Extrait du Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences et des Lettres
Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles. Série A: Sciences Mathématiques
1937

Messungen der Dielektrizitätskonstante fester Körper mit Hilfe der Methode ponderomotorischer Kräfte

Teil I.

Allgemeine Bemerkungen über die Methode und die Messungen der Dielektrizitätskonstante des Quarzglases

von

D. Doborzyński

CRACOVIE
IMPRIMERIE DE L'UNIVERSITÉ
1937

Publié par l'Académie Polonaise des Sciences et des Lettres, sous la direction de M. K. Dziewoński, Secrétaire de la Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles (Cracovie, Institut de Chimie Organique de l'Université, rue K. Olszewski 2).

POLITECHNIKA ŚLĄSKA
BIBLIOTEKA GŁÓWNA
Gliwice

135375

Nakładem Polskiej Akademii Umiejętności.
Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego pod zarządem Józefa Filipowskiego.

Extrait du Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences et des Lettres
Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles — Série *A*: Sciences Mathématiques
1937

Pomiary stałej dielektrycznej ciał stałych metodą sił ponderomotorycznych. — Messungen der Dielektrizitätskonstante fester Körper mit Hilfe der Methode ponderomotorischer Kräfte.

Note

de M. *D. DOBORZYŃSKI,*

présentée le 8 Mars 1937 par M. K. Zakrzewski m. t.

TEIL I.

Allgemeine Bemerkungen über die Methode und die Messungen der Dielektrizitätskonstante des Quarzglases.

§ 1. Die Anwendung der üblichen Methoden zur Messung der Dielektrizitätskonstante (D. K.) fester Körper, bei welchen Kondensatoren mit dem zu untersuchenden Körper als Dielektrikum benutzt werden, kann in einigen Fällen keine verläßlichen Ergebnisse liefern [1]). An der Grenzoberfläche des Dielektrikums und der aufgeklebten (möglicherweise nicht gut anliegenden) Belegungen können nämlich verschiedene Effekte (die z. B. mit Polarisation, Raum- [2]) und Rückstandsladungen u. s. w. verknüpft sind) auftreten, die speziell bei statischen Messungen störend einwirken, besonders wenn der untersuchte Körper eine chemisch nicht allzu beständige (auch hygroskopische u. desgl.) Substanz bildet. Die Art des Klebemittels und auch die Dicke der Belegungen können hier von Bedeutung sein [3]). Aus diesen Gründen verwendete ich

[1]) Vergl. allgemeine Bemerkungen von Güntherschulze, Jäger und Schupp.

[2]) Kalzit-Jaffé, Eis-Wintsch, Oplatka.

[3]) Die erwähnten Erscheinungen kommen sehr deutlich im Falle des Seignette-Salzes zum Vorschein (vergl. den III. Teil dieser Arbeit, in dem die Bestimmung der D. K. des S. S. beschrieben ist). Besonders die Art der benutzten Belegungen (Elektroden) ist hier von Bedeutung.

versuchsweise, zu Vergleichszwecken, die dynamische Meßmethode, in der die Benutzung der Belegungen ganz fortfällt. Als Versuchs- und Vergleichskörper wurden an erster Stelle Quarzglas und Quarz [1]) gewählt, bei denen das Auftreten der oben erwähnten Schwierigkeiten bei allen bisher ausgeführten Messungen (mit Hilfe der Methoden, in denen Kondensatoren angewandt worden sind) wenig wahrscheinlich ist.

Die dynamische Methode, auch die Methode der ponderomotorischen Kräfteg enannt, stammt von Boltzmann (1873), doch wurde sie von ihm selbst noch in sehr unvollkommener Weise angewandt. Erst von Grätz und Fomm (1894—1895), Lombardi (1895), Fellinger (1902), Beaulard (1906) und Thornton (1909) wurde diese Methode weitgehend ausgebaut und verfeinert, wobei das homogene Feld — im Gegensatz zur Boltzmann'schen Anordnung — Anwendung fand. Seit der zweiten Arbeit von Fellinger (1914) wurde die Methode nicht mehr angewandt, obwohl die mit ihr verwandte Fürth'sche Ellipsoid-Methode der Bestimmung der D. K. der Elektrolyte jetzt stets im Gebrauch ist.

Die dynamische Methode beruht auf der Tatsache, daß ein verlängertes oder abgeplattetes Rotationsellipsoid (in Praxis ein Stäbchen oder eine runde Scheibe), das aus dem zu untersuchenden Körper ausgeschnitten und zwischen den Belegungen eines Kondensators an einem elastischen Draht aufgehängt wird, beim Anlegen der Spannung, also beim Entstehen des (homogenen) Feldes zwischen den Belegungen, eine Drehung erfährt. Bevor das Feld angelegt wird, schließt die Längsachse des Ellipsoids mit den vertikalen Plattenebenen des Kondensators einen Winkel von 45° ein. Das Drehmoment der ponderomotorischen Kräfte, die das elektrische Feld auf das aufgehängte Ellipsoid ausübt, wird durch die elastischen Deformationskräfte des Aufhängedrahtes kompensiert. Der Wert des Drehwinkels, der dem Gleichgewichtszustand entspricht, ist für den zu bestimmenden Wert der D. K. maßgebend. Als Vorteile dieser Methode können angesehen werden: das sehr geringe Volumen der untersuchten Probe (einige Zehntel ccm), ferner der Umstand, daß auch kristalline Körper untersucht werden können und endlich die Möglichkeit, Dispersionsmessungen der D. K. in ziemlich breitem Frequenzbereich des Wechselfeldes

[1]) Vergl. den II. Teil dieser Arbeit.

(0—10 Megahertz) in bequemer Weise auszuführen. Die Änderungen der D. K., die dem Auftreten der Dispersion zuzuschreiben sind, können nämlich in einfacher Weise und genau als Änderungen des Ausschlagwinkels wahrgenommen werden. Die Methode eignet sich infolgedessen besonders gut für relative Messungen.

