

Objektyp: **Chapter**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **37 (1901)**

Heft 142

PDF erstellt am: **14.09.2024**

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>

Nous voulons espérer toutefois que les matériaux que nous apportons trouveront leur place à l'édifice.

Dans une première partie de ce mémoire, nous résumerons sommairement les travaux antérieurs, puis nous donnerons un aperçu théorique de la question.

Dans une seconde partie, nous décrirons en détail notre méthode et sa mise en œuvre et nous terminerons par l'exposé des résultats expérimentaux.

Mais avant de clore cette introduction, nous tenons à exprimer ici à M. le professeur Henri Dufour, notre profonde gratitude pour l'intérêt et la bienveillance inépuisable dont il nous a sans cesse entouré au cours de ce travail et pour la complaisance avec laquelle il a mis à notre disposition toutes les ressources du laboratoire. Nous remercions en outre vivement M. le Dr Constant Dutoit, assistant de physique à l'Université, dont la très grande habileté technique nous a été infiniment précieuse.

PREMIÈRE PARTIE

§ 1. Aperçu historique et critique.

On doit à Siemens la première constatation d'un échauffement de la bouteille de Leyde quand on la charge (1861)¹, mais l'étude raisonnée des pertes d'énergie dans les condensateurs soumis à des potentiels variables n'a été inaugurée qu'en 1882 seulement par Naccari et Bellati². Au moyen d'une bobine d'induction, ils électrisaient un condensateur, constitué par une double enveloppe de verre, munie d'armatures et dont l'intervalle était rempli de pétrole. La dilatation du liquide décelait l'échauffement du diélectrique, échauffement qu'en 1884 ils reconnurent proportionnel au carré du champ. Peu de temps après, Borgmann³, à l'aide d'un dispositif thermométrique différentiel comprenant le diélectrique (verre) étudié, arrivait sensiblement au même résultat.

En 1892, Steinmetz⁴ soumit un condensateur en papier paraffiné de 3 *mf* à des variations périodiques (fréquence 170) de potentiel (voltage maximum : 80 et 230 volts) et trouva que l'énergie dissipée dans le diélectrique était sensiblement proportionnelle au carré du champ maximum.

Embrassant dans une étroite analogie ces phénomènes et ceux présentés par l'aimantation périodique du fer, il étendit aux diélectriques la notion d'hystérésis et chercha à justifier la formule

$$W = H F^2$$

où *W* représente l'énergie perdue, *F* l'intensité maximum du champ, et *H* une constante dépendant de la nature du corps, relation semblable de forme à celle dont la pratique électrotechnique a consacré l'usage pour l'hystérésis magnétique.

En identifiant les causes des deux ordres de phénomènes et en mettant de la sorte au service des expérimentateurs les méthodes fructueusement utilisées dans l'étude des propriétés magnétiques du fer, Steinmetz ouvrit à la recherche une voie féconde. Par une de ces coïncidences si fréquentes dans l'histoire de la science, M. Kleiner⁵ arrivait à peu près en même temps à la même idée que lui.

Cette conception d'un hystérésis diélectrique, si vague qu'elle fût encore, avait le grand mérite de rattacher les phénomènes observés à ceux de la polarisation des diélectriques⁴, à ceux du résidu, que venaient d'éclaircir considérablement les beaux travaux de MM. J. Curie et Bouty.

Depuis Steinmetz, les recherches se sont multipliées par différentes méthodes et avec des succès divers. La complexité des phénomènes et le vague où l'on se trouve dès qu'on essaie de pénétrer dans le domaine de la constitution intime des corps expliquent suffisamment que, malgré le nombre des travaux et le zèle des expérimentateurs, notre connaissance en ces matières soit encore si restreinte.

Quelques études récentes ont d'ailleurs réalisé un grand progrès dans la voie de la coordination des faits.

Les méthodes utilisées reposent sur des principes divers.

Quelques auteurs, comme l'avaient fait les premiers chercheurs, se sont attachés à la mesure de l'échauffement produit dans le diélectrique par les variations périodiques du champ.

En 1892, M. Kleiner⁵ soumit à ces variations une plaque de paraffine dont une soudure thermo-électrique mesurait l'élévation de température. Il trouva pour la paraffine une perte d'énergie faible, proportionnelle au carré du champ, et montra qu'en portant les deux armatures à des potentiels de valeurs différentes de même signe, variant simultanément, l'échauffement était nul.

Il vérifia en outre pour la paraffine, comme il l'avait fait pour le verre, que l'échauffement est inversement proportionnel au carré de l'épaisseur.

Cette étude fut poussée plus avant sous sa direction, en 1895, par un de ses élèves, M. Duggelin⁶.

M. Duggelin formait ses condensateurs de lames diélectriques d'environ un décimètre carré, d'épaisseur variant entre 0,4 et 4 mm., armées, par simple application, sans interposition de matière étrangère, de minces rondelles d'étain, larges de 5 cm. D'une paire de soudures constantan-fer, l'une était soudée, au métal de Wood, au centre d'une des armatures, l'autre était collée au bord nu de la plaque.

Dans les essais sur la paraffine et la colophane, on noyait de préférence la première soudure dans la masse, entre les armatures. De fins fils amenaient à celles-ci le flux d'électricité.

Les soudures entraient dans le circuit d'un galvanomètre sensible.

Le condensateur à étudier A était mis en série avec un

condensateur beaucoup plus grand B, sur le circuit d'une machine de Töpler M. Tous deux étaient munis d'un micromètre donnant généralement 1 mm. d'étincelles.

On commençait les mesures par celle de la différence de température entre les soudures, puis on mettait le galvanomètre hors circuit.

