Mesures électriques dans le circuit de l'étincelle

Objekttyp: **Chapter**

Zeitschrift: **Mémoires de la Société Fribourgeoise des Sciences Naturelles. Mathématique et physique = Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft in Freiburg. Mathematik und Physik**

Band (Jahr): **1 (1904)**

Heft 2: **Influence de l'intensité maximum du courant sur le spectre de la décharge oscillante**

PDF erstellt am: **26.05.2024**

Nutzungsbedingungen

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

Haftungsausschluss

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

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

http://www.e-periodica.ch

IIIe PARTIE.

Mesures électriques dans le circuit de l'étincelle.

Chapitre I.

LE CALCUL DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

Nous avons dans la préface émis l'hypothèse que la production des lignes spectrales devait dépendre pour une part de l'énergie maxima du courant oscillatoire qui entretient l'étincelle. Des travaux de M. H. Koch[1] il résulte que l'équation caractéristique de l'étincelle est :

$$v = a + \frac{b}{i}$$

où v est la tension aux bornes des électrodes, i l'intensité du courant, a et b deux constantes ; a s'exprime en volt, b en watt ; ces deux constantes ne dépendent que de la longueur de l'étincelle. Se fondant sur ces travaux, M. A. Heydweiller,[2] a repris l'étude des décharges oscillantes avec étincelle[3]; il a montré dans un récent article que l'énergie de l'étincelle dans le temps dt peut être représenté par :

$$vidt = aidt + bdt.$$

«Il est possible, dit M. Heydweiller, que dans les gaz, en outre de l'énergie représentée par cette équation, il se produise encore de la chaleur de Joule. Si le cas est ainsi, l'équation caractéristique de la forme :

$$v = a + \frac{b}{i}$$

est incomplète et l'on doit ajouter au côté droit un terme wi. Mais

[1]) H. Koch, Annalen der Physik *15*, p. 866, 1904.

[2]) A. Heydweiller, Energie, Dauer, dämpfende Wirkung und Widerstand von Kondensatorfunken. Ann. der Physik *19*, p. 649, 1906.

[3]) Dans l'article que nous citons, M. Heydweiller reprend la théorie de la décharge oscillante avec étincelle en tenant compte de la formule ci-dessus : $v = a + \frac{b}{i}$. Par suite des conditions expérimentales spéciales, cette intéressante méthode n'était que très difficilement applicable à nos recherches dans les gaz.

d'après les mesures faites jusqu'à maintenant, ce terme additionnel, s'il existe, est d'un ordre de grandeur inférieur par rapport aux deux autres et peut, dans la plupart des expériences, être laissé de côté.[4] »

L'expression ci-dessus est applicable pour le calcul de l'énergie instantanée.

Nous admettons donc que l'énergie maximum est en première approximation proportionnelle à l'intensité maxima du courant, et non pas au carré de cette intensité.

Nous avons cherché à déterminer cette intensité maxima, en nous servant du développement théorique qu'a donné Sir W. Thomson (Lord Kelvin) pour la décharge oscillante.[5] Nous avons aussi consulté les plus récents travaux parus sur les oscillations dans un circuit contenant des condensateurs et une étincelle ; en particulier, les recherches de ces dernières années, dans le domaine de la télégraphie sans fil, nous ont été particulièrement utiles pour établir la méthode de mesure la plus adéquate et la plus simple.

La plupart des développements qui composent ce chapitre sont déjà connus. Nous les présentons en raccourci autant que le permet notre but : donner aux spectroscopistes une méthode dont le fondement théorique soit bien établi et en même temps facile à appliquer. C'est d'ailleurs, à notre connaissance, la première fois que les méthodes de mesures employées dans la télégraphie sans fil sont appliquées à la spectroscopie.

La théorie de Thomson pour la décharge oscillante d'un condensateur nous donne pour l'intensité du courant l'expression :

$$i = e^{\frac{-\omega}{2L}\cdot t}\left\{ C\,V_0 \sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{\omega^2}{4L^2}}\left(1+\frac{\frac{\omega^2}{4L^2}}{\frac{1}{LC}-\frac{\omega^2}{4L^2}}\right) sin \sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{\omega^2}{4L^2}}\cdot t \right\}$$

où ω est la résistance ohmique du circuit, L, le coefficient de self-induction, C, la capacité, V_0, la différence de potentiel aux bornes des condensateurs.

---

[4]) A. HEYDWEILLER, Über Dämpfung und Widerstand in Kondensatorfunken. Ann. der Physik *25*, p. 48, 1908, et pour la citation p. 59—60.

[5]) Phil. Mag. (4) *5*, p. 393, 1855.

La condition pour que la décharge soit oscillante est $\frac{\omega^2}{4\,L^2} < \frac{1}{LC}$

$$\text{Posons } \frac{\omega^2}{4\,L^2} = a^2 \text{ et } \frac{1}{LC} = b^2 \qquad a^2 < b^2$$

l'équation devient :

$$i = e^{-at}\left\{ C\,V_0 \sqrt{b^2 - a^2}\left(1 + \frac{a^2}{b^2 - a^2}\right) sin \sqrt{b^2 - a^2} \cdot t \right\}$$

Cette équation a son maximum pour :

$$\sqrt{(b^2 - a^2)} \cdot t = \frac{\pi}{2}$$

$$t = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b^2 - a^2}}$$

Si a^2 est négligeable vis-à-vis de b^2

$$t = \frac{1}{b} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2}\sqrt{L\,C}$$

En admettant que

$$e^{-at} = e^{-\frac{\omega}{2\,L} \cdot \frac{\pi}{2} \sqrt{L\,C}} \text{ est égal à } 1.$$

nous avons :

$$J_{max.} = C\,V_0 \sqrt{\frac{1}{L\,C}} = \frac{C\,V_0}{\sqrt{L\,C}} \qquad (1)$$

La fréquence de l'oscillation électrique est :

$$n = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4\,L^2}}$$

Et la durée d'une oscillation, la période est :

$$T = \frac{2\,\pi}{n\,\pi} = \frac{2\,\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4\,L^2}}}$$

que nous pouvons écrire :

$$T = \frac{2\,\pi\,\sqrt{L\,C}}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2\,C}{4\,L}}}$$

Si $\frac{\omega^2 C}{4 L}$ est très petit par rapport à l'unité, nous trouvons la formule connue de Lord Kelvin :

$$T = 2 \pi \sqrt{L C} \text{ et } n = \frac{1}{\pi \sqrt{L C}} \tag{2}$$

En admettant que la vitesse de propagation des oscillations électriques est égale à la vitesse de la lumière, nous pouvons, connaissant cette vitesse, passer de l'expression de la période à celle de la longueur d'onde. Nous savons, en désignant par λ la longueur d'onde, par v la vitesse de la lumière que :

$$\lambda = v T$$

$$\lambda = 2 \pi v \sqrt{L C}$$

Exprimons L en unités électromagnétiques, C en unités électrostatiques. Multiplions cette valeur de C par une constante qui est pour l'expression de la capacité la constante de proportionnalité entre les deux systèmes d'unité. Nous avons :

$$\lambda = 2 \pi v \cdot \sqrt{\frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \cdot L_{cm} C_{cm}}$$

$$\lambda = \frac{2 \pi v}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

La vitesse de la lumière est justement 3.10^{10} cm ; il nous reste cette expression remarquable

$$\lambda_{cm} = 2 \pi \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

Lorsqu'on exprime la self-induction en *cm* dans le système électromagnétique, et la capacité en *cm* dans le système électrostatique, l'application de la formule ci-dessus donne directement la longueur d'onde en *centimètres.*

Reprenant l'équation (1) nous pouvons dès lors écrire :

$$J_{max.} = \frac{C V_0}{\sqrt{LC}} = \frac{2 \pi V_0 C}{2 \pi \sqrt{L C}} = \frac{2 \pi V_0 C \cdot 3.10^{10}}{\lambda} \tag{3}$$

Les équations que nous venons d'établir restent vraies dans leur généralité, lorsque l'on introduit dans le circuit une distance explosive

où éclate une étincelle. Nous n'avons pas eu l'occasion de montrer que, même sans étincelle dans le circuit, celui-ci est le siège d'un amortissement, d'ailleurs faible, des oscillations électriques.

La présence de l'étincelle qui absorbe la plus grande partie de l'énergie de la décharge, augmente considérablement l'amortissement. Pour nos déterminations de l'intensité maximum des oscillations électriques, l'amortissement ne peut troubler nos calculs; puisque nous considérons la valeur maximum du courant pendant la première oscillation, sans nous intéresser aux valeurs maxima plus petites des oscillations qui suivent.

Cependant, il est intéressant de connaître approximativement la valeur de l'amortissement; nous pouvons de cette connaissance tirer la valeur approchée de la résistance totale du circuit; aucune méthode expérimentale directe ne peut, à cause de la présence de l'étincelle, nous donner la valeur de cette résistance.

Considérons deux amplitudes successives du courant A_1 et A_2 de même sens et séparés par une période T; prenons leur rapport:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{e^{-at}}{e^{-a(t+T)}} = e^{aT}$$

$$\log \frac{A_1}{A_2} = a\,T = \delta$$

δ est appelé décrément logarithmique des oscillations. En nous reportant au calcul complet de la décharge oscillante nous pourrons voir que a est égal à $\frac{\omega}{2\,L}$; il vient donc:

$$\delta = \frac{\omega}{2\,L} \cdot T \tag{4}$$

Nous ne voulons retenir des différents travaux sur l'amortissement des oscillations électriques que les conclusions suivantes [6] qui intéressent plus spécialement nos recherches:

1° La valeur absolue du décrément d'un circuit à faible résistance ohmique métallique, et dont la capacité est comprise entre 180 et

---

[6]) ZENNECK, Elektromagnetische Schwingungen u. Drahtlose Telegraphie. Enke, Stuttgart 1905, p. 375—385. Edition française chez Gauthier-Villars 1909.

