWELL'sche Gesetz nicht, wohl aber für Gase.

Tabelle der Dielektricitätsconstanten von Gasen und Dämpfen (bezogen auf Vacuum $= 1$).

Gas	D nach BOLTZMANN	D nach AYRTON u. PERRY	D nach KLEMENCIC	n^2 (n-Brechungsindex)
Luft	1·000590	1·001500	1·000586	1·0005854
Wasserstoff	1·000264	1·001300	1·000264	1·0002774
Kohlensäure	1·000946	1·002300	1·000984	1·0009088
Kohlenoxyd	1·000690	1·001900	1·000694	1·0006700
Stickoxydul	1·000994		1·001158	1·001032
Oelbildendes Gas	1·001312		1·001458	1·001440
Sumpfgas	1·000944		1·000952	1·000884
Schwefelkohlenstoffdampf			1·00290	1·002956
Schweflige Säure		1·005200	1·00954	1·001407
Aetherdampf			1·00754	1·003074
Chloräthyldampf			1·01552	1·002358
Bromäthyldampf			1·01546	1·002436

VII. Elektricitätsleitung in dielektrischen Körpern.

Nur sehr wenige Substanzen (vielleicht gar keine) isoliren die Elektricität vollkommen. Von festen Körpern ist nur der Schwefel als ein unter allen Umständen ziemlich vollkommener Isolator bekannt. Es findet vielmehr in allen Körpern, auch

[1]) KLEEMNCIC, Wien. Ber. (2) 91, pag. 1. 1885.

den sogen. Isolatoren, eine Leitung der Elektricität statt, es lassen sich die Widerstände, welche sie einem Strom entgegenstellen, messen. Die Dielektrika nehmen also durch eine einwirkende elektrische Kraft einerseits einen dielektrischen Polarisationszustand an, andrerseits leiten sie die Elektricität nach dem OHM'schen Gesetz. Ob und wie diese beiden Vorgänge, dielektrische Polarisation und Leitung bei einer und derselben Substanz zusammenhängen, ist noch fast ganz unbekannt. Nach MAXWELL[1]) hängen sie gar nicht zusammen, sind sie ganz von einander unabhängig und superponiren sich also in einem Dielektricum. Ist D die Dielektricitätsconstante, r der specifische Widerstand pro Volumeneinheit der Substanz, ρ die Dichtigkeit der Elektricität in einem Punkt und V das Potential in diesem Punkt, so ist

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial V}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(D\frac{\partial V}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(D\frac{\partial V}{\partial z}\right)+4\pi\rho=0.$$

und

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial z}\right)-\frac{\partial\rho}{\partial t}=0.$$

Wenn D und r, beide constant sind, so werden diese Gleichungen

$$\Delta V=-\frac{4\pi\rho}{D}=r\frac{d\rho}{dt},$$

woraus

$$\rho=Ce^{-\frac{4\pi}{Dr}t}$$

folgt. Setzt man

$$\frac{4\pi}{Dr}=\frac{1}{T},$$

so ist

$$\rho=Ce^{-\frac{t}{T}}.$$

Die Dichtigkeit der Elektricität, also auch die Ladung eines solchen Körpers, nimmt mit wachsender Zeit ab mit einer Geschwindigkeit, welche nur von T, d. h. von D und r, also von der Natur der Substanz abhängt. Daraus kann man die Vorgänge in einem Condensator ableiten, welcher ein unvollkommen dielektrisches Zwischenmedium enthält.

Es sei C die Capatität eines Condensators, R sein Widerstand (nach dem OHM'schen Gesetz) und E die Potentialdifferenz seiner Platten. Es ist dann CE die Elektricitätsmenge auf der Platte mit höherem Potential. Der Strom, der nach dem OHM'schen Gesetz den Condensator durchfliesst, hat die Stärke $\frac{E}{R}$.

Wenn man diesen Condensator mit den beiden Polen einer Batterie von der elektromotorischen Kraft E_0 verbindet und wenn man mit dQ eine Elektricitätsmenge bezeichnet, also mit $\frac{dQ}{dt}$ die in der Zeiteinheit durch die ganze Leitung hindurchgehende Elektricitätsmenge, d. h. die Stromstärke, so ist einerseits

$$\frac{dQ}{dt}=C\frac{dE}{dt}+\frac{E}{R},$$

andererseits, wenn r_1 den Widerstand der Batterie bedeutet

$$\frac{dQ}{dt}=\frac{E_0-E}{r_1},$$

woraus sich ergiebt

$$\frac{E_0-E}{r_1}=\frac{E}{R}+C\frac{dE}{dt}.$$

[1]) MAXWELL, Treatise I, pag. 468; deutsche Ausgabe.

Durch Integration ergiebt sich die Potentialdifferenz der Belegungen des Condensators E_1 zur Zeit t_1 nach Beginn der Ladung

$$E_1 = E_0 \frac{R}{R + r_1} \left(1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}}\right),$$

wobei

$$T_1 = \frac{CRr_1}{R + r_1}$$

ist. Diese Gleichung stellt das Anwachsen der Ladung auf dem Condensator dar.

Unterbricht man nun zur Zeit t_1 den Strom und lässt den Condensator eine Zeit t_2 hindurch unverbunden, so ist nach dieser Zeit

$$E_2 = E_1 e^{-\frac{t_2}{T_2}},$$

wo

$$T_2 = CR.$$

Nach dieser Zeit verbinde man die beiden Platten des Condensators durch einen Draht vom Widerstand r_3 mit einander. Dann entladet sich der Condensator und wenn dies eine Zeit, t_3, lang gedauert hat, so ist

$$E_3 = E_2 e^{-\frac{t_3}{T_3}},$$

wo

$$T_3 = \frac{CRr_3}{R + r_3}$$

ist. Die während der Zeit t_3 durch den Draht r_3 (event. also auch durch ein Galvanometer) hindurchgehende Elektricitätsmenge Q_3 ist demnach

$$Q_3 = E_0 \frac{CR^2}{(R + r_1)(R + r_3)} \left(1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}}\right) e^{-\frac{t_2}{T_2}} \left(1 - e^{-\frac{t_3}{T_3}}\right).$$

Wenn man t_1 und t_3 so gross wählt, dass der Condensator sich vollständig laden und entladen kann, so ist

$$Q_3 = E_0 \frac{CR^2}{(R + r_1)(R + r_3)} e^{-\frac{t_2}{CR}}.$$

Diese Formel ist aber nur giltig für einen homogenen Körper, für einen Condensator, dessen Zwischenschicht aus einem einzigen Stoffe besteht.

Ist das Dielektricum aber zusammengesetzt, besteht es aus mehreren verschiedenen Körpern, deren Dielektricitätsconstante und specifischer Widerstand verschieden sind, so wird die Gleichung und der Vorgang ein anderer. Nimmt man an, dass der Körper aus Schichten von verschiedener Substanz zusammengesetzt sei und sind $r_i D_i$ die specifischen Widerstände und Dielektricitätsconstanten für die $i$te Schicht, ist ferner a_i die Dicke der $i$ten Schicht und bezeichnet u die gesammte Stromstärke (theils durch Leitung, theils durch Veränderung der Polarisation im Dielektricum), und ist endlich E die Potentialdifferenz der Platten des Condensators, so ist

$$u = \sum_{i=1}^{i=n} a_i \left(\frac{X_i}{r_i} + \frac{D_i}{4\pi} d\frac{dx_i}{dt}\right)$$

und

$$E = \sum a_i X_i.$$

Aus der näheren Untersuchung dieser Gleichungen findet Maxwell (l. c.) folgende Sätze:

1) Bei einer momentanen Ladung des Condensators ist dessen Capacität so gross, als ob die Medien gar nicht leiteten. Man erhält dann nur die Wirkung der dielektrischen Polarisation.