§ 2. Die Theorie der Methode beruht auf dem wohlbekannten Theorem, daß ein Rotationsellipsoid im homogenen elektrischen Feld gleichmäßig polarisiert wird (ein analoger Satz kommt selbstverständlich auch in der Magnetostatik vor). Vergl. Grätz und Fomm, Lombardi, Fellinger und auch z. B. Bloch, Cohn.

Es seien a die große und b die kleine Halbachse des Ellipsoids. Zuerst wollen wir den Fall des gestreckten (oder verlängerten — engl. »prolate« — Rotationsachse a), isotropen Ellipsoids betrachten; es ist also $a/b = m > 1$. Die dielektrische Polarisation $\hat{P}$ längs der a-Achse ist nach der Theorie gleich:

$$\hat{P} = \frac{k}{1 + k \cdot A} \cdot \hat{E}, \tag{1}$$

wo $\hat{E}$ die primäre Feldintensität, k die sog. Dielektrisierungskonstante (gleich $\varepsilon - 1/4\pi$, ε — D. K.) bedeutet und der nur von dem Achsenverhältnis m abhängige Koeffizient A durch folgende Formel angegeben wird:

$$A = \frac{4\pi}{m^2 - 1} \cdot \left\{ \frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \log \text{nat} \left(m + \sqrt{m^2 - 1}\right) - 1 \right\}. \tag{2}$$

Dieser Koeffizient kann »Entelektrisierungsfaktor in der Längsrichtung« (engl. »longitudinal reaction coefficient«) genannt werden. Die Grundformel (2) ist von F. Neumann im J. 1848 aufgestellt worden.

Der andere Fall entspricht der Polarisation desselben Ellipsoids in der Querrichtung. Hier gelten folgende Formeln:

$$\hat{P} = \frac{k}{1 + k \cdot B} \cdot \hat{E} \tag{3}$$

und

$$B = \frac{2\pi}{m^2 - 1} \cdot \left\{ m^2 - \frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \cdot \log \text{nat} \left(m + \sqrt{m^2 - 1}\right) \right\}, \tag{4}$$

wo B den »Entelektrisierungsfaktor in der Querrichtung«, »transversal reaction coefficient« bedeutet. Die Formel (4) wurde ebenfalls von F. Neumann aufgestellt.

Nun wollen wir im allgemeinen Falle diejenige Orientierung des aufgehängten Ellipsoids betrachten, wobei die a-Achse mit der Richtung des polarisierenden, äußeren, primären Feldes $\hat{E}$ einen Winkel φ, dessen Schenkel in horizontaler Ebene liegen, einschließt. Das Ellipsoid darf für diesen Fall mit einem Dipol (vom Volumen V) verglichen werden, der ein induziertes elektrisches Moment besitzt und sich so einzustellen versucht, daß die a-Achse parallel zur Feldrichtung orientiert wird. Wird bei der Drehung um den Winkel α das Drehmoment D der elektrischen Kräfte von dem Torsionsmoment $M \cdot \alpha$ des Drahtes kompensiert, so gilt dann die folgende Grundformel (Cohn, Lombardi, Fellinger):

$$M \cdot \alpha = D =$$

$$= \frac{k^2 \cdot (B - A) \cdot V \cdot E^2}{2 \cdot [1 + k \cdot (A + B) + k^2 \cdot A \cdot B]} \cdot (\cos 2\alpha \cdot \sin 2\varphi - \sin 2\alpha \cdot \cos 2\varphi). \qquad (5)$$

Es wird meistens der Winkel φ gleich 45^0 gewählt, und da der Winkel α im allgemeinen sehr klein ist ($\cos 2\alpha = 1$), führt diese Formel zu einer anderen, für Rechnungen besser geeigneten:

$$\frac{2[k^2 \cdot A \cdot B + k \cdot (A + B) + 1]}{k^2 \cdot (B - A)} = L, \qquad (6)$$

in welcher L folgenden Ausdruck bezeichnet:

$$L = \frac{V \cdot E^2}{D} = \frac{V \cdot E^2}{M \cdot \alpha}. \qquad (7)$$

§ 3. Es gelingt nur selten, dem zu untersuchenden Körper genau die Form eines Rotationsellipsoids zu geben. Normalerweise werden die degenerierten Formen, nämlich Stäbchen und Scheiben, wenn möglich mit abgerundeten Rändern (nach Lombardi), verwendet. Es tritt dabei jedoch eine prinzipielle Schwierigkeit auf, die ihre Ursache in der nicht mehr gleichmäßigen dielektrischen Polarisation im Innern dieser Objekte hat. So fällt z. B. an den Enden eines Stäbchens die Polarisation ab; die Koeffizienten A und B verlieren dann ihre einfache Bedeutung und sind nicht nur von m, sondern auch von k abhängig. An den (scharfen) Rändern sind die Störungen des inneren (und auch des äußeren) Feldes am größten.

Das Problem der Äquivalenz eines verlängerten Stäbchens (oder einer stark abgeplatteten Scheibe) mit einem gestreckten (oder abgeplatteten) Rotationsellipsoid von demselben Achsenverhältnis m, in dem Sinne, daß diese beiden Körper das gleiche elektrische Moment im elektrischen Felde erfahren, wurde zuerst vom Lombardi näher untersucht. Er fand, daß eine ziemlich befriedigende Genauigkeit in dieser Äquivalenz wirklich erzielt werden kann, unter der Annahme, daß statt des Volumens V der untersuchten Scheiben in die Formeln der Ausdruck $\gamma \cdot V$ eingesetzt wird, wo der Reduktionsfaktor γ den von ihm auf empirischem Wege gefundenen Wert 0·83 haben soll. Dabei sollen für Scheiben dieselben Formeln für A und B wie im Falle des abgeplatteten Rotationsellipsoids gelten.