9000 cm, varie, pour une valeur optimum de la longueur de l'étincelle entre 0,15 et 0,05.[7]

2° En substituant dans (4) la valeur de $T = 2\pi\sqrt{LC}$ il vient $\delta = \pi\omega\sqrt{\frac{C}{L}}$ l'amortissement sera d'autant plus faible que la résistance ohmique et la capacité du circuit oscillant seront plus petites et que la self-induction sera plus grande. La valeur de δ croît proportionnellement à la résistance, à la racine carrée de la capacité et en raison inverse de la racine carrée de la self-induction.[8]

3° La résistance moyenne de l'étincelle (ce qui veut dire la résistance qui consommerait la même énergie que l'étincelle)[9] entre 1 mm et 5 mm est de l'ordre de l'ohm ; elle croît beaucoup moins vite que la longueur de l'étincelle, et elle est à peu près la même pour des électrodes de cadmium et de platine.[10]

En résumé il faut pour pouvoir appliquer les formules simplifiées que nous avons établi plus haut

1° que le produit $\frac{\omega^2 C}{4L}$ soit très petit par rapport à l'unité, en d'autres termes que $\frac{\omega^2}{4L^2}$ soit négligeable vis-à-vis de $\frac{1}{LC}$.

2° que l'exponentielle $e^{-\frac{\omega}{2L}\cdot\frac{\pi}{2}\sqrt{LC}}$ soit égale à l'unité ;

3° que les oscillations électriques dues à une décharge soient complètement amorties lorsque les condensateurs sont prêts à se décharger de nouveau. Sinon des phénomènes d'interférences rendraient impossible l'application des formules simples.

Il nous est facile par les méthodes que nous indiquons dans le chapitre suivant de déterminer les valeurs de C, L, V_0 qui entrent dans les formules (1) et (3). Nous devons tout d'abord vérifier les condi-

---

[7]) G. REMPP, Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke. Inaug.-Dissert. Strassburg 1905.

[8]) A. TURPAIN, La télégraphie sans fil, 2e édition, Gauthiers-Villars, p. 174.

[9]) Voir à ce sujet les réserves que fait M. Heydweiller sur la notion «résistance de l'étincelle», «Funkenwiderstand», Ann. der Physik *25*, p. 58, 1908.

[10]) C. F. WINKELMANN, Handbuch der Physik, Bd. V, 1908, p. 609, et les nombreux articles de Battelli et Magri. Phys. Zeitschrift 1902, *3*, p. 542, et 1903, *4*, p. 181.

tions de possibilité et pour cela connaître la valeur totale ω de la résistance.

En admettant que le décrément logarithmique soit égal à la valeur maximum observée jusqu'ici dans des conditions analogues à celles de nos expériences,[11] nous pouvons de la formule (4) calculer la résistance totale du circuit.

En l'appliquant pour la plus grande valeur de L nous trouvons : [12]

$$\omega = \frac{2 L \delta}{T} = \frac{L \delta}{\pi \sqrt{L C}} = \frac{\delta}{\pi} \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{5}$$

$$\omega = \frac{0{,}15}{3{,}14} \sqrt{\frac{3.66 \cdot 10^{5}.9}{4.970 \cdot 10^{-20}}} = 12{,}2 \cdot 10^{9} = \textit{12,2 ohms}$$

Cette valeur est la plus grande que puisse atteindre la résistance totale. D'ailleurs nous avons adopté pour le décrément logarithmique une valeur maximum. D'après les recherches de M. Rempp et les mesures approchées que nous avons faites nous serons plus près de la réalité en introduisant dans nos calculs une valeur du décrément logarithmique égale à 0,06—0,08 et non à 0,15. La résistance totale est alors de 6,1 ohms; ce chiffre correspond beaucoup mieux aux résultats indiqués dans les travaux que nous avons cités plus haut. Nous tenons cependant à montrer que même pour les cas limites ($\partial = 0{,}15$), l'application des formules de Lord Kelvin au calcul de l'intensité maximum du courant est tout à fait justifiée.

(En mesurant la résistance du circuit métallique, nous avons obtenu, pour la plus grande valeur de la self-induction, une résistance ohmique de 0,513 ohm.)

Vérifions la première condition :

$$\frac{\omega^2 C}{4 L} = O$$

en remplaçant ω^2 par sa valeur (5) il vient :

$$\frac{\omega^2 C}{4 L} = \frac{\frac{\partial^2 L}{\pi^2 C} C}{4 L} = \frac{\partial^2}{4 \pi^2}$$

---

[11]) C. F. REMPP, loc. cit., page 27.

[12]) Les valeurs introduites dans la formule sont le résultat des mesures décrites au chapitre suivant.

La vérification de cette condition est indépendante de la période, si le décrément logarithmique est dans les limites des expériences, constant pour toutes les longueurs d'ondes.

Il vient donc en remplaçant ∂ par 0,15 :

$$\frac{\partial^2}{4\,\pi^2} = 5{,}7 \times 10^{-4}$$

Si au lieu de considérer la valeur maximum du décrément logarithmique nous introduisons dans nos calculs la valeur la plus probable comprise entre 0,06 et 0,08, le nombre ci-dessus est alors à diviser par quatre.

Il est déjà dans les conditions où nous l'avons calculé, suffisamment petit.

Passons à la seconde condition :

$$e^{-\frac{\omega}{2\,L}\cdot\frac{\pi}{2}\sqrt{L\,C}} \text{ doit être égal à l'unité.}$$

Il nous suffira de le vérifier pour les valeurs les plus grandes de la self. Remarquons que nous pouvons écrire l'exposant :

$$\frac{\omega}{8\,L}\cdot 2\,\pi\sqrt{L\,C} = \frac{1}{4}\cdot\frac{\omega}{2\,L}\,T$$

or $\frac{\omega}{2\,L}\,T$ est le décrément logarithmique que nous avons pris avec sa valeur maximum 0,15, il vient donc :

$$e^{-\frac{\omega}{2\,L}\cdot\frac{\pi}{2}\sqrt{L\,C}} = e^{-\frac{0{,}15}{4}} = e^{-\frac{3}{80}} = 0{,}963$$

Si nous prenons 0,06 pour le décrément logarithmique l'exponentielle devient égale à 0,985.

Remarquons que ces valeurs ne dépendent que de l'amortissement. Leur approximation est suffisante pour que nous puissions poser l'exponentielle égale à l'unité. D'ailleurs en nous rapportant à une remarque faite plus haut (page 91), nous ne considérons que l'intensité maxima de la première oscillation ; pour elle, le décrément logarithmique est évidemment nul ; nous avons dans ce cas l'exponentielle identique à l'unité.

La troisième condition est facile à remplir : Les condensateurs sont chargés par la bobine d'induction tous les 10^{-2} seconde. La période

des oscillations les plus longues est égale $8{,}9 \cdot 10^{-6}$; en $^1/_{100}$ de seconde, dans l'intervalle de deux charges successives, il peut se produire $10^4 \cdot \frac{1}{8{,}9}$ oscillations.

Soit A_0 l'amplitude maximum du courant dans la première oscillation ; soit A cette amplitude après $\frac{10^4}{8{,}9}$ oscillations ; nous avons :

$$\frac{A_0}{A} = \frac{e^{-at}}{e^{-a(t+T)}} = e^{aT,} = e^{\frac{\omega}{2L}T,} = e^{165} = 4{,}54 \cdot 10^{71}$$

ou $T, = {}^1/_{100}$; $\omega = 12{,}1 \cdot 10^9$; $L = 3{,}66 \cdot 10^5$

Un calcul simple nous montre qu'après 10 oscillations, l'intensité maximum de la première oscillation se rapporte à l'intensité maximum de la 10e comme 4,35 à l'unité ; de la 20e comme 51,41 à l'unité, de la 100e comme $2{,}4 \cdot 10^6$ à l'unité.

Cherchons le temps nécessaire à la réduction de l'intensité par l'amortissement au millième de sa valeur.

$$1000 = e^{1{,}65 \cdot 10^4 x} \qquad x = 4{,}18 \cdot 10^{-4} \text{ seconde.}$$

Nous trouvons $4{,}18 \cdot 10^{-4}$ seconde ; il s'est produit jusque là environ 47 oscillations.

Ainsi après 4,18 dix millièmes de seconde la valeur de l'intensité du courant est déjà presque nulle.

Pour rendre ces chiffres plus suggestifs supposons que nous ayons affaire à des oscillations 10^4 fois moins rapides. Si l'intensité est maximum au temps zéro, après 4,18 secondes, elle est réduite au millième de sa valeur, après 100 secondes seulement les condensateurs donneront une nouvelle décharge.

Après nous être assuré de l'application des formules, il nous reste à mesurer les valeurs inconnues qui entre dans l'équation :

$$J_{max} = \frac{2\pi V_0 C \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda} = \frac{2\pi C V_0}{2\pi\sqrt{LC}} 3 \cdot 10^{10}$$

Ce sont d'abord la longueur d'onde λ ;
puis L, la self-induction ;
puis C, la capacité ;
et enfin V_0, la différence de potentiel maxima aux bornes des condensateurs.

Le chapitre suivant est consacré à ces mesures.

Chapitre II.

LES MESURES DANS LE CIRCUIT DE L'ÉTINCELLE.

Nous avons vu dans le second chapitre de la deuxième partie de ce travail que le circuit secondaire est composé de condensateurs, réunis en séries, d'une bobine de self et d'une étincelle.

