

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 6 (1924)

**Artikel:** Recherches expérimentales sur la variation thermique des constantes diélectriques du quartz cristallisé  
**Autor:** Gagnebin, S.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-741885>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 14.01.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES  
SUR LA  
VARIATION THERMIQUE  
DES  
constantes diélectriques du quartz cristallisé

PAR

S. GAGNEBIN<sup>1</sup>

---

CHAPITRE PREMIER

*But de ces recherches.*

1. — *Exposé de la question.* — Les raisonnements par analogie<sup>2</sup> ont toujours joué un si grand rôle dans les découvertes et particulièrement dans celles des phénomènes électriques qu'il n'est pas besoin d'établir leur légitimité par des exemples nombreux. De ces analogies, plusieurs ont passé dans la langue même du physicien, d'autres prouvent leur fécondité par les recherches qu'elles suscitent. Parmi ces dernières, nous citerons l'analogie de certains phénomènes magnétiques ou électriques avec ceux dont Clausius et van der Waals ont fait la synthèse dans la théorie des fluides.

<sup>1</sup> Une communication a été faite sous ce titre à la Société suisse de physique dans sa séance du 31 août 1923 (17).

<sup>2</sup> Au cours de ces recherches, les leçons inédites de M. le prof. Jaquerod, faites en 1919, sur les analogies mécaniques des phénomènes électriques, nous ont été bien souvent présentes à l'esprit.

Déjà Pierre Curie, dans la conclusion de sa thèse sur les *Propriétés magnétiques des corps à diverses températures* (12)<sup>1</sup>, signale l'analogie des variations concomitantes de l'intensité d'aimantation des substances ferromagnétiques, de la température absolue et du champ magnétique avec les variations concomitantes de la densité d'un fluide, de la température et de la pression. La température de disparition du ferromagnétisme, ou point de Curie, était ainsi l'analogue du point critique des fluides.

Cette analogie a guidé MM. Langevin (37) et P. Weiss (64) dans leurs travaux tant théoriques qu'expérimentaux sur le magnétisme. Et, en étudiant ces théories, on peut se rendre compte que, au point de vue énergétique tout au moins, la corrélation avec les découvertes de van der Waals est beaucoup plus profonde qu'il ne semble de prime abord.

Un rapprochement semblable, mais dans le domaine de l'électricité, a conduit le prof. Perrier (49) à des expériences sur la piézoélectricité du quartz et de la tourmaline. En partant de l'hypothèse que la pyroélectricité comme la piézoélectricité dérivent d'une *polarisation diélectrique spontanée*, il prévoit la possibilité d'une température de disparition de ces phénomènes. L'expérience a vérifié cette prévision pour le quartz à 575°. En d'autres termes, cette température peut être considérée comme un *point de Curie diélectrique*.

Si ce phénomène est général, conclut M. Perrier, il serait de nature à trancher par l'affirmative la question très importante, et discutée depuis des années (Voigt, Rieke, Röntgen), de l'existence de « pyroélectricité vraie », soit d'une polarisation préexistant dans le corps (49).

D'après cette hypothèse, il y aurait donc analogie profonde entre les phénomènes électriques observés dans certains cristaux et les phénomènes ferromagnétiques des aimants permanents en particulier. Ils seraient, les uns comme les autres, dus à une polarisation rémanente qui varierait avec la température suivant une loi du même type. Dès lors, la question se posait

<sup>1</sup> Les nombres placés entre parenthèses correspondent aux numéros d'ordre des ouvrages cités dans la liste qui termine cet article.

de savoir quels seraient les effets de cette polarisation rigide sur la polarisation due à un champ électrique extérieur. En suivant l'analogie magnétique, on pouvait prévoir que la susceptibilité diélectrique du quartz croîtrait considérablement vers 575° pour diminuer ensuite, d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement (49).

En suivant la théorie de M. Debye (13) sur les diélectriques qui a déjà donné lieu à plusieurs travaux expérimentaux et théoriques (16, 18, 23, 24, 28, 33, 36, 57), on pouvait arriver à des prévisions semblables sans faire intervenir les piézo- et pyro-électricité. Et voici comment: La polarisation diélectrique des fluides ne peut être due seulement à un déplacement des électrons à l'intérieur de la molécule, car celui-ci n'expliquerait pas une variation de la constante diélectrique avec la température (indépendance du diamagnétisme à l'égard de la température). M. Debye suppose donc, après Sutherland, J. J. Thomson (58) et d'autres, l'existence de doublets permanents dont les moments électriques seraient constants. Au moyen de cette hypothèse, en tenant compte du champ intérieur de H. A. Lorentz (42), et par une méthode de calcul semblable à celle qui permit à M. Langevin (37) de rendre compte de la dépendance du paramagnétisme des gaz à l'égard de la température, M. Debye parvient à une formule qui précise celle de Clausius-Mossotti:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{a}{T} + b,$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique,  $T$  la température absolue,  $\rho$  la densité de la substance,  $a$  et  $b$  des constantes caractéristiques de celle-ci. Si l'on porte  $\epsilon$  en ordonnée,  $T$  en abscisse, et qu'on suppose  $\rho$  constant, cette équation est celle d'une hyperbole équilatère dont les asymptotes sont parallèles aux axes; le centre a pour coordonnées  $\frac{a}{1-b}$  et  $\frac{2b+1}{1-b}$ , et le demi-axe pour longueur  $\frac{\sqrt{6a}}{1-b}$ .

En d'autres termes, cette théorie prévoit l'existence d'un « point critique » où la constante diélectrique deviendrait infinie. Pour contrôler ces hypothèses, M. Debye s'adresse

principalement aux mesures de Abegg et Seitz sur la variation des constantes diélectriques d'un assez grand nombre de liquides avec la température (40), variations qui s'accordent sensiblement avec la courbe théorique dans un intervalle d'ailleurs restreint et situé tout entier au-dessus du « point critique » présumé. Voici comment M. Debye conclut : « *Si l'on abaisse la température au-dessous de ce point, la théorie exposée montre que, même en l'absence d'un champ extérieur, il existerait une polarisation à l'intérieur du corps, en d'autres termes on pourrait observer une polarisation diélectrique rémanente.* Dans les cas qui, jusqu'ici, sont venus à notre connaissance, on ne peut pratiquement pas contrôler ce fait, car avant que la température n'atteigne ce « point critique », les liquides se sont solidifiés et alors les relations ci-dessus cessent de s'appliquer puisque la molécule ne peut plus tourner librement » (13).

Malgré la réserve qui vient d'être faite au sujet des corps solides, on doit constater l'accord de cette théorie avec les prévisions de M. Perrier. Toutes deux font prévoir l'existence, dans certains diélectriques, d'une polarisation spontanée dont la disparition correspondrait à un rapide accroissement de la constante diélectrique suivi d'une diminution de cette grandeur lorsque la température s'élève progressivement en passant par le « point critique » défini plus haut.

Ce sont ces prévisions que M. Perrier me proposa de soumettre au contrôle de l'expérience en établissant *les courbes de variation des constantes diélectriques du quartz cristallisé lorsque la température s'élève jusqu'à 650° environ.*

2. — *Choix d'une méthode.* — Il faut tout d'abord définir sans ambiguïté la constante diélectrique qu'il s'agit de mesurer pour répondre à la question posée. Rares sont en effet les diélectriques qui ne présentent pas de résidus. Or, bien que ce phénomène ait été souvent, et non sans raisons, comparé au magnétisme rémanent des corps ferromagnétiques<sup>1</sup>, il est de toute importance de le distinguer nettement de la polarisation spontanée qui, d'après les hypothèses énoncées, expliquerait la piézoélec-

<sup>1</sup> Pour le côté historique de cette question, voir les nos 10, 32, 43.

tricité et dont nous étudions la relation avec la constante diélectrique.

De la définition adoptée doit résulter le choix de la méthode. En effet, si l'on utilise par exemple le galvanomètre balistique, qui mesure comme on sait une charge ou une décharge globales d'un condensateur, on constatera qu'il faut distinguer: 1. l'effet d'une *polarisation quasi instantanée* qu'on observe dans le soufre par exemple, à l'exclusion de tout autre phénomène; 2. l'effet d'une *polarisation lente* connu sous le nom de résidu; 3. l'effet d'un *courant permanent* dû à la conductibilité du diélectrique.

Cette méthode, qui donne de très bons résultats dans l'étude des résidus (2), ne permet pas de mesurer avec précision la charge instantanée. Celle-ci ne peut être calculée que par extrapolation; car, si rapide que soit le mouvement du galvanomètre, sa première élévation subira déjà l'effet des charges résiduelles, très grandes précisément au début du phénomène.

Au moyen de l'électromètre, MM. Jaquerod et Mugeli (32) ont mesuré les résidus d'un condensateur de verre de silice porté à diverses températures comprises entre 20° et 100°. Il importe de noter leurs conclusions: 1. Un courant permanent a été observé, mais à partir de 60° seulement; il augmente rapidement avec la température suivant une loi exponentielle. 2. L'influence actuelle d'une élévation de température se manifeste par une diminution du courant résiduel. 3. La température a une influence permanente considérable sur l'histoire du diélectrique, influence qui est non seulement fonction de la température, mais aussi du temps pendant lequel le diélectrique y a été maintenu.

Ces résultats confirment les conclusions que M. Bouasse (10) établit sur un grand nombre de travaux et particulièrement sur ceux d'Hopkinson et de Gaugain: d'une part, la conductibilité et la polarisation résiduelle sont des phénomènes indépendants qui se superposent simplement dans certains diélectriques; d'autre part, les courants résiduels ne sont pas des fonctions uniformes du champ électrique qui crée la polarisation, en d'autres termes, ils présentent une hystérésis. Comme il ne pouvait s'agir pour nous d'une étude d'ensemble de phénomènes si capricieux et d'ailleurs en dehors de la question posée,

nous devons *autant que possible* en éliminer les effets sur nos mesures et atteindre une *constante caractéristique qui en soit indépendante*. Puisque tel était notre but, nous ne pouvions employer que la méthode des champs alternatifs (Boltzmann) (10).

La constante mesurée par cette méthode et qu'on nomme souvent le *module diélectrique*, n'est défini que pour une fréquence déterminée, exactement comme l'indice de réfraction d'une substance n'est défini que pour une longueur d'onde qu'on spécifie. C'est d'ailleurs à ce module diélectrique que correspond l'indice de réfraction limite selon la loi prévue par Maxwell.

3. — *La principale difficulté*. — Nous avons entrepris ce travail, en 1916, avec les moyens restreints que possédait alors le laboratoire de physique de l'Université de Lausanne, et en utilisant la méthode de Nernst. Comme on le verra plus loin, nous avons obtenu ainsi une courbe de la variation thermique de la constante diélectrique du quartz mesurée perpendiculairement à l'axe *qui présente une hystérésis très marquée*. Ces recherches ont été interrompues en automne 1917 pour des raisons indépendantes de notre volonté et sans que nous eussions publié des résultats d'ailleurs fragmentaires et incertains.

Grâce à la générosité du prof. Perrier et aux congés que les autorités scolaires du Canton de Neuchâtel ont bien voulu nous accorder, nous avons pu reprendre la question en avril 1922. Nous avons alors utilisé les lampes triodes qui, entre temps, étaient entrées dans le commerce.

La méthode que nous avons appliquée l'avait déjà été par plusieurs physiciens (1, 4, 11, 22, 33, 34, 53, 57). Cependant l'expérience montre que si l'on place dans le circuit oscillant un diélectrique présentant une certaine conductibilité ou des résidus, l'énergie absorbée par ce diélectrique peut modifier considérablement les mesures de capacité. L'étude de la correction de capacité qui résulte de cette perte d'énergie n'a pas été faite, du moins pas dans le cas où elle devient grande (33). C'était précisément le nôtre; il nous a donc fallu entreprendre cette étude.

Or, lorsqu'un condensateur, rempli d'un diélectrique qui présente les phénomènes indiqués, est introduit dans un circuit oscillant, le courant diminue d'amplitude. Nous supposons, 1<sup>o</sup> que la correction de capacité relative à la perte d'énergie est fonction de cette diminution, 2<sup>o</sup> que cette fonction reste la même lorsque la perte d'énergie est due à la seule conductibilité du diélectrique (35). En nous basant sur ces hypothèses, nous pouvons déterminer, dans chaque cas, cette correction.

Les courbes, obtenues en faisant la correction indiquée, ne présentent plus d'hystérésis.

Malheureusement, le temps que nous pouvions consacrer à ces recherches expérimentales était strictement limité, de sorte que nous avons dû nous borner à une première investigation. Elle a suffi, du reste, à établir la continuité de la courbe au point de transformation  $\alpha$ - $\beta$  du quartz, qui est en question. Au cours des pages qui vont suivre, nous serons souvent amené à invoquer cette même raison pour expliquer les imperfections trop manifestes de ce travail.

Les deux paragraphes qui suivent précisent encore l'objet de nos recherches.

4. — *Le condensateur d'essai.* — En général, on détermine la constante diélectrique d'une substance en mesurant la capacité d'un condensateur vide, puis celle du même condensateur rempli du diélectrique. Comme il n'est pas facile de remplir un condensateur avec un solide sans le déformer, on ne remplit, le plus souvent, que l'intervalle entre deux surfaces équipotentielles. Mais, dans notre cas, cette méthode elle-même est rendue incertaine par suite des déformations qui accompagnent de grandes variations de température.

Il suffisait heureusement, pour résoudre la question posée, de connaître *les variations* des constantes diélectriques; nous pouvions donc renoncer à faire des mesures absolues. Le problème se réduit alors à comparer les capacités d'un condensateur de quartz à diverses températures.

Mais encore faut-il que ce condensateur soit rigide, aussi indéformable que possible. Pour cela on argente partiellement



deux des faces d'une lame diélectrique. Le condensateur est alors suffisamment défini si l'on connaît les coefficients de dilatation de la substance qui ont été établis pour le quartz cristallisé par divers observateurs, en particulier par M. H. Le Chatelier (39). Du reste, la dilatation thermique n'a, par elle-même, qu'un effet très petit sur la variation de la constante diélectrique.

Malheureusement, aucune des argentes dont nous avons fait l'essai n'a résisté complètement à une élévation de température prolongée. D'autre part, aucun procédé de projection métallique ne nous a été accessible. Nous avons donc construit des condensateurs au moyen de lames de quartz, en général soigneusement taillées et qui avaient le poli de l'optique. Ces lames étaient placées entre deux armatures de tôle de nickel, rigides, bien dressées, et polies sur celle de leurs faces qui était tournée vers la lame de quartz. Le tout était serré dans un étrier de nickel par une vis contre un ressort.