En écartant les pôles de la machine, le circuit électrostatique se fermait par les condensateurs donnant un flux d'étincelles en A correspondant à un nombre restreint en B (1 par seconde environ). On comptait 100 étincelles ou un multiple de 100 à la bouteille de Lane L qui servait à mesurer les charges fournies aux condensateurs par la machine, on fermait le circuit de celle-ci, puis, reliant aussitôt le jeu de soudures au galvanomètre, on lisait la différence des températures.

Le rapport des capacités des condensateurs A et B donnait la fréquence de décharge du condensateur A. La bouteille de Lane mesurait les quantités d'électricité fournies pendant la durée de l'opération.

Les diélectriques liquides remplissaient l'intervalle de deux cylindres concentriques en laiton. La soudure « chaude » était appliquée contre la paroi du cylindre intérieur.

Les expériences ont porté, pour les solides, sur : la paraffine, la colophane, le mica, le verre, le caoutchouc, l'ébonite, la gutta-percha, la cire à cacheter, le quartz; pour les liquides, sur : les huiles de vaseline, de paraffine, de ricin, d'olives, le benzol, le toluol et l'essence de térébenthine.

L'échauffement a été nul pour la paraffine, l'huile de paraffine, l'huile de vaseline, le benzol et le toluol; nul aussi pour le quartz en lame parallèle à l'axe, tandis que le quartz taillé perpendiculairement à l'axe donnait un échauffement de l'ordre de ceux du mica et du verre. Il est intéressant de rapprocher ce dernier fait du résultat obtenu par J. Cu-

rie⁷ dans ses mesures de la conductibilité au temps t (rapport de l'intensité du courant de charge à la force électromotrice, au temps t) du quartz.

Cette conductibilité, très faible pour une lame parallèle, est très notable pour une lame perpendiculaire à l'axe optique du cristal.

M. Duggelin a constaté que l'échauffement croît du centre vers les bords de l'armature, comme la densité électrique superficielle.

Enfin, il a trouvé un rapport de *proportionnalité simple* entre l'échauffement et l'intensité du champ.

Ce résultat est en contradiction avec ceux obtenus par les expérimentateurs antérieurs ou postérieurs, qui tous ont trouvé la *proportionnalité à des puissances voisines de 2*.

Les données de M. Duggelin n'ont en réalité qu'une valeur purement qualitative.

Par suite du défaut de protection thermique de la soudure centrale contre le refroidissement, on mesure (des essais nous l'ont prouvé) une faible part seulement de la chaleur développée, qui se dissipe très rapidement dès qu'on supprime le jeu de la machine. En outre, la comparaison des capacités des condensateurs A et B ne peut fournir des valeurs certaines sur la fréquence des décharges en A que si *la capacité de A est indépendante de la fréquence*, ce qui n'est pas le cas précisément quand le diélectrique est capable de s'échauffer.

M. Duggelin attribue la dissipation d'énergie mesurée à un hystérésis des diélectriques.

Il signale enfin ce fait intéressant que les pertes dans le caoutchouc et la térébenthine s'atténueraient après un certain nombre de charges et décharges.

M. Kleiner avait déjà mentionné une action pareille du champ sur de la paraffine impure. Antérieurement déjà, Hertz⁸ avait attiré l'attention sur l'amélioration des qua-

lités diélectriques de la benzine dans un champ électrique. Il attribuait cette amélioration à une purification du liquide, qu'il suffisait de souiller pour en développer beaucoup le résidu.

L'étude de M. H. Fritz⁹ sur le verre échappe aux critiques faites plus haut.

M. Fritz a utilisé la méthode calorimétrique, bien préférable quand on peut l'appliquer. Son condensateur n'était autre que l'éprouvette intérieure d'une sorte de calorimètre de Bunsen, platinée sur ses deux parois. Une armature communiquait avec un des pôles d'une machine de Töpler, dont l'autre pôle était à la terre.

La seconde paroi était reliée à la terre par l'intermédiaire d'une fine spirale de nickel, enfermée dans un second calorimètre de Bunsen, et d'un micromètre à étincelles.

On mesurait, d'une part, l'échauffement du condensateur, d'autre part la quantité totale d'électricité mise en jeu. Dans une autre série d'expériences, l'auteur remplaçait les mesures calorimétriques par des mesures thermo-électriques, faites à l'aide de soudures. M. Fritz vérifie la relation de proportionnalité *des quantités de chaleur dégagées au carré du potentiel*.

Après avoir indiqué l'importance de cet échauffement dans les recherches sur l'électrostriction et écarté l'explication qui en ferait le résultat d'une vibration des molécules, l'auteur y veut voir un phénomène d'hystérésis diélectrique analogue à l'hystérésis magnétique. Cet hystérésis serait, dans sa pensée, plutôt un hystérésis véritable qu'une viscosité.

En 1895, M. Benischke¹⁰ étudia la paraffine à l'aide d'un double système de fins fils de platine (0,025 mm. d'épaisseur sur 239 cm. de longueur chacun), dont une paire est noyée dans la masse, sous les armatures, et l'autre paire est en dehors du bloc. Ce système forme ainsi les deux branches d'un réseau de Wheatstone et permet de déceler.

un échauffement de $0,001^{\circ}$. On opérait pendant dix minutes sous 1700 volts.

L'échauffement a été trouvé nul pour la paraffine pure.

M. Benischke attribue l'échauffement des diélectriques dans le champ à diverses causes dont l'*effet Joule* serait la dominante.

Le dispositif avec lequel M. Houlevique (1897) essaya de vérifier ses déductions théoriques ne diffère du précédent que par la substitution d'un système de soudures au système de résistances. La paraffine, sous 3 cm. d'épaisseur et 2 cm. d'étincelle, a donné un échauffement croissant régulièrement avec la durée d'électrisation, si l'on tient compte de l'effet perturbateur de la conductibilité thermique, et atteignant, au bout de trente minutes, la valeur très faible de $0,4^{\circ}$ environ. L'action d'un champ magnétique de 3000 C. G. S., pendant quinze minutes, a été trouvée nulle, confirmant ainsi les résultats négatifs de MM. Hall, Palaz, Drude, Van Aubel et Koch.