Nous avons choisi une valeur de la capacité qui soit comprise entre les valeurs des capacités employées par MM. Neculcéa et Berndt. Nous avons voulu, aussi bien pour les mesures électriques que pour les photographies spectrales, partir de la valeur la plus petite de la self-induction qu'il nous était possible d'obtenir. A ce propos, nous ne voyons pas l'utilité de la classification de M. Néculcéa [13] qui appelle *étincelle condensée* et même ordinaire, celle qui est alimentée par une décharge de condensateurs dans un circuit sans self-induction apparente ; la désignation d'étincelle oscillante est par lui réservée aux effets lumineux de la décharge d'une batterie de condensateurs, à travers une self-induction et entre électrodes métalliques. A notre avis, il n'y a pas de différence essentielle entre ces deux décharges. La première est oscillante comme la seconde ; mais elle a une fréquence et une intensité de courant beaucoup plus grandes, puisque la self-induction du circuit rectiligne est très petite.

Pour l'étude des changements d'intensité maxima du courant sous l'action de la self-induction, nous avons divisé notre bobine de self-induction en 8 parties égales comprenant chacune 8 spires. Nous les avons numérotèes de 1 à 8, réservant l'indication zéro à la valeur de la self propre du circuit, sans introduction d'autre self-induction. Pour les recherches spectroscopiques, nous n'avons utilisé que les 8 valeurs désignées de *0* à *7*.

Quelques expériences préliminaires nous ont montré le peu d'influence du métal employé comme électrodes et du gaz ambiant sur la longueur d'onde des oscillations. A ce sujet nous devons remarquer que les décharges dans l'hydrogène sont beaucoup plus régulières et se prêtent beaucoup mieux aux mesures que dans l'oxygène ; nous attribuons ce fait à la désoxydation des électrodes par le gaz. Nous avons employé le cuivre comme électrodes dans l'hydrogène, le zinc, ou mieux l'argent, comme électrodes dans l'oxygène. Toutes les électrodes étant

---

[13]) E. NÉCULCÉA, loc. cit., p. 16—20, p. 25.

de même forme, avaient même grandeur et même surface, sauf pour les électrodes cylindriques de platine. D'ailleurs, après les expériences de Rempp sur la relation entre le décrément logarithmique et la grosseur des électrodes, celui-ci ne varie pas, tant que la longueur de l'étincelle est inférieure à 10 mm.[14] En général, les mesures pour être exactes demandent un temps assez long, pendant lequel l'étincelle qui éclate dans l'enceinte à gaz, l'échauffe ; il est nécessaire pour assurer la bonne concordance des résultats, d'interrompre fréquemment le courant pour laisser le gaz se refroidir ; les premières mesures après cet arrêt sont les meilleures et doivent seules être introduites dans les calculs.

La bobine d'induction, qui est actionnée par du courant alternatif et charge les condensateurs, doit être située assez loin de la table des mesures afin d'éviter que le champ magnétisant alternatif trouble les résultats.

Le fondement de nos mesures repose sur l'emploi de la méthode de résonnance. Soient deux circuits voisins comprenant chacun comme partie principale un condensateur, et une bobine de self-induction.

A = Ampèremètre thermique.
N = Bobine de self.
C = Condensateur réglable.

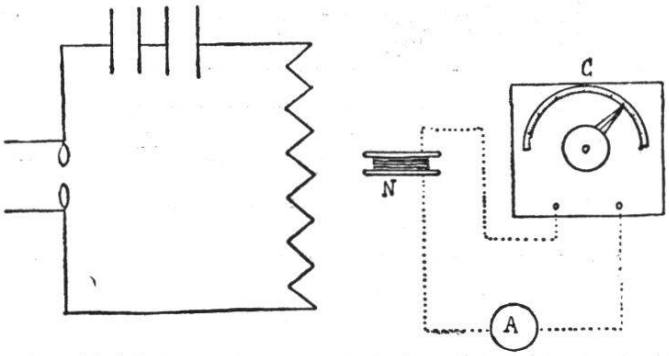

Figure 14 : Le circuit de mesure.

Dans le premier de ces circuits est intercalé une étincelle ; nous l'avons appelé circuit de décharge, et les détails en sont décrits plus haut.[15] Le second possède encore, en série avec le condensateur et la self, un ampèremètre thermique. Le condensateur de ce circuit est réglable, la self a une valeur connue. Le circuit de décharge induit dans le second circuit une force électromotrice qui est maximum lorsque :

$$L_1 C_1 = L_2 C_2$$

[14]) G. REMPP, loc. cit., p. 40 et 34.

[15]) Voir page 77, IIe partie.

Lorsque les produits des selfs-induction par les capacités correspondantes sont égaux, l'intensité du courant induit passe par un maximum et la déviation de l'ampèremètre atteint sa plus grande élongation : nous disons dans ce cas qu'il y a résonnance. T étant la période, sa valeur dans les deux circuits est :

$$T = 2\pi\sqrt{L_1 C_1} = 2\pi\sqrt{L_2 C_2}$$

L'ampèremètre, construit par Hartmann et Braun, Francfort, est à fil chaud. L'échelle comprend 10 divisions correspondant chacune à $^1/_{100}$ d'ampère. Le condensateur [16] réglable est représenté en coupe par la figure ci-jointe. Il a l'aspect d'un électromètre multicellulaire à cellules très serrées dans lesquelles peuvent s'introduire parallèlement aux parois horizontales, des plaques de métal portées par un axe, et parallèles entre elles. L'axe se termine par un bouton moleté, il porte un index qui se déplace sur les divisions en degré d'un demi-cercle gravé sur le couvercle du vase qui contient les cellules. En tournant ce bouton moleté, on fait pénétrer les plaques mobiles dans les cellules. La capacité augmente proportionnellement à l'angle de rotation sauf aux divisions extrêmes de 0° à 10° et de 170° à 180°. Les bords des plaques occasionnent quelques perturbations. La capacité peut varier dans les limites que nous venons d'indiquer de 300 à 2260 cm.

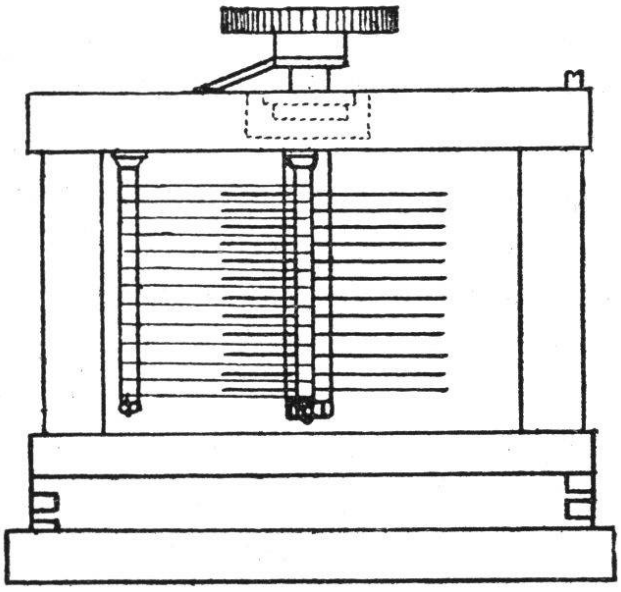

Figure 15 : Le condensateur réglable.

Nous avons utilisé deux bobines de self-induction d'environ $^{15}/_{10\,000}$ et $^1/_{10\,000}$ henry. Du fil de cuivre bien isolé de $^9/_{10}$ de mm a été bobiné dans la gorge d'un disque de bois ; la valeur de la self-induction a été calculée par la formule suivante :

---

[16]) Dr. E. NESPER, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907.

$$L = 2Nl\left\{\left(1+\frac{h^2}{32\,r^2}\right) log.\,nat.\,\frac{8\,r}{\sqrt{h^2+\delta^2}} - y_1 + \frac{h^2}{16\,r^2}\,y^2\right\}$$
$$+\ log.\,nat.\,\frac{g}{\delta} - \Delta\ C.\,G.\,S.$$

où N est le nombre de tours de fil, h l'épaisseur de la bobine selon l'axe, g le pas de l'hélice, r le rayon d'un tour, δ le diamètre du fil, l sa longueur ; les valeurs de y_1 et y_2 dépendent de $\frac{\delta}{h}$; elles sont données dans des tables spéciales,[17] il en est de même de Δ qui est fonction de N et de g. Cette formule empirique n'est valable à la haute fréquence que pour des bobines contenant au plus 10 tours de fil.

Pour vérifier expérimentalement les résultats de la formule, nous avons utilisé à basse fréquence et à basse tension les deux appareils construits par la maison Siemens et Halske à Berlin et décrits par M. Dolezalek.[18]

L'un sert à mesurer les selfs comprises entre 1 henry et 0,001 henry (10^9 et 10^6 cm). L'autre pour les selfs plus faibles à partir de 0,0001 h. (10^5 à 10^2 cm).

Un pont de Wheatstone à fil, où le téléphone peut, par la simple manœuvre d'une fiche, remplacer le galvanomètre, permet d'égaliser les résistances avec le courant continu ; en lui substituant le courant alternatif produit par un microphone vibrant sous l'action d'un électro-aimant (Summer), le téléphone accuse un bruit qui s'annule par le déplacement du contact mobile qui amène le rapport des segments du fil à être égal à celui des selfs-inductions. Les deux modèles sont fondés sur le même principe ; cependant dans la mesure des faibles coefficients de self-induction, le minimum correspondra plutôt à un point du fil où, même avec le courant alternatif les résistances du circuit sont équilibrées, et non au point où le sont les selfs-inductions.

Pour permettre une bonne séparation des deux minimum, le pont est muni d'une self-induction normale à self réglable. Les étalons de self-induction sont enroulés avec du cordon dont chaque fil fin est isolé ; ceci pour éviter sous l'action de la haute fréquence, les courants giratoires (Wirbelströme) dans la masse du fil. La bobine de self-induction de l'ordre de $^1/_{10\,000}$ d'henry fut mesurée avec le premier pont :

---

[17]) ZENNECK, loco citato, p. 997 et 998.