Es ist nämlich

$$A = 4\pi \cdot \frac{m^2}{(m^2-1)^{3/2}} \cdot \left[\sqrt{m^2-1} - \operatorname{arc\,tg} \sqrt{m^2-1}\right] \tag{8}$$

$$B = 2\pi \cdot \frac{1}{(m^2-1)^{3/2}} \cdot \left[m^2 \operatorname{arc\,tg} \sqrt{m^2-1} - \sqrt{m^2-1}\right] \tag{9}$$

$$\left(m = \frac{\text{Durchmesser}}{\text{Dicke}}\right).$$

Der Koeffizient A entspricht jetzt der Polarisation in der Querrichtung und B derjenigen in der Längsrichtung. Die Formeln (6) und (7) behalten dabei ihre Gültigkeit[1]).

Der Lombardi'schen Annahme folgend, nahm Fellinger denselben Wert des Koeffizienten γ bei seinen Messungen an. Wie aus der Formel (7) leicht ersichtlich ist, werden dann die Größen L bedeutend kleiner als im Falle des Ellipsoids, was eine Erhöhung der mittels der Formel (6) ausgerechneten Werte der D. K. zur Folge hat. Eine eingehendere Untersuchung der von Lombardi und Fellinger gefundenen Werte für die D. K. der von ihnen untersuchten Körper führte mich zu der Erkenntnis, daß diese im Vergleich mit den jetzt bekannten Werten zweifellos zu groß sind. Es liegt hier also die Annahme nahe, daß der Wert $\gamma = 0{\cdot}83$ von Lombardi und Fellinger zu klein

[1]) Da jetzt $B < A$ ist, so muß in die Formel (6) $A - B$ statt $B - A$ eingesetzt werden.

gewählt worden ist. Zur Begründung dieser Ansicht wurde ich besonders durch die Analyse der Lombardi'schen Messungen an Paraffin und Stearin geführt. Nach meiner Abschätzung sollte der aus den Messungen von Lombardi berechnete Wert von γ gleich 0·91—0·95 gesetzt werden [1]). Ebenso ergeben sich für γ aus den von Thornton mit Hilfe einer ähnlichen Methode unternommenen Messungen an Stäbchen die im Bereiche 0·89—0·99 liegenden Werte [2]).

Da dieses Zahlenintervall von mir durch ziemlich komplizierte Rechnung erhalten wurde und bei der Ermittlung der angegebenen Grenzen noch manche Zweifelfragen entstehen können (wie z. B.

[1]) Lombardi hat gleichzeitig auch mit Hilfe einer absoluten Kondensatormethode die D. K. von Paraffin und Stearin gemessen und den Wert 2·44 (2·26 mittels der dynamischen Methode für $\gamma = 1$) gefunden. Da er zu der erstgenannen Methode mehr Vertrauen hatte, setzte er den Wert $\gamma = 0{\cdot}83$ ein, um den ausgerechneten »dynamischen« Wert bis zum Ausgleich erhöhen zu können. Jetzt werden aber für Paraffin die Werte 2·35—2·31 gefunden und damit erhalte ich für γ — dem Vorgang Lombardi's folgend — die oben angeführten Zahlen.

[2]) Die Auswertung der Messungen von Thornton an Stäbchen in dieser Richtung erfolgt folgendermaßen. Thornton's Betrachtungsweise des Äquivalenzproblems beruht darauf, daß er für das wahre Volumen des Stäbchens stets $\gamma = 1$ annimmt (wie für das Ellipsoid), dann aber andere Werte für A und B als die durch die Formeln (2) und (4) gegebenen benutzt. Er nimmt nämlich für Stäbchen stets $B = 2\pi$ an (was nur für hohe Werte von m näherungsweise gültig ist) und bestimmt auf kompliziertem Wege, teils empirisch, teils rechnerisch, die entsprechenden Werte von A (die ich mit A' bezeichne). Aus der von Thornton auf diese Weise gewonnenen Kurvenschar $A' = A'(m, k)$ läßt sich nun in jedem Falle für jedes Wertepaar m und k der entsprechende Koeffizient A' berechnen. Wenn wir die Formeln (6) und (7) betrachten, in denen zuerst $\gamma . V$, A und B (nach Lombardi), dann V, A' und 2π (nach Thornton) eingesetzt werden, so läßt sich der Wert von γ für verschiedene Kombinationen von k und m leicht berechnen. Für k gleich 0·1 bis 0·6366 (D. K. 2·26—9) und m gleich 15 bis 5 erhalte ich nämlich auf diesem Wege γ gleich 0·89 bis 0·99. Für größere Werte der D. K. und für Werte von m, die kleiner sind als 5, kann γ gleich 1 und sogar größer als 1 sein. Es sei noch erwähnt, daß Havelock (noch vor Thornton) die Werte von A' theoretisch zu berechnen versuchte und folgenden Ausdruck fand: $A' = \frac{4\pi}{\varepsilon}\left(\frac{4}{3\pi m} - \frac{1}{8m^3}\right)$. Der Havelock'sche Versuch mißlang jedoch, denn die nach obiger Formel berechneten Zahlen fallen mit den Thornton'schen empirischen Werten durchaus nicht zusammen.

die Frage, ob für Stäbchen und Scheiben mit gleichem Verhältnis m derselbe Wert von γ gilt), so war ich gezwungen, für Scheibchen den mittleren Wert **0·95** als Endwert anzunehmen und in meinen Messungen einzuführen, selbstverständlich unter der Annahme, daß γ mit einem Fehler von $\pm$**0·05** (maximum) belastet ist. Da sich nun dieser Wert auch aus meinen eigenen, unten besprochenen Messungen ergibt (vergl. den II. und III. Teil dieser Arbeit), halte ich den angeführten Wert innerhalb der Fehlergrenzen für richtig. Es sei dabei betont, daß ein ähnliches Problem der Äquivalenz von Stäbchen und Ellipsoiden auf dem Gebiet der Magnetostatik von großer Bedeutung ist (Maxwell, Rayleigh Mann, Kohlrausch).