Malgré toute l'attention vouée à la construction de ces condensateurs, ils présentaient de sensibles défauts. Tout d'abord, la moindre couche d'air enfermée entre les armatures et le diélectrique pouvait occasionner, au cours d'une chauffe, des variations appréciables de la capacité. L'épaisseur des lames diélectriques a varié entre 0,14 et 0,3 mm. De plus, et malgré les précautions que nous avons prises pour les éviter, il devait se produire des variations de contraintes mécaniques qui pouvaient agir sur la constante diélectrique. Nous avons donc des raisons de croire que les résultats de nos mesures eussent été plus concordants si nous avions disposé d'un condensateur recouvert d'une couche métallique adhérente. Nous n'avons cependant pas hésité à entreprendre ces mesures: leurs résultats, même approximatifs, présentaient un intérêt, ce domaine étant jusqu'ici resté inexploré.

5. — *Les deux constantes diélectriques du quartz.* — On sait que l'état électrique d'un milieu, comme le champ électrique lui-même, est entièrement défini en l'un des points de ce milieu par un vecteur ou ses trois composantes. On admet que les composantes du vecteur qui définit l'état du milieu sont

liées aux composantes du vecteur qui représente le champ par une relation linéaire. S'il en est ainsi, lorsque ce dernier vecteur décrit une sphère, le premier décrit une surface du second degré qui est un ellipsoïde dans le cas où les vecteurs restent finis. Cet ellipsoïde doit être compatible avec la symétrie particulière du milieu. Or le quartz possède un axe principal cristallographique ternaire; il en résulte que l'ellipsoïde est de révolution autour de cet axe. Cela signifie que l'état électrique du quartz, soumis à un champ uniforme de direction quelconque, est entièrement défini quand on connaît deux constantes, l'une  $\epsilon_{\parallel}$  déterminée par une mesure faite parallèlement à l'axe principal, l'autre  $\epsilon_{\perp}$  par une mesure faite normalement à cet axe.

La piézoélectricité, en tant qu'état électrique, est encore définie par un vecteur, mais celui-ci dépend des composantes normales et tangentielles qui définissent l'état de tension élastique en un point du cristal. Par le fait de la symétrie du quartz, les 36 constantes exigées dans le cas général se réduisent à deux, et généralement même on n'en détermine qu'une. On exerce une pression ou traction uniforme dans le sens d'un axe binaire ou perpendiculairement à cet axe, et c'est dans le sens de l'axe binaire *seulement* que la polarisation se manifeste par les charges électriques que l'on recueille (10).

Comme il s'agissait de constater l'effet de la disparition de la piézoélectricité, à  $575^{\circ}$ , sur la constante diélectrique, nous avons fait tailler les lames de quartz qui nous servaient à mesurer  $\epsilon_{\perp}$ , de telle sorte que leurs grandes faces fussent perpendiculaires à un axe binaire, exactement comme si nous voulions étudier la piézoélectricité elle-même.

L'objet de nos recherches nous semble, ainsi, suffisamment précisé. Nous allons comparer entre elles les capacités d'un condensateur de quartz amené à diverses températures entre  $15^{\circ}$  et  $650^{\circ}$ . Les lames de cristal seront taillées normalement ou parallèlement à l'axe principal, ces dernières l'étant perpendiculairement à un axe binaire. Nous ferons ces mesures par la méthode du courant alternatif et serons surtout attentif à ce qui se passe au voisinage du point de transformation  $\alpha - \beta$ , où disparaît brusquement la piézoélectricité.

## CHAPITRE II

*Méthodes et appareils.*

6. — *Application de la méthode de Nernst.* — Nous dirons, en commençant, quelques mots de la méthode de Nernst (47, 56, 60) et des résultats qu'elle nous a fournis. C'est, en somme, la méthode du pont de Wheatstone. Pour qu'elle porte le nom de Nernst, il suffit de brancher une résistance réglable en parallèle avec le condensateur étalon afin de compenser la conductibilité du diélectrique remplissant le condensateur placé dans l'autre branche du pont.

Dans l'appareil classique, construit par la maison Apel (Goettingue), nous avons remplacé les condensateurs de verre par un condensateur à air, réglable au moyen d'une vis micrométrique, et par un condensateur construit au laboratoire de physique de l'Université de Neuchâtel et dont le type est devenu courant depuis les progrès de la télégraphie sans fil.

Malgré cela, et malgré nos essais patiemment répétés, nous n'avons jamais réussi à obtenir la précision des résultats publiés par Turner (60) dans la mesure des constantes diélectriques de substances notablement conductrices telles que l'alcool et l'eau.

Nous avons cependant tenté de faire des mesures sur quelques lames de quartz taillées normalement à un axe binaire.

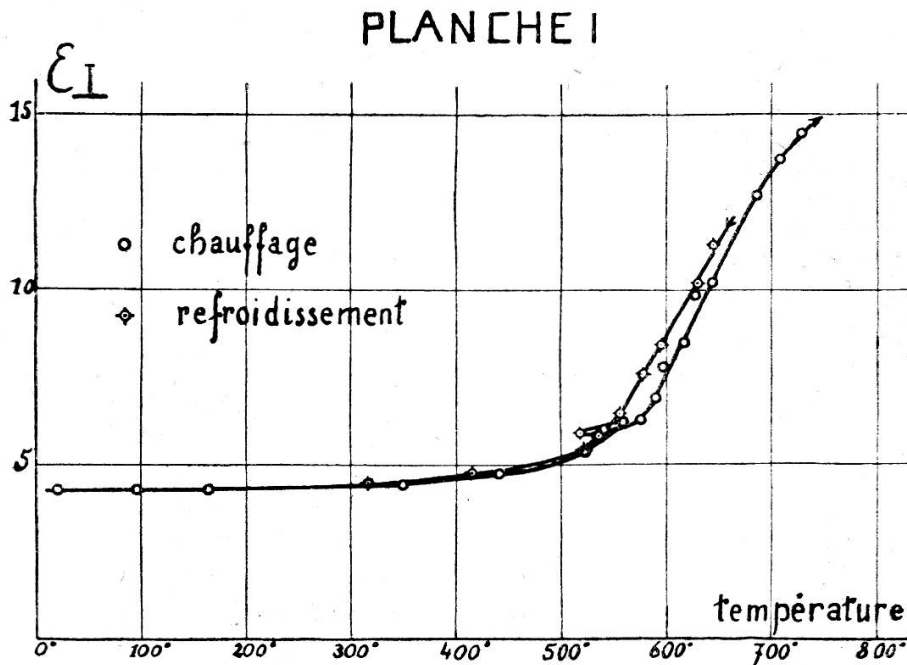
Au-dessus de 480°, les résultats de ces mesures sont difficiles à interpréter. Tout d'abord, le bruit ne cesse plus complètement au téléphone et le minimum s'atténue de plus en plus jusque vers 700° où il n'est plus vraiment sensible.

D'autre part, la courbe qui figure la variation de capacité en fonction de la température décèle, au-dessus de 450°, d'importants phénomènes d'hystérésis comme le montre la planche 1.

Les deux faits que nous venons de relever ne sont sans doute pas indépendants. Dans l'une des branches du pont, la résistance, mise en parallèle avec le condensateur de mesure, suit à peu près la loi d'Ohm. Un condensateur qui se décharge à travers une telle résistance, crée un courant dont l'intensité décroît suivant une loi exponentielle. Or, le courant qui tra-

verse la lame de quartz n'est certainement pas exprimable par une simple fonction exponentielle du temps. MM. Jaquerod et Mugeli (32), dans le travail déjà cité sur le verre de silice, trouvent un courant qui s'exprime par une somme d'exponentielles. Les courants des deux branches du pont ne suivraient donc pas la même loi et ne pourraient par conséquent pas se compenser.

Un grand nombre de travaux ont paru ces dernières années sur l'application des méthodes de Nernst et de Wien (66) à la mesure des constantes diélectriques de substances présentant



des résidus (2, 11, 19, 21, 55, 62, 63, 65, 67). En appliquant le principe de superposition tel qu'il a été formulé par Boltzmann (10), on démontre que, si le courant qui traverse le pont est rigoureusement sinusoïdal (ce qui n'est pas le cas dans l'appareil d'Apel), l'introduction d'un diélectrique présentant des résidus dans l'une des branches du pont a simplement pour effet de produire une différence de phase entre les deux branches et que cette différence peut être compensée par l'introduction d'une résistance ohmique dans l'autre branche. On obtient alors un silence complet et les condensateurs sont dans un

rapport qu'on peut calculer connaissant la capacité du condensateur de mesure, la résistance introduite et la fréquence du courant.

7. — *Principe de la méthode fondée sur la résonance.* — Cette méthode a été appliquée dès 1897 à la mesure des constantes diélectriques de diverses substances, liquides ou solides, et du quartz en particulier, par M. Erwin S. Ferry (15) qui en a publié les résultats dans un remarquable article du *Philosophical Magazine*.

En principe l'appareil se compose de deux circuits oscillants indépendants, comprenant chacun une bobine de self-induction et un condensateur. Dans le premier circuit que nous appellerons l'*inducteur*, la self est, par exemple, le secondaire d'une bobine de Ruhmkorff dans le circuit primaire de laquelle se trouve un vibreur. Dans le second circuit, que nous appellerons le *résonateur*, se trouve un ampèremètre. Le condensateur de l'un des circuits est réglable et, quand on fait varier sa capacité, le courant qui traverse l'ampèremètre augmente, puis diminue passant ainsi par un maximum qui se produit tout près du point où les périodes propres des deux circuits sont égales.

La méthode de mesure consiste à amener les circuits à la résonance en agissant sur le condensateur réglable. On mesure alors sa capacité  $C$ . Le condensateur d'essai, de capacité  $x$ , contenant le diélectrique, est mis en parallèle aux bornes de ce condensateur. Les deux circuits sont encore une fois ramenés à la résonance et de la même façon. Soit  $C'$  la nouvelle capacité du condensateur réglable. On a :  $x = C - C'$ . La précision de la méthode dépend essentiellement de la forme de la courbe de résonance qui doit être aussi aiguë que possible.

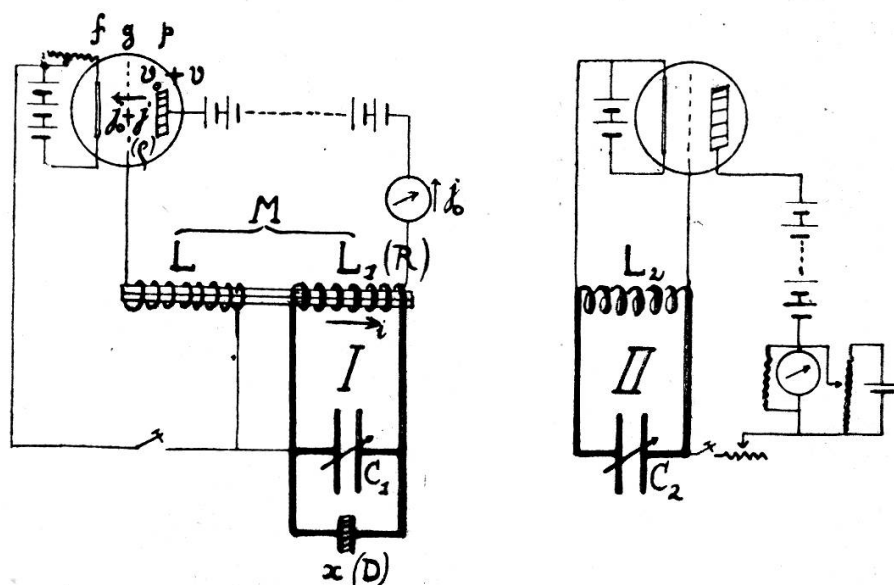
Dans l'appareil de M. Ferry (15), l'ampèremètre était un bolomètre. Dans un essai que nous avons fait au laboratoire de M. Jaquerod, à Neuchâtel, nous nous sommes servi d'un ampèremètre thermique en forme de thermomètre à air.

Dans l'appareil avec lequel nous avons fait nos mesures, nous employions des lampes triodes tant pour entretenir le courant oscillant dans l'inducteur que pour redresser le courant

du résonateur; nous le mesurons alors au moyen d'un galvanomètre à cadre mobile.

Il faut remarquer tout de suite que le résonateur nous sert d'étalon de fréquence en même temps que de détecteur. Nous nous sommes efforcé de rendre cet appareil aussi stable que possible: au cours des mesures, nous n'y changions rien et c'est donc dans le circuit oscillant de l'inducteur que nous placions le condensateur d'essai contenant le diélectrique.

## PLANCHE II



En second lieu, le couplage entre les deux circuits devait être aussi faible que possible, tandis que la puissance de l'inducteur devait être aussi grande que possible par rapport à celle du résonateur, afin que celui-ci ne réagisse pas sensiblement sur l'inducteur. Ainsi, on se trouve dans le cas connu sous le nom de *vibration forcée* (10, 30)<sup>1</sup>. La résonance est alors nettement définie.