[18]) F. DOLEZALEK. Z. für Instrumentenkunde *23*, S. 240, 1903.

nous avons trouvé $1{,}55 \cdot 10^{-3}$ h. soit $1{,}55 \cdot 10^{6}$ cm ; la deuxième bobine avec le second pont qui nous donna $1{,}005 \cdot 10^{-4}$ h. ou 10^{5} cm.

Il n'était cependant pas suffisant de mesurer la valeur des self-inductions à basse fréquence ; nous ne savions pas si la valeur de la self n'était, à haute fréquence, diminuée par la capacité qu'offre toujours une bobine à plusieurs tours de fil de cuivre.

Nous appellerons dorénavant circuit (A) le circuit de l'étincelle, circuit (B) le circuit que la manœuvre du condensateur réglable amène à la résonnance. Dans le circuit (B) nous introduisons à la place de la bobine de self un communateur à deux directions permettant de la remplacer par une bobine étalon de self-induction. Le circuit (B) est amené à la résonnance une fois avec la bobine étalon, comme self-induction, une seconde fois avec la bobine dont on veut mesurer le coefficient.

Soit L_1 la valeur de l'étalon de self.

C_1 la capacité correspondante au moment de la résonnance.

L_2 la valeur de la self de la bobine.

C_2 la capacité correspondante à L_2, à la résonnance,

nous avons :

$$L_1 C_1 = L_2 C_2$$

Nous avons trouvé par cette méthode pour la première bobine $1{,}48 \cdot 10^{6}$ cm et pour la seconde 10^{5} cm.

Les étalons de self-induction que nous avons employées étaient garanties sans capacité et sans courant giratoire.[19] Les expériences ont été répétées avec des longueurs d'onde différente, des oscillations électriques. Les résultats que nous indiquons sont les moyennes d'une série de déterminations.

1. Recherche de la longueur d'onde des oscillations électriques.

Nous avons trouvé la formule

$\lambda = 2\pi\sqrt{LC}$ où λ est exprimé en centimètres,

L en unités $C.\ G.\ S.$ électromagnétiques,

et C en unités $C.\ G.\ S.$ électrostatiques.

Pour trouver la série des longueurs d'onde se rapportant aux selfs-

---

[19]) DOLEZALEK. Über Präzisionsnormale der Selbstinduktion. Annalen der Physik *12* p. 1142—1903.

inductions de circuit (A), que nous avons désigné de (0 à 8), nous appliquons la méthode de résonnance pour des valeurs croissantes de la self-induction, en déterminant pour chaque intervalle la capacité et la self du circuit (B) en état de résonnance. Le tableau suivant résume les mesures en donnant les moyennes de plusieurs séries d'observations. Nous y avons introduit la valeur de $N = \frac{2}{T}$: (fréquence des oscillations) qui a une importance pour d'autres calculs.

N°s des selfs	Cap. à la résonnance en cm [20]	Self à la résonnance en cm	Cap. en *C. G. S.* el. m. à la résonnance	Long. d'onde en cm	$N = \frac{2}{T} = \frac{1}{\pi\sqrt{L\,C}}$ *C.G.S.*
0	149	10^5	$\frac{149}{9 \cdot 10^{20}}$	24 200	$2{,}47 \cdot 10^6$
1	940	10^5	$\frac{940}{9 \cdot 10^{20}}$	60 000	10^6
2	170	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{170}{9 \cdot 10^{20}}$	99 200	$6{,}04 \cdot 10^5$
3	329	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{329}{9 \cdot 10^{20}}$	138 100	$4{,}34 \cdot 10^5$
4	528	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{528}{9 \cdot 10^{20}}$	175 200	$3{,}42 \cdot 10^5$
5	694	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{694}{9 \cdot 10^{20}}$	200 900	$2{,}98 \cdot 10^5$
6	860	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{860}{9 \cdot 10^{20}}$	223 500	$2{,}68 \cdot 10^5$
7	1060	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{1\,060}{9 \cdot 10^{20}}$	246 700	$2{,}43 \cdot 10^5$
8	1232	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{1\,232}{9 \cdot 10^{20}}$	267 900	$2{,}24 \cdot 10^5$

2. Mesures des coefficients de la bobine de self-induction.

Après avoir remplacé la bobine de self-induction du circuit (A) par une autre bobine de self approximativement équivalente, nous intro-

[20]) Pour obtenir des capacités variables plus petites que celles de l'appareil que nous décrivons, il suffit de mettre en série avec lui un autre condensateur; en particulier, un condensateur de Lord Kelvin à air, qui a approximativement une capacité égale au maximum de celle du condensateur réglable, convient très bien à cet usage. Pour obtenir des capacités plus grandes, il suffit de mettre ce condensateur en parallèle avec le condensateur réglable.

duisons dans le circuit (B) un commutateur relié d'une part à la bobine dont nous voulons mesurer la self de chacun des segments, et de l'autre, à notre bobine étalonnée.

La longueur d'onde des oscillations peut être variée en augmentant ou en diminuant la valeur de la self substituée.

Nous employons la méthode et la formule appliquées plus haut avec trois longueurs d'onde différentes, afin d'établir si la self-induction varie avec la fréquence. La variation est insignifiante ; le tableau suivant résume les recherches.

N° des selfs	L_e Self étalon en cm	C_e Cap. à la rés. pr. self étalon	C_x Cap. à la rés. pr. self inconnue	Self inconnue $L_x = \frac{C_e}{C_x} \cdot L_e$
0	10^5 cm	130	2900	$0{,}045 \cdot 10^5$
1	10^5	499	2062	$0{,}242 \cdot 10^5$
2	10^5	969	1545	$0{,}627 \cdot 10^5$
3	10^5	1230	1102	$1{,}116 \cdot 10^5$
4	10^5	1254	762	$1{,}646 \cdot 10^5$
5	10^5	2216	1072	$2{,}068 \cdot 10^5$
6	10^5	2194	860	$2{,}552 \cdot 10^5$
7	10^5	2220	715	$3{,}106 \cdot 10^5$
8	10^5	2196	600	$3{,}660 \cdot 10^5$

En ayant soin de faire les connexions avec les mêmes longueurs de fil qui nous ont servies à monter le circuit de décharge avec l'appareil dont nous avons parlé plus haut, nous pouvons mesurer à basse fréquence chaque segment de self-induction et dresser le tableau suivant.

MESURE DES SELFS INDUCTIONS.

N°s	B. Fréquence	H. Fréquence.	R. ohmique
1	$0{,}249 \cdot 10^5$	$0{,}242 \cdot 10^5$	0,033
2	$0{,}639 \cdot 10^5$	$0{,}627 \cdot 10^5$	0,058
3	$1{,}131 \cdot 10^5$	$1{,}116 \cdot 10^5$	0,077
4	$1{,}656 \cdot 10^5$	$1{,}646 \cdot 10^5$	0,094
5	$2{,}12 \cdot 10^5$	$2{,}068 \cdot 10^5$	0,110
6	$2{,}560 \cdot 10^5$	$2{,}552 \cdot 10^5$	0,132
7	$3{,}158 \cdot 10^5$	$3{,}106 \cdot 10^5$	0,144
8	$3{,}72 \cdot 10^5$	$3{,}66 \cdot 10^5$	0,156

La deuxième colonne contient les valeurs des selfs mesurées à basse fréquence. Elles sont un peu plus grandes que celles mesurées à haute fréquence. La dernière colonne donne les résistances ohmiques du circuit inductif.

Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires pour représenter graphiquement la variation de la longueur d'onde en fonction de la self-induction.

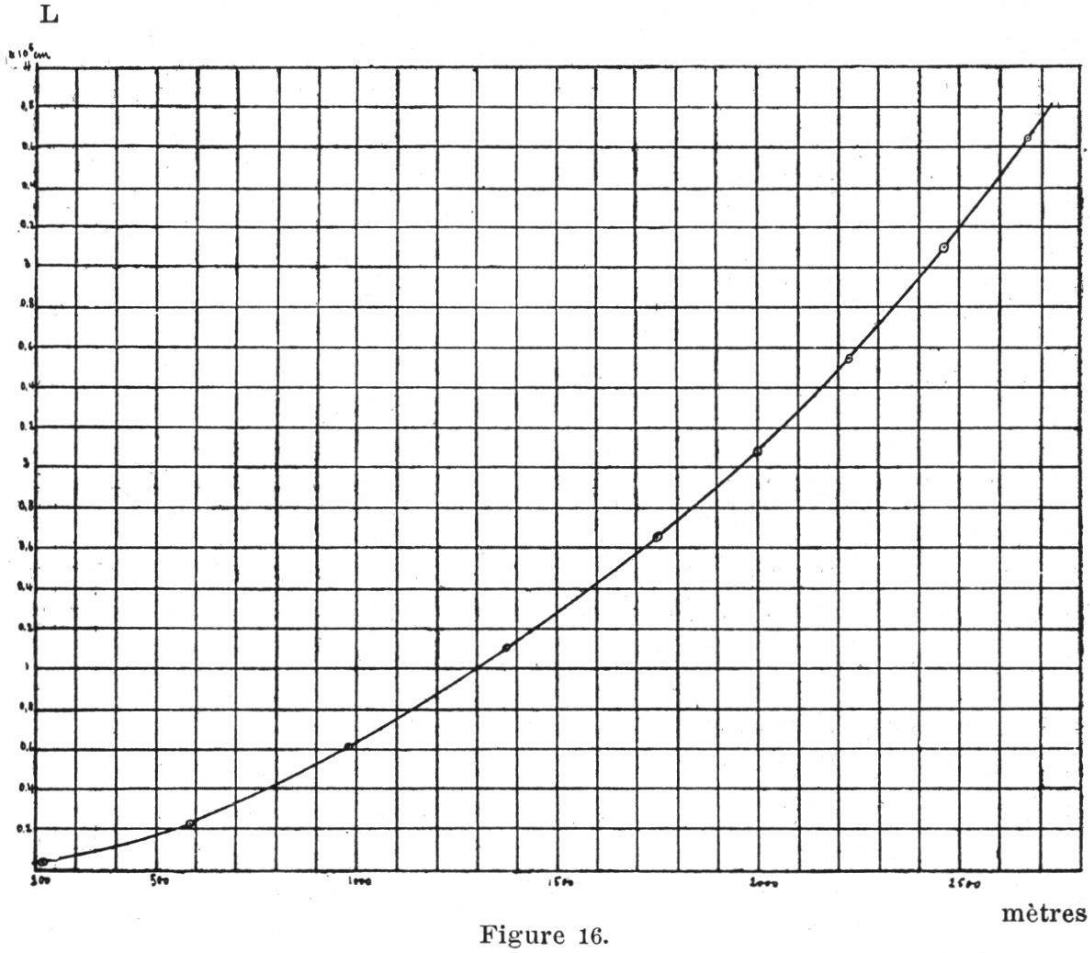

Figure 16.