La chaleur dégagée par l'eau, dans les mêmes conditions, se montre vingt à trente fois supérieure à celle de la paraffine.

Les résultats, pour l'huile de vaseline, vérifient la loi de proportionnalité au carré du champ.

Citons enfin les essais industriels faits, en 1899, par MM. Rosa et Schmid¹² dans une enceinte calorimétrique à circulation d'eau, dont on mesurait l'élévation de température. On calculait le rendement des condensateurs. Ceux en papier paraffiné avaient, sous des tensions comprises entre 778 et 1659 volts et des fréquences de courant alternatif 28, 120 et 140, des rendements variant de 98,6% à 99,3%.

En obtenant droit de cité dans la science, la notion d'hystérésis des diélectriques devait nécessairement amener les physiciens à appliquer à ces corps les méthodes de détermination mécanique des pertes d'énergie, avantageuse-

ment utilisées dans l'étude des propriétés magnétiques du fer.

Dès 1895, M. Arno¹³ observait qu'un cylindre diélectrique creux, suspendu à un fil dans un champ électrostatique tournant, est entraîné dans le sens de la rotation du champ. Il traduit les résultats de ses recherches par la formule suivante, analogue à celle proposée par M. Steinmetz :

$$d = h V^\varepsilon$$

où d est la déviation, V le potentiel maximum (proportionnel à l'induction électrostatique B), h une constante dépendant de la nature du diélectrique et ε un exposant variable avec l'induction B .

Pour $B = 1,75$ $\varepsilon = 1,65$.

De l'augmentation de la déviation d avec la vitesse de rotation du champ, M. Arno conclut à une hystérésis visqueuse, plus proprement appelée viscosité électrique, impliquant *un retard de l'intensité de la polarisation sur celle du champ qui la provoque*.

On doit à M. Threlfall¹⁴ (1897) un travail très soigné sur la question qui nous occupe. Son dispositif est une variante de celui d'Arno. Deux lames métalliques, entre lesquelles une machine de Wimshurst entretient un champ uniforme et constant, tournent régulièrement sur un axe commun, dans le prolongement duquel un fil soutient le diélectrique entre les plaques. La déviation, comme dans les expériences de M. Arno, mesure l'énergie consommée par le diélectrique. M. Threlfall donne la formule analogue aussi :

$$W = c F^n$$

F est le champ, c une quantité variable d'un échantillon à l'autre, tandis que l'exposant n est constant pour une substance donnée.

M. Threlfall, dont nous n'avons malheureusement connu les recherches qu'une fois notre travail terminé, s'est pré-

occupé de vérifier sur des mélanges de corps conducteurs et isolants la théorie des diélectriques hétérogènes de Maxwell¹⁵. On avait en effet d'emblée invoqué l'existence, dans la masse des diélectriques, d'impuretés plus ou moins conductrices pour expliquer le phénomène de la perte d'énergie et celui, tout à fait connexe, du résidu électrique.

En opérant sur des mélanges de paraffine et de graphite, M. Threlfall n'a trouvé qu'une augmentation très faible de la perte W , contrairement à ce que l'on pouvait prévoir d'après la théorie. Il n'a pu constater de perte pour les liquides.

L'auteur n'a pu arriver à des conclusions fermes pour l'effet sur W des fréquences faibles (quatre à trente périodes par seconde).

Pour des fréquences de l'ordre de $7,10^6$, obtenues à l'aide d'un champ tournant, il ne se manifeste pas de dissipation sensible d'énergie.

M. Threlfall donne à son exposant n une valeur comprise entre 1 et 2 pour les diélectriques purs. Il insiste enfin fortement sur l'idée d'une viscosité électrique.

A peu près à la même époque, M. Schauffelberg¹⁶ se livrait, à Zurich, à de délicates expériences sur la paraffine et le caoutchouc durci. Un *ellipsoïde* de révolution, allongé et plein, oscillait entre deux armatures planes, distantes de 3,87 cm. et chargées à des potentiels constants pouvant aller de 532 à 2556 volts. Les oscillations étaient observées à la lunette. Tout le système, comme d'ailleurs celui de M. Threlfall, décrit plus haut, était soigneusement protégé contre l'humidité de l'air.

M. Schauffelberg mesurait le décrément logarithmique des oscillations, d'abord sans, ensuite avec le champ. Par une série de déductions théoriques et après détermination préalable de la constante diélectrique des corps étudiés, il tirait de cette mesure la perte d'énergie par centimètre

cube et par unité de polarisation e ; $e = 3,643$ ergs pour l'ébonite et 0,3368 seulement pour la paraffine pure, pour laquelle, en outre, se vérifie la loi de proportionnalité au carré de l'induction.

Mentionnons encore les intéressantes constatations de M. C. Borel¹⁷ sur la rotation d'un disque de papier paraffiné, suspendu dans un champ électrostatique périodiquement variable, en présence d'un diélectrique à résidu. L'électrisation de celui-ci présentant un retard permanent sur la variation du champ, un couple naît, qui fait tourner le disque dans un sens déterminé. Conformément à ce qu'on pouvait prévoir, les bons conducteurs comme les bons diélectriques sont sans effet.

On pouvait évidemment songer à remplacer ces méthodes de totalisation des pertes d'énergie par la détermination, point par point, des aires cycliques, comme on l'a fait pour l'aimantation du fer.

Ce procédé permet en effet de pénétrer plus intimement dans le mécanisme des phénomènes. Il paie malheureusement cet avantage d'une diminution de sensibilité.

