Recherches sur les anomalies diélectriques du verre de silice

Autor(en): **Jaquerod, A. / Mugeli, H.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **4 (1922)**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-741954

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

RECHERCHES

SUR LES

Anomalies diélectriques du verre de silice

PAR

A. JAQUEROD et H. MUGELI

Introduction.

L'étude des phénomènes dits anormaux, présentés par les diélectriques, a fait déjà l'objet d'un nombre considérable de recherches, et de nombreuses hypothèses ont été émises pour en rendre compte; (voir bibliographie dans Schweidler, Note 1, page 12), mais aucune théorie définitive n'a encore été établie.

Le but des essais, dont on lira plus loin le résumé et les résultats, était, lorsque nous les avons entrepris, de chercher à jeter un jour nouveau sur ces phénomènes intéressants et encore mystérieux.

Des travaux antérieurs, effectués au même laboratoire, ont établi que le verre de silice dissout certains gaz (Helium, Néon, Hydrogène) et que ces solutions ont des propriétés analogues à celles des gaz dans les liquides; elles obéissent à la loi d'Henry, et la solubilité diminue lorsque la température s'élève. On pouvait se demander si ces gaz, dissous dans la silice, ne seraient pas susceptibles de jouer un rôle dans la conductibilité électrique de ce corps ; des recherches préliminaires, effectuées par l'un de nous en collaboration avec C. Capt [1], semblaient l'établir, et nous pensions n'avoir plus qu'à préciser les conditions dans lesquelles l'influence des gaz dissous se manifeste, à étudier l'effet de la concentration, de la nature du gaz et de la température, en mesurant soigneusement le courant anormal

[1] A. Jaquerod et C. Capt. *Arch.*, vol. 42, p. 328, 1916.

de conduction du verre de silice, préalablement soumis à divers traitements.

Dès le commencement de nos recherches, nous avons rencontré de grandes difficultés expérimentales. D'une part la température a une influence énorme sur les phénomènes résiduels et son action prolongée modifie considérablement, par la suite, les courants mesurés, si bien qu'en revenant à la température primitive on ne retrouve jamais les mêmes courants. D'autre part, les gaz et le vide semblent agir différemment suivant le traitement antérieur du diélectrique. Enfin, des variations considérables du courant anomal en fonction de la date (de jour en jour) ont été nettement établies, variations qui ont presque totalement masqué l'influence des agents que nous avons fait intervenir.

Mais si pourtant des phénomènes de nature encore inconnue sont venus compliquer nos expériences, ils ne nous ont pas empêché d'atteindre certains résultats, et nous nous proposons de les étendre dans la suite en continuant ces recherches.

Ce que nous publions aujourd'hui fera toucher du doigt la complexité du problème et la hardiesse qu'il faudrait pour essayer de vérifier une théorie de ces phénomènes avant d'avoir débrouillé leur échevau compliqué, et avant d'avoir élucidé notamment l'influence des divers facteurs qui entrent en jeu. Il s'agit pourtant d'un diélectrique particulièrement simple dans sa constitution, d'un isolant considéré comme très parfait et employé comme tel en électrométrie ; on peut imaginer ce que fournirait une étude analogue portant sur le caoutchouc ou le papier paraffiné.

Avant d'aborder le sujet principal de ce travail, nous croyons utile de résumer brièvement les résultats antérieurement acquis, ainsi que les hypothèses fondamentales proposées jusqu'à ce jour pour rendre compte des anomalies diélectriques. On trouvera notamment dans le cours d'électricité de H. Bouasse [1] une étude approfondie de la question : dans les ouvrages de E. v. Schweidler [2] une récapitulation intéressante des recherches

[1] H. Bouasse. Cours de Magnétisme et d'Electricité (2me éd.). Troisième partie: Etude du champ électrique.

[2] E. v. Schweidler. Studien über die Anomalien im Verhalten

exécutées dans ce domaine, et dans les mémoires originaux le développement des théories que nous ne ferons qu'esquisser[1].