§ 4. Die Apparatur, deren ich mich bediente, wurde im allgemeinen der von Fellinger und Lombardi benutzten nachgebildet. Der wesentliche Teil der Einrichtung besteht aus einem Kondensator mit parallelen, kreisförmigen, vertikal gestellten Platten C_1 und C_2 von 10 cm Durchmesser, mit regulierbarem Abstand. Genau in der Mitte des Kondensatorfeldes wird das untersuchte Objekt A so aufgehängt, daß seine Ebene einen Winkel von 45° mit der Feldrichtung bildet. Der Kondensator wurde zum Schutze gegen äußere elektrische Einwirkungen in ein Metallgehäuse P eingeschlossen. Die ganze Anordnung ist in Fig. 1 abgebildet. Das Metallgehäuse P ist in seinem oberen Teil mit einem breiten Rohr R versehen, welches einen Ebonitstopfen K trägt, in dem wieder ein Messingstäbchen B drehbar und verschiebbar angebracht ist. Die ganze Aufhängevorrichtung besteht aus einem am Ende des Stäbchens B befestigten, feinen Phosphorbronzedraht D (Länge ca. 12 cm, Durchmesser ca. 0·02 mm), an dem ein flaches Ebonitstück N mit aufgeklebtem, kleinem Spiegel L, ein langgestrecktes, dünnes Ebonitstäbchen M und endlich das Objekt A untereinander hängen. Das Objekt wird mit Kanadabalsam in Benzollösung angeklebt. Der Torsionswinkel α wird durch ein in dem Gehäuse angebrachtes Fenster O mittels Skala und Fernrohr in üblicher Weise abgelesen (Skalenabstand $P = 4$ Meter). Der Spiegel L befand sich oberhalb der Platten C_1, C_2, so daß, bevor das Objekt A aufgehängt wurde, keinerlei Wirkung des Feldes auf die Aufhängevorrichtung festzustellen war.

Auf optischem Wege wurden nun die Spiegel- und die Plattenebene zueinander parallel, und das Objekt unter einem Winkel von 45° gegen die Spiegelebene (außerhalb des Apparates) eingestellt. Von einer Dämpfung des aufgehängten, schwingenden Systems wurde abgesehen.

Die nötige Meßspannung (stets etwa 145 Volt) wurde sowohl bei Nieder- wie auch bei Hochfrequenz mittels induktiver Kopplung zugeführt. Auf diesem Wege wurde die Unabhängigkeit des Meßkreises von der Erdung erreicht, und so blieben die Ausschläge

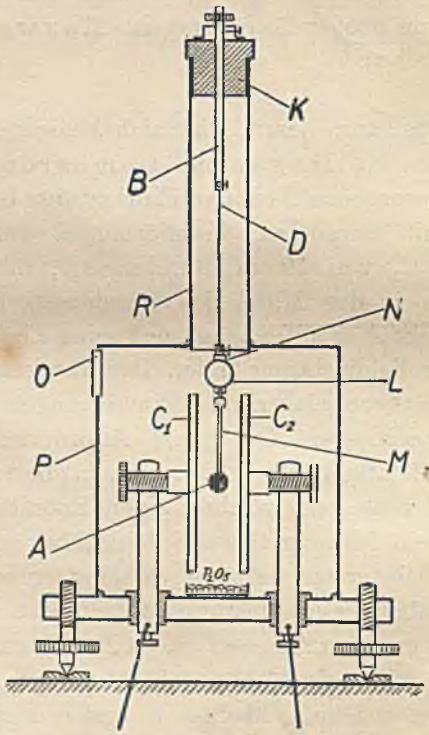

Fig. 1. Meßapparatur (verkleinert im Verhältnis 1:4·35).

unverändert, ganz gleich ob das Schutzgehäuse *P* geerdet oder nicht geerdet war. Zur Messung der Spannung wurde ein elektrostatisches Voltmeter nach Palm (Hartmann & Braun) benutzt. Dieses leistet im Frequenzbereich 0—10 Megahertz gute Dienste.

Bezeichnen wir die effektive Wechselspannung an den Kondensatorplatten mit *W*, ihren Abstand mit *d* (2·5 cm), so ist die

effektive Feldstärke gleich W/d (sie betrug 58 V/cm, d. h. 41 V/cm in den beiden Hauptrichtungen des gemessenen Objektes). Der Skalenausschlag δ in cm ist gleich $2P \cdot \alpha$ [1]) (P in cm) und die Formel (7) nimmt nun die folgende endgültige Form an:

$$L = \frac{2 \cdot V \cdot W^2 \cdot P}{9 \cdot 10^4 \cdot d^2 \cdot M \cdot \delta} \cdot \gamma. \tag{10}$$

Wie daraus ersichtlich ist, hängt der Wert der Größe L (folglich auch derjenige der D. K.) von mehreren Faktoren ab, so daß einige Hilfsmessungen erforderlich sind, die das ganze absolute Meßverfahren komplizieren. Außer den Messungen von rein geometrischen Größen ist die Bestimmung des Torsionsmomentes M des Aufhängedrahtes von größter Bedeutung. Es wird hier die Gauß'sche Methode benutzt, die darin besteht, daß ein bekanntes Trägheitsmoment (z. B. das der gemessenen Scheibe) der Aufhängevorrichtung zugegeben und die Schwingungsdauer des gesamten Systems bestimmt wird. Zur stetigen Kontrolle der elastischen Eigenschaften des Aufhängedrahtes wurde vor und nach jeder Messung des Torsionswinkels die Schwingungsdauer der ganzen Aufhängevorrichtung (mit Objekt A) gemessen.