3. Calcul de la capacité.

Nous connaissons maintenant parmi les constantes de notre circuit la valeur de la longueur d'onde et celle de la self-induction, et nous pouvons, en appliquant la formule

$$T = 2\,\pi \sqrt{L\,C},$$

obtenir les valeurs de la capacité.

Long. d'onde	Sèlfs en *C. G. S.*	Cap. en unités électros.	Cap. en cm	Cap. en unités *C. G. S.*
24 200 cm	$0{,}0405 \cdot 10^5$	3660	$\frac{3660}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 3660}{10^{21}}$
60 000	$0{,}242 \cdot 10^5$	3770	$\frac{3770}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 3770}{10^{21}}$
99 200	$0{,}627 \cdot 10^5$	4000	$\frac{4000}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4000}{10^{21}}$
138 100	$1{,}116 \cdot 10^5$	4330	$\frac{4330}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4330}{10^{21}}$
175 200	$1{,}646 \cdot 10^5$	4730	$\frac{4730}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4730}{10^{21}}$
200 950	$2{,}068 \cdot 10^5$	4900	$\frac{4900}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4900}{10^{21}}$
223 500	$2{,}552 \cdot 10^5$	4958	$\frac{4958}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4958}{10^{21}}$
246 700	$3{,}106 \cdot 10^5$	4965	$\frac{4965}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4965}{10^{21}}$
267 900	$3{,}66 \cdot 10^5$	4970	$\frac{4970}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4970}{10^{21}}$

La capacité n'est pas constante, elle varie suivant la longueur d'onde. Nous pouvons porter en abscisses les longueurs d'onde, en ordonnées les capacités, nous avons la courbe représentée ci-dessous.

Elle est asymptotique à une valeur $C = 5000$ cm qui est la somme de la capacité mesurée, à basse fréquence, avec le montage de Wheatstone et de la capacité des fils conducteurs calculée par la formule : [21]

$$C = \frac{1}{2 \log. nat \frac{l}{r}} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \; C. G. S.$$ dans l'air ; où l est la longueur de fil et r son rayon. A haute fréquence, par suite de la conductibilité du diélectrique la capacité du condensateur est plus petite. Lorsque la fréquence diminue la capacité augmente et tend vers une valeur constante dès que la fréquence est inférieure à 10^5.[22]

---

[21]) ZENNECK, loc. cit., p. 991.

[22]) Par suite de ces variations on ne peut, dans les calculs de ce genre, introduire la valeur de la capacité déterminée à basse fréquence ; elle est souvent — spécialement pour les condensateurs plans à diélectrique de verre — très différente, suivant la qualité du verre et la fréquence des oscillations.

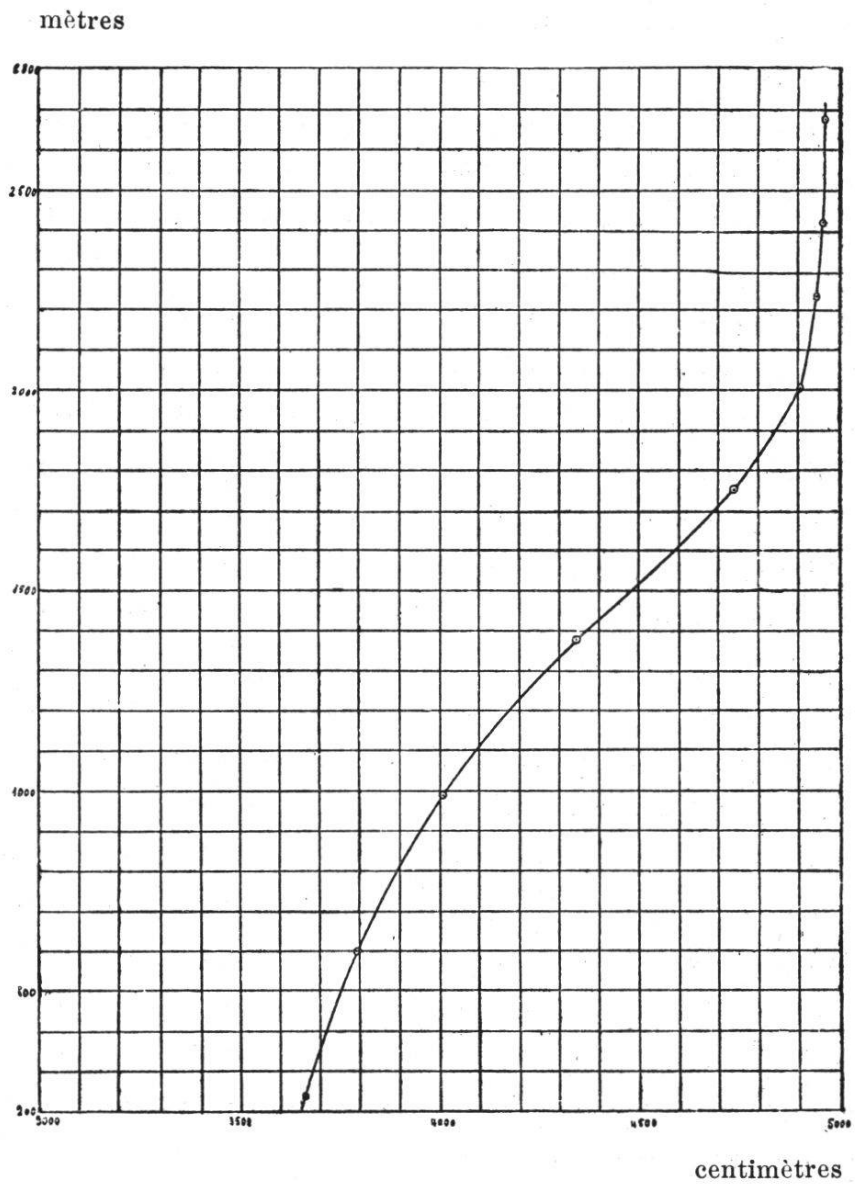

Figure 17.

4. Mesure de la différence de potentiel aux bornes des condensateurs.

Nous installons, en parallèle avec l'armature des condensateurs, au moyen de conducteurs gros et courts, un déchargeur à vis micrométrique muni de boules de cuivre très propres et parfaitement polies. Pour une tension suffisante, une étincelle éclate entre les boules ; la longueur de l'étincelle mesure la valeur maximum de la tension aux bornes des condensateurs. Pour éviter le retard à la décharge, une lampe à arc éclaire les électrodes.

Cette méthode de mesure de la tension, au moyen de l'étincelle

disruptive peut être valablement employée pour des fréquences de l'ordre de 10^8.[23]

L'exactitude avec laquelle la distance explosive correspond à l'amplitude maxima de la tension dépend avant tout de la régularité des oscillations. Le courant alternatif au primaire de la bobine, nous a donné à ce point de vue toute satisfaction. Pour les décharges dans l'hydrogène, les mesures sont aisées, dans l'oxygène, au contraire, elles sont très pénibles ; la température du gaz y joue un grand rôle ; pour une même self-induction du circuit la distance explosive est plus grande à une température plus élevée ; pour avoir des chiffres concordants il faut après chaque expérience laisser refroidir le gaz assez longtemps.

Il est important de ne laisser éclater qu'une seule étincelle, et d'interrompre le circuit dès qu'elle a éclaté ; sinon dans l'espace ionisé par la première décharge se produit une série d'étincelles qui désagrègent les électrodes. On détermine d'abord au moyen d'un téléphone la cote correspondant au contact des boules ; puis on écarte suffisamment les électrodes du déchargeur pour que au moment de la mise en marche, la décharge n'éclate pas entre les boules. On les rapproche jusqu'à ce qu'une étincelle unique éclate ; le circuit est alors interrompu et on lit la distance. Nous donnons ci-dessous en tableau le résultat des mesures. Pour la décharge dans l'hydrogène les boules employées avaient un diamètre de 1 cm. Pour la décharge dans l'oxygène 2 cm ; les chiffres indiqués dans ce tableau sont pour l'oxygène la moyenne de 6 mesures, séparées par un intervalle de temps de 10 minutes.

HYDROGÈNE.