I. — Principaux résultats fournis par l'étude du courant résiduel.

1° *Hypothèses:* Dans les théories actuelles, quelle que soit la complexité des milieux qui séparent deux masses électriques libres m et m', on pose, en général, que leur action mutuelle est une force centrale dont la grandeur est donnée par la loi de Coulomb $\left(\frac{m \cdot m'}{r_2}\right)$; de plus, les diélectriques sont polarisables, c'est-à-dire que, sous l'action de toutes les masses libres, chaque élément de volume se transforme en un doublet dont le moment est proportionnel à la résultante des forces électriques au centre de cet élément. Enfin, l'expérience enseigne que tous les diélectriques sont plus ou moins conducteurs de l'électricité. On localise la conductibilité dans les espaces intermoléculaires et la polarisation dans les molécules. Ces quelques hypothèses permettent de diviser les isolants en deux classes:

a) Les diélectriques parfaits ou normaux, dans lesquels la polarisation est pratiquement instantanée et fonction parfaitement déterminée du champ actuel (le vide et les gaz).

b) Les diélectriques imparfaits ou anormaux, dans lesquels la polarisation ne se produit pas instantanément et n'est pas une fonction déterminée du champ actuel (isolants liquides et solides).

2° *Courants dans un diélectrique.* Lorsqu'un condensateur à diélectrique imparfait est soumis à une différence de potentiel, et qu'à l'aide d'un procédé approprié l'on mesure le courant débité par la batterie de charge, on observe la présence de trois courants qu'il importe de distinguer nettement:

a) Un courant normal de polarisation $i_1(t)$ (pratiquement instantané).

der Dielektrika (*Ann. d. Phys.*, XXIV, p. 711, 1907). — Die Anomalien der dielektrischen Erscheinungen, *Handbuch der Elektz. und des Magn.*, Hersgb. v. L. Graetz, I. Band, S. 232-261.

[1] Nous avons fait aux traités de Bouasse et de Schweidler quelques emprunts.

LABORATOIRE DE PHYSIQUE UNIVERSITÉ NEUCHATEL

b) Un courant anomal de charge $y_1(t)$ (variable en fonction du temps).

c) Un courant constant de conduction a_1.

Le courant total de charge sera donc:

$$I_1(t) = i_1(t) + y_1(t) + a_1 .$$

La décharge du condensateur donnera lieu, dans le cas des diélectriques solides, à un courant:

$$I_2(t) = i_2(t) + y_2(t) .$$

C'est à ce courant $y_2(t)$ que les anciens physiciens donnaient le nom de courant résiduel. Dans ce travail nous utiliserons les expressions suivantes:

Courant anomal de charge, ou courant résiduel de charge pour $y_1(t)$.

Courant anomal de décharge, ou courant résiduel de décharge pour $y_2(t)$.

Presque toutes les recherches faites sur les diélectriques anormaux ont pour but l'étude des variations du courant résiduel en fonction du temps (il peut durer des jours, voire même des mois), et sous l'influence d'agents variés (température, ionisation, etc.) en présence de champs électriques constants ou alternatifs.

3° *Expression du courant anomal en fonction du temps.* Lorsque le champ électrique, auquel est soumis le diélectrique, est constant, l'intensité $y(t)$ du courant anomal en fonction du temps diminue rapidement au début pour tendre asymptotiquement vers zéro (valeur qu'il atteint pratiquement au bout d'un temps quelque fois assez court).

Très généralement, on représente ce courant par une équation de la forme:

$$y(t) = Bt^{-n} \qquad (1)$$

ou, ce qui revient au même: $\log y = \text{Const.} - n \log. t$ donnant une représentation graphique linéaire. Dans l'équation (1), B et n sont des constantes propres au diélectrique considéré, l'exposant n étant toujours plus petit que l'unité.

Il est clair que cette formule empirique ne saurait avoir la prétention de représenter l'ensemble du phénomène puisque pour $t = 0$ le courant résiduel $y(t)$ serait infini, et que

la charge totale transportée $\int_0^\infty y(t)\,dt$ serait aussi infinie, ce qui évidemment ne correspond pas à la réalité.

Signalons encore les expressions suivantes, qui ont été plus ou moins bien vérifiées par l'expérience:

$y(t) = a \cdot e^{-bt^n}$	J. Curie
$y(t) = \dfrac{a}{1 + bt}$	J. Curie - Schweidler H.-A. Wilson, etc.
$y(t) = \dfrac{a}{b + c} + C$	Trouton et Russ

D'une façon générale on peut poser:

$$y(t) = \beta C \cdot V_0 \varphi(t) \qquad (2)$$

où β et les paramètres de la fonction $\varphi(t)$ sont des constantes matérielles propres au diélectrique considéré. Donc l'intensité du courant en fonction du temps est proportionnelle à la force électromotrice appliquée V_0 et à la capacité C du condensateur, par conséquent, pour une même surface des armatures, inversément proportionnelle à l'épaisseur de la plaque diélectrique. Cette règle cesse d'être applicable dans le cas de forces électromotrices très élevées.