Nach einer Reihe von Versuchsmessungen wurde ein Plattenabstand von $d = 2{\cdot}5$ cm gewählt, da es sich herausstellte, daß die gefundenen Werte von L (und der D. K.) eine Abhängigkeit von d zeigten. Für Werte von d, die kleiner sind als 2·4 cm, wurde nämlich L zu klein gefunden (d. h. δ und D. K. zu groß), für solche von mehr als 3·5 cm dagegen zu groß (d. h. δ und D. K. zu klein). Im Bereiche von 2·4 bis 3·5 cm waren die Werte von L innerhalb der Meßfehlergrenzen (1·5—2%) konstant. Am größten waren die Unterschiede bei Messungen mit Scheiben aus Metall [2]). Diese

[1]) Für größere Werte von δ soll statt δ, $\delta' = \delta - \delta^3/3P^2$ verwendet werden.

[2]) Beim Übergang von 1·5 cm auf 2·4 cm 33% Änderung in L; für Quarzscheibe unter gleichen Bedingungen nur 6%.

Zu manchen Vergleichszwecken wurden nämlich auch Drehungswinkel bei aufgehängten Metallscheiben gemessen (vergl. weiter unten und den III. Teil dieser Arbeit). Das Metall darf nämlich als ein Körper mit unendlich großer D. K. angesehen werden; die Metallscheibe verhält sich ähnlich wie eine Scheibe aus Dielektrikum, d. h. wie ein Dipol und bekommt ein Drehungsmoment (von endlichem Wert, größer als bei jedem Dielektrikum), obwohl ihre Ladung und Polarisation nur auf der Oberfläche ihren Sitz haben (vergl. die umfangreichen Untersuchungen von Lombardi auf diesem Gebiet).

Erscheinung kann in folgender Weise erklärt werden: sowohl für zu kleine als für zu große Werte von d tritt eine Inhomogenität des Feldes auf, die aber in diesen beiden Fällen verschiedenen Ursprungs ist. Bei kleinen Abständen erfährt das Feld eine starke Deformation außerhalb der Scheibe, was durch einen nicht gleichmäßigen Ausfluß der Induktionslinien aus der Scheibe bedingt ist. Die auf dem aufgehängten Körper induzierten Ladungen vermögen also die Ladungsverteilung auf den Kondensatorplatten zu ändern (vergl. Thornton, S. 427). An den Rändern sind die Störungen am größten und hier entstehen offenbar die zusätzlichen Kräfte, die zwischen den Ladungen des Körpers und der Platten wirken und eine Vergrößerung des Drehungswinkels zur Folge haben. Nach Lombardi und Thornton wird man also den Plattenabstand genügend groß wählen und die Objektränder, welche die Störungsquellen bilden, nach Möglichkeit abrunden.

Falls der Abstand d zu groß wird, beginnt aus wohlbekannten Gründen die Inhomogenität der Feldes hervorzutreten, so daß die Intensität sinkt.

§ 5. Die absoluten Messungen wurden bei Netzspannung von der Frequenz 50 Hertz durchgeführt. Die Anwendung der Wechselspannung bietet einige Vorteile, weil dabei alle Richtungseffekte, die von der Feldintensität linear ahhängen, fortfallen. Es handelt sich hier in erster Reihe um die Wirkung des Feldes auf akzidentelle Ladungen, die auf der Oberfläche des Objektes ihren Sitz haben, und von Feuchtigkeit, Fett und anderen Verunreinigungen herrühren. Zur Beseitigung dieser störenden Faktoren bediente ich mich nach einer Reihe von anderen Versuchen [1]) der außerordentlich starken hygroskopischen Wirkung des Phosphorpentoxyds. Es wurden auch Messungen mit Gleichspannung durchgeführt. Die entsprechenden Drehungswinkel oder Ausschläge hatten andere Werte als bei der Netzwechselspannung; sie waren im allgemeinen größer und abhängig von der Spannungsrichtung. Es ist also dabei sehr wahrscheinlich, daß außer normaler Polarisation verschiedene, noch nicht genug bekannte und untersuchte

[1]) Ich versuchte z. B. Ionisation mittels Röntgenstrahlen anzuwenden, doch befriedigte das Ergebnis nicht.

Nebeneffekte wie permanente Polarisation (vergl. Thornton), Rückstandsladungen und dgl. mitwirken [1]).

Die nötige, ziemlich hohe Hochfrequenzwechselspannung wurde vom Röhrengenerator in Dreipunktschaltung geliefert, wobei Philips Senderöhre *TB* 04/10 Anwendung fand. Die Schaltung bei Hochfrequenz gibt Fig. 2 wieder. Der Kondensator *C* mit dem aufgehängten Objekt, das elektrostatische Voltmeter *V*, der Drehkondensator K_1 und die Induktionsspule L_1 bilden den Meßkreis *I*, der mit dem Erregerkreis *II* (L_2, K_2) des Generators *G* induktiv gekoppelt war. Die Resonanz zwischen diesen beiden Schwingungskreisen wurde mit Hilfe des Kondensators K_1 erzielt. Die regulierbare Kopplung zwischen den Spulen L_1 und L_2 diente dazu, die an der Voltmeterskala abgelesene Spannung stets genau auf der gleichen Höhe (145 Volt) zu halten. Durch geeignete Wahl der Windungszahl der Spulen konnten Frequenzen von 0·1 bis 5 Megahertz erhalten werden (die Wellenlänge der erzeugten elektrischen Wellen beträgt dementsprechend 3000 bis 60 Meter).

