

UNIVERSITÉ DE FRANCE

TRAVAUX & MÉMOIRES
DE
L'UNIVERSITÉ DE LILLE



TOME VI. — MÉMOIRE N° 19.

R. SWYNGEDAUV. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE
DE LA DÉCHARGE DÉRIVÉE D'UN CONDENSATEUR.



LILLE
AU SIÈGE DE L'UNIVERSITÉ, RUE JEAN-BART

1898

EN VENTE

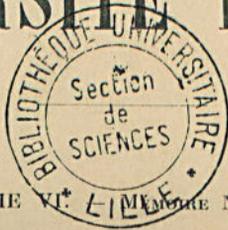
A LILLE, à LA LIBRAIRIE GÉNÉRALE, rue Faidherbe, 11 et 13.

A PARIS, chez GAUTHIER-VILLARS ET FILS, 55, quai des G^{ds}-Augustins.

UNIVERSITÉ DE FRANCE

Cochu du
537.2

TRAVAUX & MÉMOIRES
DE
L'UNIVERSITÉ DE LILLE



TOME VI. LILLE. Mémoire N° 19.

R. SWYNGEDAUF. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE
DE LA DÉCHARGE DÉRIVÉE D'UN CONDENSATEUR.



LILLE
AU SIÈGE DE L'UNIVERSITÉ, RUE JEAN-BART

1898

*Le Conseil de l'Université de Lille a ordonné l'impression de ce
mémoire, le 27 avril 1898.*

L'impression a été achevée, chez LE BIGOT FRÈRES, le 14 juin 1898.

ÉTUDE...EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE

DE LA

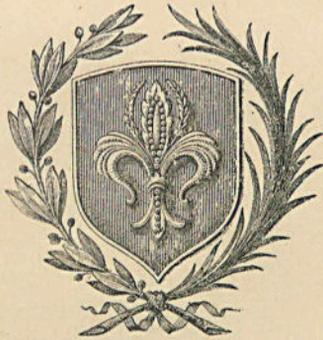
DÉCHARGE DÉRIVÉE D'UN CONDENSATEUR

PAR

R. SWYNGEDAUF

TRAVAUX ET MÉMOIRES DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

TOME VI. — MÉMOIRE N° 19.