En outre Gaugain [1], et plus récemment Malclès [2] ont montré que le contact entre le diélectrique et les armatures métalliques du condensateur n'a aucune influence sur les phénomènes résiduels.

4° *Loi de superposition.* Les courants anormaux dans les diélectriques sont régis par une loi dite de superposition, énoncée en 1874 par Bolzmann [3] à propos de phénomènes élastiques et appliquée aux diélectriques en 1876 par Hopkinson [4]. On peut l'énoncer comme suit: « *Toute variation du champ électrique produit une variation du courant anomal indépendante du champ déjà existant et des déplacements d'électricité dont le diélectrique a pu être le siège.* »

[1] Gaugain. *Ann. de chim. et de phys.*, vol. 2, p. 276 et 313, 1864.
[2] Malclès. *Ann. de chim. et de phys.*, vol. 23, p. 348, 1911.
[3] Bolzmann. *Wien. Ber.*, (2) 70 (1874), 275; 381.
[4] Hopkinson. *Phil. Mag.*, (5) 2 (1876), 314. — *Proc. Roy. Soc.*, 25 (1876-77), 496. — *Phil. Trans.*, 166 (1876), 489.

Analytiquement, si au temps $t = 0$, on crée une différence de potentiel V_0 entre les armatures du condensateur, le courant anomal de charge vaudra:

$$y_1(t) = \beta C V_0 \varphi(t) .$$

Si aux temps $t_1, t_2, t_3, \ldots\ldots$ on occasionne des variations positives ou négatives du potentiel dont les valeurs sont respectivement:

$$\Delta_1 V , \Delta_2 V , \Delta_3 V , \ldots\ldots$$

alors on aura que:

$$y_1(t) = \beta C [V_0 \varphi(t) + \Delta_1 V \varphi(t - t_1) + \Delta_2 V \varphi(t - t_2) + \ldots\ldots] .$$

Il est clair qu'à ce courant anomal de charge se superposera le courant normal de conduction a_1 qui est proportionnel au potentiel actuel ($a_1 = k. V$).

D'une façon générale, quelle que soit la variation du potentiel $V(t)$, le courant anomal pourra toujours se représenter par la relation:

$$y(t) = \beta C \int_{-\infty}^{t} \frac{dV(u)}{du} . \varphi(t - u) du . \qquad (3)$$

L'égalité qui existe entre le courant résiduel de charge et le courant résiduel de décharge n'est qu'un cas particulier du principe de superposition. En effet, lorsqu'on relie, à un instant donné, les armatures du condensateur entre elles, on supprime le champ électrique qui produisait le courant anomal de charge, et tout se passe comme si l'on ajoutait, à ce moment précis, un champ nouveau, égal et contraire au précédent. Si le courant résiduel de charge est devenu nul, après une action prolongée du champ, l'intensité du courant de décharge sera égale, en valeur absolue, à celle du courant de charge aux instants correspondants:

$$y_2(t) = - y_1(t) .$$

Les courbes représentatives seront identiques pour ces deux courants.

Si dans le diélectrique se produit un courant constant de conduction, l'intensité du courant résiduel de décharge, à chaque instant, s'obtiendra en déduisant l'intensité du courant

définitif de celle du courant anomal de charge:

$$y_2(t) = -[y_1(t) - a_1] = -y_1(t) + a_1 .$$

5° *Autres anomalies des diélectriques.* Les diélectriques présentent d'autres anomalies qui sont en relation avec le courant résiduel ; mentionnons entr'autres l'échauffement des condensateurs sous l'influence des courants alternatifs (chaleur Siemens) et les phénomènes d'entraînement provenant de l'Hystérésis.

6° *Influence de la température.* La température a une influence énorme sur les courants résiduels ; elle se manifeste de deux façons différentes: actuelle et permanente.

a) en augmentant ou diminuant (suivant les diélectriques) l'intensité du courant résiduel mesuré durant la chauffe ;

b) en modifiant de façon durable la grandeur du courant anomal, mesuré à la température ordinaire.