M. P. Janet¹⁸ (1892) trouva qu'un condensateur soumis à un courant de charge oscillatoire prend, à potentiels égaux, une charge moins grande quand le potentiel va en croissant que quand il décroît, qu'il y a un retard des valeurs de la charge sur les valeurs du potentiel et que la courbe des charges en fonction des potentiels se ferme sur elle-même sans passer par l'origine, rappelant ainsi l'allure des courbes d'aimantation cyclique du fer.

La constatation de ce retard justifie les vues des auteurs qui assignent aux pertes d'énergie une origine hystérétique. Mais elle ne suffit pas à préciser le caractère de cet hystérésis. Pour décider si l'on est en présence d'un hystérésis de champ ou simplement d'une viscosité électrique, il faut opérer avec des vitesses cycliques aussi faibles que possible. Si le retard persiste pour des durées de parcours

des cycles pratiquement infinies, on a affaire à un hystérésis de champ. En effet, d'après M. Warburg¹⁹, *il y a hystérésis si une variable X, changeant infiniment lentement par cycle simple et stationnaire, une qualité Y du corps change de telle sorte que deux valeurs d'Y correspondent à une seule valeur de X*. Autrement, on a affaire à de la viscosité.

Ce point a été élucidé en 1895 par MM. Porter et Morris²⁰. Ils portaient lentement un condensateur à papier paraffiné à un certain potentiel et mesuraient la charge acquise au galvanomètre balistique. Puis, s'étant assurés que la décharge était complète, ils ramenaient, toujours lentement, le potentiel à sa valeur antérieure, mais en le faisant passer par une valeur supérieure. La charge mesurée fut toujours trouvée égale à la première, tant pour la paraffine que pour le papier paraffiné. Il n'y a donc pas d'hystérésis de champ.

M. Eisler²¹ est arrivé à la même conclusion au moyen d'un alternateur, en chargeant un condensateur de cette dernière substance. Il montre que la perte, proportionnelle au carré du potentiel, tend vers zéro dans les deux cas d'une vitesse cyclique nulle ou infinie.

M. J. Curie⁷ avait montré, en 1888 déjà, que, pour des variations lentes du potentiel, l'intensité du courant de charge d'un condensateur est, à chaque instant, rigoureusement proportionnelle aux valeurs du potentiel à cet instant.

Tout récemment (1900), M. Beaulard²² a vérifié, sur un condensateur à diélectrine, qu'à une période très longue (15 minutes) du cycle correspond une perte d'énergie nulle.

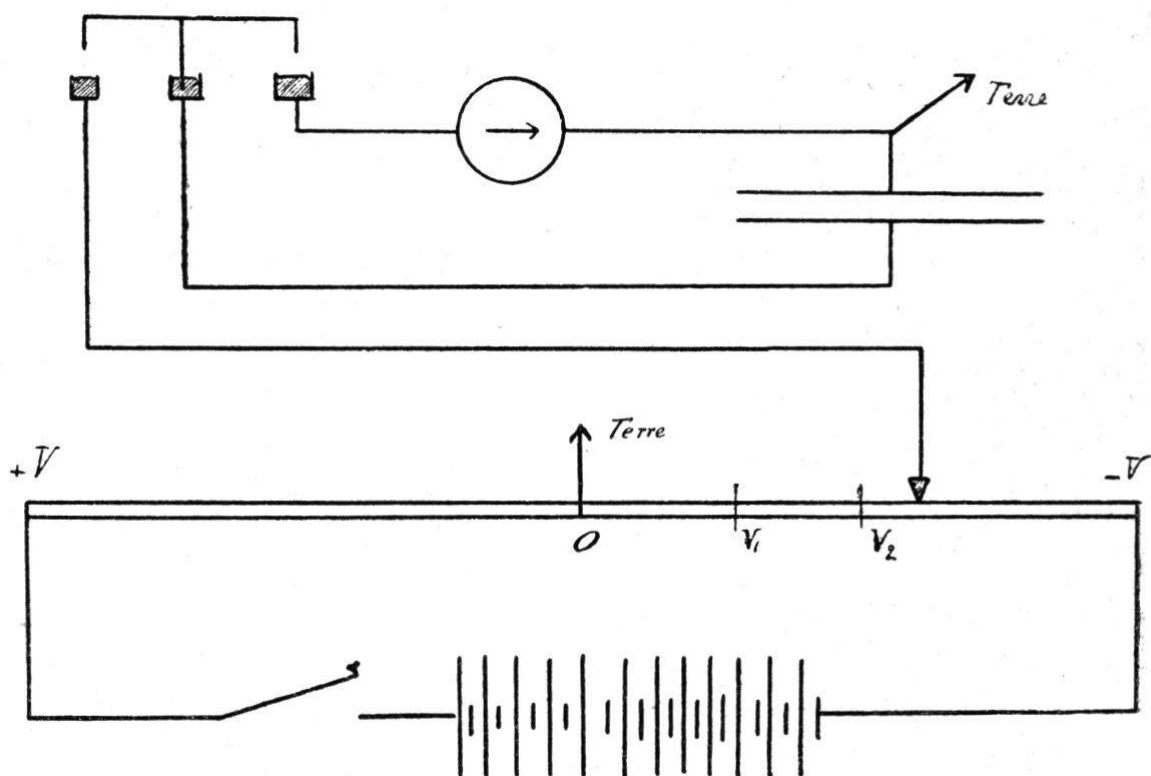
Ce travail de M. Beaulard doit nous retenir quelque temps. C'est sa méthode, en effet, que nous avons adoptée pour nos recherches, après lui avoir fait subir quelques perfectionnements. *Elle revient à déterminer, point par point, la charge du condensateur sous potentiel périodique-*

ment variable, à mesurer l'aire de la courbe des charges en fonction des potentiels et à chercher la valeur en énergie de cette aire, qui représente, comme nous le verrons dans la suite, la perte pour le volume total du diélectrique.