Self induction	Long. d'onde	Distances explosives	Volts	Tensions en *C.G.S.*
$0{,}045 \cdot 10^5$	242	4,01 mm	14 430	$14\,430 . 10^8$
$0{,}242 \cdot 10^5$	600	3,83	13 820	$13\,820 . 10^8$
$0{,}627 \cdot 10^5$	990	3,62	13 200	$13\,200 . 10^8$
$1{,}116 \cdot 10^5$	1381	3,47	12 730	$12\,730 . 10^8$
$1{,}646 \cdot 10^5$	1752	3,33	12 260	$12\,260 . 10^8$
$2{,}068 \cdot 10^5$	2009	3,24	12 000	$12\,000 . 10^8$
$2{,}552 \cdot 10^5$	2235	3,15	11 720	$11\,720 . 10^8$
$3{,}106 \cdot 10^5$	2467	3,07	11 470	$11\,470 . 10^8$
$3{,}66 \cdot 10^5$	2679	3,01	11 280	$11\,280 . 10^8$

[23]) J. ALGERMISSEN. Wied. Ann. *19*, S. 1007—1015; 1016—1029; 1906. — ZENNECK; loc. cit., S. 449 und 1010.

OXYGÈNE.

Self induction	Long. d'onde	Distances explosives	Volts	Tensions en *C.G.S.*
$0{,}045 \cdot 10^5$	242	12,69 mm	33 870 [24]	$33\,870 . 10^8$
$0{,}242 \cdot 10^5$	600	12	32 500	$32\,500 . 10^8$
$0{,}627 \cdot 10^5$	990	11,34	31 250	$31\,250 . 10^8$
$1{,}116 \cdot 10^5$	1381	10,62	29 950	$29\,950 . 10^8$
$1{,}646 \cdot 10^5$	1752	10,13	28 730	$28\,730 . 10^8$
$2{,}068 \cdot 10^5$	2009	9,77	28 010	$28\,010 . 10^8$
$2{,}552 \cdot 10^5$	2235	9,39	27 140	$27\,140 . 10^8$
$3{,}106 \cdot 10^5$	2467	8,97	26 140	$26\,140 . 10^8$
$3{,}66 \cdot 10^5$	2679	8,49	25 020	$25\,020 . 10^8$

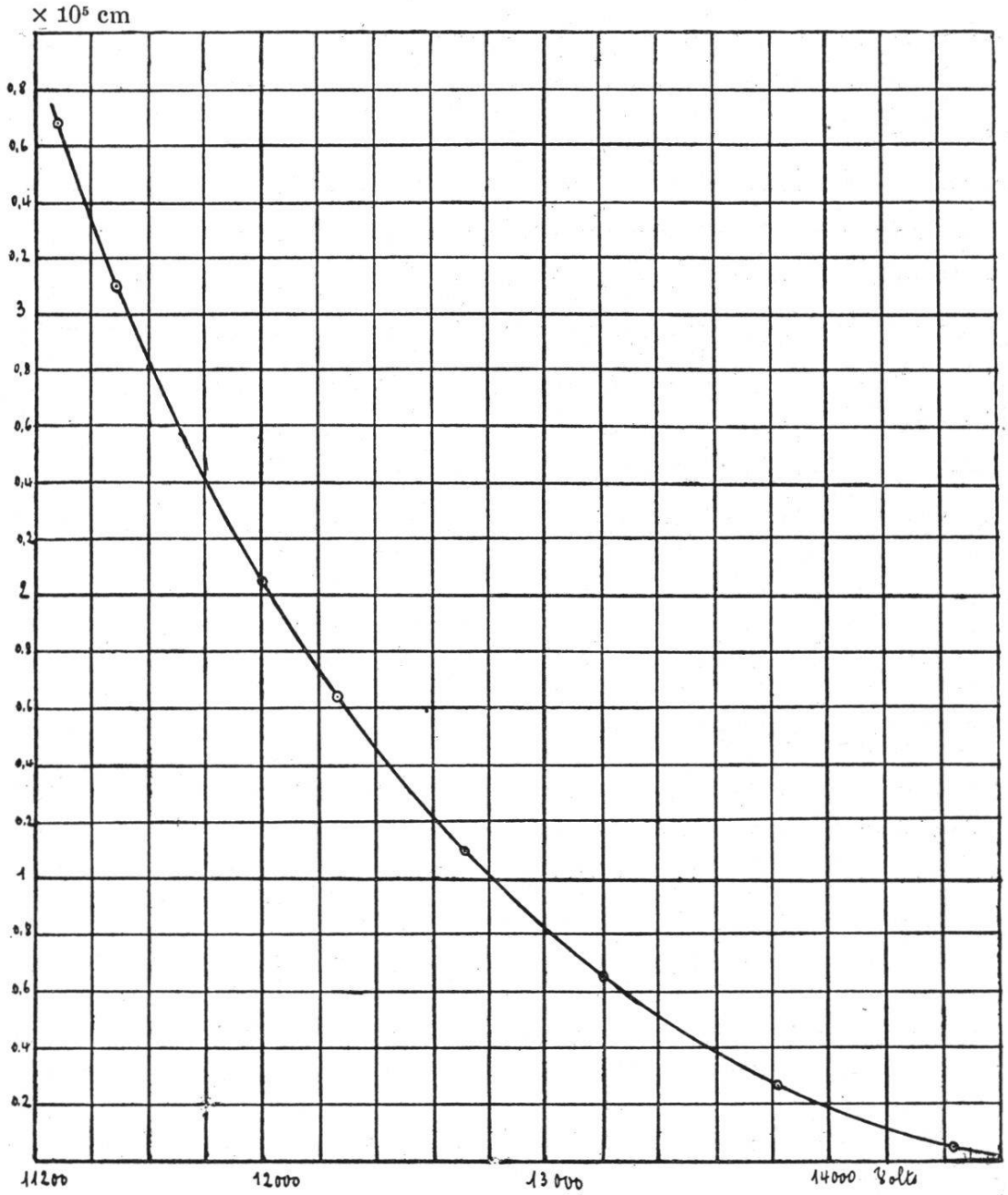

Figure 18: Hydrogène.

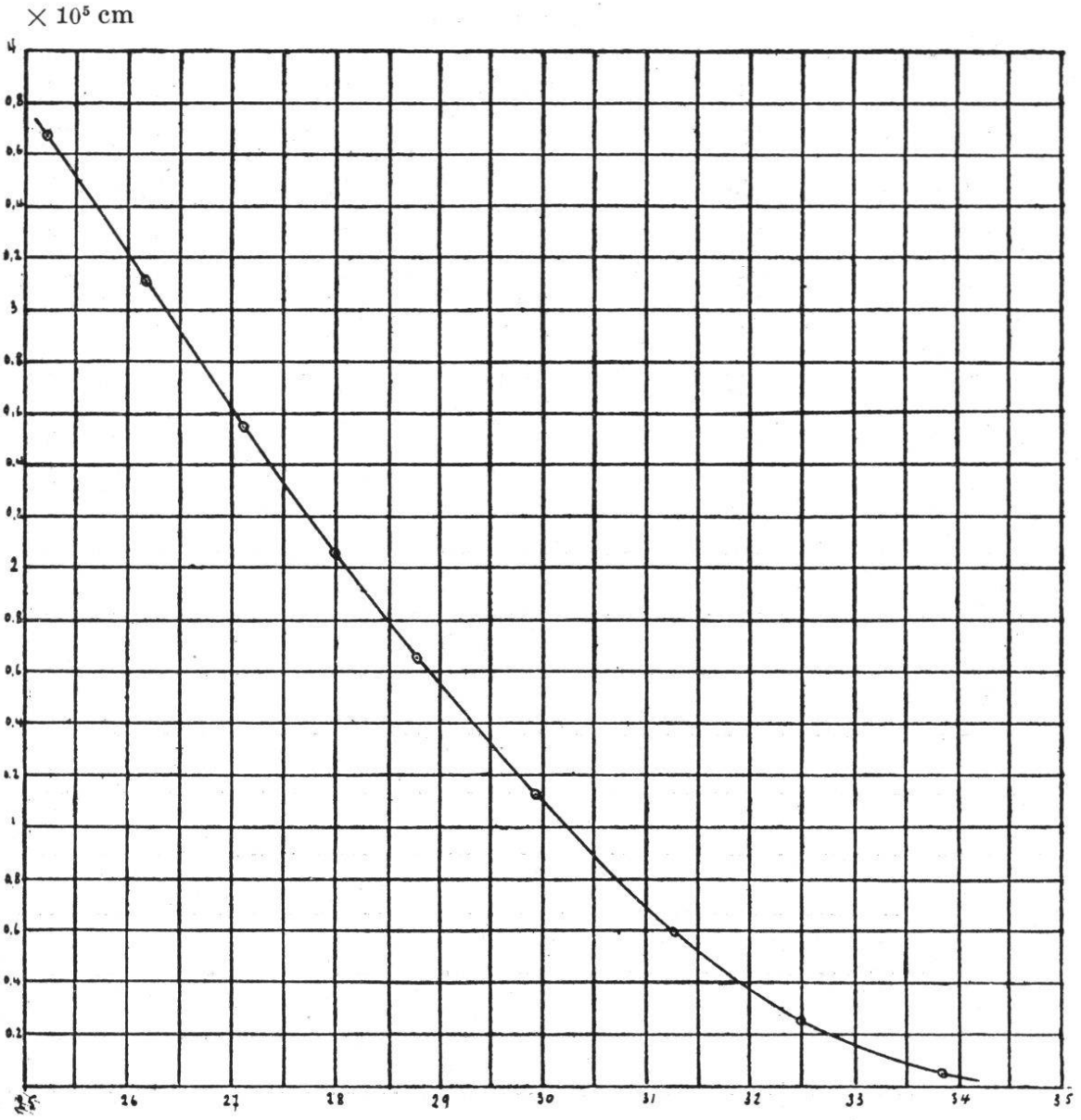

Figure 19: Oxygène.

Les courbes ci-dessus indiquent pour chaque gaz les variations de la différence de potentiel aux bornes des condensateurs en fonction de la self-induction.

Remarquons que la distance explosive qui correspond à la valeur instantanée de la différence de potentiel est dans l'hydrogène plus petite que 8 mm ; cependant la décharge se produit, parce que, au moment de la fermeture du circuit, il y a une surtension suffisante.