Pour ne mentionner qu'un exemple, J. Curie [1] trouve qu'au bout d'une minute de charge, la conductibilité d'une plaque de quartz, perpendiculaire à l'axe optique, devient 2.10^6 fois plus grande pour une élévation de température de 280 degrés, tandis que le pouvoir inducteur ne varie presque pas. En répétant plusieurs fois ces chauffes successives, la même plaque de quartz finit par ne plus montrer que des traces de conductibilité. J. Curie en déduit qu'il y a un changement de propriété considérable, puisque le quartz, dont la conductibilité au début atteint presque celle du verre, finit par devenir un diélectrique parfait. Il attribue ces variations à un déssèchement, c'est-à-dire à une élimination progressive d'eau chargée de sels solubles, alors même que toutes les tentatives faites en vue de démontrer, d'une façon certaine, l'influence de ce liquide, soient restées sans succès.

Nous reviendrons sur ce phénomène intéressant dans la seconde partie de ce travail.

Remarques: a) Certains auteurs représentent l'influence de la température en portant graphiquement la conductibilité apparente, ou l'intensité du courant, pour des temps de charge correspondants (par exemple après 1 min., 10 min., ou 20 min.

[1] J. Curie. Thèse, 1888. — *Ann. de chim. et de phys.*, (6) 17 (1889), 385. — *Id.*, (6) 18 (1889), 203.

de charge) en fonction de la température. Cette méthode n'est pas satisfaisante, étant donné qu'elle ne tient pas compte de l'ensemble du phénomène. Il nous a paru plus intéressant (voir 2e partie) de porter la quantité d'électricité totale transportée en fonction de la température.

b) Etant donnée la mauvaise concordance entre les résultats obtenus par l'étude de l'influence actuelle de la température sur le courant résiduel, nous croyons pouvoir affirmer que certains auteurs ne font pas de distinction suffisante entre le courant anomal et le courant normal de conduction, ce qui peut conduire à une interprétation incorrecte des résultats.

7° *Influence de l'ionisation.* Les récentes mesures faites dans cette direction ont montré que les rayons de Becquerel et de Röntgen ont une influence plus ou moins grande suivant la nature du diélectrique. J.-J. Thomson [1] le premier, a constaté un accroissement de la conductibilité des diélectriques sous l'influence d'une source ionisante.

On trouvera dans le traité de Radioactivité de E. v. Schweidler et St. Meyer (1916) (chap. IV, § 8, p. 164) un résumé intéressant des résultats obtenus dans ce domaine, ainsi qu'une liste bibliographique des travaux qui s'y rapportent.

II. — Théories des anomalies diélectriques.

Les physiciens qui, pour la première fois, avaient observé la charge résiduelle, expliquaient ce phénomène en admettant une pénétration des charges dans le diélectrique. Ce mode d'explication est abandonné ; on ne comprend pas, en effet, pourquoi les charges qui ont pénétré dans l'isolant et y sont retenues par leur attraction réciproque, se meuvent en sens inverse lorsque le champ électrique est supprimé.

L'analogie entre la formation des résidus et la polarisation électrolytique avait également attiré l'attention de quelques chercheurs, et Maxwell avait émis une hypothèse attribuant ces anomalies à la présence d'eau dans ces substances. J. Curie, (page 16, note 1), tout en admettant cette hypothèse, est obligé

BIBLIOTHÈQUE DE L'UNIVERSITÉ NEUCHATEL

[1] J.-J. Thomson. *Proc. Roy. Soc.*, 13 (1896).

de reconnaître qu'elle n'est pas capable de rendre compte de la loi de superposition.

Enfin Riemann [1] propose une théorie moléculaire qui est rejetée par Giese [2] sous prétexte qu'elle ne s'accordait pas avec l'expérience.

Des théories actuellement admises, il y a lieu de distinguer trois groupes principaux:

A. — *Théorie basée sur la structure des diélectriques.*

Maxwell suppose que le diélectrique est constitué par une série de couches planes formées de diverses substances et que les forces électriques agissent suivant une direction normale aux couches [3]. Puis il montre par l'étude de ce problème que dans ces conditions un diélectrique peut donner lieu aux phénomènes connus sous le nom de décharges résiduelles, lors même qu'aucune des substances dont sont formées ces couches ne donnerait lieu à ces phénomènes lorsqu'elle est prise isolément. Il ne s'ensuit pas le moins du monde (dit Maxwell) que toute substance qui présente ces anomalies soit ainsi composée ; car ces phénomènes peuvent être l'indice d'une espèce de polarisation électrique dont seraient susceptibles les substances homogènes.