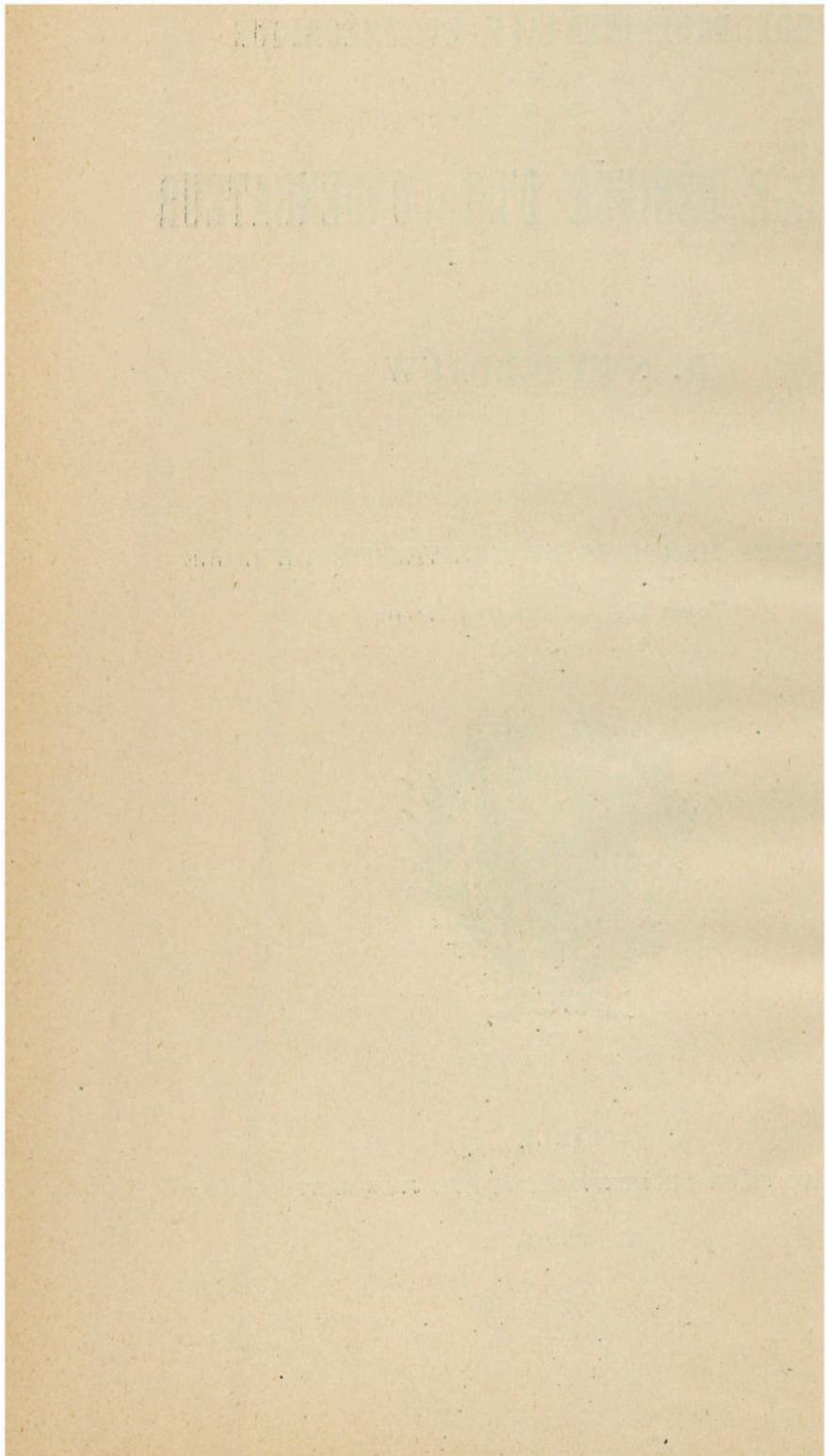


LILLE

AU SIÈGE DE L'UNIVERSITÉ, RUE JEAN-BART

1898

638



ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE
DE LA
DÉCHARGE DÉRIVÉE D'UN CONDENSATEUR

PAR
R. SWYNGEDAUF

Considérons un condensateur dont les armatures sont réunies par un fil conducteur, présentant une interruption I qui sera, par exemple, formée par les deux boules d'un excitateur (Fig. 1).

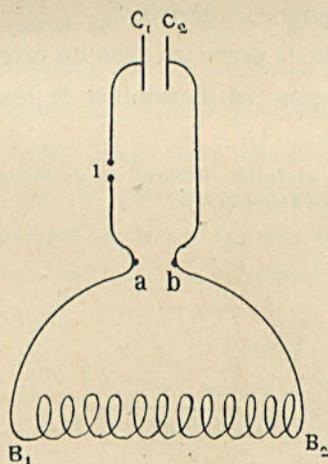


Fig. 1.

Si les pôles de l'excitateur sont suffisamment rapprochés, quand on charge le condensateur par une machine électrostatique, il arrive un moment où une étincelle éclate à l'interruption et le condensateur se décharge à travers le fil.

Si deux points $a b$ du fil comprenant une certaine longueur de conducteur sont suffisamment rapprochés, on constate que toutes les fois qu'une étincelle éclate en I, on observe en même temps une étincelle entre a et b .

L'étincelle qui éclate en I est la cause de celle qui jaillit en $a b$.

J'appellerai la première, une décharge *principale* du condensateur ; la seconde, une décharge *dérivée*.

La première est une décharge de conducteurs en équilibre électrostatique, la seconde une décharge entre deux points d'un circuit parcouru par une décharge.

L'étude de la décharge dérivée comprend deux questions différentes :

1° Quelles sont les conditions initiales de la décharge dérivée ?

2° Comment se partage la décharge entre les deux dérivations créées par l'étincelle dérivée ?

Nous avons traité la première dans un précédent mémoire (1) ; nous nous contenterons ici d'examiner la seconde.

(1) *Les Potentiels explosifs statique et dynamique*. — Thèses de la Faculté des Sciences de Paris (1897).