Une coulisse isolante d'environ 1 m. de long, à section constante et remplie de CuSO_4 concentré, est traversée d'un bout à l'autre par le courant d'un certain nombre d'accumulateurs. Le milieu O de cette coulisse est à la terre. Le potentiel croît donc régulièrement de ce point milieu aux extrémités de la coulisse, où il prend des valeurs égales et de signes contraires.

Une dérivation plongeante roule sur rails tout le long de la rigole. Une des armatures du condensateur peut être reliée successivement, au moyen d'un commutateur, à cette dérivation et à un galvanomètre balistique.

La seconde armature et l'autre bout du circuit galvanométrique sont aussi à la terre. On réalise de la sorte deux circuits par la terre, l'un de charge par la dérivation, l'autre de décharge à travers le galvanomètre.



Pour opérer, on fait passer le courant dans la rigole. Puis on ferme le circuit de charge. On amène alors le plongeur, resté en O, avec une vitesse uniforme au point de potentiel V_1 .

On ouvre alors le premier circuit et ferme le second. Le condensateur se décharge dans le galvanomètre, dont la déviation mesure la charge correspondant au potentiel considéré. Pendant que le condensateur est en court circuit, on ramène le plongeur à O.

On répète ce cycle d'opérations pour tous les points choisis de la coulisse, en ayant soin de faire marcher le curseur à partir de O, de telle manière que le condensateur soit soumis à un cycle fermé de potentiels. Le plongeur passera par exemple de O à V_1 , puis de O à $-V$ max. (puis de O à V_1 par $-V$ max.) et ainsi de suite. Les opérations se poursuivent ainsi jusqu'à ce que le curseur, dans ses pérégrinations toujours plus longues, soit revenu à son point de départ.

Si les charges, à potentiel décroissant, ont, en chaque point, les mêmes valeurs qu'à potentiel croissant, la courbe des charges en fonction des potentiels se réduit à une droite passant par l'origine et plus ou moins inclinée sur les axes.

La perte d'énergie est alors nulle.

M. Beaulard déplaçait son curseur à la main, en se guidant au son d'un métronome. Il opérait aussi la commutation à la main.

Les durées des cycles ont varié entre $\frac{1}{4}$ et 600 secondes, les tensions maximum était de 8, 18 et 23 volts. Les cycles comprenaient huit positions correspondant aux deux extrémités et au milieu de la rigole, ainsi que deux points symétriques par rapport à O.

Les recherches de M. Beaulard ont porté sur la *paraffine*, dont la courbe du cycle se réduit à une droite; sur le *mica*, dont l'aire est très étriquée; sur un condensateur

à *diélectrine* (mélange de soufre et de paraffine), coulée entre des plaques de cuivre et qui a donné un résidu notable.

L'auteur a fait, sur ce condensateur, trois séries de mesures avec des durées de 4 à 600 secondes et des potentiels maximum de 8, 18 et 23 volts.

Les courbes $W = f(T)$ tendent vers l'axe des T quand T, durée du cycle, augmente indéfiniment. Des expériences directes ont montré que, pour $T = 15$ minutes, W est pratiquement nul. Pour les T voisins de 10 secondes et moindres encore, les W augmentent rapidement.

M. Beaulard n'a pas réussi à exprimer ses résultats par une formule du genre de celle de Steinmetz $W = a V^\epsilon$,

Cependant, si l'on compare, pour une même durée cyclique, les rapports

$$\frac{W_1}{W_2} \text{ et } \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

on arrive, pour les meilleurs résultats expérimentaux, très sensiblement à l'égalité

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

Nous reviendrons plus loin sur les vues théoriques de l'auteur ¹.

Enfin, pour parfaire cet historique, il convient de citer deux études faites à l'aide de méthodes spéciales. Dans

¹ Ce travail était rédigé depuis plusieurs mois déjà, lorsqu'un hasard nous mis entre les mains un article de la « Physical Review », vol. 1, n° 2, 1893, où MM. F. Bedell, N.-F. Ballantyne et R.-B. Williamson exposaient les premiers résultats obtenus à l'aide d'une méthode de détermination cyclique de l'énergie dissipée dans un condensateur.

Des courbes de force électromotrice et de courant d'un circuit alternatif renfermant le condensateur, les auteurs tiraient les éléments nécessaires à l'établissement du cycle des charges en fonction des potentiels. L'aire du cycle représentait la perte en énergie. Les essais ont porté sur un condensateur étain-papier enduit de cire; le dispositif comprenait un alternateur (fréquence 140), un voltmètre multicellulaire de lord Kelvin et un contact rotatif rigide, coupant une veine liquide à la phase voulue.

P'une, M. Hanauer²³ équilibre un pont de Wheatstone comprenant le condensateur à étudier, puis substitue à celui-ci un condensateur à air de capacité C' et une résistance W qu'il varie jusqu'à équilibre du système. Les valeurs de C et W sont les capacités et résistances apparentes du condensateur primitif. Pour le verre, le mica, et le papier paraffiné, la perte d'énergie décroît quand la fréquence croît. La capacité apparente diminue aussi.

M. Mather²⁵ mesure la consommation d'énergie dans les câbles en montant ceux-ci en série avec une self-induction sans fer. Le tout est en dérivation sur une différence de potentiel alternative. On règle la self-induction de façon à avoir un décalage nul. En soustrayant les pertes par effet Joule, on obtient la portion de l'énergie totale consommée par le condensateur.

§ 2. Aperçu théorique.

Il semble au premier abord assez difficile de rattacher les phénomènes que nous venons de décrire à l'ensemble des propriétés déjà connues des diélectriques. Un fait s'en dégage cependant, à savoir leur connexité étroite avec les manifestations du résidu des condensateurs.