Daraus folgt, dass die Dielektricitätsconstanten von unvollkommen isolirenden Medien erhalten werden können, wenn man eine momentane Ladung (oder rasch alternirende Ladungen) anwendet (s. o. pag. 75).

2) Wenn der Condensator durch einen lange dauernden Strom geladen war und dann plötzlich seine Enden durch einen Draht von geringem Widerstand verbunden werden, so fliesst durch diesen Draht eine bestimmte Elektricitätsmenge, die sich berechnen lässt. Wird aber nach dieser Entladung der Condensator wieder isolirt, so erhalten die Belegungen wieder eine Potentialdifferenz, können also nach einiger Zeit wieder entladen werden. Diese dann zur Entladung kommende Elektricitätsmenge ist der sogen. Rückstand.

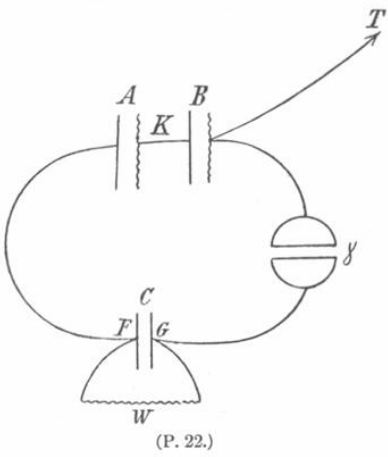
Es ergiebt sich zugleich, dass der Rückstand dasselbe Zeichen hat, wie die erste Entladung.

Wenn eine von den Schichten des Dielektricums vollkommen isolirt, so bleibt der Rückstand unbegrenzt lange Zeit im Condensator. Ist das nicht der Fall, so verschwindet er allmählich.

Die oben abgeleiteten Gleichungen für ein homogenes Dielektricum, welches nicht vollständig isolirt, basiren, wie erwähnt, auf der Annahme, dass dielektrische Polarisation und elektrische Leitung zwei Vorgänge sind, die sich einfach superponiren. Ist das der Fall und gelten die obigen Gleichungen, so kann man durch Beobachtung des Ladungs- und Entladungsvorgangs sowohl die Dielektricitätsconstante D, wie auch den specifischen Widerstand r eines Dielektrikums messen. Letzterer muss sich dann ebenso gross ergeben, wie er durch galvanische Methoden gefunden wird.

Derartige Versuche haben Cohn und Arons[1]) angestellt.

Man kann nach der Maxwell'schen Annahme jedes unvollkommene Dielektricum durch zwei nebeneinandergeschaltete Körper ersetzen, von denen der eine denselben Widerstand aber keine Capacität, der andere dieselbe Capacität aber unendlichen Widerstand hat, und durch Nebenschaltung eines Widerstandes oder eines Condensators kann man beide Grössen unabhängig ändern.



(P. 22.)

Die Versuche wurden so angestellt (Fig. 22): Von einer Kette K (mit der elektromotorischen Kraft E) mit den Polen A und B, wird B zur Erde abgeleitet und A mit einem System S verbunden, welches aus einem Widerstand W mit (verschwindender Capacität) und einem Condensator von der Capacität C (Widerstand ∞) besteht — beide parallel geschaltet. — F und G seien die Platten des Condensators. Von G aus geht die Leitung zu dem einen Quadrantenpaar eines Thomson'schen Elektrometers. Das andere ist dauernd mit B und mit der Erde verbunden. Es wird B mit G zuerst durch einen Kurzschluss verbunden. In einem bestimmten Moment $t = 0$ wird der Kurzschluss aufgehoben. Dann ladet sich das Elektrometer. Nach einer kurzen Zeit τ wird das Elektrometer wieder abgetrennt und sein Potential gemessen.

Zu einer bestimmten Zeit sei ω das Potential auf G und den entsprechenden

[1]) Cohn u. Arons, Wied. Ann. Bd. 28, pag. 454; Bd. 33, pag. 32.

Quadranten. Es sei V das Potential der Elektrometernadel. Dann ist die Ladung des Quadrantenpaars bei G (wenn γ und C die Capacitäten des Elektrometers resp. des Condensators und $\varkappa$ und k Induktionscoëffiicienten bedeuten)

$$e_1 = \gamma\,\omega - \varkappa\, V.$$

Zur Ladung des Condensators bei G ist

$$e_2 = C\,\omega - k\,E.$$

Besteht der Condensator aus parallelen Belegungen, oder wird die innere Belegung ganz von der äusseren umhüllt, — wie es bei den Versuchen thatsächlich der Fall war —, so ist

$$e_2 = C(\omega - E)$$

und C ist der Dielektricitätsconstante D proportional.

Zur Zeit t ist nun die gesammte Aenderung der Elektricitätsmenge auf G und seinem Quadrantenpaar pro Zeiteinheit, gleich der variablen Stromstärke, die durch das System geht, also

$$\frac{E - \omega}{W} = \frac{\partial}{\partial t}(e_1 + e_2) = (\gamma + C)\,\frac{d\omega}{dt}.$$

Zur Zeit $t = 0$ ist $\omega = 0$, also

$$\omega = E\left[1 - e^{-\frac{t}{(C+\gamma)W}}\right],$$

oder

$$(C + \gamma)\,W = \frac{t}{log\,\frac{E}{E - \omega}}.$$

Das System S kann nun bestehen aus

a) Der Flüssigkeit allein, dann sei $C = c_f$ und $W = w$, die sich bis auf die Grössen D (Dielektricitätsconstante) und λ (Leitungsfähigkeit) aus der Form berechnen lassen.

b) Flüssigkeit und neben geschaltetem Luftcondensator c_1, dann ist

$$C = c_f + c_1 \qquad W = w.$$

c) Flüssigkeit + einem Widerstand r parallel geschaltet, dann ist

$$C = c_f \qquad W = \frac{w\,r}{w + r}.$$

d) Flüssigkeit + Luftcondensator + r

$$C = c_f + c_1 \qquad W = \frac{w\,r}{w + r}.$$

e) Luftcondensator + r

$$C = c_1 \qquad W = r$$

f) Widerstand allein

$$C = o \qquad W = r.$$

Alle diese Gleichungen müssen sich durch dieselben Werthe von c_f und w befriedigen lassen und w lässt sich auch durch die gewöhnlichen Wiederstandsmethoden ermitteln.

Der Widerstand r bestand aus Graphitstrichen.

Die Flüssigkeit befand sich in einem innen vergoldeten Messingcylinder von 18 *cm* Durchmesser, 5 *cm* Höhe und reichte bis 3 *cm* vom oberen Rande.

Der Cylinder mit einem Deckel war die erste Elektrode.

Die zweite war eine Scheibe von 12 *cm* Durchmesser, welche auf 3 Glasblättchen von 0·1412 *cm* ruhte und in der Mitte durch einen Stab durch den Deckel hindurchgeschoben wurde.

Untersucht wurden:

1) Mischung von Anilin und Benzol,
2) Reines Xylol,
3) Mischungen von Anilin und Xylol,
4) Mischung von Canadabalsam und Benzol,
5) Reines Ricinusöl.

Es ergab sich, dass sich die Beobachtungen sämmtlich durch die MAXWELL'sche Formel darstellen lassen.