CHAPITRE I

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Au point de vue expérimental, il ne peut être question ici de déterminer à *chaque instant* de la décharge, la valeur du courant dans les deux dérivations ; ce problème serait d'une complication extraordinaire. Dans la pratique, on se borne à la comparaison des effets mesurables, produits par une décharge complète ou une série de décharges identiques dans les deux dérivations. On étudiera, par exemple, le dégagement de chaleur par des méthodes thermométriques sensibles, ou la quantité totale d'électricité qui passe dans chaque dérivation et pour chaque décharge par le galvanomètre balistique. Nous nous occuperons uniquement dans ce travail de la quantité totale d'électricité qui traverse les deux dérivations.

§ I. — HISTORIQUE

Cette question a été traitée sous des noms divers par plusieurs physiciens ; les travaux d'Edlund, de ses partisans et de ses contradicteurs « *sur la force contre-électromotrice de l'étincelle électrique, sur les courants de disjonction* » trai-

tent de ce problème avec des préoccupations théoriques que nous rappellerons bientôt.

Edlund publia en 1868 ses premiers résultats sur la force contre-électromotrice de l'étincelle (1). Il fut amené à ce travail par des recherches antérieures sur la force électromotrice de l'arc voltaïque (2). D'après Edlund le travail absorbé par la détérioration des pôles entre lesquels jaillit l'arc voltaïque crée une force électromotrice en sens inverse du courant. Or, lorsqu'une étincelle éclate entre deux boules métalliques une détérioration des surfaces se produit, cette comparaison de l'arc et de l'étincelle conduisit Edlund à penser qu'une force électromotrice de sens contraire au courant principal prend naissance dans l'étincelle. Pour bien marquer que cette force électromotrice avait son origine dans la *détérioration* des pôles, il appela les courants qui en résultent *courants de disjonction* « Disjunctions-Ströme » (3).

Pour démontrer cette force contre-électromotrice de l'étincelle, Edlund fait l'expérience suivante (4) représentée par la figure ci-contre.

A B est une machine de Holtz munie de ses condensateurs, *a* et *b* en sont les pôles. En face de l'un des pôles *b* on place une sphère *d* qu'on réunit métalliquement au pôle *a* par un fil *a d* comprenant la bobine d'un galvanomètre G et un rhéostat *e m*. Sur le circuit *a d*, on jette une dérivation interrompue *ce*, dont l'interruption est formée par le champ intrapolaire d'un exciteur de pôles *f g*; la dérivation continue *ce* comprend le galvanomètre et le rhéostat.

Le circuit est complètement isolé et les diverses spires de

(1) Edlund. Pogg. Ann., t. 134, p. 337. Experimenteller Beweis dass der elektrische Funke elektromotorisch ist.

(2) Edlund. Pogg. Ann., t. 131, p. 586 et t. 134, p. 250.

(3) Edlund. Pogg. Ann., t. 139, p. 353.

(4) Edlund. Pogg. Ann., t. 134, p. 337.

la bobine du galvanomètre sont soigneusement isolées à la gutta.

Lorsque la machine de Holtz fonctionne, si les distances bd et fg sont convenables, des étincelles éclatent uniquement en bd ou simultanément en bd et fg ; le galvanomètre dévie. Si la rotation de la machine est uniforme, et si les étincelles éclatent rapidement aux excitateurs, l'aiguille du galvanomètre oscille autour d'une position moyenne.

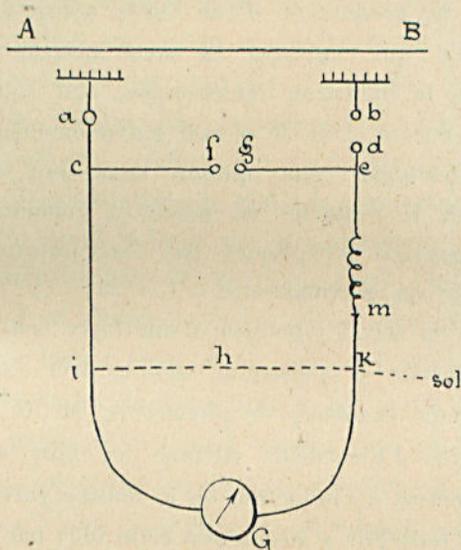


Fig. 2.

On constate en même temps que le galvanomètre s'électrise; pour éviter cet inconvénient, Edlund jette sur le galvanomètre une dérivation continue ihk en communication avec le sol en k .