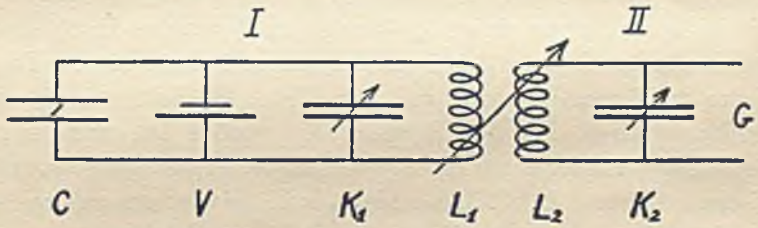

Fig. 2. Schaltungsschema bei Hochfrequenz.

Die Frequenz der im Generator erregten Schwingungen wurde mittels eines in der Nachbarschaft aufgestellten Rundfunkempfängers (mit zwei Doppelgitterröhren in Reinartzschaltung), der als Wellenmesser benutzt werden kann, gemessen. Dieser Apparat wurde vorher sorgfältig geeicht, indem er auf mehrere Rundfunksender von bekannter Frequenz in einem weiten Bereich eingestellt wurde.

Es hat sich herausgestellt, daß das elektrostatische Voltmeter bei Hochfrequenz einen Wert der Spannung angibt, der um 1 bis

[1]) Thornton fand für Quarz bei Benutzung von Gleichspannung Werte der D. K. von der Größenordnung 100, wenn sich der Meßkörper ununterbrochen sehr lange Zeit im elektrischen Felde befand.

2% kleiner ist als derjenige, welcher der Frequenz von 50 Hertz entspricht und als richtig angesehen werden darf[1]). Wenn ich nämlich in meiner Apparatur (die also als Kontrollapparat angewandt wurde) ein Metallscheibchen aufhängte, so war der Skalenausschlag bei diesem sicher dispersionsfreien Körper bei Hochfrequenz um ca. 1 bis 2% höher als bei 50 Hertz, wobei das Voltmeter in beiden Fällen genau dieselbe Spannung von 145 Volt anzeigte, die also bei Hochfrequenz in Wirklichkeit um 1 bis 2% höher war. Folglich muß von allen bei Hochfrequenz gemessenen Werten des Skalenauschlages eine Korrektur von ca. 1·5% (im Mittel) abgezogen werden, um mögliche Fehldeutungen bei Dispersionsmessungen zu vermeiden, ohne sich mit den bis jetzt nicht bekannten Ursachen dieser Diskrepanz näher zu befassen[2]).

§ 6. Von der Absicht geleitet, die dynamische Methode auf die Messung der D. K. des Quarzes und des Seignette-Salzes später anzuwenden (vergl. den II. und III. Teil dieser Abeit) wollte ich zuerst als Beispiel der Anwendung der oben angeführten allgemeinen Bemerkungen einige Messungen an Quarzglas durchführen. Eine runde Scheibe von 1·497 cm Durchmesser und 0·158 cm Dicke (Dichte 2·186 g/cm³) wurde von der Firma B. Halle in Berlin-Steglitz bezogen. Da der Körper sehr spröde ist, war es unmöglich, die Ränder abzurunden. Die Zimmertemperatur schwankte zwischen 18° und 21° C. Ich erhielt als Mittelwert aus zahlreichen Einzelmessungen für den Wert der D. K. bei 50 Hertz

$$3{\cdot}92 \pm 0{\cdot}20$$

und ich fand innerhalb der Meßfehlergrenzen keine Dispersion, so daß für Frequenzen 0·1—5 Megahertz derselbe Wert angenommen werden soll.

Die Ergebnisse früherer Messungen anderer Forscher sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt:

[1]) Ein ähnliches Verhalten der elektrostatischen Voltmeter hat Hoyer beobachtet.

[2]) Eine Abhängigkeit dieser Korrektur von der Frequenz im benutzten Frequenzbereich wurde innerhalb der Fehlergrenze bei der Ablesung (100 mm Ausschlag bis auf ca. 0·5 mm genau abgelesen), d. h. ca. 0·5%, nicht festgestellt.

Autor	Jahr	D. K.	Frequenz	Anmerkungen
Thornton	1909	3·78	80 Hertz	Dichte 2·29 g/cm³
Thomson	?	3·78	?	(zitiert nach Jäger)
Jäger	1917	3·73 (Mittelwert)	250 Hertz und 0·1 bis 30 Megahertz	
Kühlewein	1929	ca. 4·1 (Mittelwert)	0·01 bis 6 Megahertz	

Die Werte von Schulze (3·2) und Möller (2·3 bei 0·16 bis 0·3 Megahertz) scheinen zu niedrig und fehlerhaft zu sein [1]).

Wie man aus der Tabelle ersieht, wurde von anderen Autoren auch keine Dispersion gefunden, was für isotrope dielektrische Körper als normales Verhalten angesehen werden darf (Fuchs und Wolf, Jäger, Anderson, Weber).

§ 7. Die Übereinstimmung des von mir gefundenen Wertes der D. K. mit den oben angegebenen ist recht gut, was zugunsten der Anwendung der dynamischen Methode für absoluten Messungen spricht, umso mehr, wenn wir uns die ziemlich große Willkür bei der Wahl des Wertes für γ vergegenwärtigen. Dieser letzte Umstand hat zur Folge, daß der mittlere Fehler des Endresultates ziemlich groß, nämlich gleich 5%, ist, wobei die Ungenauigkeit des Koeffizienten γ die Hauptrolle spielt. Mittels der Formel (10) wurde der maximale Meßfehler der Größe L zuerst auf 5% abgeschätzt, unter der Annahme, daß die relativen Fehler der Größen V, P und d^2 zusammen 1% ergeben [2]), während diejenigen der Größen: M 1%, δ 1% und W^2 2% betragen. Mit dem 5% betragenden Fehler des Wertes von γ erhalten wir insgesamt 10% als Abschätzung für den endgültigen Fehler des Wertes für L. In

[1]) Vergl. auch die Arbeit von Gagnebin. Es ist wahrscheinlich, daß die Art des Verarbeitungsverfahrens (Schmelzen, Abkühlen u. s. w.) beim Quarz als Rohmaterial auf den Wert der D. K. des Quarzglases einen Einfluß hat.