Aus den Beobachtungen der Mischungen von Xylol und Anilin konnte geschlossen werden, dass, während das Leitungsvermögen auf das Zehntausendfache wächst, die Dielektricitätsconstante nur um ca. $\frac{1}{3}$ ihres Betrages zunimmt. Leitungsvermögen und Dielektricitätsconstante einer Substanz sind also unabhängig von einander[1]).

Man kann vielleicht eine weitere Stütze für diesen Satz aus den Beobachtungen von CURIE[2]) über Dielektricitätsconstante und Leitungsfähigkeit von Krystallen entnehmen.

CURIE fand nämlich, wie oben, pag. 81, erwähnt, dass beim Quarz die Dielektricitätsconstante senkrecht zur optischen Axe (D_a) und parallel zur optischen Axe (D_c) nur wenig von einander abweichen, nämlich

$$D_a = 4{\cdot}49, \quad D_c = 4{\cdot}55.$$

Dagegen ist die Leitungsfähigkeit λ in Richtung der optischen Axe (λ_c) ausserordentlich viel grösser als senkrecht dazu (λ_a). Es ergeben sich folgende zusammengehörige Werthe von λ_c und λ_a

λ_c	λ_a
0·0866	0·0001

Indess kann dieses Resultat in Bezug auf die Leitungsfähigkeit auch von sekundären Ursachen (Bildung schlecht leitender Schichten) herrühren.

Die oben angeführten weiteren Formeln von MAXWELL über den Ladungs- und Entladungsvorgang in einem geschichteten Dielektrikum, welcher zugleich Leitungsfähigkeit besitzt, lassen sich, wie es scheint, anwenden auf Beobachtungen von WÜLLNER[3]). WÜLLNER elektrisirte eine Metallplatte, die senkrecht über einem Dielektrikum, aber weit von ihm sich befand, und maass ihr Potential V an einem Elektrometer. Dann senkte er die Metallplatte bis nahe über das Dielektricum (ohne es zu berühren) und maass wieder das Potential. Dies war kleiner, $V_1 = V(1 - \alpha)$. Dieses Potential V_1 erreichte erst allmählich einen Grenzwerth, α nimmt also mit der Zeit ab und dieser zeitliche Verlauf wurde beobachtet. Es wurden sowohl feste wie flüssige Dielektrika untersucht. Bei isolirenden Flüssigkeiten bekam α sofort einen Werth α_0, der durch Interpolation gefunden wurde. Diese Abnahme des Potentials auf $V_0 = V(1 - \alpha_0)$ rührt von der dielektrischen Polarisation her und die Dielektricitätsconstanten der Substanz sind den Werthen $\frac{1}{1 - \alpha_0}$ proportional. Danach sind die oben pag. 76 und 82 angeführten Bestimmungen berechnet.

Der übrige Verlauf der Curve, welche α als Funktion der Zeit darstellt, rührt von Leitung durch das Dielektrikum und auch von Leitung über seine Oberfläche her und lässt sich wenigstens zum Theil aus den Formeln von MAXWELL berechnen[4]).

---

[1]) S. auch COLLEY, WIED. Ann. 15, pag. 94. 1882.

[2]) CURIE, Journ. de phys. et de chim. (6) 17, pag. 385; 18, pag. 203. 1889.

[3]) WÜLLNER, Ber. d. Münch. Ak. 1873; WIED. Ann. I, pag. 247. 1874; 32, pag. 19. 1887.

[4]) ARONS, WIED. Ann. 45, pag. 304. 1888.

VIII. Rückstand.

Wenn man einen Akkumulator mit starrem Dielektrikum zu entladen versucht, indem man seine beiden Belegungen leitend verbindet, so zeigt sich stets, dass diese Entladung keine vollständige ist, dass vielmehr, nach Aufhebung der Schliessung, der Akkumulator sich wieder geladen zeigt in derselben Weise wie bisher. Man nennt diese Erscheinung Rückstandsbildung. Sie sieht so aus, als ob in dem Akkumulator (Flasche) trotz der Entladung noch ein Rückstand von Elektricität geblieben sei, der nachher wieder zum Vorschein kommt. Man stellt sich den Vorgang so vor, dass ein Theil der Elektricität in das Innere des Isolators eingedrungen sei, der erst nach der Entladung wieder an die Oberfläche kommt. Durch die Verbindung der Belegungen der Flasche gleichen sich ihre Elektricitäten aus und neutralisiren einen Theil der Ladung des Dielektrikums, während der Rest, der Rückstand dieser Ladung im Dielektrikum bleibt und durch Influenz dann auf den Belegungen wieder dieselbe Elektricität erzeugt, wie vorher. R. Kohlrausch[1]) untersuchte diese Verhältnisse, indem er eine Flasche plötzlich lud und sofort den Knopf mit einem Sinuselektrometer in Verbindung brachte und die Abnahme des Ausschlags mit der Zeit beobachtete. Indem er den etwaigen Zerstreuungsverlust berücksichtigte, konnte er die Abnahme der disponiblen Ladung mit der Zeit bestimmen, d. h. diejenige Ladung, welche nach der Entladung den Rückstand hervorbringt. So fand er, dass die Rückstände den ursprünglichen Ladungen proportional sind, aber unabhängig von der Art der Entladung sind.

Die disponible Ladung zu einer Zeit t ist dem Ausschlag des Elektrometers zu dieser Zeit proportional. Sie sei L_T. Wenn der Zerstreuungsverlust berücksichtigt ist, so ist die ursprüngliche Ladung Q zur Zeit t verwendet 1) zur disponiblen Ladung L_T und zweitens für den Rückstand zu dieser Zeit R_T, so dass

$$Q = L_T + R_T$$

ist. Kennt man L_T als Funktion der Zeit, so kann man R_T daraus berechnen.

Die Ursachen des Eindringens der Elektricität in das Dielektrikum, der Rückstandsbildung, und des Wiederhervortretens derselben können verschieden sein[2]).

1) Die Dichtigkeit der Electricität auf den Belegungen kann bei der Ladung gross genug sein, um einen direkten Uebergang durch die schlecht leitende Zwischenschicht zwischen Belegung und Isolator (Luft u. dergl.) zu veranlassen. Nach der Entdeckung findet dann hauptsächlich durch Influenz die neue Ladung der Belegungen statt.

2) Wenn der Isolator über die Belegungen hinausragt, so kann direkter Uebergang der Elektricität zwischen Metall und Isolator stattfinden.

3) Der Isolator wird dielektrisch polarisirt und zwar nicht auf einmal, sondern allmählich, wodurch zuerst eine scheinbare Abnahme der Ladung entsteht. Bei der Entladung wird die Polarisation des Dielektrikums auch nicht auf einmal aufgehoben, sondern allmählich, wodurch eine Zeit lang die Ladung der Belegungen erhalten bleibt.

4) Könnte die freie Elektricität vom Dielektrikum absorbirt werden so dass sie nach aussen keine Wirkungen hätte. Bei der Berührung des Dielektrikums mit den unelektrischen Belegungen könnte sie wieder frei werden.

Von diesen Möglichkeiten lässt sich die letzte dadurch widerlegen, dass ein

---

[1]) R. Kohlrausch, Pogg. Ann. 91, pag. 56. 1854.