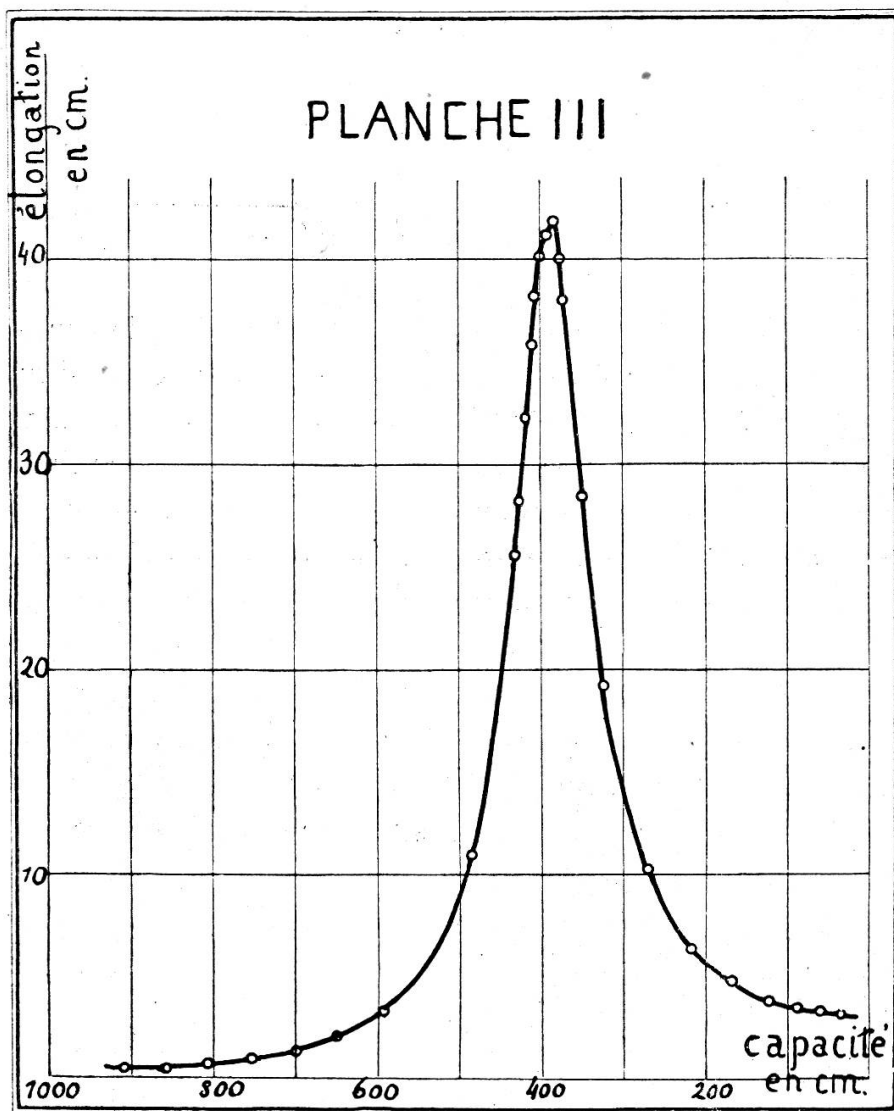
<sup>1</sup> Nous en avons étudié un modèle mécanique proposé par M. le prof. Jaquerod (17).

8. — *Fonctionnement de l'appareil.* — Voyons d'abord comment fonctionne le résonateur. Le circuit oscillant II, avec la self  $L_2$  et la capacité réglable  $C_2$ , est placé entre la grille d'une lampe triode et le pôle positif de la pile de chauffe du filament. Le galvanomètre, au contraire, est placé entre le filament et la plaque, avec la pile portant la plaque au potentiel voulu. Ce galvanomètre est traversé par un courant dès que le filament devient incandescent. Qu'un courant oscillant naisse alors dans le circuit, le potentiel de la grille va osciller autour de sa valeur initiale qu'on fixe de telle sorte qu'elle corresponde à une forte courbure de la caractéristique de la grille. Ainsi les intensités des portions positives de cette variation seront, en moyenne, plus grandes que les intensités des portions négatives. Le courant traversant le galvanomètre va s'accroître d'autant. Si le circuit oscillant entre en résonance avec le circuit inducteur, l'augmentation du courant passera par un maximum; c'est ce point qui nous intéresse, aussi devons-nous faire en sorte que seul l'*accroissement du courant* se marque au galvanomètre. Nous avons donc compensé le courant constant plaque-filament dans le galvanomètre au moyen d'un circuit potentiométrique. Il est évident en effet que les mesures seront d'autant plus précises que la courbe de résonance sera plus aiguë et qu'il faudra utiliser, pour elle, l'échelle entière du galvanomètre. La planche 3 représente la courbe obtenue au moyen de notre appareil, lors de nos dernières mesures.

Nous ajoutons que la pile qui alimentait le courant de chauffe du filament, celle qui alimentait le courant plaque-filament et celle qui alimentait le courant d'opposition dans le galvanomètre, étaient bien entretenues et débitaient toutes très peu par rapport à leurs capacités.

Dans l'inducteur, le circuit oscillant I (cf. Planche II), comprenant la self  $L_1$  et le condensateur réglable  $C_1$  est placé entre la plaque et le filament, tandis que la grille est reliée au pôle positif de la batterie de chauffe du filament à travers une self  $L$ . Nous désignons par  $M$  le coefficient d'induction mutuelle des selfs  $L$  et  $L_1$ , par  $R$  la résistance du circuit oscillant, par  $x$  la capacité du condensateur d'essai, par  $D$  sa résistance dans le cas où sa conductibilité suit la loi d'Ohm.  $i$  représente le courant

oscillant dans le circuit I,  $j_0$  le courant permanent plaque-filament,  $j$  le courant variable dans la lampe,  $v_0$  et  $v$  les potentiels fixe et variable de la plaque. Nous pouvons nous dispenser de décrire le fonctionnement de cet appareil et d'établir l'équation différentielle qui permet de calculer le courant  $i$  (7, 8, 25, 38).



Nous renvoyons pour cela en particulier à l'ouvrage de M. C. Gutton (25), *La lampe à trois électrodes*, dont nous adoptons les notations (voir en particulier les § 26 à 32 et 48, ch. 3: Oscillateurs).

Lorsque le potentiel de la plaque est suffisamment élevé, celui de la grille oscille autour d'une valeur à laquelle corres-



pondent des portions rectilignes des caractéristiques. Le courant oscillant  $i$  entretenu dans le circuit I est alors donné par une équation différentielle du second ordre à coefficients constants :

$$L_1 \frac{d^2 i}{dt^2} + \left( R + \frac{L_1 + kM}{C_1 \rho} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_1} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right) i = 0 ,$$

$\rho$  étant la « résistance de plaque de la lampe »,  $k$  le « facteur d'amplification en volts ».

Si le coefficient de  $\frac{di}{dt}$  est compris entre

$$+ 2 \sqrt{\frac{L_1}{C_1} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right)} \quad \text{et} \quad - 2 \sqrt{\frac{L_1}{C_1} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right)} .$$

le courant est oscillant; si ce coefficient est positif, le courant oscillant est amorti; s'il est nul, le courant a une amplitude constante; enfin, s'il est négatif, le courant oscillant aura une amplitude croissante. Cette amplitude a cependant une limite, car l'équation cesse de s'appliquer dès que les caractéristiques cessent d'être des droites, et l'on sait qu'elles s'incurvent vers le haut comme vers le bas en forme de  $f$ .

9. — *Limites d'entretien des oscillations.* — Bien que ce paragraphe ne contienne que des choses très connues (voir C. Gutton, loc. cit. (25)) nous devons insister sur son importance, car les paragraphes qui suivent n'en sont que le développement naturel.

Le courant  $i$  entretenu dans le circuit I de l'inducteur, n'existe qu'entre deux limites bien définies. Entre ces limites, il est *constamment* croissant et atteint par conséquent sa valeur maximum au moment où il atteint l'une d'elles. Il cesse alors, en s'amortissant très rapidement. Il s'agit de voir comment cela s'explique à partir de l'équation différentielle obtenue.

Les formules que nous indiquons ici sont également tirées de l'ouvrage de M. Gutton; on les retrouvera, à peine changées, les coefficients augmentés seulement d'un terme, dans les paragraphes qui suivent.

Il faut d'abord remarquer que si le potentiel de la grille oscille dans le voisinage de valeurs correspondant toutes à des portions

rectilignes de la caractéristique, seul  $M$  peut devenir négatif dans le coefficient de  $\frac{di}{dt}$ . Dire que  $M$  est négatif, c'est dire que les enroulements des selfs  $L_1$  et  $L_2$ , reliées l'une à la plaque, l'autre à la grille, sont tels que le courant  $i$ , croissant dans  $L_1$ , est de même sens que le courant induit par lui dans  $L_2$ .

Supposons les enroulements disposés de telle sorte que  $M$  soit négatif; écartons-les d'un mouvement continu à partir d'un couplage très serré et voyons ce qui va se passer.

Tout d'abord, on peut supposer que  $M$  sera assez grand en valeur absolue pour que le coefficient de  $\frac{di}{dt}$  soit, non seulement négatif, mais plus petit que la limite inférieure permettant l'existence d'un courant oscillant. On calcule qu'alors:

$$M < -\frac{RC_1\rho + L_1}{k} - \frac{2\rho\sqrt{L_1C_1}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right)}{k} = -B.$$

On fait croître  $M$  en écartant les deux enroulements; il arrive un moment où  $M = -B$ , mais on voit qu'alors, dans l'expression qui permet de calculer la période  $T$ , le dénominateur devient nul:

$$T = \frac{2\pi\sqrt{L_1C_1}}{\sqrt{\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{C_1}{4L_1}\left(R + \frac{L_1 + kM}{C_1\rho}\right)^2}}.$$

Done, à cet instant, la période du courant oscillant est infinie, ce courant a une amplitude nulle.

Si l'on éloigne continuellement les enroulements à partir de ce point,  $M$  croît encore et le coefficient de  $\frac{di}{dt}$ , toujours négatif, est compris entre les limites qui correspondent au courant oscillant. La période du courant va décroître et son amplitude croître. Cette dernière partie du phénomène est représentée sur la planche IV d'après des observations que nous avons faites. Nous avons marqué également la courbe de variation de la capacité du condensateur que nous réglions pour maintenir la résonance. Cette courbe montre que la période du courant oscillant diminuerait constamment pendant que l'amplitude augmente, *si la capacité restait fixe*.

Continuons le mouvement qui écarte les deux enroulements. Brusquement le courant oscillant cesse. C'est que, le coefficient de  $\frac{di}{dt}$  cessant d'être négatif, le courant est amorti. L'amplitude a passé par un maximum au moment où ce coefficient est devenu nul, c'est-à-dire lorsque :

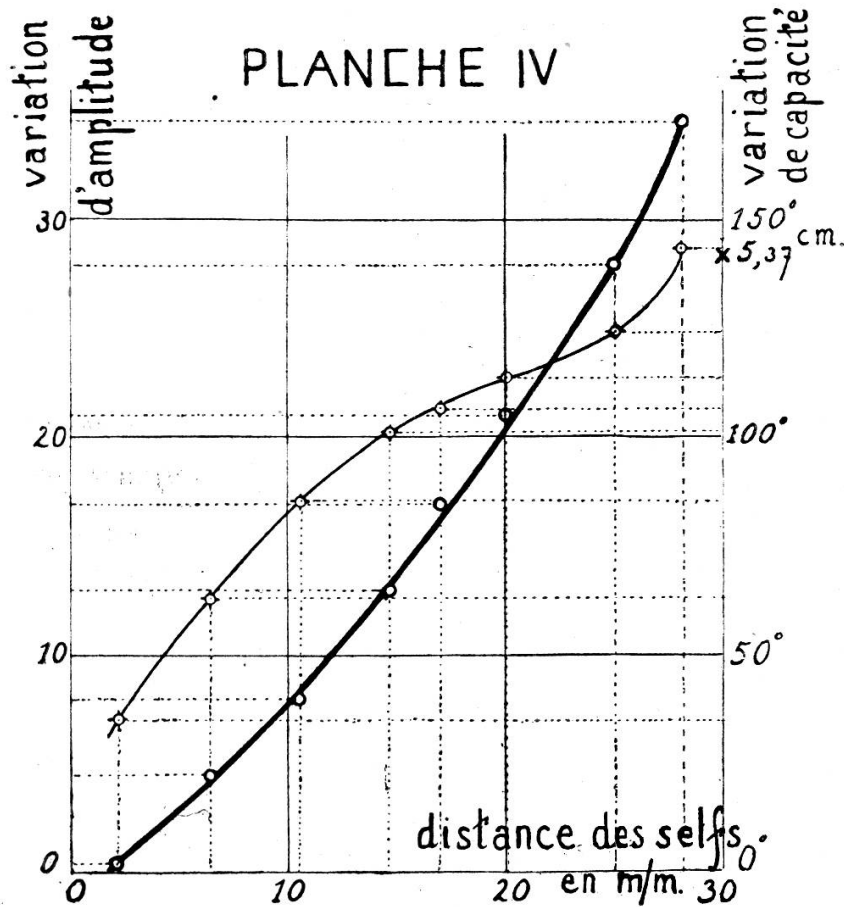
$$M = - \frac{RC_1 \rho + L_1}{k} = - A ,$$

et la période du courant oscillant passait en même temps par un minimum :

$$T_1 = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_1}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho}}}$$

Cet instant est nettement indiqué sur le graphique.

La variation d'amplitude du courant oscillant telle que nous venons de la décrire, concerne seulement l'inducteur. Elle a cependant sa répercussion dans le résonateur.



Désignons, en effet, par  $T$  la période variable de l'inducteur, par  $T_1$  le minimum de  $T$ , atteint à l'instant où l'amplitude du courant oscillant est maximum; enfin, par  $T_2$  la période de plus grande amplitude du résonateur (elle est voisine de la période propre de ce dernier circuit). Nous avons vu que, si la période  $T_2$  est plus grande que  $T_1$ , lorsque  $T$  varie de  $T_1$  à de grandes périodes, le courant du résonateur passe par un maximum qui se produit lorsque  $T = T_2$ . Il est clair que si ce maximum a lieu à l'instant où le courant de l'inducteur passe lui-même par sa valeur maximum (il a, alors, la période  $T_1$ ) il se produira un *maximum maximorum* au résonateur. On aura alors:  $T = T_1 = T_2$ .

C'est-à-dire qu'on aura accordé les circuits I et II de telle sorte que le minimum de  $T$  coïncide avec la période de plus grande amplitude du résonateur. Il faut naturellement pour cela que  $M$ , le coefficient d'induction mutuelle des selfs  $L$  et  $L_1$  de l'inducteur, soit voisin de  $-A$ .

On peut obtenir ce résultat, soit en faisant varier  $M$ , soit aussi en faisant varier  $C_1$ , la capacité du circuit oscillant inducteur, puisque  $A$  dépend de  $C_1$ . Il est donc possible d'accorder les circuits I et II de manière que le maximum maximorum se produise au résonateur sans changer  $M$  et seulement en agissant sur les condensateurs  $C_1$  et  $C_2$  de ces circuits.

L'existence de ce maximum maximorum joue un rôle important dans ce qui va suivre.

10. — *Effets d'une conductibilité du diélectrique.* — On sait que lorsqu'on fait passer un courant alternatif à travers un condensateur contenant un diélectrique, il se produit un échauffement comme dans un transformateur. Cette perte d'énergie doit être attribuée à un phénomène d'hystérésis (dû aux résidus) et à la conductibilité. Les lois que suivent ces phénomènes sont loin d'être connues. Notre but n'est pas de les étudier. Nous devons cependant, d'une manière ou d'une autre, déterminer l'effet de cette absorption d'énergie sur nos mesures des capacités.

Dans ce qui suit nous étudions l'effet qui résulte de l'introduction d'une résistance, sans capacité ni self-induction, aux

bornes d'un condensateur à air. Nous distinguons l'effet sur la *période* du courant oscillant et l'effet sur l'*amplitude* de ce courant.