Tous les expérimentateurs appuient sur ce fait que ce sont les diélectriques à résidu, et ceux-là seuls, qui consomment de l'énergie sous l'action d'un champ alternatif. Cette règle ne paraît pas avoir souffert d'exceptions jusqu'ici. L'échauffement de la paraffine, très faible d'ailleurs, ne saurait l'infirmier, car les qualités diélectriques de ce corps varient selon le degré de sa pureté et, d'autre part, les méthodes de mesures thermiques totalisant les effets sont d'une sensibilité que ne sauraient atteindre celles du résidu. Nous croyons qu'en usant de pareille sensibilité, on eût pu, à coup sûr, déceler du résidu dans les diélectriques considérés.

Ces considérations nous portent à assigner aux deux phénomènes, perte d'énergie et résidu, une origine commune.

Ils ne sont que les manifestations extérieures différentes d'un même processus interne, et toute théorie, pour être d'accord avec l'expérience, doit pouvoir expliquer les deux ordres de faits.

Il ne rentre pas dans le plan de ce travail d'exposer en détail les nombreuses théories qu'on a émises sur le résidu ; nous n'entrerons que dans les considérations qui nous paraîtront indispensables à la compréhension du sujet, renvoyant pour le reste aux mémoires originaux, ainsi qu'à la belle étude critique de M. Houllévigüe.

Rappelons tout d'abord que les travaux de M. Bouty²⁵ sur le mica ont définitivement condamné la théorie de la pénétration des charges. La théorie de Mossotti Clausius suppose une constitution des diélectriques qui ne permet pas d'expliquer le retard de la polarisation sur le champ. Celle de M. Dieterici²⁶, qui suppose une conductibilité des diélectriques, tombe sous le coup des mêmes objections que celle de la pénétration des charges.

M. J. Curie cherche la cause du résidu dans une polarisation intérieure, comme celle que Dubois-Reymond²⁷ a signalée dès 1856 dans les corps poreux imbibés d'eau ou de solutions salines. Les cristaux, dont M. Curie étudiait la conductibilité au temps t (rapport de l'intensité du courant de charge au temps t à la force électromotrice), renferment en effet presque toujours de l'eau en inclusions, et, d'autre part, la porcelaine dégourdie, imbibée d'eau, reproduit toutes les manifestations caractéristiques du résidu.

En outre, par la dessiccation à température élevée, M. Curie est parvenu souvent à diminuer considérablement la conductibilité apparente de ses lames cristallines.

Bien que cette théorie réponde aux faits expérimentaux,

on peut en contester la suffisance. Jusqu'à quel point la présence de l'eau est-elle générale dans les diélectriques ? Et comment expliquer les phénomènes spéciaux aux condensateurs à eau qui, comme M. C.-E. Guillaume²⁸ l'a fait voir, diffèrent à la fois de ceux présentés par les diélectriques et par les électrolytes.

La théorie purement électrique qui, jusqu'ici, a résisté le mieux aux assauts de la critique est celle de M. Hess, qui a développé les idées de Maxwell sur le rôle des *diélectriques composés*. Cette théorie mérite de nous retenir un instant, car elle fournit une explication et du résidu et des pertes d'énergie.

Maxwell a donné une théorie du résidu électrique qui est basée sur l'hétérogénéité des diélectriques. En vue du développement mathématique, il constitue son diélectrique par des feuillets comprenant les composants de même nature. Il démontre alors que si on a l'égalité

$$k \varrho = k' \varrho' = k'' \varrho'' = \dots$$

ou k est le *pouvoir inducteur spécifique* et ϱ la *résistivité* d'un feuillet, le diélectrique ne donne pas de résidu. Cette égalité n'est satisfaite, d'une manière générale, que pour l'homogénéité. Dès qu'elle ne l'est plus, le résidu apparaît.

M. Hess²⁹ a étudié le cas d'un diélectrique à 2 feuillets. L'un est constitué par l'isolant parfait qui, dans certaines conceptions de la nature intime des diélectriques, forme la pâte où sont noyées des sphérules conductrices. Ces particules réunies forment la deuxième couche. On a donc deux condensateurs en série, dont l'un, de capacité C , a une résistance infinie, l'autre, de capacité C' , une résistance très grande, mais finie ϱ' .

Le calcul montre qu'à une première décharge suivie d'une période d'isolement des armatures, doit succéder une deuxième décharge de même sens ; à celle-ci, une troisième,

et ainsi de suite jusqu'à décharge complète. Ceci est la manifestation caractéristique du résidu.

La charge varie avec le temps, car la capacité du condensateur passe de la valeur initiale $\gamma = \frac{CC'}{C + C'}$ à la valeur finale

$$\gamma = C$$

atteinte au moment où la couche C' s'est laissé complètement traverser par le flux de charge et ne joue plus de rôle dans la condensation.

Si maintenant l'on applique au système une force électromotrice sinusoïdale ou $E = E_0 \sin \omega t$ où $\omega = \frac{2\pi}{T}$, on trouve, pour l'énergie dissipée par cycle dans le diélectrique, l'expression

$$P = \frac{C^2 \omega^2}{4\varrho} \cdot \frac{1}{(C + C')^2 \omega^2 + \frac{1}{\varrho^2}}.$$

On voit que P varie avec la fréquence et s'annule pour une fréquence nulle. Le taux de variation avec la fréquence dépend en outre de la valeur de ϱ et varie en sens inverse. L'échauffement du condensateur est dû tout simplement à l'effet Joule dans le mauvais isolant.

Cette théorie de M. Hess a été attaquée par M. Houllévigie, qui a montré que son accord avec les faits provenait d'un choix de données numériques peu conforme à la réalité, M. Hess supposant que la charge du condensateur se fait par l'intermédiaire d'une grande résistance, ce qui n'est pas le cas habituel.

Secondement, M. Houllévigie fait voir que pour obtenir un résidu appréciable, il faudrait que le diélectrique contînt une quantité invraisemblable d'impuretés.