[2]) Wiedemann, Elektricität II, pag. 91.

geladener Isolator, der mit einer metallischen, zur Erde abgeleiteten Hülle umgeben ist, nie eine Aenderung des Ausschlags eines mit der Hülle verbundenen Elektrometers zeigt, wodurch bewiesen ist, dass keine Elektricität verschwindet, also keine Absorption stattfindet. Dass thatsächlich die oberflächlichen Ladungen eines Isolators ins Innere dringen, kann man daraus erkennen, dass man zwei und mehr auf einander folgende Ladungen von entgegengesetzten Zeichen wieder aus dem Isolator abwechselnd herausbekommen kann[1]).

Von den anderen Möglichkeiten ist namentlich die dritte wohl diejenige, welche die Erscheinungen hauptsächlich bedingt.

Weitere Versuche von Wüllner[2]), Gaugain[3]), Hopkinson[4]), Giese[5]) bestimmten den Gang der disponiblen Ladung, resp. des Rückstandes mit der Zeit. Die Versuche von Giese wurden so angestellt, dass er eine Leydener Flasche zuerst mit beiden Belegungen zur Erde ableitet, dann zur Zeit $t = 0$ die äussere Belegung mit einem Pol einer constanten Batterie verband. In einem bestimmten Moment t_1 wurde dann die innere Belegung und ein mit ihr verbundenes Quadrantelektrometer isolirt, so dass neue Elektricität durch das Glas hindurch auf sie überging. Nach einer Zeit τ wurde das Elektrometer von der Belegung gelöst und letztere zur Erde abgeleitet. Dann giebt der Ausschlag des Elektrometers (bis auf Correktionen) die in der Zeit τ durch das Glas hindurchgegangenen Elektricitätrmengen.

Ueber die näheren Ursachen und den Verlauf dieser Rückstandsbildung sind verschiedene Ansichten aufgestellt worden.

Nach Riemann[6]) soll sich der Scheidung der Elektricitäten in einem Dielektricum eine Widerstandskraft entgegensetzen, welche die geschiedenen Elektricitäten wieder zu vereinigen strebt. Danach müsste sich der Verlauf der disponiblen Ladung für einen ebenen Condensator durch eine Formel darstellen lassen.

$$J = a + be^{-et} \sum_{1}^{\infty} e^{h_r{}^2 m^2 t^2},$$

worin die h_r Zahlen, a, b, l, m aber 4 Constanten sind, die sich auf 3 zurückführen lassen.

Indess stellt diese Formel nach Giese (l. c.) den Verlauf der Rückstandsbildung nicht dar.

Wenn man von der Theorie der dielektrischen Erscheinungen ausgeht, welche der Poisson'schen Theorie des inducirten Magnetismus nachgebildet ist (s. o.) und die Annahme hinzufügt, dass in einem polarisirten Medium ein Theil der Polarisirung noch bestehen bleibt, wenn die Belegungen entladen sind, so zwar dass die Abnahme der Dichtigkeit proportional der Strömung der Elektricität ist, so kommt man nach Dieterici[7]) zu derselben Differentialgleichung, wie nach Riemanns Hypothese. Aber auch die Messungen des Rückstandes im Paraffin, die Dieterici ausführte, entsprachen den aus dieser Formel abgeleiteten Gleichungen nicht genügend. Weit allgemeiner hat Hopkinson[8]) angenommen, dass die Rückstandsbildung eine Nachwirkungserscheinung ist[9]), und in ähnlicher Weise

[1]) Belli Corso di fisica 3, pag. 342. 1838. Hopkinson, Phil. Mag. (5) 2, pag. 314. 1872.
[2]) Wüllner, Pogg. Ann. 153, pag. 22. 1874; Wied. Ann. 1, pag. 247. 1877; 32, pag. 19. 1887.
[3]) Gaugain, Ann. chim. phys. (4) 2, pag. 313. 1864.
[4]) Hopkinson, Phil. Trans. 167, pag. 599. 1877.
[5]) Giese, Wied. Ann. 9, pag. 161. 1880.
[6]) Riemann, Gesammelte math. Abh. 1876, pag. 48.
[7]) Dieterici, Wied. Ann. 25, pag 554. 1885.
[8]) Hopkinson, Phil. Trans. London 167, pag. 599. 1877.
[9]) Boltzmann, Romich und Nowak, Wien Ber. (2) 70, pag. 381. 1874.

wie es BOLTZMANN[1]) für die elastische Nachwirkung gethan hat, dargestellt werden könne. Die Versuche von HOPKINSON scheinen dieser Hypothese nicht zu widersprechen.

MAXWELL[2]) zeigt dagegen (s. o. pag. 92), dass Rückstandserscheinungen sich in jedem Körper zeigen müssen, der nicht vollständig homogen ist. Wenn nämlich die Dielektricitätsconstante an verschiedenen Stellen des Körpers in verschiedenem Verhältniss zur Leitungsfähigkeit steht, was bei unhomogenen Körpern der Fall sei, so zeigen die Körper Rückstandserscheinungen.

MAXWELL selbst ist allerdings nicht der Ansicht, dass sich jede Rückstandsbildung dadurch erklären lasse. Aber es ist jedenfalls danach bei jedem inhomogenen Körper Rückstand zu erwarten.

Einige Bestätigungen für die MAXWELL'sche Theorie liegen vor. Zunächst haben ROWLAND und NICHOLS[3]) gezeigt, dass in Krystallen, welche ja homogen sind, kein Rückstand auftritt. Sie bewiesen dies an Kalkspathplatten, welche keine Spur von Rückstand zeigten.

HERTZ[4]) untersuchte eine homogene Flüssigkeit, Benzin, welche Rückstand zeigte, genauer, fand aber, dass der Rückstand nur auf Verunreinigung des Benzins beruhe und mit diesem verschwinde.

ARONS[5]) zeigte weiter, dass auch in vollständig homogenem Paraffin keine Rückstandsbildung auftrete. Der von DIETERICI gefundene Rückstand erkläre sich durch die Herstellung der Paraffintafeln, da bei ihnen die oberflächlichen Schichten durch Oel verunreinigt seien.

In derselben Weise untersuchte MURAOKA[6]) Paraffinöl, Petroleum. Ricinusöl, Terpentinöl und Xylol und fand bei sorgfältiger Behandlung keinen Rückstand. Schichtete er dagegen je zwei dieser Dielektrika (inclusive Paraffin und Luft) auf einander, so fand er immer Rückstand, ausser wenn die beiden Dielektrica sehr gut isolirten, wie es die Theorie auch verlangt. Rückstand trat auch nicht ein, wenn die beiden Substanzen sich mischten oder lösten. Die MAXWELL'sche Theorie gilt also nur für nicht molekulare Inhomogenität, nicht mehr für Lösungen und Mischungen.

IX. Spannungen in Isolatoren. Elektrostriktion.

Die mechanischen Kraftwirkungen, die getrennte elektrisirte Körper auf einander ausüben, wurden Anfangs für reine Fernwirkungen gehalten, wie die Gravitation. Nach FARADAYS Anschauung, die allmählich immer weitere Geltung erlangt, sind jedoch diese Kraftwirkungen durch das Zwischenmedium zwischen den Körpern vermittelt und es müssen in diesem Zwischenmedium Spannungen und Drucke vorhanden sein, welche diese Kraftübertragung ermöglichen.

MAXWELL[7]) hat diese Anschauung von FARADAY in mathematische Form gebracht, in welcher er zeigte, wie gross die Drucke sind, die an jeder Stelle des Dielektrikums herrschen.

Es seien E_1 und E_2 die beiden elektrischen Systeme, deren Kraftwirkung

[1]) BOLTZMANN, Wien Ber. 80, pag. 275. 1875.

[2]) MAXWELL, Treatise I, pag. 374 u. f. 1878.