Nous obtenons, par le calcul, une relation simple entre la *diminution d'amplitude* du courant et la *correction* qu'on doit faire subir à la capacité du condensateur réglable pour ramener le circuit oscillant I à la résonance avec le circuit II, dont la période est restée invariable. L'expérience vérifie cette proposition.

Il faudrait faire une étude semblable dans le cas où c'est un condensateur contenant un *diélectrique* qu'on branche à la place de la résistance. Dans l'ignorance où nous nous trouvons de la valeur des résidus, aussi bien que des lois complexes qu'ils suivent, nous faisons l'hypothèse suivante:

La relation entre la diminution d'amplitude et la correction de la capacité, établie dans le cas où l'absorption d'énergie est due à la conductibilité seule, reste la même lorsque cette absorption est due, à la fois, à la conductibilité et aux résidus.

En d'autres termes, pour déterminer la correction de capacité qui doit résulter de l'introduction d'un diélectrique en parallèle avec le condensateur réglable, nous mesurons la diminution d'amplitude du courant oscillant et la correction est lue sur le graphique qui a été expérimentalement établi en introduisant des résistances, sans capacités ni selfs, aux bornes du même condensateur.

L'hypothèse sur laquelle nous fondons notre méthode de mesure n'a pas été soumise au contrôle de l'expérience. Les résultats que nous présentons restent donc, en partie, conjecturaux. On pourrait répéter, ici, ce que nous disions à propos de la méthode de Nernst et établir que notre hypothèse se vérifierait d'autant mieux que le courant oscillant se rapprocherait davantage d'un courant sinusoïdal simple.

Nous allons donc raisonner dans l'hypothèse suivante: Aux bornes du condensateur réglable de l'inducteur est branchée une résistance  $D$ , sans capacité, ni self-induction, et qui suit la loi d'Ohm. Nous commençons par examiner l'*effet sur la période et la correction qui en résulte pour la capacité*.

Il faut remarquer d'abord que l'introduction d'une grande

résistance  $D$  aux bornes du condensateur réglable ne peut changer sensiblement l'intensité du *courant permanent* de plaque. Car la résistance de ce circuit passe d'une valeur voisine de  $R$  à  $R \cdot \frac{D}{D+R}$ , valeur voisine encore de  $R$ , si  $D$  est grand par rapport à  $R$ . De plus, cette résistance  $R$  est généralement petite par rapport à la résistance du circuit qui comprend la lampe, ainsi ces variations ne peuvent changer sensiblement le courant permanent.

Au contraire, l'effet sur le *courant oscillant* peut être considérable. Pour le calculer, il suffit de remarquer que l'intensité  $j$  du *courant variable* filament-plaque est diminuée d'une quantité  $\frac{\nu}{D}$ , où  $\nu$  représente le potentiel variable de la plaque.

L'équation différentielle du courant oscillant  $i$  dans le circuit qui relie le condensateur à la self-induction  $L_1$  devient, comme on le vérifierait aisément:

$$L_1 \frac{d^2 i}{dt^2} + \left( R + \frac{L_1 + kM}{C_1 \varphi} + \frac{L_1}{C_1 D} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_1} \left( 1 + \frac{R}{\varphi} + \frac{R}{D} \right) i = 0 .$$

On en déduit l'expression de la période:

$$T = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_1}}{\sqrt{\left( 1 + \frac{R}{\varphi} + \frac{R}{D} \right) - \frac{C_1}{4L_1} \left( R + \frac{L_1 + kM}{C_1 \varphi} + \frac{L_1}{C_1 D} \right)^2}}$$

et celle des limites d'entretien:

$$M < - \frac{\varphi}{k} \left( C_1 R + \frac{L_1}{\varphi} + \frac{L_1}{D} \right) = - A'$$

$$M > - A' - 2 \frac{\varphi}{k} \sqrt{L_1 C_1 \left( 1 + \frac{R}{\varphi} + \frac{R}{D} \right)} = - B'$$

On voudra bien comparer ces formules avec celles indiquées aux pages 176, 177 et 178.

11. — *Correction de capacité pour l'ordre I des manipulations.*  
— Il est évident que le changement de période, qui résulte de l'introduction d'une résistance aux bornes du condensateur réglable, change la valeur de la capacité qu'il faut donner à ce condensateur pour établir la résonance. Dans la suite, nous

désignerons par  $C_0$  et  $T_0$  la capacité et la période du circuit inducteur réglé à la résonance lorsque la résistance du condensateur est infinie. Nous désignerons au contraire par  $C_1$  et  $T_1$  les valeurs correspondantes lorsqu'on a introduit la résistance  $D$ . Le calcul de la différence entre les capacités  $C_1$  et  $C_0$  dépend de l'ordre dans lequel sont faites les manipulations. Supposons d'abord qu'on suive l'ordre que voici: 1. La résistance  $D$  est branchée aux bornes du condensateur. 2. Les condensateurs de l'inducteur et du résonateur sont réglés de manière à obtenir le maximum maximorum au résonateur; la capacité du circuit inducteur est alors  $C_1$ . 3. La résistance  $D$  est enlevée. 4. On agit sur le condensateur réglable de l'inducteur pour ramener un maximum au galvanomètre; ce maximum n'est évidemment plus le maximum maximorum; la capacité est alors  $C_0$ , on la suppose inconnue. Il s'agit de calculer la correction  $C_1 - C_0$  en grandeur et en signe.

Lorsque le galvanomètre marque le maximum maximorum, le coefficient de  $\frac{di}{dt}$ , dans l'équation différentielle (p. 181), est nul. De ce fait on a:

$$T_1 = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_1}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho} + \frac{R}{D}}}$$

Lorsque la résistance  $D$  est enlevée, la période devient:

$$T = \frac{2\pi \sqrt{C_1 L_1}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho} - \frac{C_1}{4L_1} \left( R + \frac{L_1 + kM}{C_1 \rho} \right)^2}}$$

En tenant compte de la valeur nulle du coefficient de  $\frac{di}{dt}$  dans l'équation différentielle, cette expression s'écrit:

$$T = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_1}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho} - \frac{L_1}{4C_1 D^2}}}$$

et l'on constate immédiatement que  $T > T_1 = T_2$ . Si donc, après avoir enlevé la résistance  $D$ , nous voulons ramener l'inducteur à la résonance, nous serons obligés d'agir sur le condensateur réglable et de diminuer sa capacité de  $C_1$  à  $C_0$ .

On calcule la correction  $C_1 - C_0$  en égalant  $T_1$  à  $T$ , après avoir substitué  $C_0$  à  $C_1$  dans l'expression générale de  $T$  (p. 181). On trouve ainsi:

$$(4L_1^2 \omega^2 + R^2)(C_1 - C_0)^2 - \left(4L_1^3 C_1 \omega^2 + 2 \frac{L_1 R}{D}\right)(C_1 - C_0) + \frac{4L_1 C_1 R D + L_1^3}{D^2} = 0 ; \quad \omega = \frac{2\pi}{T_2} ,$$

ou encore:

$$C_1 - C_0 = \frac{R}{L_1 \omega^2 D} + \frac{1}{4\omega^2 D^2 C_0} + \frac{R}{2L_1 \omega^2 D} \cdot \frac{C_1 - C_0}{C_0} + \frac{R^2 C_0}{4L_1^3 \omega^2} \cdot \left(\frac{C_1 - C_0}{C_0}\right)^2 .$$

Nous avons écrit cette dernière formule en supposant  $C_1 - C_0$  petit par rapport à  $C_0$  ce qui est souvent le cas. Les deux premiers termes donnent alors une valeur approchée par défaut qui est suffisamment exacte dans la pratique et qui se calcule par approximations successives.

## 12. — Correction de capacité dans l'ordre II des manipulations.

— Nous allons supposer maintenant que l'on suive un autre ordre dans les manipulations: 1. Nous réglons les condensateurs des deux circuits de manière à obtenir le maximum maximum au résonateur et nous connaissons alors la capacité de l'inducteur que nous désignons par  $C_0$ . 2. Nous branchons la résistance  $D$  aux bornes de ce dernier condensateur. 3. Nous agissons ensuite sur lui afin d'obtenir un maximum au galvanomètre qui n'est plus le maximum maximum. Nous désirons connaître la capacité  $C_1$  du condensateur réglable après ces manipulations.

Lorsque le galvanomètre marque le maximum maximum, le coefficient de  $\frac{di}{dt}$  dans l'équation différentielle (page 176) est nul et la période du courant oscillant dans l'inducteur est alors:

$$T_0 = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_0}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho}}} = T_2 .$$



puis, après que la résistance D a été ajoutée:

$$T = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_0}}{\sqrt{\left(1 + \frac{R}{\rho} + \frac{R}{D}\right) - \frac{C_0}{4L_1} \left(R + \frac{L_1 + kM}{C_0 \rho} + \frac{L_1}{C_0 D}\right)^2}},$$

mais comme, après le réglage au maximum maximorum, on a:

$$R + \frac{L_1 + kM}{C_0 \rho} = 0,$$

l'expression de cette dernière période peut s'écrire:

$$T = \frac{2\pi \sqrt{L_1 C_0}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho} + \frac{R}{D} - \frac{L_1}{4C_0 D^2}}}.$$

Pour savoir si T est plus grand ou plus petit que  $T_0 = T_2$ , il faut examiner le signe de l'expression:

$$\frac{R}{D} - \frac{L_1}{4C_0 D^2}$$

qui est positive, négative, ou nulle, suivant que D est supérieur, inférieur ou égal à:

$$\frac{L_1}{4C_0 R}.$$

Du cas qui se présente dépend le sens de la correction à faire subir au condensateur réglable pour établir la résonance après l'introduction de la résistance D.

Nous allons montrer qu'un de ces trois cas ne peut se réaliser.

En effet, régler au maximum maximorum, c'est donner à M une valeur immédiatement inférieure à — A. En introduisant la résistance D, sans agir encore sur le condensateur réglable, on abaisse la limite supérieure d'amorçage de — A à — A'; car, si la capacité n'a pas changé, la différence  $A' - A = \frac{L_1 \rho}{kD}$ , qui est une quantité toujours positive. Ainsi, l'introduction d'une résistance, sans changement de capacité, après un réglage au maximum maximorum, interromprait le courant oscillant.

Mais on peut élever la limite supérieure d'amorçage — A' en diminuant la capacité du condensateur réglable. Pour qu'on puisse du même coup retrouver la période de résonance  $T_2$ , il

faut que  $C_1$  (la capacité du condensateur réglé pour la résonance, après l'introduction de la résistance  $D$ ) soit inférieur ou au plus égal à  $C_0$  (la capacité du condensateur réglé pour le maximum maximorum avant l'introduction de la résistance  $D$ ).

Cette façon de procéder n'est donc possible que si  $T \geq T_0 = T_2$ , c'est-à-dire si :

$$D \leq \frac{L_1}{4C_0 R} .$$

Disons que lors de notre dernier montage, la résistance  $D$  devait être inférieure ou égale à 520.000 ohms environ.

Cette conclusion, qui peut sembler paradoxale, s'explique pourtant simplement. Si, après un réglage au maximum maximorum, on abaisse la capacité et qu'on introduise la résistance  $D$ , qu'ensuite on augmente la capacité d'une façon continue, trois cas peuvent se présenter suivant que  $D$  est inférieur, égal ou supérieur à la limite indiquée. Dans le premier cas, la déviation du galvanomètre passera par un maximum avant que les oscillations ne soient interrompues; dans le second, elles cessent précisément à l'instant où la résonance a lieu. Enfin, dans le troisième cas, les oscillations s'arrêtent avant que la résonance ne soit apparue.

La correction  $C_0 - C_1$  est calculée d'après la même méthode que précédemment et, si l'on suppose encore cette quantité petite par rapport à  $C_1$ , on écrira :

$$C_0 - C_1 = \frac{1}{4\omega^2 D^2 C_1} - \frac{R}{L_1 \omega^2 D} - \frac{R}{2L_1 \omega^2} \left( \frac{C_0 - C_1}{C_1} \right) + \frac{R^2 C_1}{4L_1^2 \omega^2} \left( \frac{C_0 - C_1}{C_1} \right)^2 .$$

Le second membre est, comme il a été prévu, supérieur à zéro dans le cas où  $D$  est inférieur à la limite indiquée. La correction est nulle lorsque  $D$  est égal à cette valeur. Ainsi, quand la mesure est possible, la correction est positive ou nulle. Remarquons l'avantage de cette dernière manière de procéder par laquelle la correction peut être annulée ou, en tous cas, diminuée considérablement. Elle exige que la self  $L$  soit grande par rapport au produit  $C_0 R$ .

13. — *Mesure d'un diélectrique présentant une conductibilité.*  
 — Pour comprendre comment il faut calculer la capacité d'un condensateur contenant un diélectrique ayant une certaine conductibilité, mais ne présentant pas de résidu, nous ferons la supposition suivante : la résistance D pourra être ajoutée à volonté aux bornes de la capacité qui par elle-même ne présenterait pas de conductibilité. Nous réglons alors au maximum maximorum et désignons par  $C_1$  la capacité du condensateur de mesure. Nous enlevons la résistance D et ramenons à la résonance en agissant sur le condensateur; soit  $C_0$  sa dernière capacité. Nous enlevons le condensateur contenant le diélectrique et ramenons encore une fois à la résonance de la même façon. C est alors la capacité lue sur le condensateur de mesure. On a pour la capacité cherchée  $x$

$$x = C - C_0 = (C - C_1) + (C_1 - C_0) .$$

Car, en réalité, quand on ne peut séparer le condensateur du conducteur, on n'observe que les capacités initiale  $C_1$  et finale  $C$  et il faut calculer la correction relative à la conductibilité, soit  $C_1 - C_0$ , d'après la formule du § 11. Dans l'ordre indiqué pour les manipulations, cette correction est positive.

Mais les manipulations peuvent être effectuées dans l'ordre N° II. On aura alors pour la capacité cherchée  $x$ :

$$x = C - C_0 = (C - C_1) - (C_0 - C_1) .$$

Car, en réalité, quand on ne peut séparer le condensateur du conducteur, on n'observe que les capacités initiale  $C$  et finale  $C_1$  et il faut calculer la correction  $C_0 - C_1$  relative à la conductibilité d'après la formule du § 12,  $C_0 - C_1$  étant positif dans ce cas. En résumé, pour mesurer la capacité d'un condensateur d'essai contenant un diélectrique conducteur, mais sans résidu, on pourra appliquer nos formules. Si on suit, dans les manipulations, l'ordre décrit en premier lieu, la capacité cherchée sera la différence des capacités extrêmes qu'on aura lues sur le condensateur réglable. Cette différence sera une valeur approchée par défaut et, pour avoir la capacité vraie, il faudra y ajouter la correction toujours positive calculée d'après la formule (p. 183). Si l'on suit l'ordre décrit en second lieu, la

différence des capacités extrêmes lues au condensateur réglable sera une valeur approchée par excès, et la correction pourra être nulle ou très petite au cas où la résistance  $D$  du diélectrique sera voisine de la valeur du rapport  $\frac{L_1}{4RC_0}$ . Pour ce cas, la correction est donnée à la page 185.