De la théorie de Maxwell, dont les calculs ont été démontrés en contradiction avec l'expérience [4], ne subsiste plus que l'idée fondamentale d'une polarisation non fonction déterminée du champ électrique, c'est-à-dire d'une polarisation qui ne s'effectue pas et ne disparaît pas instantanément.

B. — *Théorie basée sur une conductibilité anomale du diélectrique.*

Une autre façon d'expliquer les anomalies diélectriques consiste à supprimer l'idée fondamentale d'une conductibilité

[1] B. Riemann. *Ges. Werke* (1876), p. 48, 345, 353. — G. Wiedemann, Handbuch der Elektrizität, 2. Aufl. (1894), Bd. III, p. 134.

[2] W. Giese. *Wied. Ann.*, 9 (1880), 161.

[3] La solution de ce problème est donnée dans son traité d'électricité. Tome I, § 325 et suivants (Traduction Seligmann, Lui, Paris, 1885).

[4] H. Bouasse. Cours de magnétisme et d'électricité, 3me Partie, p. 182.

spécifique constante, et de supposer que la conductibilité est influencée par le passage du courant. Par analogie avec les gaz ionisés, on attribue le transport d'électricité au déplacement d'ions à travers le diélectrique. Cette interprétation suppose dans le milieu la présence d'ions libres, dont la nature et l'origine n'ont pas encore été déterminées. (Schweidler.) Cette hypothèse explique, du moins qualitativement, quelques phénomènes résiduels, mais ne semble pas susceptible d'expliquer la variation du courant anomal en fonction du temps.

C. — *Théories basées sur la polarisation diélectrique.*

L'hypothèse consiste à admettre que la polarisation diélectrique P n'est plus une fonction déterminée du champ actuel, mais qu'elle dépend du temps. Nous nous trouvons donc en présence d'un problème analogue à celui des déformations métalliques ou des aimants plus ou moins rigides. On peut donc dire que les phénomènes diélectriques sont à hystérésis au sens le plus général de ce mot.

a) *Hystérésis proprement dite.* Sous ce nom, quelques auteurs désignent une certaine forme hypothétique de la polarisation diélectrique, pour laquelle les lois de l'hystérésis magnétique seraient directement applicables. Par conséquent, pour un cycle électrique fermé, la polarisation diélectrique devrait être représentée en fonction du champ par une courbe analogue à celle d'hystérésis du fer.

Divers expérimentateurs, entre autres Beaulard [1], ont voulu déterminer non seulement l'aire de la courbe, (elle mesure l'énergie dissipée) mais aussi la forme de cette courbe. Les expériences sont restées sans résultats et nous ne possédons pas un tracé sûr de la courbe d'hystérésis diélectrique. Du reste, cette théorie n'est actuellement pas capable de préciser la variation du courant résiduel en fonction du temps.

b) *Polarisation diélectrique (Hystérésis visqueuse).*

Sous une forme très générale Hopkinson [2] a appliqué aux

[1] F. Beaulard. *Journ. de Phys.* (3) 9 (1900), 422.

[2] J. Hopkinson. *Phil. Trans.*, 166 (1876) 489. — *Id.* 167 (1877), 599.

diélectriques l'équation obtenue par Bolzmann pour l'élasticité résiduelle.

Il pose:

$$P(t) \equiv \frac{K}{4\pi} \cdot H(t) + \int_0^\infty H(t-\omega)\psi(\omega)\,d\omega \qquad (4)$$

c'est-à-dire la polarisation P au temps t n'est pas seulement définie par la valeur actuelle du champ, mais dépend des modifications subies par le diélectrique sous l'influence du champ H pendant le temps ω, (compté vers le passé, à partir de l'époque actuelle); chaque modification antérieure s'efface suivant une fonction décroissante du temps $\psi(\omega)$, fonction qui doit être nulle pour $\omega = \infty$ et avoir une valeur finie pour $\omega = 0$. Cette hypothèse fondamentale renferme implicitement le principe de superposition énoncé plus haut.

Hopkinson ne fait aucune supposition quant à la forme de la fonction $\psi(\omega)$; il se contente de dire qu'une somme de deux exponentielles ne suffit pas, mais que probablement un plus grand nombre de ces termes permettront de représenter cette fonction.