[3]) ROWLAND und NICHOLS, Phil. Mag. (5) 11, pag. 414. 1881.

[4]) HERTZ, WIED. Ann. 20, pag. 279. 1883.

[5]) ARONS, WIED. Ann. 35, pag. 291. 1888.

[6]) MURAOKA, WIED. Ann. 40, pag. 328. 1890.

[7]) MAXWELL, Treatise I. Cap. V. Deutsche Ausgabe, pag. 152 ff.; s. auch ADLER, Wien. Ber. 89, (2) pag. 956. 1883. SEYDLER, Rep. d. Physik XX, pag. 338. 1884.

auf einander behandelt werden soll und es seien ρ_1 und ρ_2 die Raumdichten der Elektricität in ihnen.

Das Potential des ganzen Systems E_2 auf eine Einheit der Elektricität sei Ψ_2, das des ganzen Systemes E_1 sei Ψ_1, dann ist

$$\Psi_2 = \iiint \frac{\rho_2}{r}\, dx_2 dy_2 dz_2$$

$$\Psi_1 = \iiint \frac{\rho_1}{r}\, dx_1 dy_1 dz_1 .$$

Es ist nun die x Componente der gesammten Kraft, welche von E_2 auf E_1 im Ganzen ausgeübt wird (am Schwerpunkt von E_1 angreifend)

$$A = \iiint\iiint \frac{x_1 - x_2}{r^3}\, \rho_1 \rho_2\, dx_1\, dy_1\, dz_1\, dx_2\, dy_2\, dz_2 .$$

Die Grenzen der Integration sind überall $+\infty$ und $-\infty$. Dieser Ausdruck lässt sich umformen, da

$$\Delta\Psi_1 = -4\pi\rho,$$
$$\Delta\Psi_2 = -4\pi\rho_2$$

ist, in

$$A = -\frac{1}{4\pi}\iiint \frac{\partial\Psi_2}{\partial x}\, \Delta\Psi_1\, dx_1 dy_1 dz_1 .$$

Es werde nun angenommen, dass eine Fläche S so construirt sei, dass sie E_1 gänzlich einschliesst und E_2 ausschliesst. Wenn wir dann setzen

$$\rho = \rho_1 + \rho_2$$
$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2,$$

so ist innerhalb S

$$\rho_2 = 0 \qquad \rho = \rho_1,$$

ausserhalb S

$$\rho_1 = 0 \qquad \rho = \rho_2,$$

und es wird die x-Componente der Kraft

$$A = -\iiint \frac{\partial\Psi}{\partial x}\, \Delta\Psi\, dx_1\, dy_1\, dz_1 .$$

Die Integration ist dann nur auf den von der Fläche S umschlossenen Raum auszudehen.

Dieses Raumintegral, und die ähnlichen, welche B und C darstellen (die y- und z-Componenten der Kraft) lassen sich aber nach dem GREEN'schen Satz in Oberflächenintegrale verwandeln, wobei diese Integrale über die Oberfläche von S ausgedehnt werden.

Durch diese Umformung können A, B, C auf folgende Form gebracht werden, wobei l, m, n die Cosinus der Winkel sind, welche die Normale an einem Punkte von S mit den Axen bildet.

$$A = \iint (l p_{xx} + m p_{yx} + n p_{zx})\, ds$$
$$B = \iint (l p_{xy} + m p_{yy} + n p_{zy})\, ds$$
$$C = \iint (l p_{xz} + m p_{yz} + n p_{zz})\, ds.$$

Und darin haben die Grössen $p_{xx} \ldots$ folgende Bedeutungen.

$$8\pi p_{xx} = \left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)^2$$
$$8\pi p_{yy} = \left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)^2$$
$$8\pi p_{zz} = \left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)^2$$

$$4\pi p_{xy} = 4\pi p_{yx} = \frac{\partial \Psi}{\partial y}\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$
$$4\pi p_{yz} = 4\pi p_{zy} = \frac{\partial \Psi}{\partial z}\frac{\partial \Psi}{\partial y}$$
$$4\pi p_{zx} = 4\pi p_{xz} = \frac{\partial \Psi}{\partial x}\frac{\partial \Psi}{\partial z}.$$

Wenn man diese Gleichungen mit denen der Elasticitätstheorie vergleicht, so sieht man, dass die Kraftwirkungen zwischen zwei elektrisirten Körpern sich auch erklären lassen (aber nicht nothwendig müssen) durch elastische Drucke im Innern des Mediums, Drucke, deren Componenten die Grössen $p_{xx}, p_{yy} \ldots p_{yz}$ sind.

Aus der Untersuchung dieser Druckkomponenten findet nun MAXWELL, dass der elastische Zwang an irgend einer Stelle ziemlich specieller Natur ist.

In derjenigen Richtung nämlich, in welcher eine elektromotorische Kraft (Potentialdifferenz) E wirkt, findet eine Spannung p des Dielektricums statt, deren Grösse ist

$$p = \frac{1}{8\pi} D E^2,$$

wo D die Dielektricitätsconstante ist.

In jeder zu dieser Richtung senkrechten Richtung findet ein Druck f von derselben Grösse statt, nämlich

$$f = \frac{1}{8\pi} D E^2.$$

Nach diesem Resultat der Theorie bestehen also an den verschiedenen Punkten eines Dielektricums Spannungen wie sie von FARADAY[1]) supponirt waren.

Wenn aber solche Spannungen bestehen und der Isolator elastisch deformirbar ist, so muss er sich in Folge dieser Kräfte deformiren. Es ist also diese Theorie der Druckkräfte in einem Dielektrikum noch so zu vervollständigen, dass auch die elastischen Deformationen in ihm in Rechnung gezogen werden.

Dies ist von KORTEWEG[2]), BOLTZMANN[3]), v. HELMHOLTZ[4]), LORBERG[5]) und KIRCHHOFF[6]) geschehen. Die Theorieen selbst sind in den Originalarbeiten nachzusehen. Es seien nur diejenigen Folgerungen aus den Theorieen angeführt, welche für die im Folgenden zu beschreibenden Versuche von Wichtigkeit sind.

I. Ein kugelförmiger oder cylindrischer Condensator (Thermometercondensator nach QUINCKE, s. u.) werde geladen. Es ändert sich das Volumen und es wird nach der Vergrösserung, t der Volumeneinheit des Hohlraums gefragt. Bezeichnet

D die Dielektricitätsconstante
E den Elasticitätscoefficienten
σ das Verhältniss der Querkontraktion zur Längendilatation
δ die Dicke des Dielektricums

} für das Dielektrikum,

P das Potential der ganzenfreien Elektricität auf sich selbst, α und β zwei Constanten, so ist nach LORBERG[7]):

---

[1]) FARADAY, Experimental Researches No. 1297 ff.
[2]) KORTEWEG, WIED. Ann. 9, pag. 48. 1880.
[3]) BOLTZMANN, Wien. Ber. (2) pag. 9. 1880.
[4]) v. HELMHOLTZ, WIED. Ann. 13, pag. 385. 1881.
[5]) LORBERG, WIED. Ann. 21, pag. 300. 1884.
[6]) KIRCHHOFF, WIED. Ann. 24, pag. 52. 1885; 25, pag. 601. 1883.
[7]) s. LORBERG l. c.

1) bei der Kugel

$$\tau = \frac{3}{E}\left[\frac{D}{8\pi} - \frac{\beta}{2} + \sigma\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) + (1+\sigma)\left(\frac{D}{8\pi} + \frac{\alpha-\beta}{4}\,\frac{\delta}{r_1}\right)\right]\frac{P^2}{\delta^2}.$$

r_1 ist der innere Kugelradius.