14. — *Effet de l'introduction d'une résistance sur l'amplitude du courant oscillant.* — Nous suivrons ici encore les méthodes de calcul indiquées par M. C. Gutton (loc. cit., p. 63 à 67).

Nous supposons que le courant oscillant est sinusoïdal:

$$i = i_0 \sin \omega t .$$

On en déduit l'expression du potentiel variable  $\varphi$  de la plaque et  $u$  de la grille, puis celle du courant variable  $j$  qui traverse la lampe:

$$\rho j = i_0 \sqrt{R^2 + (L_1 + kM)^2 \omega^2} . \sin (\omega t + \alpha)$$

avec la condition:

$$\text{tang } \alpha = \frac{(L_1 + kM)\omega}{R} .$$

$j$  atteindra son maximum pour:

$$\omega t + \alpha = \frac{\pi}{2} + 2k\pi .$$

On trouvera la valeur du potentiel  $\varphi$  en cet instant en substituant à la variable  $t$ , qui entre dans son expression, sa valeur tirée de cette dernière équation. On obtient:

$$\varphi = i_0 \frac{R^2 + (L_1 + kM)\omega^2 L_1}{R^2 + (L_1 + kM)^2 \omega^2} .$$

On sait que  $j$  diminue de  $\frac{\varphi}{D}$  lorsqu'on introduit la résistance  $D$  aux bornes du condensateur. Mais, de notre seconde équation, on tire:

$$i_0 = \frac{\rho j_0}{\sqrt{R^2 + (L_1 + kM)^2 \omega^2}} .$$

où  $j_0$  désigne le maximum de  $j$ . Il en résulte que la diminution de  $i_0$  sera :

$$\frac{\frac{v}{D}}{\sqrt{R^2 + (L_1 + kM)^2 \omega^2}} = \frac{\varphi i_0}{D} \cdot \frac{R^2 + (L_1 + kM) \omega^2 L_1}{R^2 + (L_1 + kM)^2 \omega^2} .$$

Ceci montre que *la diminution d'amplitude du courant oscillant est inversement proportionnelle à la résistance introduite.*

Enfin, la diminution d'amplitude du courant oscillant dans l'inducteur aura pour effet une diminution *proportionnelle* de l'élongation maximum du galvanomètre qui se trouve dans le circuit résonateur, car nous sommes dans le cas d'une vibration forcée.

Nous pouvons donc conclure que si nous portons en abscisse la diminution d'élongation observée au galvanomètre après l'introduction de la résistance et que nous portions en ordonnée la valeur de cette résistance, *les points obtenus tomberont sur l'une des branches d'une hyperbole équilatère rapportée à ses asymptotes.*

15. — *La correction de capacité fonction de la diminution d'élongation observée au galvanomètre.* — Si nous reprenons les calculs qui nous ont permis d'établir la correction de capacité  $C_1 - C_0$  en fonction de la résistance introduite, et que nous éliminions la résistance  $D$  entre cette équation et celle qui relie la diminution de l'élongation du galvanomètre à cette même résistance, nous obtiendrons l'équation qui définit la correction de capacité en fonction de la diminution de l'élongation maximum du galvanomètre.

En désignant par  $y$  la correction de capacité  $C_1 - C_0$ , par  $x$  la diminution de l'élongation maximum et en posant :

$$g \cdot x = \frac{1}{D} ,$$

on obtient :

$$\begin{aligned} L_1^2 g^2 x^2 - 2L_1 R g x y + (R^2 + 4L_1^2 \omega^2) y^2 + 4L_1 C_1 R g x \\ - 4L_1^2 \omega^2 C_1 y = 0 . \end{aligned}$$

$g$  est une constante dépendant : 1° de la relation entre la diminution de  $i_0$  et  $D$ ; 2° de l'induction mutuelle des deux circuits

inducteur et résonateur; 3<sup>o</sup> de la constante du galvanomètre et des résistances introduites dans le résonateur.

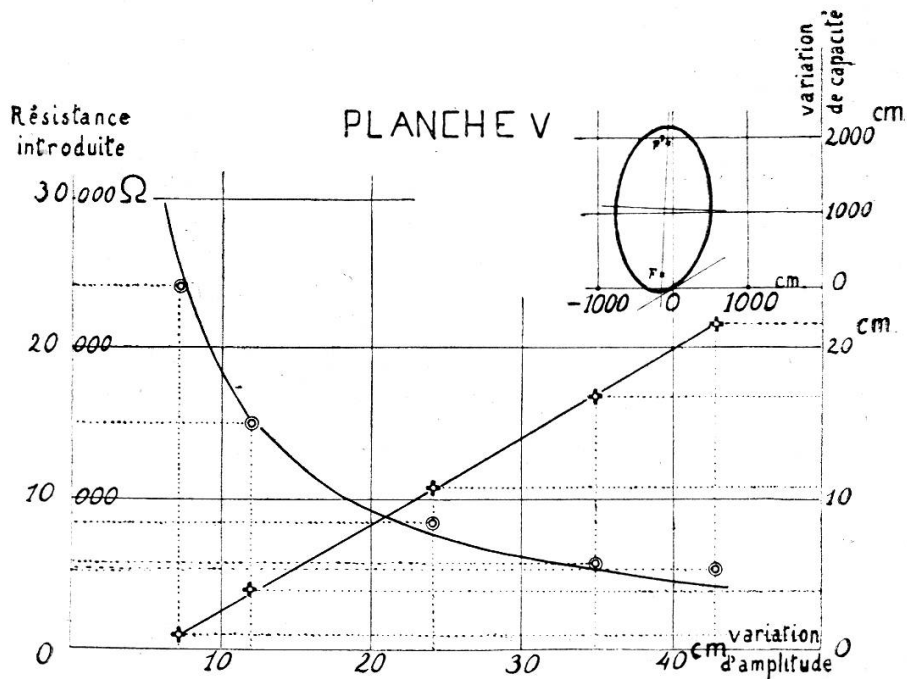
L'équation précédente représente une ellipse réelle, ayant son centre au point:

$$x = -\frac{C_1 R (3L_1^2 \omega^2 + R^2)}{2L_1^3 \omega^2 g} \quad y = \frac{C_1 (L_1^2 \omega^2 - R^2)}{2L_1^3 \omega^2}$$

Elle passe par l'origine et coupe encore l'axe des  $x$  au point d'abscisse  $-4 \frac{C_1 R}{L_1 g}$ , et l'axe des  $y$  au point d'ordonnée

$$\frac{4L_1^2 C_1 \omega^2}{4L_1^3 \omega^2 + R^2}$$

La partie de cette ellipse qui correspond à l'expérience est relativement très petite. Elle est comprise entre l'origine, d'une part, et l'abscisse correspondant à la résistance pour laquelle



le courant oscillant cesse d'être entretenu, d'autre part. On sait, en effet, que les limites d'amorçage,  $-A'$  et  $-B'$ , entre lesquelles  $M$  peut varier, sont fonctions de la résistance introduite  $D$  (cf. p. 181). Ces limites croissent en valeur absolue lorsque  $D$  diminue; il arrive donc un instant où la valeur

absolue de  $M$  devient inférieure à ces limites. Il résulte de ce fait qu'à l'expérience, la portion d'ellipse obtenue apparaît comme une portion de droite.

Des considérations qui précèdent, nous retiendrons donc seulement la proposition suivante:

*Les corrections de capacité nécessitées par l'introduction d'une résistance aux bornes du condensateur réglable du circuit inducteur sont liées aux diminutions de l'amplitude des déviations du galvanomètre par une fonction uniforme, continue, croissante et dont la courbure est très faible.*

Nous illustrons cette proposition par la planche V où nous avons porté en abscisse les diminutions d'amplitude des déviations du galvanomètre et en ordonnée, d'une part, les corrections de capacité mesurées en cm, d'autre part, les valeurs des résistances de graphite introduites dans l'inducteur. On constate que les valeurs des résistances se trouvent approximativement sur une hyperbole équilatère et que les valeurs des corrections de capacité sont approximativement les ordonnées d'une droite. Ajoutons que l'ellipse aurait dans ce cas son centre au point  $-112, 1065$  et qu'elle déterminerait sur les axes les segments:  $ox = -298$ ,  $oy = 2160$ , qui sont beaucoup trop grands pour figurer dans le graphique.

16. — *Mesure portant sur un diélectrique présentant des résidus.* — Comme nous l'avons exposé (p. 180), pour mesurer la capacité d'un condensateur contenant un diélectrique présentant une certaine conductibilité et des résidus, nous nous appuyons sur la relation établie dans le cas d'une simple conductibilité.

Une mesure comporte l'établissement de trois points au moins de la courbe qui lie la correction de capacité  $y$  à la variation  $x$  de la déviation maximum du galvanomètre lorsqu'on introduit une résistance sans capacité ni self-induction aux bornes du condensateur de mesure. Cette courbe est voisine d'une droite, et l'expérience conduit à admettre une fonction linéaire de la forme:

$$y = ax + b ,$$

ou même le plus souvent de la forme :

$$y = ax .$$

Les coefficients sont déterminés par une expérience faite sur des résistances de graphite telles que les réductions  $x$  de la déviation du galvanomètre soient voisines de la réduction de cette déviation observée lors de l'introduction du diélectrique. Cette expérience préalable fixe aussi le signe de la correction de capacité. La correction est positive lorsqu'on commence par brancher les résistances ou le diélectrique; elle est négative quand, au contraire, on fait d'abord la mesure sans résistance ni diélectrique, et ceci est conforme aux prévisions du paragraphe précédent.

Cette méthode de mesurer les corrections de la capacité n'est cependant d'un usage commode que si l'appareil répond à certaines conditions.

Il faut que  $M$ , le coefficient d'induction mutuelle des selfs  $L$  et  $L_1$ , soit, en valeur absolue, aussi grand que possible. Nous avons vu en effet que l'introduction d'une résistance élève les valeurs absolues des limites entre lesquelles  $M$  peut varier pour que le courant oscillant soit entretenu.

Il faut encore, comme nous l'avons déjà vu, que  $L_1$  soit grand par rapport au produit  $C_1 R$  (p. 185). C'est dans ces conditions seulement qu'on peut procéder selon le second ordre de manipulations que nous avons indiqué.

17. — *Difficultés rencontrées dans la construction de l'appareil de mesure.* — Nous ne sommes parvenu à fixer des valeurs commodes pour les constantes de nos appareils de mesure qu'après de longs tâtonnements. Nous n'avons pas seulement changé, à plusieurs reprises, les valeurs de  $M$  et  $L_1$ , mais encore celles de la capacité du circuit oscillant et de la longueur d'onde, ainsi que celles de la résistance intérieure de la lampe et de son facteur d'amplification en mettant deux ou plusieurs lampes en parallèle ou en choisissant des lampes dont le vide était plus ou moins poussé. Nous avons fait varier aussi le courant de chauffe du filament et le potentiel de la plaque. Cette période d'essai a duré si longtemps que, parvenu à réaliser un appareil



capable de nous donner des résultats certains, nous n'avons plus disposé que de peu de temps pour nos mesures.

Nous avons commencé par utiliser de grandes fréquences, de l'ordre de grandeur de celles qu'avait employées Erwin S. Ferry (15) pour déterminer les constantes du quartz à la température ordinaire. Ce sont les constantes indiquées par cet auteur qui nous ont servi de base pour calculer les valeurs des constantes diélectriques du quartz aux hautes températures. C'était une fréquence de trente millions sec.<sup>-1</sup> environ. Pour l'obtenir, nous supprimions la bobine de self du résonateur. En supprimant également le condensateur, MM. Gutton et Touly (26) avaient obtenu des longueurs d'onde de deux à trois mètres. Les variations possibles de la capacité étaient ainsi réduites d'une façon incommode, mais ce n'était pas là l'inconvénient le plus sérieux. La difficulté provenait surtout du fait qu'avec une aussi petite inertie électromagnétique, le résonateur devenait sensible à n'importe quelle longueur d'onde, à la façon d'un galvanomètre à corde. Nos lectures étaient troublées par l'emploi, dans la salle voisine, du courant alternatif à 50 périodes. Nous avons cherché à nous protéger par une cage de Faraday recouvrant l'observateur et l'appareil tout entier. Nos ondes en ont été amorties, mais la cage semblait jouer le rôle d'antenne à l'égard des ondes qu'émettaient les postes de T. S. F. de Lausanne et de Berne. Pour éviter cet inconvénient, nous avons augmenté la self, par conséquent la longueur d'onde, ainsi que la puissance de l'inducteur. Nous avons d'abord mis plusieurs lampes en parallèle, mais l'appareil en devenait instable. Nous nous sommes servis alors d'une lampe d'émission E 3/1 (tension de plaque 280 volts, résistance intérieure 125.000 ohms, facteur d'amplification en volts 43, filament chauffé par  $2 \times 3$  accumulateurs). Remarquons qu'en agissant très peu sur le courant de chauffe du filament, on peut régler le courant permanent filament-plaque que nous maintenions à une valeur voisine de 19 milliampères.

La cage du condensateur, son bouton de commande et la main même de l'opérateur étaient soigneusement reliés à la terre.

Une autre difficulté a été celle de l'amorçage. Elle était

apparue dès nos premiers essais de mesure des constantes diélectriques de l'alcool et de l'eau. En effet, dès que la conductibilité du diélectrique devient notable, le courant oscillant ne s'amorce plus. En augmentant la puissance de l'inducteur, comme le coefficient d'induction mutuelle, enfin en diminuant de plus en plus la capacité du condensateur contenant le diélectrique pour augmenter par ce fait sa résistance, selon la remarque connue de Gaugain (20), nous avons surmonté ces difficultés.