Houllevigue [1], tout en acceptant cette manière de voir, traite la polarisation diélectrique comme une déformation élastique de l'éther qu'il suppose rattaché aux positions moyennes des molécules matérielles par des liens élastiques. En soumettant cette hypothèse à l'analyse, l'auteur arrive aux équations suivantes:

Le déplacement diélectrique D se décompose en deux composantes, dont l'une est attribuée à l'éther et l'autre aux molécules.

$$D = D' + D'' \qquad \text{où} \qquad D' = \frac{k}{4\pi} H$$

H étant le champ et k le pouvoir inducteur.

$$a\frac{d^2D}{dt^2} = H - bD'' - c\frac{dD''}{dt} \qquad (5) \qquad (a, b, c = \text{constantes}).$$

Telles sont les équations fondamentales de la théorie de Houllevigue ; elles ont l'inconvénient d'être en contradiction avec l'expérience (Grover [2]).

[1] L. Houllevigue. *Journ. de Phys.*, 6 (1897), 113, 120, 153.
[2] F. W. Grover. *Bull. Bur. of Stand.*, Washington, 7 (1911), 495.

Décombe [1] emprunte à la théorie électronique de Lorentz l'expression suivante, semblable à celle de Houllevigue:

$$a \frac{d^2P}{dt^2} = H - bP - c \frac{dP}{dt} \qquad (6)$$

où P désigne la polarisation, H l'intensité du champ, et a, b, c des constantes positives ; le terme $c \frac{dP}{dt}$ est d'origine empirique. Or, si l'on excepte le cas où le champ subit des variations alternatives dont la fréquence soit de l'ordre de celle des vibrations lumineuses, la dérivée seconde $\frac{d^2 P}{dt^2}$ peut être considérée comme très petite, et le terme qui la contient comme négligeable. L'équation (6) se réduit à l'expression:

$$H = b \,.\, P + c \,.\, \frac{dP}{dt} \quad (7) \qquad \text{ou} \qquad \frac{dP}{dt} = -\frac{1}{c}(bP - H) \,. \quad (7)$$

Le courant de polarisation est à chaque instant proportionnel à l'excès du champ H sur le champ fictif b P, dû à la polarisation. En outre, si l'on suppose H constant, au bout d'un temps suffisant la polarisation atteint une valeur constante M ; $\frac{dP}{dt}$ est alors nul et l'équation (7) devient:

$$H = b \,.\, M \,. \qquad (8)$$

Eliminant H entre les équations (7) et (8), on obtient:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{b}{c}(M - P) \,. \qquad (9)$$

Cette relation exprime l'hypothèse fondamentale sur laquelle H. Pellat [2] a fondé une théorie des diélectriques. Il décompose la polarisation diélectrique en deux composantes:

$$P \equiv P' + P'' \,. \qquad (10)$$

Il appelle P′ la polarisation fictive qui est à chaque instant donnée par la relation:

$$P'_t = \frac{k}{4\pi} \,.\, H(t)$$

et P″ la polarisation vraie qui intervient seule dans l'étude des

[1] Décombe. *Journ. de Phys.*, (5) 2 (1912), 181.
[2] H. Pellat. *C. R.*, 128 (1899), 1312; *Ann. chim.* (7), 18 (1899), 150 et 571. — *Journ. de Phys.* (3), 9 (1900), 313.

résidus. (Schweidler a proposé d'appeler P′ la polarisation normale et P″ la polarisation visqueuse.)

Il est naturel d'admettre que la vitesse de variation de P''_t est proportionnelle à l'écart $(P''_\infty - P''_t)$ entre sa valeur actuelle P''_t et sa valeur finale

$$P''_\infty = h \frac{k}{4\pi} \cdot H_t$$

d'où l'équation:

$$\frac{dP''_t}{dt} = \alpha (P''_\infty - P''_t) \tag{11}$$

qu'il obtient en s'appuyant sur la loi de superposition.

Si le champ H_0 est constant pour $t > 0$, alors:

$$P''_t = P''_\infty (1 - e^{-\alpha t}) = h \frac{k}{4\pi} H_0 (1 - e^{-\alpha t})$$

ou α et h sont des constantes caractéristiques du diélectrique considéré. Le courant résiduel sera représenté par la relation:

$$y(t) = \frac{dP''}{dt} = \alpha h \frac{k}{4\pi} H_0 e^{-\alpha t} . \tag{12}$$

La fonction $\beta\varphi(t)$ que nous avons introduite dans notre équation générale (2), prend la forme simple $\alpha \cdot h \cdot e^{-\alpha t}$.