Si nous portons en abscisses les longueurs d'onde, en ordonnées les

[24]) Les chiffres contenus dans cette colonne sont dus à l'obligeance de M. U. RAPPEL, qui a bien voulu les extraire de son travail de doctorat ; nous lui en sommes d'autant plus reconnaissant que ce sont les mêmes boules qui ont servi à la détermination des potentiels explosifs, dans son travail, et dans le nôtre.

différences de potentiel, dans les deux gaz nous obtenons approximativement des droites.

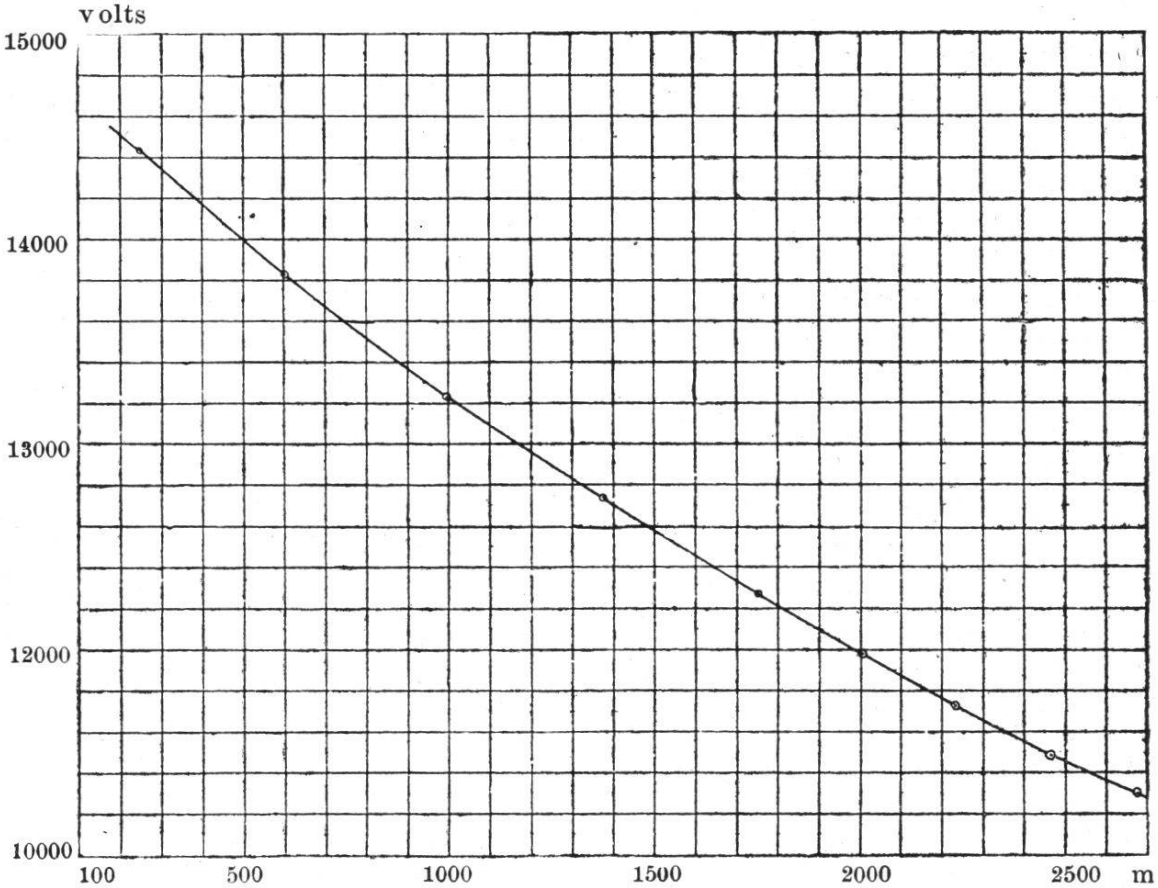

Figure 20 : Hydrogène.

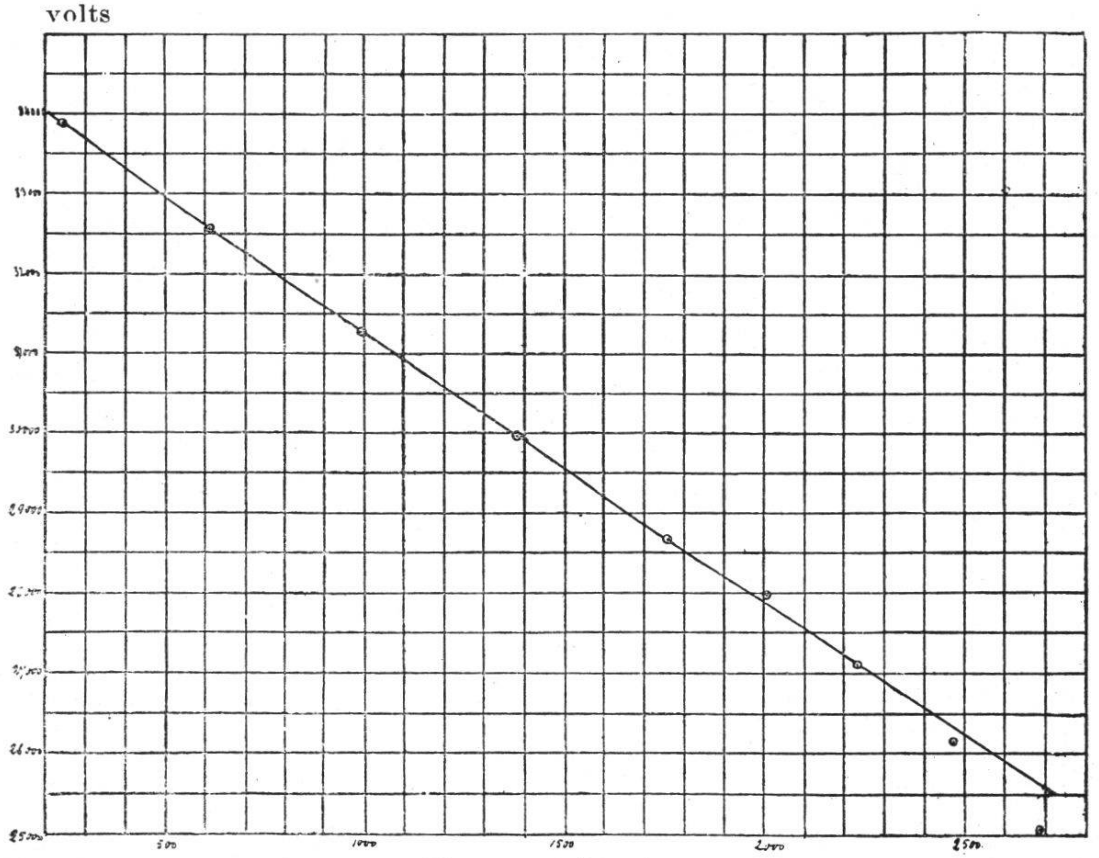

Figure 21 : Oxygène.

Dans la courbe pour l'hydrogène, la flèche, au point de la courbure maximum correspond à une variation de 3 % dans les mesures de potentiel. Pour l'oxygène les premiers points sont bien sur une droite ; la difficulté des mesures explique les variations des derniers points.

5. Calcul de l'intensité maximum du courant.

Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires à notre calcul ; en unité *C. G. S.* la formule (3) nous donne :

$$J_{max} = \frac{V_0\, C}{\sqrt{L\, C}} = \frac{2\,\pi\, V_0\, C}{T} = \frac{2\,\pi\, V_0\, C \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda}$$

Pour obtenir les intensités en ampères, il suffit de multiplier par 10 la valeur en *C. G. S.*

Conditions électriques				Oxygène		Hydrogène		Rapport
N^os d'ordre	Selfs *C. G. S.*	Longueurs d'onde en cm	Cap. en *C. G. S.*	Tension en *C. G. S.*	$I_O\ max = \frac{6\pi CV \cdot 10^{10}}{\lambda}$ *C.G.S.*	Tension en *C. G. S.*	$I_H\ max = \frac{6\pi CV \cdot 10^{10}}{\lambda}$ *C.G.S.*	$\frac{I_O\ max}{I_H\ max}$
0	$0{,}045.10^5$	24.200	$3660 \times 1{,}1\,10^{-21}$	33870.10^8	106,21	14430.10^8	45,65	2,32
1	$0{,}242.10^5$	60.000	$3770 \times 1{,}1\,10^{-21}$	32500.10^8	42,34	13820.10^8	18,14	2,33
2	$0{,}627.10^5$	99.200	$4000 \times 1{,}1\,10^{-21}$	31250.10^8	26,13	13200.10^8	11,13	2,34
3	$1{,}116.10^5$	138.100	$4330 \times 1{,}1\,10^{-21}$	29950.10^8	19,47	12730.10^8	8,34	2,33
4	$1{,}646.10^5$	175.200	$4730 \times 1{,}1\,10^{-21}$	28730.10^8	16,08	12260.10^8	6,91	2,32
5	$2{,}068.10^5$	200.950	$4900 \times 1{,}1\,10^{-21}$	28010.10^8	14,16	12000.10^8	6,12	2,31
6	$2{,}552.10^5$	223.500	$4958 \times 1{,}1\,10^{-21}$	27140.10^8	12,48	11720.10^8	5,42	2,30
7	$3{,}106.10^5$	246.700	$4965 \times 1{,}1\,10^{-21}$	26140.10^8	10,91	11470.10^8	4,82	2,26
8	$3{,}66.10^5$	267.900	$4970 \times 1{,}1\,10^{-21}$	25020.10^8	9,62	11280.10^3	4,37	2,20