Par exemple, le 23 août 1922, le courant oscillant s'amorce jusqu'à la température de  $348^{\circ}$ , le condensateur, formé de 3 lames de quartz, avait une capacité de 161 cm, les selfs de l'inducteur mesuraient  $L_1 = 51 \times 10^{-6}$ ,  $L = 1650 \times 10^{-6}$  henry; la fréquence était de  $800.000 \text{ sec.}^{-1}$ , nous n'avions qu'une seule lampe. Le 29 août, le courant oscillant s'amorce jusqu'à  $645^{\circ}$ , le condensateur est le même, mais nous avons rendu  $L_1 = L$ , la fréquence était de  $500.000 \text{ sec.}^{-1}$ , nous avons deux lampes. A cette température, l'amortissement était tel que les mesures devenaient illusoires. L'élongation maximum du galvanomètre passait de 43,3 cm à 3 cm seulement.

Il est arrivé aussi que la conductibilité de nos condensateurs de quartz augmente au cours d'une chauffe. Cela provenait peut-être des impuretés qui s'y déposaient, car nous avons remarqué qu'en remplaçant les lames taillées au laboratoire de géologie de l'Université de Lausanne et qui ne présentaient pas un poli parfait, par des lames taillées par la Société Industrielle d'Optique de Précision, à Paris, ce phénomène a disparu.

18. — *L'appareil de mesure.* — En définitive, nous avons encore beaucoup augmenté la valeur de M, le coefficient d'induction mutuelle des circuits reliés à la plaque et à la grille de l'inducteur, pour les raisons rapportées à la fin du § 16. Nous nous sommes servi dans ce but d'un petit transformateur à noyau de fil de fer doux, de 1,35 mm de diamètre. Le courant n'est alors plus sinusoïdal simple, cependant la courbe d'hystérésis reste à peu près indépendante de la fréquence (10).

Ceci soulève une objection: il semble, en effet, que la constante diélectrique ne sera plus déterminée pour une longueur

d'onde définie, et comme cette constante diélectrique varie avec la longueur d'onde, une mesure faite dans ces conditions ne correspondrait plus à rien de précis.

Cependant, quelles que soient les longueurs d'onde des radiations électriques qui traversent la lame de quartz, seule, celle dont la longueur d'onde correspond à la période  $T_2$  du résonateur agit sur ce dernier. Nous avons toujours pris soin d'accorder le résonateur avec la période fondamentale émise à l'inducteur. Et le résonateur possédait une self sans noyau de fer doux. La constante diélectrique mesurée correspond donc à la fréquence du résonateur qui était d'environ  $21.000 \text{ sec.}^{-1}$ . La self du résonateur était de  $0,378$  henry, étalonnée par le Bureau fédéral des poids et mesures (lampe type « Metal » R/1, tension de plaque 72 volts, courant permanent 2 milliampères). C'est ce courant que nous compensions par un circuit potentiométrique. Nous reconnaissons cependant volontiers que, par l'introduction d'un noyau de fer doux, nous nous éloignons des conditions dans lesquelles les hypothèses que nous avons faites (p. 180) s'appliquent le mieux et qu'il eût été préférable de se passer de ce moyen.

Nos condensateurs réglables ont été étalonnés par comparaison avec un condensateur à air, plan, fixe, de  $85,6 \text{ cm}$ . Celui-ci avait été comparé par la méthode de la clef vibrante (31) à un étalon Siemens & Halske de  $0,001933 \text{ F}$  que possède le Laboratoire de physique de Neuchâtel.

19. — *Dispositif thermique.* — Le four cylindrique était chauffé par le courant continu d'une batterie d'accumulateurs. Le tube sur lequel était enroulé un fil d'alliage de chrome et de nickel était en quartz fondu. Il mesurait  $30 \text{ cm}$  de longueur et  $7 \text{ cm}$  de diamètre intérieur. Il était placé horizontalement.

L'étrier dans lequel était serré le condensateur d'essai reposait sur un petit plateau de quartz, dans le four, à l'endroit où la température, qui varie d'une extrémité à l'autre, passe par son maximum. Le condensateur se trouvait ainsi entre deux plans perpendiculaires à l'axe du cylindre, distants de  $2$  à  $3 \text{ cm}$ . La température était uniforme à  $1^\circ$  près dans cet espace.

Des fils de nickel, isolés dans des tubes de quartz fondu, relient les armatures du condensateur d'essai à celles du condensateur réglable  $C_1$ .

Un couple Le Chatelier, également isolé dans des tubes de quartz fondu, indiquait la température de l'espace où se trouvait le condensateur. Ce couple avait été soigneusement étalonné par MM. Perrier et de Mandrot (50) en vue de leurs mesures sur l'élasticité du quartz aux températures élevées.

### CHAPITRE III.

#### *Résultats des mesures.*

20. — *Variation de la constante diélectrique  $\epsilon_{\parallel}$  mesurée parallèlement à l'axe.* — Dès nos premiers essais de mesure des variations thermiques de la constante diélectrique du quartz parallèlement à l'axe, nous avons constaté que cette grandeur restait à peu près invariable jusque vers  $170^{\circ}$ . La conductibilité du quartz est alors très petite, et son effet sur le fonctionnement de l'appareil est insensible.

La constante diélectrique augmente légèrement entre  $170^{\circ}$  et  $220^{\circ}$  environ.

Voici, par exemple, les résultats obtenus le 2 septembre 1922 pour la capacité d'un condensateur comprenant 3 lames de quartz taillées perpendiculairement à l'axe par le préparateur du Laboratoire de géologie de Lausanne. La fréquence est de  $490.000 \text{ sec.}^{-1}$ .

Température en $^{\circ}$	Capacité (en cm)
17	232,5
75	232,5
145	232,0
167	232,0
192	240,0

Dans la suite, nous avons concentré notre effort sur l'obtention des constantes diélectriques au-dessus de  $200^{\circ}$ . Ce sont ces résultats que représentent les trois tableaux suivants. Dans ces tableaux, nous désignons par  $C$  et  $C_1$  les capacités lues sur le condensateur de mesure, par  $y$  la valeur absolue de la correction

à faire subir à la capacité de ce condensateur pour ramener à la résonance après l'introduction d'une résistance et par  $x$  la diminution de l'élongation du galvanomètre due à l'introduction de cette résistance;  $a$  est le coefficient angulaire de la droite que l'expérience fournit pour représenter la relation entre  $y$  et  $x$ ;  $\epsilon_{\parallel}$  est la constante diélectrique mesurée parallèlement à l'axe. Les espaces laissés vides dans les colonnes indiquent une interruption de la chauffe. Le signe de la correction permet de fixer l'ordre suivi dans les manipulations (cf. § 16, p. 191).

TABLEAU I.

Fréquence 21.000 sec.—1. Correction positive.  $y = 2,4 x$ . lame taillée perpendiculairement à l'axe N° 5. Capacité à 15°: 108 cm. La valeur initiale admise pour  $\epsilon_{\parallel}$  est celle qu'indique Ferry (15).

Date	Températ.	C — C <sub>1</sub>	$x$	Capacité	$\epsilon_{\parallel}$	
12. IX	15,2°	6×18 cm	—	6×18 cm	4,34	Valeur ad.
	273	13,2	0,7	14,7	10,62	
	280	13,3	0,25	13,9	10,05	
	325,7	14,5	0,2	15	10,83	
	386,5	15,4	0,2	16	11,58	
13. IX	448,5	13,9	0,48	15,05	10,9	
	515	12,9	1,05	15,4	11,15	
	580	11,36	1,8	15,66	11,32	
	582,5	10,8	2,2	16,09	11,62	
	678	7,05	3,8	16,15	11,7	
	563	12,05	1,35	15,3	11,13	
15. IX	140	6,8	—	6,8	4,91	
	197	5,99	0,5	7,2	5,2	
	290	15,1	0,8	17	12,3	

TABLEAU II.

Fréquence 21.000 sec.—1. Correction positive.  $y = 0,39 x$ , avant l'interruption de la chauffe et  $y = 0,58 x$ , après cette interruption. Même lame taillée perpendiculairement à l'axe N° 5. Capacité à 16°, 95 cm.

Date	Températ.	C — C <sub>1</sub>	$x$	Capacité	$\epsilon_{\parallel}$	
21. IX	16°	8,34×11,4 cm	—	8,34×11,4 cm	4,34	Valeur ad.
	113	8,65	0,1	8,69	4,53	
	301	23,6	0,2	23,68	12,3	
	496	23,6	0,15	23,66	12,3	
	211	12,78	—	12,78	6,6	

Date	Températ.	C - C <sub>1</sub>	$\alpha$	Capacité	$\epsilon_{\parallel}$
	240	13,3	0,7	13,7	7,14
	543	21,2	3,1	23,0	12
	576,5	19,7	3,1	21,5	11,2
	611	21,7	2,9	23,4	12,18
	748	20,5	4,8	23,3	12,12
	569	21,2	3,1	23	11,97

TABLEAU III.

Fréquence 21.400 sec.<sup>-1</sup>. Correction négative. Équation de la forme  $y = ax$ ,  $a$  est indiqué dans une colonne. lame taillée perpendiculairement à l'axe N° 8. Capacité à 16°, 128,9 cm.

Date	Températ.	C - C <sub>1</sub>	$a$	$\alpha$	Capacité	$\epsilon_{\parallel}$
5. X	16,6°	24×5,37 cm	—	—	24×5,37 cm	4,34 Valeur ad
	214	53,9	1,77	11	34,4	6,22
	240	49	0,44	9,45	44,8	8,1
	250,5	56,6	0,4	8,7	53,1	9,6
	435,7	67,1	0,47	1,1	66,58	12,05
	437	66,9	0,39	1,4	66,36	12
6. X	498	67,5	0,37	1,9	66,8	12,04
	552,7	68,7	0,37	2,7	67,7	12,22
	572,5	67,7	0,2	2,5	67,2	12,16
	575	67,5	0,2	2,6	67	12,1
	591,4	66,9	0,2	2,5	66,4	12,0
	639	69,1	0,5	4,2	67	12,11
	739	91,1	0,6	6,5	87,5	15,8 ?

Les valeurs de ces trois tableaux concordent à peu près. Les deux premiers tableaux se rapportent au même échantillon de quartz dans deux condensateurs différents. Le troisième tableau se rapporte à un autre échantillon. Nous n'avons constaté aucune différence entre les valeurs déterminées quand la température s'élève ou au refroidissement. Le dernier tableau offre à nos yeux une plus grande certitude et une plus grande précision parce que nous avons pu déterminer avant chaque mesure le coefficient angulaire de la droite de correction des capacités. On verra qu'au cours d'une chauffe, ce coefficient  $a$  varie dans une assez forte proportion.

On peut résumer les résultats de ces mesures relatives à la constante diélectrique du quartz mesurée parallèlement à l'axe de la façon suivante:

1. Cette constante reste à peu près invariable quand la température s'élève de la température ordinaire jusqu'à 100° ou 120°.

2. Elle croît légèrement entre 120° et 200°, passant de 4,5 à 5,2 ou 5,4.

3. Elle croît rapidement de 200° à 290° environ, et semble passer à cette température par un maximum du reste peu accentué.

4. Elle reste à peu près invariable au-dessus de cette température jusque vers 650°, ayant plutôt une légère tendance à décroître. Sa valeur entre 300° et 600° est d'environ 12,1, à condition de prendre comme valeur initiale 4,34.

5. Nous n'avons constaté aucune variation sensible de la constante diélectrique mesurée dans ces conditions au voisinage du point de transformation  $\alpha - \beta$  vers 575°.

6. Nous rappelons que l'amortissement du courant oscillant devient très grand entre 200° et 300°. Il diminue ensuite sensiblement pour augmenter de nouveau plus lentement vers 600° et 650°.

21. — *Variation de la constante diélectrique  $\epsilon_{\perp}$  mesurée perpendiculairement à l'axe.*

TABLEAU IV.

Fréquence 21.000 sec.<sup>-1</sup>. Correction négative. La droite permettant de calculer les corrections a été établie par des mesures faites au cours de la chauffe; son équation est  $y = 4x - 4$ . Lame taillée parallèlement à l'axe N° 2. Epaisseur 0,0143 cm. Capacité à 18°, 110 cm. La valeur initiale admise pour  $\epsilon_{\perp}$  est celle de Ferry (15).

Date	Températ.	C.—C <sub>1</sub>	$x$	Capacité	$\epsilon_{\perp}$
29. IX	18°	20,5×5,37 cm	—	20,5×5,37 cm	4,27 Valeur ad.
	373,7	21,3	—	21,3	4,43
	570,6	38,3	3,4	28,7	5,97
	580,5	42,8	4,1	30,4	6,33
	676	75,6	8,3	46,4	9,65
	683	76,2	8,3	50	10,4
	588,2	43,7	4,2	30,9	6,43
	568	33,8	3	25,8	5,37
	402	28,7	2,6	22,3	4,64

TABLEAU V.

Fréquence 21.500 sec.<sup>-1</sup>. Correction négative.  $y = 2,28 x$ . Même lame taillée parallèlement à l'axe N° 2. Capacité à 21°, 113,3 cm.

Date	Températ.	C - C <sub>1</sub>	$x$	Capacité	$\epsilon_{\perp}$	Valeur ad.
30. IX	21°	21,1 × 5,37 cm	—	21,1 × 5,37 cm	4,27	
	468	38,7	7,25	22,47	4,54	
	573	65,3	13,1	35,3	7,19	
	584	69,8	13,2	39,8	8,04	
	608,5	74,9	13,5	44,1	8,9	
	635,2	77,6	13,3	47,2	9,35	
	669	80,4	11,8	53,4	10,8	
	804	91	14,3	58,3	11,75	
1. X	20,7	21,2	—	—	—	
	535	43	7,6	25,7	5,19	
	523	39,1	7	23,1	4,67	
	456	28,8	3,3	21,3	4,31	
	305,3	21,2	0	21,2	4,27	

TABLEAU VI.

Fréquence 21.300 sec.<sup>-1</sup>. Correction négative.  $y = 2,33 x$ . Même lame taillée parallèlement à l'axe N° 2. Capacité à 19°, 113 cm.