Le verre en serait formé pour près des deux tiers de son

volume total, l'eau dans une proportion plus formidable encore.

Enfin, la théorie n'explique pas du tout comment des trépidations peuvent accélérer la réapparition du résidu, ni comment le résidu peut prendre, quand la température augmente, les valeurs énormes que M. Bouty a trouvées pour le mica.

Les théories précédentes n'attribuent à la molécule qu'un rôle tout passif.

L'analogie des phénomènes du résidu avec ceux qu'on rencontre dans les déformations élastiques des corps, l'échauffement et les déviations des diélectriques dans le champ, devaient pourtant amener des chercheurs à lui donner un rôle plus actif, à chercher dans des frottements internes la cause des phénomènes.

M. Mascart³⁰ a donné de la théorie des diélectriques composés une modification où entre en jeu la molécule. Les feuillets sont alternativement conducteurs α et isolants β . Dans le champ, les premiers s'élargissent aux dépens des seconds jusqu'à un certain point qui correspond à un maximum du pouvoir inducteur $\frac{\alpha + \beta}{\alpha}$. Mais, remar-

que M. Houllevigue, si ce pouvoir inducteur varie de k_1 à k_2 , la variation X de l'épaisseur de la couche conductrice reste nécessairement inférieure à l'épaisseur α du diélectrique interposé. Alors, comme on a

$$x = \alpha \frac{k_2 - k_1}{k_1}$$

on a aussi $k_2 < 2 k_1$.

Or, en pratique k_2 dépasse de beaucoup k_1 chez les diélectriques à résidu.

M. Houllevigue a formulé une théorie qui satisfait aux lois expérimentales des condensateurs tout en rendant bien compte des phénomènes qui influent sur la réapparition du résidu, trépidations, etc.

Cette théorie assigne le rôle principal à la molécule. Elle part de la conception du déplacement de Maxwell, mais en la complétant en ceci que la réaction de l'éther déplacé par le champ entraîne la molécule de la quantité Δ' dans le sens de son déplacement Δ . Ce mouvement est la résultante de trois actions distinctes *sur l'unité de volume de densité électrique* P : 1° l'action élastique de l'éther qui entraîne la molécule avec lui ; 2° une réaction de la molécule, $a \Delta'$, que l'on admet simplement proportionnelle à Δ' . 3° Enfin, une réaction de frottement, qui caractérise la viscosité du milieu et qu'on admet simplement proportionnelle à la vitesse de déplacement Δ' , $2 b \frac{d \Delta'}{d t}$.

L'équation du mouvement est alors, pour l'unité de volume :

$$P \frac{d^2 \Delta'}{d t^2} = \frac{4 \pi}{k} \Delta - a \Delta' - 2 b \frac{d \Delta'}{d t}$$

Cette hypothèse du déplacement moléculaire rend compte de l'augmentation du pouvoir inducteur avec la durée de la charge.

Le véritable pouvoir inducteur répond au *déplacement de l'éther seul*. C'est celui que donneraient les mesures dans un champ de période assez courte pour que la molécule n'ait pas le temps de se déplacer. Cette idée d'une double nature du pouvoir inducteur a été soutenue par plusieurs physiciens, entre autres par M. J. Curie. Il se composerait de deux éléments : l'un remarquablement invariable pour une substance donnée, est celui qui satisferait à la relation de Maxwell $k = n^2$; l'autre dépendrait, au contraire, d'une foule de facteurs dont le plus important serait le temps.

L'expérience confirme de plus en plus cette manière de voir.

Après avoir montré que sa théorie explique parfaitement

le résidu, M. Houllevigue traite le cas d'un diélectrique soumis à une force électromotrice sinusoïdale et arrive, pour l'énergie perdue par centimètre cube et par période, à l'expression :

$$C = \frac{4 \pi^2 b P^2 \Phi_0^2 (t + \varphi)}{a^2 T^2 + 4 \pi^2 \left(4 b^2 2 a P + \frac{4 \pi^2 P^2}{T^2} \right)}.$$

Où P est la densité électrique cubique, T la durée de la période, Φ_0 le champ maximum ($t + \varphi$) la phase a et b les coefficients désignés plus haut.

L'auteur montre ensuite que le travail par cycle du frottement interne est donné par l'aire d'une ellipse et qu'en représentant les déplacements \mathcal{A}' en fonction de Φ , on arrive à une ellipse inclinée sur les axes de coordonnées et qui n'est autre que la courbe de viscosité. Cette courbe dégénère en une droite quand T devient très petit.

La théorie de M. Houllevigue *impose* la conception d'un mécanisme, simple il est vrai, de déplacement des molécules.

Elle s'appuie en outre sur deux hypothèses incontrôlables touchant les réactions du milieu sur les molécules.

Tout récemment, M. Pellat³¹ a développé une théorie qui n'exige qu'une seule hypothèse, vérifiée aussi dans ses conséquences, et qui, pour le reste, s'appuie entièrement sur des faits expérimentaux, sans réclamer la conception d'aucun mécanisme spécial. Elle est basée tout entière sur *l'existence d'une polarisation réelle des diélectriques*, ayant les mêmes caractères de réalité que la *polarisation magnétique*. Cette assimilation des deux polarisations date d'une trentaine d'années déjà; elle a été tentée par Félici³², qui a comparé la manière d'être des diélectriques à celle du fer doux et a cherché à mesurer les durées de dépolarisation du verre, du soufre et du spermaceti.

En 1890, M. Bouty²⁵ disait à propos du mica : « Il est

bien plus naturel... d'expliquer l'absorption ainsi que les résidus par un retard de la polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres phénomènes physiques, en particulier dans l'étude de l'élasticité...