La théorie de Pellat est donc complète en soi et peut être considérée comme un cas particulier de la théorie d'Hopkinson dans laquelle la fonction $\psi(\omega)$ serait proportionnelle à $e^{-\alpha\omega}$. Mais, d'après Schweidler, elle se met en contradiction avec l'expérience par le fait qu'elle exprime la diminution du courant avec le temps à l'aide d'une fonction exponentielle, tandis que certains auteurs (entre autres Schweidler) prétendent trouver une fonction hyperbolique. Aussi E. v. Schweidler [1] propose de généraliser cette théorie en admettant que P″ se compose d'un nombre fini ou infini de termes qui satisfont à l'équation différentielle de Pellat, mais pour lesquels les valeurs de α et de h seraient différentes.

[1] E. v. Schweidler. *Ann. de Phys.* (4), 24 (1907), 711; *Wiener Sitzungsber.*, 116 (1907).

Donc:

$$P \equiv P' + P'' = \frac{k}{4\pi} H + \sum i P''_i$$

où

$$\frac{dP''_i}{dt} = \alpha_i \left(h_i \frac{k}{4\pi} H - P''_i \right) . \qquad (13)$$

Pour une intensité constante du champ on aura que:

$$P_t = \frac{k}{4\pi} H_0 \left[1 + \sum i h_i (1 - e^{-\alpha_i t}) \right] ; \quad P_\infty = \frac{k}{4\pi} H_0 \left[1 + \sum h_i \right]$$

de sorte que l'équation générale, donnant le courant résiduel, sera:

$$y(t) = \frac{dP}{dt} = \frac{k}{4\pi} H_0 \sum i \alpha_i h_i e^{-\alpha_i t} . \qquad (14)$$

Cette représentation correspond à la théorie d'Hopkinson si lon admet que $\psi(\omega)$ est proportionnelle à

$$\sum \alpha_i h_i e^{-\alpha_i t} .$$

Pour un nombre infini de termes, la somme doit être remplacée par une intégrale et h_i par $h(\alpha)\, d\alpha$. En effectuant cette transformation, l'équation générale (14) devient:

$$y(t) = \frac{k}{4\pi} H_0 \int_0^\infty \alpha h \alpha e^{-\alpha t} d\alpha . \qquad (15)$$

Puisque toute fonction décroissante, continue avec toutes ses dérivées, peut être exprimée par une somme pareille, il est clair que l'équation (15) s'appliquera toujours; c'est l'avantage de la théorie généralisée de Pellat. En revanche sa simplicité et sa clarté sont perdues, et comme elle introduit un nombre indéfini de constantes, elle revêt de la sorte une forme empirique.

Schweidler, cependant, essaye de donner une interprétation physique de la théorie de Pellat et de sa formule généralisée. D'après lui un diélectrique contiendrait, en dehors d'ions possédant une période propre d'oscillation de très courte durée, une quantité de molécules qui éprouveraient une grande résistance

pendant leurs déplacements. Ayant été écartées de leurs positions d'équilibres, elles y reviendraient d'un mouvement apériodique, suivant une loi exponentielle. La présence d'une sorte de ces molécules dans le diélectrique correspondrait à l'équation de Pellat ; la constante α serait alors la réciproque du temps de relaxation $\theta = \frac{k}{4\pi\sigma}$ et h serait proportionnel au nombre des molécules apériodiques contenues dans l'unité de volume. Dans sa théorie généralisée, Schweidler doit admettre la présence d'un grand nombre de ces molécules où chaque variété aurait une valeur déterminée de α, par conséquent de θ.

C'est pour cette raison que Wagner [1] introduit à la place de la fonction de répartition $h(\alpha)$ l'expression employée par Wiechert [2] dans sa théorie sur l'élasticité résiduelle.

Si dans la relation de Schweidler:

$$\beta\varphi(t) = \frac{k}{4\pi}\int_0^\infty h(\alpha)\, e^{-\alpha t}\, d\alpha$$

on introduit le temps de relaxation $\theta = \frac{k}{4\pi\sigma} = \frac{1}{\alpha}$, on obtient :

$$\beta\varphi(t) = \frac{k}{4\pi}\int_0^\infty k(\theta)\, e^{-\frac{t}{\theta}}\, d\theta\ . \tag{16}$$

Wagner applique l'équation de Wiechert en posant:

$$k(\theta)\, d\theta = \frac{k_0 b}{\sqrt{\pi}}\, e^{-b^2 z^2}\, dz \tag{17}$$

où z est une abréviation pour $Ln\,.\frac{\theta}{\theta_0}$; ce qui signifie que les logarithmes naturels des temps de relaxation se groupent, suivant la loi des erreurs de Gauss, autour d'une valeur probable $Ln\,\theta_0$ et cela d'une façon d'autant plus dense que la constante b est plus grande.