Cette dérivation n'aurait pour effet que de diminuer la déviation galvanométrique.

Lorsque les étincelles éclatent en bd seulement, la charge totale des condensateurs de la machine traverse le galvanomètre (abstraction faite de la dérivation ihk); lorsque les

étincelles éclatent simultanément en bd et fg , on pouvait s'attendre à une déviation galvanométrique plus faible. Edlund constata au contraire que lorsqu'on rapprochait les pôles fg de façon que chaque étincelle qui éclatait en bd fût accompagnée d'une étincelle en fg , la déviation galvanométrique augmentait par le fait, dans des proportions considérables et pouvait atteindre 15 ou 20 fois la déviation première. Edlund explique cette augmentation paradoxale de la charge dérivée en admettant la production d'une force contre-électromotrice dans l'étincelle qui, agissant en sens inverse du courant principal dans la déviation interrompue, agit dans le même sens que ce courant dans le circuit galvanométrique.

Edlund développa cette opinion dans une série de mémoires (1) où il s'attache en outre à démontrer que les résultats ne peuvent s'expliquer par les courants d'induction dans la bobine du galvanomètre.

Quoi qu'il en soit, l'hypothèse d'une force contre-électromotrice de l'étincelle si puissante sembla très compliquée et inacceptable pour beaucoup de physiciens. M. G. Wiedemann, dans son *Traité d'Électricité*, attribue les faits observés par Edlund uniquement à l'induction de la bobine galvanométrique, sans chercher toutefois à démontrer cette idée par l'expérience.

M. E. Lecher (2) développe la manière de voir de M. G. Wiedemann et combat vigoureusement l'explication d'Edlund; il rapporte certaines expériences (expérience 4, par exemple), difficilement conciliables avec l'idée d'une force contre-électromotrice de l'étincelle de grandeur appréciable. Il attribue la

(1) *Experimenteller Beweis, etc.*, loc. cit. Ueber den Gang elektrischer Inductions- und Disjunctions-Ströme durch Gase von verschiedener Dichtigkeit und zwischen Polen von verschiedener Form — *Pogg. Ann.*, t. 139, p. 353. Untersuchungen über die elektromotorische Kraft des elektrischen Funkens — *Wied. Ann.*, t. 28, p. 566.

(2) Ueber Edlund's Disjunctions-Ströme. — *Sitz. Ber. der Akad. der Wiss. zu Wien.* — 2^{te} Abt. 1887, t. 95, p. 626.

déviations paradoxales observées par Edlund, à la présence du shunt *ihk* (voir Fig. 2). Les expériences de M. Lecher se font avec un galvanomètre d'une résistance de 930 ohms ; les étincelles éclatent assez rapidement et régulièrement aux excitateurs de façon que la déviation du galvanomètre reste sensiblement constante.

Je fus amené à reprendre les expériences d'Edlund par la lecture de travaux d'un genre très différent et la comparaison de deux affirmations contradictoires de MM. Lodge et Bjerkness.

M. Lodge publia une série d'expériences (1) curieuses sur les décharges latérales des bouteilles de Leyde, en vue de les appliquer à la théorie des paratonnerres. Ces expériences devinrent rapidement célèbres par leurs résultats inattendus. Cependant la démonstration, ou plutôt la comparaison théorique que l'auteur en faisait, laissait parfois à désirer.

Dans le compte-rendu de ces expériences, on trouve cette affirmation qui ne s'appuie sur aucune mesure directe : Lorsqu'une étincelle éclate entre deux points d'un conducteur traversé par la décharge, la plus grande partie de la charge du condensateur passe par l'étincelle plutôt que par la dérivation continue, si la self-induction de cette dernière est assez grande. A priori cela n'a rien d'absurde, si on admet que la résistance de l'étincelle pendant la décharge est très petite, par rapport à la résistance du conducteur continu.

Dans un travail sur l'amortissement des oscillations d'un excitateur de Hertz, M. Bjerkness (2) admet que la couche d'air traversée par l'étincelle, offre toujours une résistance très grande par rapport à la résistance de la partie continue.

(1) Ces mémoires sont réunis en un volume publié sous ce titre : O. Lodge. *Lightning conductors and Lightning guards*. — London, Witterker et Co, 1892.