» Il paraît à peine hardi... de faire intervenir l'hypothèse d'une polarisation résiduelle dans la théorie des condensateurs. »

A M. Pellat revient le grand mérite d'avoir montré, par des expériences directes, qu'en dehors de la polarisation fictive admise généralement pour expliquer le pouvoir inducteur, il existe une *polarisation réelle*, dont il énonce la loi comme suit :

« Un diélectrique (solide ou liquide), placé brusquement dans un champ électrique constant, prend une polarisation qui *n'est pas instantanée*, mais qui croît avec le temps à partir de 0 et *atteint asymptotiquement un maximum*. Si le champ vient à cesser, la polarisation décroît et redevient nulle au bout d'un certain temps théoriquement infini. »

M. Pellat soumet à un champ uniforme un ensemble de deux lames d'ébonite juxtaposées. Il porte ensuite chacune des lames séparément entre les armatures d'un condensateur plan communiquant, l'une avec la terre, l'autre avec un électromètre. L'instrument indique que la lame est électrisée en signe contraire sur ses deux faces. En outre, la charge totale mesurée au cylindre de Faraday s'est montrée la plupart du temps insignifiante.

Des expériences indépendantes de M. Kleiner³³ ont confirmé ce résultat.

Nous nous bornerons à indiquer ici les éléments de la théorie de M. Pellat, renvoyant pour le reste au mémoire original.

M. Pellat ne fait qu'appliquer des relations connues en électrostatique au cas d'un diélectrique renfermé dans un champ uniforme. Il donne ainsi, pour le cas d'un seul

diélectrique, l'expression suivante de la charge au temps t .

$$m = S\sigma = \frac{KVS}{4\pi c} + Sj$$

Le premier terme du second membre exprime l'effet du pouvoir conducteur vrai K , le second terme celui de la polarisation j .

C'est ici qu'intervient la seule hypothèse mise en jeu. M. Pellat admet que

$$\frac{dj}{dt} = b(J - j).$$

J est la polarisation finale; c'est une fonction du champ final Φ .

On a donc, pour la valeur de j au temps t ,

$$j = J(1 - e^{-bt}).$$

D'autre part, nous avons vu que J est une fonction h du champ final Φ

$$J = h\Phi.$$

Or l'expérience a montré que, pour les champs faibles, h est une constante (Curie, Pellat). Sa valeur décroît dans les champs intenses, c'est le cas du moins pour l'ébonite (Pellat). Il y a tout lieu de croire que h tend vers une limite 0 quand Φ tend vers l'infini et qu'il se produit, pour les diélectriques, une saturation analogue à la saturation magnétique.

En poursuivant ses calculs, M. Pellat trouve une expression du pouvoir inducteur apparent K' qui s'accorde avec les faits expérimentaux. Dans le cas d'un seul diélectrique,

$$K' = K + 4\pi h[1 - e^{-bt}]$$

ce qui fournit un moyen de mesurer b . On voit que K' tend vers K lorsque t tend vers 0.

De même, la théorie de M. Pellat donne une expression du résidu conforme à la réalité.

MM. Pellat et Beaulard³⁴ ont ensuite développé le cas d'une force électromotrice sinusoïdale, agissant sur un condensateur à un seul diélectrique. C'est le cas, à l'allure de la force électromotrice près, dans lequel nous nous sommes placés expérimentalement, après M. Beaulard.

Soit un condensateur, à armatures de surface S , séparées par un diélectrique d'épaisseur uniforme C et de pouvoir inducteur vrai K . Soient au temps t , V la différence de potentiel des armatures et j l'intensité de la polarisation réelle; si dm est la variation de charge des armatures pendant le temps dt , l'énergie électrique fournie pendant ce temps au condensateur est : $dw = V dm$.

On a alors, comme plus haut,

$$m = S\sigma = \frac{KS}{4\pi c} V + S j, \quad (1)$$

d'où

$$dm = \frac{KS}{4\pi c} dV + S dj \quad (2)$$

et

$$dw = \frac{KS}{4\pi c} V dV + SV dj. \quad (3)$$

Si la différence de potentiel est périodique, l'énergie absorbée (transformée en chaleur dans le diélectrique) s'exprime, pour une période T , en régime permanent, puisque

$$\int V dV = 0$$

par

$$w = S \int_0^T V dj = Sc \int_0^T \frac{V}{c} dj = Sc \int_0^T \varphi dj$$

et

$$w = - Sc \int_0^T j d\varphi. \quad (4)$$

où φ est l'intensité du champ.

On a donc, pour l'énergie absorbée par élément de volume,

$$W_1 = \frac{W}{Sc} = - \int_0^T j d\varphi .$$

Si $V = V_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$ et que le champ est assez faible pour que h soit une constante, on arrive à l'expression

$$w_1 = \frac{2\pi^2 bh V_0^2 n}{c^2 (4\pi^2 n^2 + b^2)}$$

ou $n = \frac{1}{T}$.

Pour les bons diélectriques, b est une fraction de l'unité; on peut négliger b^2 devant $4\pi^2 n^2$ et l'on arrive à

$$W_1 = \frac{1}{2} bh \frac{V_0^2}{c^2} = bh\varphi_0^2$$

ou φ_0 est l'intensité efficace du champ.

Ces formules ne valent que pour $h = \text{constante}$. Comme h diminue quand le champ augmente, on s'explique la diversité des exposants trouvés par les différents expérimentateurs, qui devaient obtenir des valeurs inférieures à 2 pour les champs intenses.

Il ressort des équations 1) et 4) que, si l'on porte en abscisses les potentiels et en ordonnées les charges correspondantes, l'aire de la courbe ainsi décrite représente l'énergie dissipée dans le volume total du diélectrique. On en déduit la perte par centimètre cube. C'est ainsi qu'a fait M. Beaulard et que nous-mêmes avons fait pour traduire les expériences consignées aux chapitres suivants.