2) beim Cylinder

$$\tau = \frac{3}{E}\left[\left(1+\frac{1-2\sigma}{3}h^2\right)\left(\frac{D}{8\pi}+\frac{\alpha}{2}\right) - (1-\sigma)\frac{\alpha+\beta}{2} + \frac{2}{3}(1+\sigma)\left(\frac{D}{8\pi}+\frac{\alpha-\beta}{4}\right)\frac{\delta}{r_1}\right]\frac{P^2}{\delta^2}.$$

Darin ist r_1 des inneren Radius des Cylinders, h eine kleine von der Begrenzungsfläche abhängige Constante

II. Eine Röhre diene als Condensator. Wie gross ist die Verlängerung der Längeneinheit der Röhre c?

Nach LORBERG, l. c., ist

$$c = \frac{1}{E}\left[(1+h^2)\left(\frac{D}{8\pi}+\frac{\alpha}{2}\right) - (1-\sigma)\,\frac{\alpha+\beta}{2}\right]\frac{P^2}{\delta^2}.$$

III. In einer dielektrischen Flüssigkeit befinden sich zwei Condensatorplatten. Eine flache Luftblase berührt beide Platten und communicirt mit einem Manometer. Bei der Ladung des Condensators zeigt das Manometer eine Druckveränderung an. Wie gross ist diese? (s. KIRCHHOFF, l. c.) Es sei wieder δ der Abstand der Condensatorplatte, P die Potentialdifferenz der beiden Platten. Es seien D_2 und D_1 die Dielektricitätsconstanten von Flüssigkeit und Luft, dann ist die Druckzunahme

$$\delta p = \frac{D_2 - D_1}{2}\,\frac{P^2}{\delta^2}.$$

IV. Eine kugelförmige Luftblase in einer dielektrischen Flüssigkeit muss durch Polarisirung der Flüssigkeit ihre Form verändern. Es ergiebt sich (KIRCHHOFF, l. c.), dass in Richtung der Kraftlinien eine Dilatation stattfindet und senkrecht zu den Kraftlinien eine halb so grosse Contraktion. Die Dilatation hat die Grösse

$$u = \frac{R}{3H}\,\frac{2\pi(D_1 - D_2)^2}{1+4\pi D_2}\,P^2.$$

Darin ist R der Radius der Kugel, $\frac{H}{2}$ ihre Capillarconstante, P die elektromotorische Kraft (Potentialdifferenz), welche auf die Kugel wirkt.

Die Gestalts- und Volumenänderungen von dielektrischen Körpern unter dem Einfluss elektrischer Kräfte fasst man in der Bezeichnung Elektrostriktion zusammen. Nachdem schon früher FONTANA[1]), VOLPICELLI[2]), GOVI[3]) gefunden hatten, dass Körper, die als Condensatoren wirkten, beim Elektrisiren Volumenänderungen zeigten, nahm DUTER[4]) diese Versuche wieder auf. Er wendete ein thermometerartiges Gefäss an, füllte die Kugel mit verschiedenen Flüssigkeiten und umgab sie aussen mit einem Stanniolblatt. Beim Elektrisiren sank die Flüssigkeit im Capillarrohr, das Volumen der Thermometerkugel war also grösser geworden. Die Senkung der Flüssigkeit war dem Quadrat der Potentialdifferenz direkt, der Wanddicke der Kugel umgekehrt proportional.

Diese Versuche führte dann QUINCKE[5]) in einer ausführlichen Experimental-

---

[1]) FONTANA, Lettre inedite di Volta. Pesaro, pag. 15. 1831.

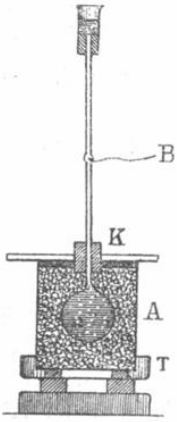
[2]) VOLPICELLI, Arch. de Genèves 32, pag. 323. 1856.

[3]) GOVI, N. CIMENTO 21, pag. 18. 1866.

[4]) DUTER, C. R. 87, pag. 828. 1878; 88, pag. 1260. 1879.

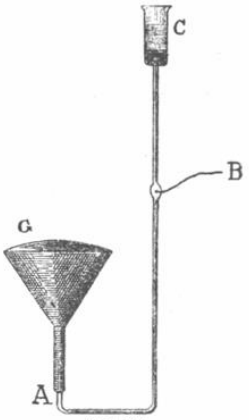
[5]) QUINCKE, WIED. Ann. 10, pag. 191. 1880.

untersuchung weiter. Auch er arbeitete mit Thermometer-ähnlichen Gefässen, die er Thermometercondensatoren nannte. In einer ersten Arbeit (1880) stellte er die Bedingungen fest, unter welchen aus verschiedenen Substanzen gebildete Leydener Flaschen beim Elektrisiren der Belegungen ihre Dimensionen ändern. Seine Apparate sind durch Fig. 23 gekennzeichnet. Die Kugeln mit angeschmolzenen Capillaren waren mit Flüssigkeit gefüllt und standen in einer Flüssigkeit. Es wurde die Volumenänderung der Kugel durch die Standänderung der Flüssigkeit in den Capillaren gemessen.



(P. 23.)

Auch die Volumenänderung von Glimmer wurde gemessen durch einen in Fig. 24 abgebildeten Apparat. Die Glimmerplatte G, die aussen vergoldet war, bildete den Abschluss eines Trichters, der zusammen mit einer Capillare mit Flüssigkeit gefüllt war. Durch Ladung der Glimmerplatte änderte sich ihr Volumen, was wieder durch die Veränderung des Standes der Wassersäule gemessen wurde.



(P. 24.)

In einer zweiten Arbeit[1]) wurden alle in Betracht kommenden constanten und variablen Grössen bei den Versuchen direkt gemessen, um die beobachteten Volumenänderungen mit den theoretischen Werthen derselben vergleichen zu können. Es sollen von den vielen Tabellen nur folgende angeführt werden, um die Grösse der Aenderungen beurtheilen zu können (l. c. pag. 577).

Elektrische Volumenänderung von kugelförmigen Thermometercondensatoren.

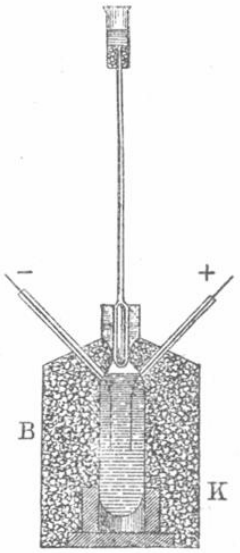
$$\frac{\Delta v}{v} \cdot 10^6.$$

	Potentialdifferenz					
No.	c · 3900 Vol.	c · 6900 Vol.	c · 10000 Vol.	c · 13200 Vol.	c · 16200 Vol.	c · 19200 Vol.
	Englisches Flintglas.					
30	1·073	7·916	—	—	—	—
18	1·022	3·449	8·198	—	—	—
23	0·794	2·777	6·040	—	—	—
22	0·688	2·116	4·741	—	—	—
17	0·520	1·720	3·720	·930	9·77	14·74
61	0·251	0·900	1·937	3·222	—	7·021
60	0·077	0·250	0·554	0·963	—	1·996

Ebenso hat QUINCKE die Verlängerung von Glasfäden bestimmt, welche aussen und innen versilbert waren. Die Verlängerung wuchs ungefähr proportional dem Quadrat der Potentialdifferenz. Bei vulkanisirtem Kautschuk lässt sich die Verlängerung durch Elektrisiren nach RÖNTGEN[2]) sehr leicht zeigen.