Date	Températ.	C - C <sub>1</sub>	$x$	Capacité	$\epsilon_{\perp}$	Valeur ad.
3. X	19,4°	21,05 × 5,37 cm	—	21,05 × 5,37 cm	4,27	
	504	36,27	6,03	22,2	4,5	
	506	37,05	6,1	22,8	4,63	
	553,7	47,6	8,8	27,1	5,49	
	555	48	8,6	28	5,66	
	569	52,6	9,3	31	6,27	
	570,5	52,7	9,3	31	6,27	
	577	55,7	9,7	33,1	6,7	
	578,2	55,3	9,36	33,5	6,78	
	623	65,9	10,3	41,9	8,5	
	624	66,2	10,3	42,2	8,55	
	574,5	53,7	9,3	32	6,47	
	565	50	8,3	30,7	6,21	

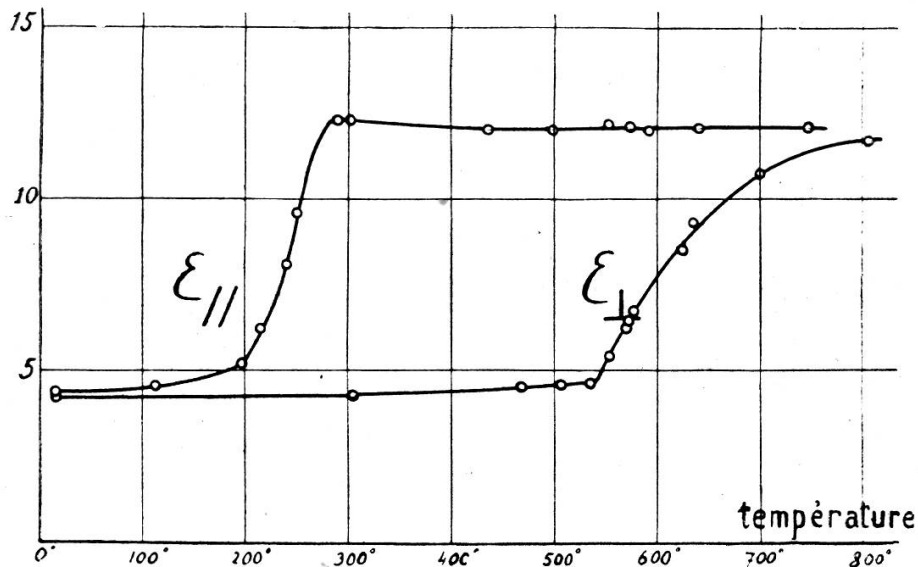
Les tableaux IV et V se rapportant au même échantillon ne concordent cependant pas complètement. A partir de 570° environ, les valeurs indiquées dans le second tableau s'élèvent plus rapidement. D'ailleurs l'amortissement du courant oscillant causé par l'introduction du condensateur d'essai est énorme à cette température. Il équivaut à celui que créerait l'introduction d'une résistance de 150.000 ohms environ.



Par la dernière série de mesures, nous avons voulu nous assurer d'une façon particulière de la continuité du phénomène au voisinage du point de transformation  $\alpha - \beta$  vers  $575^\circ$  et les résultats de ces mesures sont consignés dans le dernier tableau qui ne laisse aucun doute à cet égard.

Le graphique (planche VI) a été dessiné en utilisant principalement les tableaux III et V.

PLANCHE VI



Ce graphique montre la grande différence de variation entre la constante diélectrique du quartz mesurée normalement ou parallèlement à l'axe. Dans le premier cas, la variation est très petite jusque vers  $500^\circ$  (de 4,27 à 4,5). Mais à partir de cette température, la constante s'élève rapidement, puis plus lentement jusque vers  $800^\circ$  où elle atteint la valeur de 11,7 environ. On a vu que la conductibilité et les phénomènes résiduels sont si importants au-dessus de  $500^\circ$  qu'il est difficile de donner des valeurs précises et que la courbe indiquée n'est pas certaine dans ces régions.

22. — *Polarisation diélectrique et polarisation spontanée.* — Il serait téméraire de tirer des conclusions théoriques précises de mesures encore si fragmentaires. Nous ne proposons donc

les observations qui suivent qu'à titre provisoire. Elles devraient être établies sur l'étude d'une série d'échantillons différents, *en faisant varier notablement la longueur d'onde.*

Si l'on compare les courbes tracées pour la variation thermique des constantes diélectriques du quartz avec les prévisions du § 1, on peut à première inspection conclure qu'elles ne concordent pas.

En supposant une polarisation spontanée qui s'annulerait au point de transformation  $\alpha - \beta$ , on pouvait prévoir une très rapide augmentation de la constante diélectrique au moins normalement à l'axe, suivie d'une diminution de cette même grandeur lorsque la température s'élève au-dessus de  $575^\circ$ . Or, en premier lieu, nous n'avons constaté dans les variations des constantes diélectriques aucune discontinuité. En second lieu, ces courbes n'indiquent pas non plus de décroissance continue après la température de transformation.

Cependant, cette conclusion, toute négative, doit s'accompagner de quelques remarques qui en atténuent la portée.

Tout d'abord, l'existence d'une grande conductibilité et de phénomènes résiduels importants, constatés aux températures où s'accusent les augmentations notables des constantes diélectriques, peut voiler une discontinuité. C'est ainsi qu'un phénomène de résonance discontinu devient continu par l'existence d'un frottement; de même, dans un gaz où le coefficient d'extinction est nul, la courbe des indices de réfraction peut présenter une discontinuité, tandis que dans un liquide, ou dans un solide, cette courbe reste continue à travers les bandes d'absorption (cf. les expériences de Kundt et de Wood).

En second lieu, remarquons que la disparition de la piézo-électricité à la température de transformation polymorphique du quartz peut être prévue grâce à la nature cristallographique de cette transformation et en dehors d'une hypothèse particulière sur la polarisation, si la variation de symétrie correspondante est exactement connue.

Déjà les travaux de Mallard (44), Le Chatelier (39) et Friedel tendaient à interpréter cette transformation du quartz comme un passage du système rhomboédrique (hémiedrie énantiomorphe) au système hexagonal, et c'est encore ce qui ressort des

travaux de Beckenkamp, Mügge, Rinne et Kolbe (3). Cette conclusion vient de recevoir une preuve décisive par les travaux de MM. Perrier et de Mandrot (50) sur « L'élasticité et la symétrie du quartz aux températures élevées ». Or, si l'on compare les tableaux, dressés par Voigt, des coefficients de piézoélectricité pour les hémiedries énantiomorphes des systèmes rhomboédrique et hexagonal, on obtient (10):

		$N_1$	$N_2$	$N_3$	$T_1$	$T_2$	$T_3$
Syst. rhomb.	A	$d_{11}$	$-d_{11}$	0	$d_{14}$	0	0
	B	0	0	0	0	$-d_{14}$	$-d_{11}$
	C	0	0	0	0	0	0
Syst. hexag.	A	0	0	0	$d_{14}$	0	0
	B	0	0	0	0	$-d_{14}$	0
	C	0	0	0	0	0	0

On constate que pour le quartz de Curie, taillé perpendiculairement à l'axe binaire et soumis à des pressions ou tractions parallèles ou normales à cet axe, il ne subsiste plus que les coefficients relatifs à  $N_1$  ou  $N_2$  et que les composantes de la piézoélectricité se réduisent, *pour le système rhomboédrique*, à:

$$A = -d_{11}N_1 \quad B = C = 0$$

ou:

$$A = d_{11}N_2 \quad B = C = 0$$

et *pour le système hexagonal*, à:

$$A = B = C = 0 .$$

Ceci entraîne la disparition de la piézoélectricité observée par M. Perrier *sur un quartz de Curie* au point de transformation.

Il est d'ailleurs possible que la disparition de la piézoélectricité ne soit pas complète, une hémiedrie énantiomorphe du système hexagonal admettant encore un coefficient non nul:  $d_{14}$ . Mais cette piézoélectricité ne se manifesterait qu'à un effort de cisaillement. Il n'est donc pas encore exclu qu'une polarisation spontanée, de symétrie appropriée cependant, subsiste à des températures plus élevées que le point de transformation  $\alpha - \beta$  sans cependant se manifester dans le quartz de Curie.

23. — *Conclusion.* — Le paragraphe qui précède montre que les résultats de nos mesures sur le quartz ne permettent pas de saisir la relation directe qu'il s'agissait d'étudier entre la polarisation spontanée et la polarisation provoquée par un champ électrique extérieur.

Pendant l'interruption de plusieurs années qu'a dû subir notre travail, diverses recherches, touchant des sujets plus ou moins voisins, ont donné des résultats nouveaux qui d'ailleurs ne sont pas toujours concordants. Nous citerons seulement une récente publication de J. Valasek (61) sur la piézoélectricité du sel de Seignette. Il est très intéressant que, sans connaître la publication de M. Perrier (49), faite en 1916, l'auteur vérifie sur le cristal cité précisément la prévision théorique de M. Perrier que nous nous étions proposé de soumettre au contrôle de l'expérience en étudiant les propriétés du quartz : entre  $-20^{\circ}$  et  $+20^{\circ}$ , la constante diélectrique serait très grande (jusqu'à 1000 vers  $0^{\circ}$ ). Mais l'auteur, sur la base d'expériences comparatives portant sur la polarisation diélectrique dans des champs variés et sur la piézoélectricité, arrive à cette conclusion que la polarisation spontanée et la constante diélectrique sont grandeurs proportionnelles. Cette seconde conclusion, elle, s'interprète malaisément dans les hypothèses qui nous ont guidé, car celles-ci font correspondre au contraire, à la plus grande susceptibilité diélectrique, la polarisation spontanée la plus faible.

\* \* \*

Il nous reste à jeter un coup d'œil sur l'ensemble des phénomènes qui se produisent lors d'un passage au point  $\alpha - \beta$  du quartz. Nous devons, en effet, signaler le contraste qui existe entre la variation des constantes diélectriques et les variations d'autres grandeurs telles que la dilatation thermique, la chaleur spécifique, le module d'élasticité, les indices de réfraction. On sait que la dilatation thermique (39), la chaleur spécifique (51), le module d'élasticité (50), les indices de réfraction, tant ordinaire qu'extraordinaire (3), présentent tous une variation très brusque, voire *une discontinuité* au point de transformation.

De plus, les variations thermiques de ces grandeurs changent généralement de sens au passage au point de transformation. Ainsi la dilatation thermique, de plus en plus grande, augmente brusquement à  $575^{\circ}$ , puis le quartz se contracte faiblement au-dessus de ce point. Le module d'élasticité diminue avant cette température et grandit ensuite. Il en est de même des indices de réfraction. Quant à la chaleur spécifique, elle grandit d'abord de plus en plus vite, puis tombe à une valeur à peu près constante, mais après avoir subi une augmentation considérable au point de transformation.

Aucun de ces faits ne se retrouve dans la variation des constantes diélectriques. Les deux constantes, normale et parallèle, varient d'une façon indépendante. La dernière semble même ne subir aucune variation sensible lors du passage au point  $\alpha - \beta$ .

Il faut encore insister sur ce qu'a d'imprévu la variation de cette dernière constante, mesurée parallèlement à l'axe. Aucun fait cité dans les ouvrages que nous avons consultés sur ce point n'annonce cette grande augmentation entre  $200^{\circ}$  et  $300^{\circ}$ . Le seul fait dont on puisse la rapprocher est l'accroissement considérable de la conductibilité parallèlement à l'axe signalé par P. et J. Curie (12) à la Société française de Physique en 1892 et confirmé par les mesures de MM. Warburg et Tegetmeier (12). P. Curie remarque que vers  $300^{\circ}$  la conductibilité est 1000 ou 10.000 fois plus grande dans la direction de l'axe que dans la direction perpendiculaire; qu'elle varie de 1 à 2, suivant l'échantillon, et que le quartz perd une partie de cette conductibilité lorsqu'on l'a maintenu longtemps à haute température. Nous n'avons pas fait une étude systématique de la conductibilité; nous ne l'avons pas mesurée indépendamment des effets résiduels. Nous avons simplement comparé les amortissements causés par l'introduction du condensateur contenant le quartz, aux amortissements résultant de l'introduction d'une résistance de graphite d'ordre de grandeur connu. Le résultat de ce calcul ne nous donne pas le même ordre de grandeur que celui qu'indique Curie. D'après cet auteur, la résistance spécifique passe de  $10^{23}$  à  $6.10^{16}$  ohms  $\times$  cm entre la température ordinaire et  $300^{\circ}$ . Nous trouvons à  $244^{\circ}$

une résistance spécifique de l'ordre de  $10^8$  qui augmente ensuite, puis diminue pour atteindre de nouveau cette valeur vers  $700^\circ$ . La différence notée des ordres de grandeur provient sans doute du fait que le phénomène que nous mesurons est aussi bien l'effet de la conductibilité que des résidus.

Une si grande augmentation du module diélectrique accompagnée d'une aussi grande augmentation des causes d'absorption électrique (conductibilité et résidus) font tout naturellement penser à une *bande d'absorption*. Mais pour pouvoir vérifier cette hypothèse, il faudrait, comme nous l'avons dit, faire une série de mesures avec diverses longueurs d'onde.

Le contraste est donc frappant entre les faits rapportés sur les modules diélectriques et les faits concernant les autres phénomènes observés au voisinage du point  $\alpha - \beta$ .

Il semble même que si l'on parvient à représenter par un mécanisme la transformation qui se produit dans un cas, ce même mécanisme ne pourra, du même coup, expliquer ce qui se produit dans l'autre, et ce ne serait pas la première fois qu'on s'apercevrait que la maille du quartz est chose compliquée. Les multiples formes cristallines et amorphes sous lesquelles se présente la silice en sont déjà une preuve (3, 29, 48).

Les résultats, relatifs au quartz, des récentes découvertes de Laue, Jaeger, Bragg, de Broglie, Siegbahn, Moseley et les efforts tentés par Bohr, Kossel, Lewis et Langmuir (5), pour rendre compte de la constitution de la maille cristalline ont été résumés par Robert B. Sosman (54) dans un important article du *Journal of the Franklin Institute*. L'auteur montre que la transformation  $\alpha - \beta$  peut s'expliquer essentiellement par un déplacement des atomes d'oxygène, accompagnés de leurs électrons, dans une maille composée de 3 triplets  $SiO_2$  (voir aussi Niggli) (47a). Ce déplacement, d'abord lent, se précipite et, vers  $575^\circ$ , présente une variation brusque, puis il se ralentit en suivant une loi différente.

Nous ne pouvons songer pour notre part à proposer un mécanisme, ni même à préciser en quoi celui qui vient d'être rappelé explique ou contredit les faits que nous avons observés.

Nous nous contenterons de remarquer que, même dans leur

imprécision, ces faits semblent du moins venir à l'appui de l'existence d'ions de grande inertie dans la maille du quartz.

On sait en effet que pour rendre compte des constantes diélectriques anormales de certains gaz, étudiées par Baedeker, J. J. Thomson (58) suppose qu'un groupe d'atomes, tel que OH, peut former un doublet électrique d'un moment d'inertie assez grand pour que les vibrations lumineuses ne l'affectent pas, mais bien les radiations électriques. Et c'est encore au moyen d'une hypothèse semblable que M. Debye (13) a calculé la variation de la constante diélectrique de la glycérine lorsque la longueur d'onde varie de 1 à  $10^6$  cm, variation établie par divers observateurs: Lampa, Lang, Drude, Thwing (40). Enfin, on peut rappeler que déjà Drude (14), dans son *Précis d'optique*, attribuait la grandeur exceptionnelle de l'indice de réfraction du quartz pour les rayons infra-rouges, à la vibration de molécules, ou de parties de molécules, chargées positivement.