La fonction:

$$\varphi(t) = \int_0^\infty k(\theta)\, e^{-\frac{t}{\theta}}\, d\theta \quad \text{devient :} \quad \varphi(t) = \frac{k\,.\,b}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b^2 z^2 - \frac{t}{\theta_0} e^{-z}}\, dz\ . \tag{18}$$

[1] K. W. Wagner. *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 15 (1913), 45. — *Ann.* (4), 40 (1913), 817.

[2] E. Wiechert. *Wied. Ann.*, 50 (1893), 546.

Un condensateur de capacité C, si l'on maintient une différence de potentiel constante V_0 entre ses armatures, donnera naissance à un courant dont l'intensité $y(t)$ vaudra:

$$y(t) = -CV_0 \frac{d\varphi}{dt}$$

où d'après l'équation (18)

$$-\frac{d\varphi}{dt} = \frac{kb}{\theta_0\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b^2z^2-z-\frac{t}{\theta_0}e^{-z}} dz \ .$$

La règle de Simpson permet de calculer cette intégrale pour des valeurs données de la constante b et de $\frac{t}{\theta_0}$.

Dans un système de coordonnées, à divisions logarithmiques, Wagner porte les valeurs de $y\frac{\theta_0}{CV_0}$ en fonction de $\frac{t}{\theta_0}$ et ceci pour $b = \infty$; 1; 0,43; 0,261 et 0,1. Il obtient une série de courbes plus ou moins prononcées, tournant leur concavité vers l'axe des abscisses, et, pour $b = 0{,}1$, une droite. Wagner en conclut que si l'on admet cette loi de répartition, seules des valeurs faibles de b permettent d'obtenir approximativement des droites. Dans ce dernier cas, on peut, d'après Wiechert [1], obtenir une expression approchée en posant par exemple:

$$-\frac{d\varphi}{dt} \sim \frac{k \cdot b}{\theta_0\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\theta_0}{t} e^{-\left(b\,\mathrm{Ln}\cdot\frac{t}{\theta_0}\right)^2}$$

d'où

$$\log y = \text{const.} - \log\frac{t}{\theta_0} - \frac{b^2}{\log e}\left(\log\frac{t}{\theta_0}\right)^2 .$$

Dans un système de coordonnées logarithmiques, cette dernière relation représente une parabole. Dans le voisinage du point $t = \mathfrak{T}$, la courbe peut être représentée par sa tangente de la forme:

$$\log y = \text{const.} - \left(1 + 2b^2\,\mathrm{Ln}\cdot\frac{\mathfrak{T}}{\theta_0}\right)\log t \ . \qquad (19)$$

[1] E. Wiechert. *Wied. Ann.*, 50 (1893), 549.

LABORATOIRE DE PHYSIQUE UNIVERSITÉ NEUCHATEL

Cette relation est précisément celle qui a été trouvée empiriquement par certains auteurs: (Kolhrausch, Hopkinson, Giese, J. Curie, Schweidler, Schuddemagen, Jourdan, Tank, etc...).

$$\log y = \text{const.} - n \log . t$$

ou, sous sa forme ordinaire:

$$y = Bt^{-n} .$$

Pour terminer rapidement, nous dirons encore que se basant sur les hypothèses actuellement admises en magnétisme, Wagner modifie l'interprétation physique de Schweidler en supposant qu'il existe dans les molécules des particules chargées positivement et négativement. Dans leurs positions naturelles, elles n'exercent aucune influence sur les autres molécules, même les plus voisines. Sous l'action d'un champ électrique, chaque molécule se transforme en un doublet de moment électrique constant, et proportionnel à la résultante des forces électriques au centre de cet élément. Certains doublets, ayant été écartés de leurs positions, ne prendront pas instantanément une rouvelle orientation, mais oscilleront autour d'une position d'équilibre d'un mouvement périodique amorti.

Telles sont, très brièvement résumées, les principales théories émises pour expliquer les anomalies diélectriques.

Dans un prochain article nous exposerons les résultats expérimentaux auxquels nous ont conduits nos recherches personnelles sur le verre de silice.

Neuchâtel, laboratoire de physique de l'Université.

(A suivre).