(2) Bjerkness. *Ueber die Dämpfung schneller elektrischer Schwingungen* (Wied. Ann., t. 44, 1891, p. 83).

Si l'on considère l'étincelle comme un conducteur ordinaire, il y a contradiction entre ces deux affirmations. Le partage d'une décharge entre deux dérivations conductrices, se fait toujours en raison inverse des résistances, quelle que soit la self-induction des conducteurs.

Ces considérations m'amènèrent à contrôler la proposition de M. Lodge, en mesurant directement les charges qui traversaient les dérivations continues et l'étincelle dérivée par le galvanomètre balistique.

§ II. — EXPÉRIENCES PERSONNELLES

La disposition générale des expériences est la même que celle d'Edlund, le dispositif le plus usité est le suivant (Fig. 3).

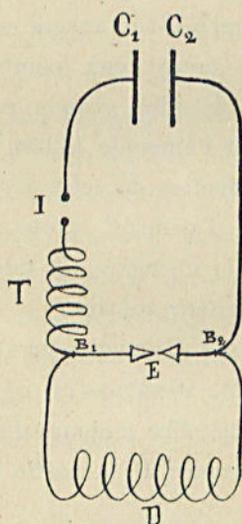


Fig. 3.

Le condensateur d'armatures $C_1 C_2$ est chargé par une machine de Holtz. Le conducteur qui réunit les deux armatures

présente : 1° une interruption formée d'un excitateur I ; 2° une bobine T traversée par la charge totale du condensateur et que j'appellerai *bobine totale* ; 3° une bifurcation dont l'une des branches est une bobine D, que j'appellerai *bobine dérivée* ; l'autre branche est formée par un excitateur E, dont le champ intra-polaire représente l'interruption ; 4° le second point de bifurcation est réuni à la seconde armature des condensateurs par un fil conducteur de 1 mètre de long environ.

Le condensateur était formé d'une batterie de deux jarres d'une capacité totale de 0,01 microfarad.

Les bobines T et D sont presque identiques, elles sont construites en fil de cuivre de $\frac{8}{10}$ de millimètre, recouvert d'une couche de gutta et de coton ; elles sont formées de 10 tours de spires comprenant chacun 16 spires. Chaque tour de spires est isolé du suivant par une couche de paraffine de 1^{mm} d'épaisseur environ qu'on applique liquide et qu'on laisse ensuite se solidifier. Le premier tour de spires a environ 2 cm. de diamètre, le dernier 10 centimètres. L'une des extrémités de la bobine perce l'une des bases en bois de la bobine au niveau du premier tour de spire, c'est-à-dire au voisinage de l'axe de la bobine ; l'autre extrémité perce la même base de la bobine au niveau du dernier tour de spires. La bobine se prolonge ainsi à l'extérieur par deux fils de 60 à 80 centimètres de long. Construites de cette manière les bobines peuvent être traversées par des décharges de condensateurs chargés à des potentiels d'une centaine d'unités électrostatiques C G S. On vérifie les bobines avant de les employer ; on s'assure que pendant la décharge il n'éclate pas d'étincelles entre deux spires voisines.

L'excitateur I est formé par des sphères en laiton de 2 cm. de diamètre.

L'excitateur E est formé par des fils de platine soudés sur cuivre, noyés dans le verre, et dont on a découvert les extrémités au moyen d'un trait de lime ; on les fabrique de

la manière suivante. On soude deux fils de platine de $0^{\text{mm}}4$ de diamètre et de 4 centimètres de long aux pointes en cuivre de l'excitateur universel; on effile un tube de verre de diamètre convenable pour que les pointes de cuivre y puissent entrer jusqu'à la moitié; la longueur du tube de verre est telle que le fil de platine pénètre dans la partie effilée du tube de verre préalablement préparé. On fond le verre qui entoure le fil au chalumeau, et, pendant que le verre est encore bien rouge, on coupe aux ciseaux le fil et la gaine de verre qui l'entoure. Quand l'objet a repris la température ambiante on lime le bout de fil qui dépasse le verre jusqu'à ce que la surface terminale du fil soit exactement au niveau du verre qui l'entoure; quand l'excitateur a servi pendant un certain temps, la chaleur de l'étincelle a fondu une certaine partie du verre; on lime de nouveau la pointe qui dépasse l'isolant. Cette usure est lente. On verra plus loin la raison de cette forme particulière d'excitateur.