[2]) Diese Größen ließen sich nämlich sehr genau messen, ebenso wie m, A, B, sehr genau bestimmt werden können. Der durch die Annahme $\cos 2\alpha = 1$ sich ergebende Fehler (Formel 5) ist sehr klein; auch derjenige der ungenauen Einstellung der Scheibe unter 45° gegen die Feldrichtung hat keine große Bedeutung, da er bei einem verhältnismäßig beträchtlichen, 5° in der Einstellung betragenden Unterschied den Wert von nur 1·5% ($\sin 80° = 0·985$) besitzt.

Wirklichkeit erwies sich der mittlere Fehler des gefundenen mittleren Wertes der Größe L auf Grund von zahlreichen Messungen als gleich 6%, woraus man schließen kann, daß der mittels der komplizierten Formel (6) berechnete Fehler bei der absoluten Messung der D. K. nicht größer als 5% ist. Der Hauptnachteil der dynamischen Methode liegt also nicht in der Notwendigkeit, viele Hilfsgrößen (aus denen die D. K. bestimmt wird) zu messen, sondern eher in der Unbestimmtheit des Wertes für γ [1]). Da aber die Werte, welche man bei Anwendung der üblichen Kondensatormethoden erhält, auch mit Fehlern verschiedenen Ursprungs behaftet sind (vergl. Jäger, Güntherschulze), scheint mir die dynamische Methode doch recht brauchbar zu sein. Bei den relativen Messungen ist die Genauigkeit schon bedeutend größer. Der mittlere relative Fehler der Ablesung des Skalenausschlages (0·5 mm also gleich ca. 1%) zusammen mit der oben angeführten Hochfrequenzkorrektur (1·5% im Mittel) ergibt höchstens 2·5% (der Meßfehler der Frequenz beträgt ca. 1%). Diese Korrektur beeinträchtigt also die Anwendbarkeit der Methode bei Dispersionsuntersuchungen nur in geringem Maße. Dadurch eignet sich die Methode sehr gut zur Bestimmmung von Änderungen der D. K., welche entweder durch die Dispersion (wenn der Unterschied der Ausschlaggröße bei Hoch- und Niederfrequenz mehr als ca. 2·5% beträgt) oder durch Temperaturänderungen hervorgerufen werden.

Kraków, Physikalisches Institut der Jagellonischen Universität.

Literaturverzeichnis.

1) Anderson, Phil. Mag., **13**, 986, 1931.
2) Beaulard, Journ. de Phys., **5**, 165, 1906.
3) Bloch, »Précis d'électricité théorique«, Paris 1933, (2ᵉᵈ), 102.
4) Cohn, »Das elektromagnetische Feld«, Leipzig 1900 (1 Aufl.), 53.
5) Fellinger, Ann. d. Phys. **7**, 333, 1902 und **60**, 181, 1919.
6) Fuchs und Wolf, »Dielektrische Polarisation«, Leipzig 1935, 447.
7) Fürth, ZS. f. Phys., **22**, 98, 1924 und **44**, 256, 1927.
8) Gagnebin, Arch. Sc. phys. nat., **6**, 161, 1924.
9) Grätz und Fomm, Wied. Ann., **53**, 85, 1894 und **54**, 626, 1895.

[1]) Die Behauptung Fellingers, daß γ den Endwert der D. K. nur wenig beeinflußt, ist unrichtig.

10) Güntherschulze, Handbuch der Physik (Geiger-Scheel), **XII**, 1927, 538—544 und **XVI**, 1927, 540.

11) Havelock, Proc. Roy. Soc. (A), **79**, 40, 1907.

12) Hoyer, Arch. f. Elektrotechnik, **27**, 707, 1933.

13) Jaffé, ZS. f. Phys., **66**, 143 und 172, 1930.

14) Jäger, Ann. d. Phys., **53**, 453, 1917.

15) Kohlrausch, Praktische Physik, 17. Aufl. 1935, 609—611.

16) Kühlewein, ZS. f. techn. Phys., **10**, 280, 1929.

17) Lombardi, Memorie della Reale Accademia delle Scienze di Torino (II), **45**, 171, 1895; Nuovo Cimento (4), **2**, 360, 1895.

18) Mann, Handbuch d. Physik (Geiger-Scheel), **XVI**, 1927, 699.

19) Maxwell, »A Treatise on Electricity and Magnetism«, Oxford 1873, par. 438 u. 439.

20) Möller, Arch. f. Elektrotechnik, **15**, 16, 1926.

21) Neumann, Crelle's Journ., **37**, 44, 1848.

22) Oplatka, Diss., Zürich, Helv. Phys. Acta, **6**, 244, 1933.

23) Palm, ZS. f. techn. Phys., **15**, 117, 1934.

24) Rayleigh, Sc. Papers, Vol. II., 547, 1900 und Vol. IV., 560, 1903,

25) Schulze, Ann. d. Phys., **14**, 384, 1904.

26) Schupp, ZS. f. Phys., **75**, 84, 1932.

27) Thornton, Phil. Mag., **19**, 390, 1910 und Proc. Roy. Soc. (A), **82**, 422, 1909.

28) Weber, ZS. f. Phys., **70**, 706, 1931.

29) Wintsch, Helv. Phys. Acta, **5**, 126, 1932.

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GŁÓWNA Gliwice

BULLETIN INTERNATIONAL
DE L'ACADÉMIE POLONAISE DES SCIENCES ET DES LETTRES

CLASSE DES SCIENCES MATHÉMATIQUES ET NATURELLES

SÉRIE *A*: SCIENCES MATHÉMATIQUES

DERNIERS MÉMOIRES PARUS

Janvier—Février 1937.

Chrobak L. und Chojnacki J. Über die gestreiften Laue-Interferenzflecke (Tafeln 4—5).