Mais, pour expliquer comment cette hypothèse peut s'appliquer à un solide, ou pour décider si ces ions sont rigidement liés de manière à former des doublets de moment électrique invariable, ou s'ils sont, au contraire, « liés élastiquement », ou si même, peut-être, la nature de leur liaison change lorsque la température varie (elle devrait alors changer suivant des lois différentes dans la direction de l'axe et dans une direction perpendiculaire), ou si, enfin, nous ne sommes pas en présence d'un phénomène du type électrolytique (35), il nous semble que les faits actuellement connus sont trop imprécis encore.

Que le lecteur nous permette d'exprimer en terminant notre gratitude à l'égard de M. le Prof. Perrier qui, non seulement, nous a proposé cette étude, mais nous a constamment soutenu au cours de nos recherches et nous a facilité le travail de tout son pouvoir.

*Lausanne, laboratoire de physique, et Neuchâtel ;  
mars 1924.*

OUVRAGES CITÉS

	Pages
1. ABRAHAM (H.) et BLOCH (E.): « Appareils sensibles à lampes amplificatrices pour les mesures en courant alternatifs ». <i>R. G. d'E.</i> VI, p. 227, 1919 . . . . .	166
2. BEAULARD (F.): <i>Journ. de Phys.</i> (3), IX, p. 422, 1919	165, 171
3. BECKENKAMP (J.): <i>Statische und kinetische Kristalltheorien.</i> Berlin, 1913-1915, II, p. 537-561 . . . . .	202, 205
<i>Id.</i> , p. 546 et 547. . . . .	203
4. BEDEAU: « Mesure de la const. diél. des gaz et des vapeurs au moyen des circuits à ondes entretenues ». <i>C. R.</i> , CLXXIV, p. 380, 1922 . . . . .	166
« Détermination de la const. diél. de la vapeur de mercure ». <i>C. R.</i> , CLXXV, p. 147, 1923 . . . . .	166
5. BERTHOUD (A.): <i>Les nouvelles conceptions de la matière et de l'atome.</i> Paris, 1922, p. 128-135, 253-274, 295-308 . . . . .	205
6. BLOCH (E.): Voir Abraham, n° 1.	
7. BLONDEL (A.): « Sur les systèmes à oscillations persistantes ». <i>Journ. de Phys.</i> (5), IX, p. 117-151, 1919	175
8. BLONDEL et LAVANCHY (Ch.): « Contribution à la théorie des audions ». <i>R. G. d'E.</i> VI, p. 875 seq., et p. 923, 1919 . . . . .	175
9. BERNSTEIN: Voir Landolt, n° 40.	
10. BOUASSE (H.): <i>Cours de mécanique</i> , p. 493-515 . . . . .	173
<i>Electroptique et ondes hertziennes</i> , p. 42-43 . . . . .	173
<i>Cours de magnétisme et d'électricité</i> , 2 <sup>me</sup> éd., II, p. 65	193
<i>Cours de magnétisme et d'électricité</i> , 2 <sup>me</sup> éd., III, p. 145-200. . . . .	164, 165
<i>Id.</i> , p. 162 . . . . .	166
<i>Id.</i> , p. 196. . . . .	171
<i>Etude des symétries</i> , p. 261-262 . . . . .	169
<i>Id.</i> , 260-261 . . . . .	202
11. BOUZON (R.): « Etude des diélectriques industriels ». <i>R. G. d'E.</i> , VI, p. 137-148 et 181-187, 1919 . . . . .	166, 171
12. CURIE (P.): <i>Œuvres.</i> Paris, p. 220-223 . . . . .	204
« Propriétés magnétiques des corps à diverses températures », <i>Id.</i> , p. 232. <i>Ann. de Chim. et de Phys.</i> (7), V, p. 289, 1895 . . . . .	162
13. DEBYE (P.): « Einige Resultate einer kinetischen Theorie der Isolatoren », <i>Phys. Zeitsch.</i> , XIII, p. 97, 1912.	
<i>Verhand. der Deutsch. Phys. Gesell.</i> , XV, p. 777, 1913	163, 164, 206
14. DRUDE (P.): <i>Précis d'optique</i> , trad. Boll. Paris, 1912, II, p. 168 . . . . .	206
15. FERRY (Erwin-S.): <i>Phil. Mag.</i> (5), XLIV, p. 404, 1897	172, 192, 196, 198
16. FURTH (R.): « Dielektrizitätskonstanten einiger wässrigen Lösungen und ihre Deutung nach der Dipoltheorie von Debye ». <i>Ann. der Phys.</i> (4), LXX, p. 63, 1923 . . . . .	163



	Pages
17. GAGNEBIN (S.): « Etude mécanique des oscillations entretenues ». <i>Arch. des Sc. phys. et nat.</i> (5), III, p. 296, 1921 . . . . .	173
« Recherches expérimentales sur les variations des constantes diélectriques du quartz ». <i>Arch.</i> (5), V, p. 494, 1923 . . . . .	161
18. GANS (R.): Voir Isnardi, n° 28.	
19. GARNIER: « Influence de la fréquence sur les pertes dans les diélectriques ». <i>R. G. d'E.</i> , XII, p. 459-466, 1922	171
20. GAUGAIN (J.): « Mémoire sur les relations qui rattachent la théorie de la distribution statique de l'électricité à la théorie de la propagation », <i>Ann. de Chim. et de Phys.</i> (3), LXIV, p. 174-229, 1862	193
21. GEYGER (W.): « Ein Verfahren zur Messung dielektrischer Energieverluste in Kondensatoren ». <i>Helios</i> XXVII, p. 442, 1921. . . . .	171
22. GILL (B): « Une méthode de mesure du pouvoir induct. spécif. de l'air ». <i>Radio Rev.</i> , II, p. 450, 1921	166
23. GORDON et KALLMANN: « Zur Theorie der Dispersion in einem System asymmetrischer Dipole ». <i>Ann. der Phys.</i> (4), LXX, p. 121, 1923 . . . . .	163
24. GRAFFUNDER (W.): « Ueber die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Benzol, Aceton, Glycerin v. d. Temperatur ». <i>Ann. der Phys.</i> (4), LXX, p. 225, 1923 . . . . .	163
25. GUTTON (C.): <i>La lampe à trois électrodes</i> , Paris, 1923. et les articles de la <i>R. G. d'E.</i> : « La lampe valve à trois électrodes », V, p. 629, 1919 ; « Entretien des oscillations électriques par une lampe valve à trois électrodes », VI, p. 14, 1919 « La télégraphie et téléphonie sans fils par lampe », VI, p. 365, 1919 . . . . .	175, 176
26. GUTTON et TOULY: « Oscillations de courtes longueurs d'onde », <i>C. R.</i> , CLXVIII, p. 271, 1919 . . . . .	192
27. GUYE (Ch.-E.): Voir Pazziani, n° 48.	
28. ISNARDI (H.) et GANS (R.): « Die D. K. und der Brechungsexp. v. Flüssigkeiten ». <i>Phys. Zeit.</i> , XXII, p. 230, 1921 . . . . .	163
29. JAEGER (F.-M.): <i>Eine Anleitung zu exacten physikochemischen Messungen bei hoher Temperatur</i> . Groningue, p. 105 . . . . .	205
30. JANET (P.): <i>Leçons d'électrotechnique</i> , II, p. 146	173
31. JAQUEROD (A.): « Mesure des capacités ». <i>Arch.</i> (4), XLIV, p. 62, 1917 . . . . .	194
32. JAQUEROD et MUGELI: « Recherches sur les anomalies diélectriques du verre de silice ». <i>Arch.</i> , (5), IV, p. 10 et p. 89, 1922 . . . . .	164, 165, 171
33. JEZEWSKY: « Sur les variations des const. diél. et des densités de quelques liquides avec la température ». <i>Journ. de Phys. et Radium</i> (6), III, p. 293-308, 1922	163, 166

	Pages
34. JOACHIM (H.) : « Ueber die Messung der D. K. in der Wheatstoneschen Brücke bei Anwendung hoher Frequenzen ». <i>Ann. der Phys.</i> (4), XL, p. 570-596, 1919 . . . . .	166
35. JOFFÉ (A.) et RÖNTGEN (W. C.) : « Elektrizitätsdurchgang durch Kristalle ». <i>Ann. der Phys.</i> (4), XLII, p. 461, 1923 . . . . .	167, 206
36. KALLMANN : Voir Gordon, n° 23.	
37. LANGEVIN (P.) : <i>Annales de Chim. et de Phys.</i> (8), V, p. 70, 1905 ; <i>Journ. de Phys.</i> (4), IV, p. 678, 1905 . . . . .	162, 163
38. LATOUR (M.) : « Amplificateurs divers ». <i>R. G. d'E</i> , VI, p. 709, 1919 . . . . .	175
39. LE CHATELIER (H.) : <i>C. R.</i> , CVIII, p. 1046, 1889 <i>Bull. Soc. franç. Minéralogie</i> , XIII, p. 112, 1890 . . . . .	168, 201, 203
40. LANDOLT-BERNSTEIN : <i>Tables</i> , 1905, p. 767-768 <i>Id.</i> , 770 . . . . .	164 206
41. LAVANCHY (Ch.) : Voir Blondel, n° 8.	
42. LORENTZ (H.-A.) : <i>The Theory of Electrons</i> . Leipzig, 1919, note 54, p. 303 . . . . .	163
43. MALCLÈS (L.) : <i>Recherches expérimentales sur les diélectriques</i> . Thèse. Paris, 1908 . . . . .	164
44. MALLARD et LE CHATELIER : <i>Ann. de Chim. et de Phys.</i> (7), VI, p. 92, 1895 . . . . .	201
45. MANDROT (R. de) : Voir Perrier, n° 50.	
46. MUGELI : Jaquerod n° 32.	
47. NERNST : « Methode zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten ». <i>Zeitsch. f. Physikalisch. Chem.</i> , XIV, p. 622-663, 1894 . . . . .	170
47a. NIGGLI (V. P.) : <i>Lehrbuch der Mineralogie</i> . Berlin, 1920, p. 336 . . . . .	205
48. PAZZIANI (A.) et GUYE (Ch.-E.) : « Influence du recuit sur le frottement intérieur des fils de quartz aux températures élevées ». <i>Arch.</i> (5), VI, p. 47, 1924 . . . . .	205
49. PERRIER (A.) : « Hypothèse de polarisations diélectriques spontanées et quelques-unes de ses conséquences expérimentales ». <i>Arch.</i> (4), XLI, p. 492-497, 1916 . . . . .	162, 163, 203
50. PERRIER (A.) et MANDROT (R. de) : « Elasticité et symétrie du quartz aux températures élevées ». <i>Mém. de la Soc. Vaud. des Sc. nat.</i> , n° 7, p. 333-364, 1923 . . . . .	195, 202, 203
51. PERRIER (A.) et ROUX (M <sup>lle</sup> H.) : « Sur la possibilité de la calorimétrie adiabatique par voie électrique aux températures élevées et son application au quartz cristallisé ». <i>Mém. de la Soc. Vaud. des Sc. nat.</i> , n° 3, p. 109-136, 1923 . . . . .	203
52. RÖNTGEN : Voir Joffé, n° 35.	

	Pages
53. SAUZIN : « Sur la propagation dans l'eau d'oscillations électriques entretenues et sur la const. diél. de l'eau ». <i>C. R.</i> , CLXXI, p. 164, 1920 . . . . .	166
54. SOSMAN (R. B.) : « A theory of the structure and polymorphism of silica ». <i>Journ. of the Franklin Institute</i> , CXCIV, n° 6, déc. 1922, p. 741 . . . . .	205
55. STEINHAUS (W.) : « Ueber die dielektrischen Verluste in Kolophonium... ». <i>Jahrb. d. drahtl. Teleg.</i> , XVIII, p. 29, 1921 . . . . .	171
56. TANGL (K.) : « Ueber die D. K. der Luft bei hohem Druck ». <i>Ann. der Phys.</i> , XXIII, p. 559-574, 1917	170
57. THEODORTSCHICK : « Zur Bestimmung der D. K. im elektromagnetischen Spectrum ungedämpfter Schwingungen ». <i>Phys. Zeitsch.</i> , XVII, p. 344-346, 1922 . . . . .	163, 166
58. THOMSON (J.-J.) : « The forces between atoms and chemical affinity ». <i>Phil. Mag.</i> (6), XXVII, p. 758-789, 1914 . . . . .	163, 206
59. TOULY : Voir Gutton, n° 26.	
60. TURNER (B.) : « Ueber D. K. von reinen Flüssigkeiten ». <i>Zeitsch. für phys. Chemie</i> , XXXV, p. 385-430, 1900 . . . . .	170
61. VALASEK (J.) : « Piezo-electric activity of Rochelle salt under various conditions ». <i>Phys. Review</i> (2), XIX, p. 478-491, 1922 . . . . .	203
62. WAGNER (K. W.) : <i>E. T. Z.</i> , XXXI, p. 1001, 1911 <i>Id.</i> , 1912, p. 635 ; <i>Verhand. der Deutsch. Phys. Gesell.</i> , p. 45, 1913 . . . . .	171
63. WAGNER (K.-W.) und WERTHEIMER : « Ueber genaue Messungen der dielektrischen Verlustwinkel und der Kapazität mit der Wechselstrombrücke sowie über die Bestimmung der Phasenfehler von Widerständen ». <i>Phys. Zeitsch.</i> , XIII, p. 368-375, 1912 . . . . .	171
64. WEISS (P.) : « Les moments magnétiques des atomes ». <i>Idées modernes sur la constitution de la matière</i> . Paris. 1913, p. 332-356 <i>Journ. de Physique</i> (5), I, p. 977, 1911 . . . . .	162
65. WELLMANN (E.) : « Unmittelbare Messung der betriebsmässigen Kapazität », <i>E. T. Z.</i> , p. 457, 1923 . . . . .	171
66. WIEN (M.) : « Messung der Induktionskonstanten mit dem <i>Optischen Telephon</i> ». <i>Wied. Ann.</i> , XLIV, p. 689-712, 1891 . . . . .	171
67. ZICKNER : « Neuere Messungen dielektrischer Verluste ». <i>E. T. Z.</i> Heft. 32, 1923, p. 762. . . . .	171