[1]) QUINCKE, WIED. Ann. 19, pag. 545. 1883.
[2]) RÖNTGEN, WIED. Ann. 11, pag. 786, 1880.

So wie bei festen Körpern, wird auch bei Flüssigkeiten das Volumen durch das Elektrisiren geändert. QUINCKE brachte die Flüssigkeiten in ein Gefäss wie Fig. 25, welches wie ein Voltameter mit aufgeschliffener Capillare gebildet war.



(P. 25.)

Bei den meisten Flüssigkeiten wurde eine Volumenvermehrung, bei einigen (Wasser von 0°, Rüböl, Mandelöl und Olivenöl) eine Volumenverminderung constatirt. Die Elektrisirung geschah durch die Entladung einer Leydener Batterie. Die Zahl der Funken in einer Maassflasche ist durch q bezeichnet. Sie giebt ein Maass für die Grösse der Potentialdifferenz. Eine Reihe dieser Zahlen ist folgende, wobei die angegebenen Zahlen $\frac{\triangle v}{v} 10^6$ bedeuten. Die Werthe beziehen sich auf 0°.

Name	$q = \pm 20$	$q = \pm 40$	$q = \pm 60$
Schwefelkohlenstoff	5·23	22·43	—
Schwefelkohlenstoff (Kupferelektroden)	0·74	3·00	9·01
Alkohol	6·80	35·50	50·63
„	2·48	13·56	33·47
Steinöl	19·23		
Terpentinöl	1·70	42·45	
Glycerin	0·59	3·19	6·76
Wasser (bei 0°)	— 0·03	— 0·09	— 0·28
Wasser + Spur Salzsäure	— 0·06	— 0·30	— 0·63
Wasser mit 0·124 % HCl	— 0·03	— 0·36	— 0·75
Wasser bei 8°	+ 0·07	0·23	0·61
Wasser + Spur Salzsäure bei 9·8°	0·13	0·42	0·84
Wasser mit 0·124 % HC bei 13·2°	0·07	0·56	1·35
		$q = \pm 30$	
Rüböl	— 18·24	— 17·33	
Mandelöl	— 6·85	— 17·94	
Aether (rein)	— 47·43		

Während die positiven Aenderungen des Volumens durch eine Temperaturerhöhung erklärt werden könnten, sind die Volumenverminderungen ein sicheres Zeichen für die direkte Wirkung der Elektrisirung. Indess hat RÖNTGEN[1]) diese Verminderung bei den Oelen nicht wieder finden können. QUINCKE[2]) hat auch mit einem Apparat nach RÖNTGEN bei Rüböl wieder eine Volumenverminderung gefunden. Dieser Widerspruch ist noch unaufgeklärt.

Weitere Versuche über elastische Drucke und Zugkräfte in Flüssigkeiten führten zu den Methoden zur Bestimmung der Dielektricitätsconstanten, welche oben (pag. 82) angegeben sind.

Gase zeigten keine Volumenänderung[3]).

---

[1]) RÖNTGEN, WIED. Ann. 11, pag. 780. 1880.

[2]) QUINCKE, WIED. Ann. 19, pag. 547. 1883.

[3]) QUINCKE, WIED. Ann. 10, pag. 529. 1880. s. LIPPMANN, Journ. de phys. 10, pag. 38. 1870.

X. Doppelbrechung in dielektrischen Substanzen.

Da im Innern eines Dielektrikums Spannungen und Drucke stattfinden, so müssen sich in ihm auch beim Durchgang des Lichtes Erscheinungen der Doppelbrechung zeigen. Solche Erscheinungen wurden zuerst von KERR[1]) beobachtet. KERR bohrte in eine Spiegelglasplatte Löcher, in die er Drähte einkittete. Sobald diese Drähte mit den Polen eines Induktoriums verbunden waren, traten Spannungen in dem Glase auf, und die Platte wurde doppelbrechend, was in gewöhnlicher Weise durch gekreuzte Nikols beobachtet wurde. Die Doppelbrechung trat erst etwa 2 Sekunden nach Beginn der Ladung ein und stieg noch 20—30 Sekunden lang. Durch Vergleich der Doppelbrechung mit der von gepresstem Glase ergab sich, dass sich die Platte so verhielt, als ob sie in der Richtung der elektrischen Kraftlinien comprimirt wäre.

Ein Stück Bernstein, ebenso behandelt, verhielt sich umgekehrt. Die Doppelbrechung war so, wie wenn der Bernstein in der Richtung der Kraftlinien ausgedehnt wäre.

Dieselbe Erscheinung beobachtete er auch an Flüssigkeiten[2]). Am leichtesten zeigt sich die Erscheinung, indem man einfach in die Flüssigkeit zwei Metallstäbe mit abgerundeten Polen einander gegenüberstellt, wie Fig. 25 zeigt. Durch den Zwischenraum zwischen den Kugeln wird ein polarisirter Lichtstrahl gesendet und durch einen Nikol beobachtet. Sobald die Kugeln mit einem Induktionsapparat oder mit einer Elektrisirmaschine verbunden sind, hellt sich das vorher dunkle Gesichtsfeld auf. Der Sinn der Doppelbrechung wird wieder durch einen Glascompensator ermittelt. Es ergiebt sich, dass die Schwingungsrichtung der beiden Lichtstrahlen in der Richtung der Kraftlinien und senkrecht dazu liegt. Bei Schwefelkohlenstoff ergab sich die Doppelbrechung, wie bei Glas, welches in Richtung der Kraftlinien gedehnt wird. Diese Doppelbrechung nennt KERR positiv, die entgegengesetzte negativ. Diese Resultate, die früher von GORDON[3]) und MACKENZIE[4]) nicht wieder gefunden wurden, wurden dann von RÖNTGEN[5]) und BRONGERSMA[6]) voll bestätigt. Bei einer ausführlichen quantitativen und qualitativen Untersuchung einer grossen Reihe von Flüssigkeiten[7]) fand KERR folgende Resultate:

(P. 26.)

1) Brom, Phosphor, Schwefel (alle flüssig) sind positiv.

2) Pentan, Hexan, Cinnamol, Caprylen, Kautschuköl, Paraffin, Naphtalin sind positiv.

3) Cetylalkohol, Caprylalkohol, Amylalkohol, Butylalkohol, Propylalkohol, Aethylalkohol sind negativ und zwar Cetylalkohol am stärksten, Aethylalkohol am schwächsten. Methylalkohol ist schwach positiv.

4) Wasser ist positiv.

5) Caprylsäure, Caproylsäure, Valeriansäure, Buttersäure, Isobuttersäure, Propionsäure, Essigsäure, Ameisensäure sind positiv. Dagegen Palmitin- und Stearinsäure (geschmolzen) negativ.

---

[1]) KERR, Phil. Mag. (4) 50, pag. 337. 1875.
[2]) KERR, Phil. Mag (4), pag. 85. 1880.
[3]) GORDON, Phil. Mag. (5) 2 pag. 203. 1876.
[4]) MACKENZIE, WIED. Ann. 2, pag. 356. 1877.
[5]) RÖNTGEN, WIED. Ann. 10, pag. 77. 1880.
[6]) BRONGERSMA, WIED. Ann. 16, pag. 222. 1882.
[7]) KERR, Phil. Mag. (5) 13, pag. 153. 1882; s. WIEDEMANN's Elektricität II, pag. 130.