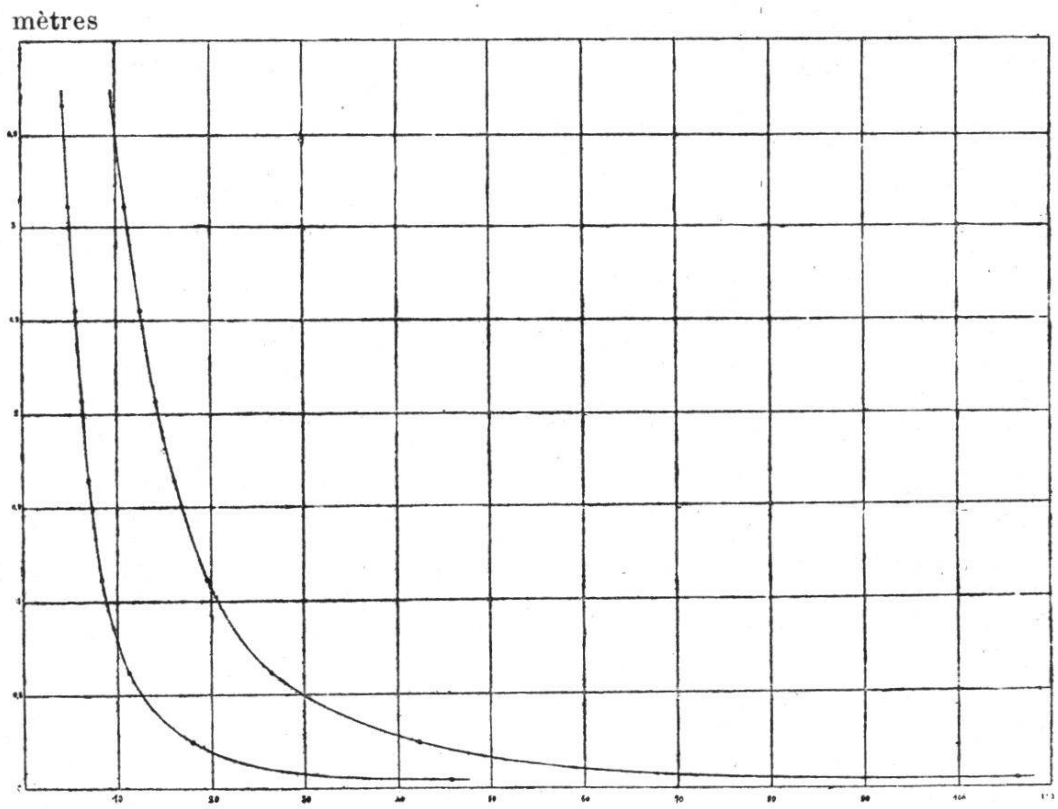

Figure 22: Oxygène et Hydrogène. ampères

En portant en abscisses, les valeurs de la fréquence $\left(n=\frac{2}{T}\right)$ correspondant aux selfs 1—7, en ordonnées l'intensité du courant, nous trouvons dans la limite d'exactitude des mesures *une droite.*

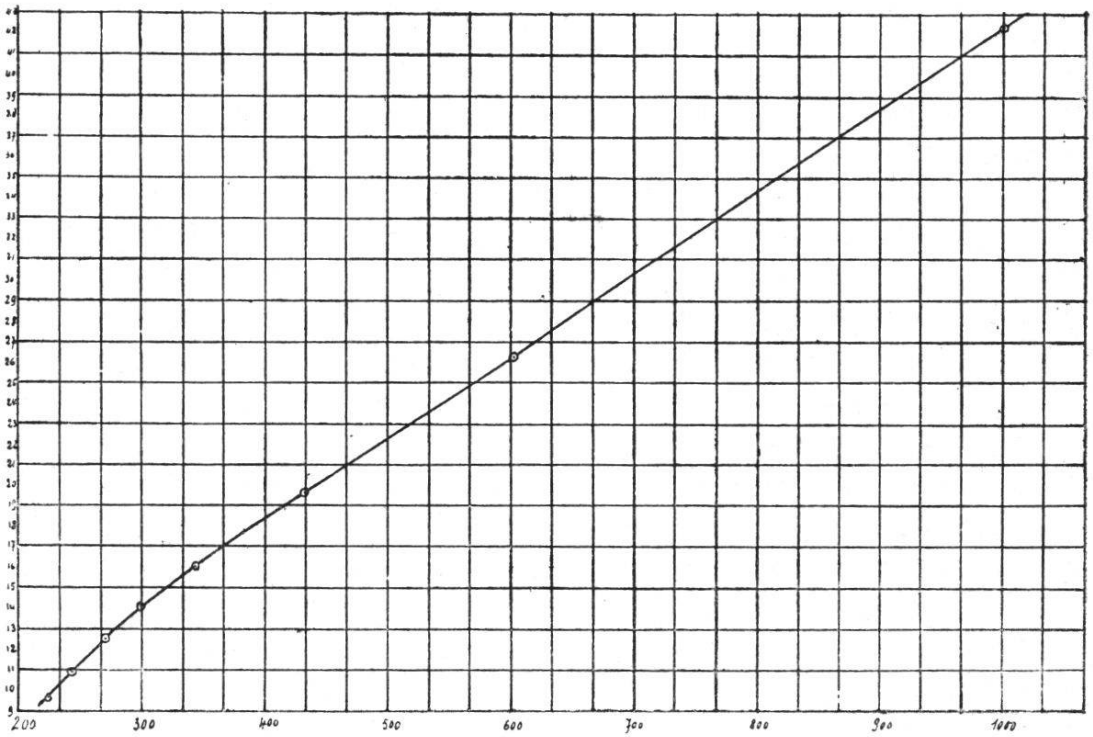

Figure 22: Hydrogène.

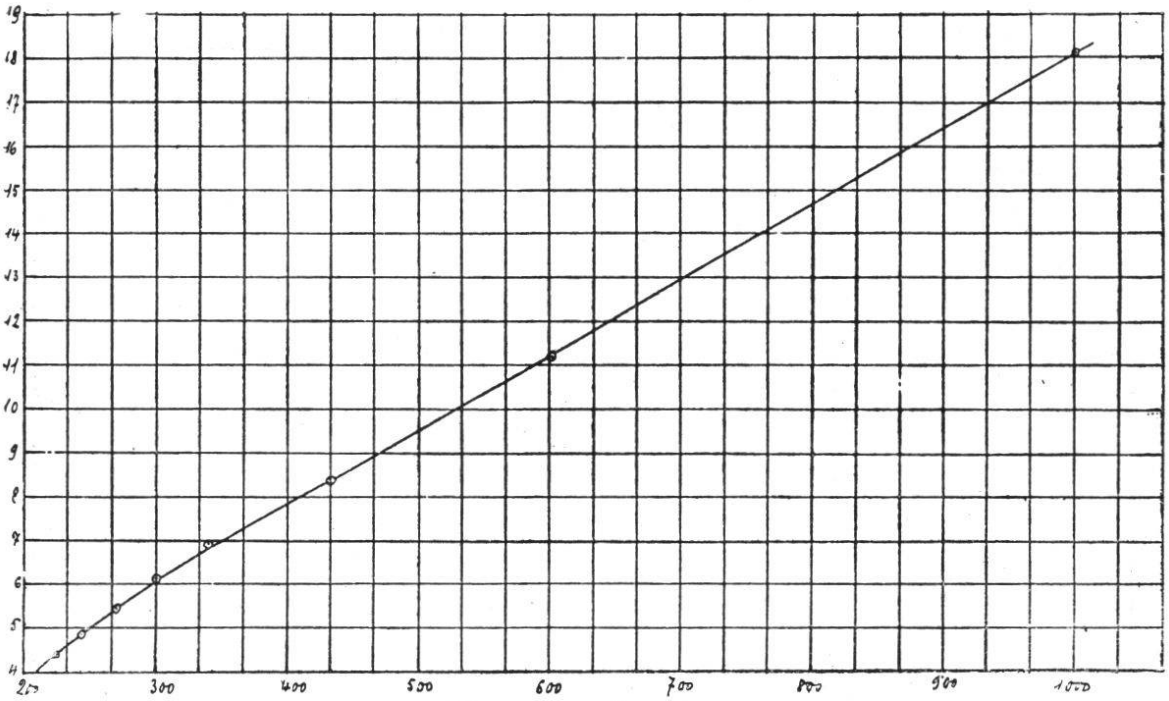

Figure 23 : Oxygène.

Le tableau et les courbes nous montrent la diminution considérable que subit l'intensité du courant par l'augmentation de la self-induction : l'intensité diminue rapidement pour les premiers accroissements de self, puis moins vite.

Remarquons cependant que l'intensité du courant dans l'hydrogène est plus de deux fois plus petite que l'intensité dans l'oxygène. La constance de ce rapport, pour toutes les valeurs de la self-induction, nous donne une indication sur l'exactitude de l'ensemble des mesures. La plus forte différence entre les 8 premiers rapports (nous négligeons le dernier dont les valeurs n'entrent pas dans les recherches spectroscopiques) est de $^{8}/_{234}$. Si nous prenons la moyenne de tous ces rapports nous trouvons 2,31, l'erreur la plus grande est alors $\frac{5}{231}$ soit 2,1 %.

Après avoir étudié les conditions électriques du circuit, et les méthodes de mesure, nous verrons plus loin dans la dernière partie, leur application et leurs effets sur le spectre des différents métaux. Mais nous indiquerons d'abord la méthode que nous avons suivie pour obtenir ces spectres, et pour calibrer en longueur d'onde, les raies de la plaque photographique.

Enfin, nous étudierons métal après métal, l'influence de la diminution de l'intensité du courant ou selon MM. Hemsalech et Néculcéa, de l'augmentation de la self-induction sur les spectres.