Chrobak L. Über einige Mineralneubildungen auf Silbermünzen aus dem XV. Jahrhundert (Tafeln 6—7).

Dobiński S. and Wesołowski J. On the Viscosity of Liquid Selenium.

Dziewoński K. und Sternbach L. Untersuchungen in der Pyrenreihe (I).

Grinbaum R. and Marchlewski L. Absorption of Ultraviolet Light by Some Organic Substances (XLII). Datiscetin, Morin and Quercetin.

Kamieński M. Recherches sur le mouvement de la Comète Wolf I.

Loria St. und Klinger J. Beugungsversuche mit Elektronen mittlerer Energie (Tafeln 1—3).

Mazurkiewicz S. et Szmuszkiewiczówna H. Sur les zéros des fonctions quasi-analytiques (*B*).

Świętosławski W. and Pieszczek S. On the Application of a Comparative Method of Measurements to the Determination of Critical Temperatures of Individual Liquids and their Mixtures.

Mars—Mai 1937.

Banachiewicz T. Calcul des déterminants par la méthode des cracoviens.

Bednarczyk Wł. and Marchlewski L. Absorption of Ultraviolet Light by Some Organic Substances (XLIII).

Bednarczyk Wł. and Marchlewski L. Absorption of Ultraviolet Light by Some Organic Substances (XLVI).

Dąbrowski J. and Marchlewski L. Studies on Flax Cellulose.

Górski F. Polarimetric Titrations of Hydroxy-acids.

Grinbaum R. and Marchlewski L. Absorption of Ultraviolet Light by Some Organic Substances (XLIV).

Grinbaum R. and Marchlewski L. Absorption of Ultraviolet Light by Some Organic Substances (XLV). Derivatives of Phenantrene and Indole.

Jacyna W. Über die gasthermometrischen Angabendifferenzen.

Kamieński M. und Bielicki M. Die Erscheinung des Kometen Wolf I im Jahre 1933 bis 1934. Vergleichung der Theorie des Kometen mit den Beobachtungen.

Kocwa A. Weitere Studien über Synthesen in der Pyrazolochinolinreihe.

Skarżyński B. Studies on the Hydrolysis of Saccharose and Maltose under the Influence of Saccharase and Maltase by the Spectrographic Method.

Świętosławski W. and Ramotowski E. Contribution to the Study of the Influence of the Expansion of Vapours on the Efficiency of Distillation.

BG Politechniki Śląskiej
nr inw.: 102 - 135375
Dyr.1 135375

TABLE DES

Juin—Octob

M. Jacob. Über die Cesàro'sche Summier gen nach Hermite'schen Polynomen 245
J. Weyssenhoff. Metrisches Feld und Gravitationsfeld 252
W. Jacyna. Zur Begründung der Temperaturskala unterhalb 1° K . . 260
S. Piekkowski. Sur la fluorescence d'octohydrofluorocyclène 269
B. Twarowska. Contribution à l'étude de la fluorescence et de l'absorption du biacénaphtylidène ($C_{24}H_{10}$) 278
Z. Lewkowicz. Die Abhängigkeit der Ausbeute der Fluoreszenz von Biacenaphthylidenlösungen von der Wellenlänge des anregenden Lichtes 285
S. Mrozowski. Über den Einfluß der Zusatzgase und des Magnetfeldes auf den Polarisationsgrad der Fluoreszenz des Joddampfes . . . 295
A. Jagielski. Über die dielektrische Polarisation und innere Reibung der Chlornitrobenzole in flüssigem Zustand 312
D. Dobrzyński. Messungen der Dielektrizitätskonstante fester Körper mit Hilfe der Methode ponderomotorischer Kräfte. (Teil I) . . . 320
D. Dobrzyński. Messungen der Dielektrizitätskonstante fester Körper mit Hilfe der Methode ponderomotorischer Kräfte. (Teil II) . . 335
T. Banachiewicz. Sur la résolution numérique d'un système d'équations linéaires 350
S. Kaczmarz. Angenäherte Auflösung von Systemen linearer Gleichungen 355
K. Kozieł. Über einige Formeln für die Dreiecksflächenverhältnisse n_1 und n_3 358
L. Stankiewicz. Sur les opérations arithmétiques dans le calcul des inverses d'après la méthode de M. T. Banachiewicz 363
H. Lachs und Wł. Piekielny. Über die Oxydation von Schwefeldampf unter niedrigem Druck 377
G. Birstein und M. Blumenthal. Zur Kinetik des Kristallisationsprozesses 399
B. Kamieński. On the Relation between Surface Phenomena and the Dissociation Constant of Weak Electrolytes in Aqueous Solutions 422
B. Kamieński. Thermodynamical Considerations on the Dielectric Potential and Surface Tension 430
K. Dziewoński und L. Gizler. Bildung und Umwandlungen des Fluorocyclens (Tafeln 8—9) 441
Wł. Bednarczyk and L. Gizler. The Absorption of Ultraviolet Light by Fluorocyclene and Products of its Transmutations 455
B. Skarżyński. Zur Kenntnis des Absorptionsspektrums des Vitamins C 462
F. Rogoziński. Contributions au dosage du magnésium 477
F. Rogoziński. Sur le dosage gravimétrique de la chlorophylle . . . 483
J. Nowak. Sur l'âge du grès de Magura dans la région de Babia Góra 490
K. Skoczylas-[illegible]zkwska und M. Książkiewicz. Ein Vergleich des Wienerwald-F[illegible]sches mit dem Karpaten-Flysch 498

Les abonnements au »*Bulleti[illegible]nternati[illegible]nal*« sont annuels et partent de Janvier. Les livraisons de ce F[illegible]eil se ve[illegible]dent aussi séparément.

Adresser les demandes à l'Académie ou à la Librairie „Gebethner et Wolff" Rynek Gł., Cracovie (Pologne).