6) Allylalkohol, Benzylalkohol, Cimmanylalkohol, Phenol sind positiv, Glycol und Glycerin schwach negativ.

7) Oleinsäure und Milchsäure sind positiv.

8) Aethyläther und Amyläther sind negativ.

9) Die Jod-, Brom-, Chlorverbindungen der Radikale der Fettsäurereihe sind positiv.

10) Die Sulfide der Alkoholradikale sind negativ.

11) Merkaptane sind positiv.

12) Ester, Nitrate und Nitrite sind positiv.

13) Aceton, Valeral, Oenanthol, Bittermandelöl, Methylsalicylat, Aethylenmonoacetat, Spermaceti, Benzonitril, Azobenzol, Diphenylamin, Chlorbenzol, Benzylchlorid, Aethylendibromid, Chloral, Tetrachlorkohlenstoff, Chlorschwefel, Amyl- und Allylsulfocyanid, Salbeiöl sind alle positiv.

Dagegen sind negativ: Aldehyd, Palmöl, Cacaobutter, Schweinefett, Talg, Bienenwachs, Anilin, Capronitril, Allylamin, Chloroform, Bromoform, Chlorpikrin, Chloracetyl, Phosphorchlorid, Thialdin, Chlorwasser und schweflige Säure in Wasser gelöst.

Aus messenden Versuchen, bei denen sowohl die Potentialdifferenz der Kugeln durch ein Elektrometer, als der Gangunterschied durch einen Compensator gemessen wurde, ergab sich, dass die Differenz der Verzögerungen des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles in der Einheit der Dicke des Dielektrikums dem Quadrat der wirkenden elektrischen Kraft proportional ist.

Diese Versuche wurden von QUINCKE[1]) zuerst qualitativ bestätigt, wobei er jedoch die Ansicht aussprach, dass Doppelbrechung nur dann eintrete, wenn an den verschiedenen Stellen des Dielektricums ungleiche elektrische Kräfte wirken. Indess zeigte KERR[2]), dass Schwefelkohlenstoff auch doppelbrechend wird, wenn er zwischen zwei ebenen parallelen Metallplatten elektrisirt wird, wo also eine Ungleichheit der elektrischen Kräfte nicht vorhanden sind. Auch für feste Körper konnte KERR[3]) das später zeigen. QUINCKE gab diese Auffassung in einer weiteren ausführlichen Arbeit zu[4]), und untersuchte die Doppelbrechung quantitativ genauer.

Er wendete dazu Apparate an, die er als Flüssigkeitscondensatoren bezeichnete, und in welchen er ebenfalls die Flüssigkeit (die möglichst staubfrei sein muss) zwischen ebenen Elektroden brachte. Bringt man einen solchen Flüssigkeitscondensator zwischen parallele oder gekreuzte Nikols, deren Polarisationsebenen unter 45° gegen die elektrischen Kraftlinien geneigt sind, so zeigt die 10—50 Centim. dicke elektrische Flüssigkeitsschicht, welche das polarisirte Licht durchläuft, Polarisationsfarben, wie ein Krystallblättchen, dessen Axe (oder optische Mittellinie) in der Richtung der Kraftlinien liegt. Diese Farben wurden mit den NEWTON'schen Farben einer Luftschicht verglichen.

Ausserdem wurde der Gangunterschied der Strahlen auch direkt mit einem BABINET'schen Compensator gemessen. Ist d dieser Gangunterschied, l die Länge der Elektrodenfläche, a ihr Abstand und P die Potentialdifferenz, so ergab sich aus den Versuchen

$$d = B \frac{l}{100} \frac{P^2}{a^2},$$

---

[1]) QUINCKE, WIED. Ann. 10, pag. 536. 1880.

[2]) KERR, Phil. Mag. (5) 9, pag. 159. 1880.

[3]) KERR, Phil. Mag. (5) 20, pag. 363. 1885.

[4]) QUINCKE, WIED. Ann. 19, pag. 729. 1883.

worin B eine für jede Flüssigkeit bestimmte Constante ist, die etwas von der Wellenlänge abhängt. Für die Grösse B ergaben sich folgende Werthe, ausgedrückt in der Wellenlänge des Natriumlichts

Flüssigkeit	$B \cdot 10^6$
Schwefelkohlenstoff I.	32·798
„ II.	31·948
3 Vol. CS_2 + 1 Vol. Aether	27·252
1 Vol. CS_2 + 1 Vol. „	19·476
1 Vol. CS_2 + 5 Vol. „	4·422
Schweres Benzol (aus Steinkohlentheer)	4·460
Reines Benzol (aus Benzoësäure)	3·842
Leichtes Benzol	2·970
Terpentinöl	0·109
Rapsöl	— 2·273
Aether (frisch destillirt)	— 6·400
Aether (über gebranntem Marmor gestanden) . . .	— 6·685
Schwefel in CS_2 gelöst (19·5 %)	35·67

Also auch hier zeigten, wie bei KERR, Rapsöl und Aether negative Doppelbrechung[1]). GRAETZ.

Berührungselektricität.

Unter Berührungselektricität versteht man Elektricität, welche, im Gegensatz zur Reibungselektricität, bei der blossen Berührung verschiedenartiger Körper auftritt, wobei aber zunächst völlig dahingestellt bleibt, ob die Berührung die wirkliche Ursache der Elektricität, oder ob diese Ursache in irgend einem anderen, bei Gelegenheit der Berührung auftretenden Vorgange zu suchen sei.

VOLTA'scher Fundamentalversuch[2]). Am leichtesten ist die Berührungselektricität bei guten Leitern, also bei den Metallen, nachzuweisen. Von den zahlreichen Arten, nach denen man den Versuch anstellen und von den verschiedenen Richtungen, nach welchen man ihn variiren kann, seien hier nur einige erwähnt. Man versieht zwei Metallplatten, von denen z. B. die eine aus Zink, die andere aus Kupfer besteht, mit isolirenden Handhaben, ergreift sie bei diesen und bringt ihre Oberflächen zur Berührung. Trennt man sie nunmehr wieder von einander, so erweisen sie sich als elektrisch, und zwar als entgegen-

[1]) Weitere Versuche darüber s. BLONDLOT, Compt. rend. 106. pag. 349. 1888.

[2]) VOLTA, GREN, N. Journ. 2, pag. 144. 1795; 4, pag. 129. 1797; später von vielen Seiten bestätigt und variirt.

Auf die Geschichte dieser Entdeckung, an der bekanntlich neben VOLTA auch GALVANI einen gewissen Antheil hat, kann hier nicht eingegangen werden. Nur soviel sei bemerkt, dass bei den zuerst von GALVANI und bald darauf von VOLTA beobachteten Erscheinungen sowohl die thierische Elektricität als auch die Berührungselektricität wesentliche Rollen spielten; GALVANI gelang es, die Versuche so zu modificiren, dass die thierische Elektricität in den Vordergrund trat, und er ist daher als Begründer dieser Lehre zu betrachten; VOLTA andererseits stellte die Erscheinungen der Contact-Elektricität zuerst rein dar und verdient daher in diesem Gebiete den Ruhm des Entdeckers. Die betr. Abhandlung GALVANI's erschien 1791 in den Comment. Ac. Bonon. Schon vorher (1760) hatte übrigens SULZER beobachtet, dass Blei und Silber unter sich und mit der Zunge in Berührung gebracht einen eigenthümlichen Geschmack verursachen.