Pour mesurer le rapport des quantités d'électricité qui traversent les bobines totale ou dérivée, on place les bobines T ou D séparément ou simultanément sur le support d'un galvanomètre Wiedemann d'Arsonval, dont on a enlevé l'aimant-directeur et l'amortisseur en cuivre. Pour abréger la durée des oscillations on entoure l'aiguille du galvanomètre d'un tube de verre vertical et se terminant en haut et en bas dans des bouchons de liège fixés à l'instrument; un anneau de cuivre peut glisser le long du tube et amortir plus ou moins rapidement les oscillations, suivant qu'il est à la partie supérieure du tube de verre au niveau de l'aimant mobile, ou à la partie inférieure à 8 centimètres environ. On soulève l'anneau de cuivre en tirant sur un fil, fixé d'un côté à la partie supérieure fixe du galvanomètre et se divisant en deux brins passant aux deux oreillons diamétralement opposés de l'anneau, puis se relevant verticalement pour venir passer sur le même

appui fixe du galvanomètre, et se terminer à 1^m30 de là par un contrepoids capable de maintenir l'amortisseur en équilibre et placé à la portée de l'observateur.

On mesure les impulsions de l'aimant mobile au moyen de la méthode objective, sur une échelle divisée en millimètres, placée à 1^m20 du miroir.

Les bobines T et D sont fixées sur le support du galvanomètre, sur des tiges de verre passant dans leur axe, et supportées elles-mêmes par des appuis en bois. Les spires de la bobine sont dans le plan du méridien magnétique.

Marche d'une expérience. — Pour faire une expérience, on abaisse l'amortisseur en relevant le contrepoids; on attend que l'aimant mobile du galvanomètre soit en équilibre, l'image du repère réfléchi sur le miroir du galvanomètre est alors au zéro de l'échelle. On tourne la machine de Holtz; on en sépare les pôles, le condensateur se charge. Lorsque la différence de potentiel des armatures est suffisante pour qu'une étincelle éclate en I, le condensateur se décharge. On note la première élongation maximum de l'aiguille; on ferme la machine de Holtz sur elle-même et on relève l'amortisseur au niveau de l'aimant en baissant le contrepoids. Il se passe plusieurs minutes avant que l'aimant du galvanomètre revienne au repos; deux étincelles successives à l'excitateur principal I sont donc séparées par un intervalle de plusieurs minutes.

Notre méthode diffère de celle de MM. Edlund et Lecher, en ce que nous mesurons l'effet produit par chaque étincelle, tandis que ces derniers mesuraient l'effet moyen produit par un grand nombre d'étincelles, se succédant à raison de plusieurs par seconde.

MM. Edlund et Lecher mesuraient une déviation; nous mesurons une impulsion.

Irrégularité du phénomène. — La méthode que nous avons suivie théoriquement, équivalente à la méthode d'Edlund et de Lecher, présente au point de vue pratique des difficultés très considérables, si on prend pour excitateur dérivé E un excitateur quelconque, à boules par exemple.

Si la distance explosive dérivée est telle que chaque étincelle principale provoque une étincelle dérivée, en mettant la bobine dérivée D à l'électromètre, on constate que deux étincelles successives sont loin d'être identiques. Par exemple, si, dans une première expérience, l'impulsion du galvanomètre correspond à 20 divisions de l'échelle, dans l'expérience suivante, l'impulsion sera de 4 divisions; une troisième expérience donnera une impulsion de 10 divisions et ainsi de suite, et cependant rien ne se trouve changé en apparence, les distances explosives principale et dérivée sont restées les mêmes, et les bobines n'ont pas changé de place.

Lorsque les étincelles se succèdent très rapidement, ces impulsions produisent une déviation sensiblement constante au galvanomètre; toutes ces étincelles, toutes différentes l'une de l'autre, produisent néanmoins un effet moyen sensiblement constant.

En opérant avec des excitateurs dérivés quelconques, la méthode de la déviation est applicable; la méthode de l'impulsion ne peut donner aucun renseignement certain. Il faut remarquer aussi que les résultats fournis par la méthode de la déviation perdent également de leur valeur comme se rapportant à une moyenne d'effets pouvant différer considérablement entre eux plutôt qu'à l'un d'entre eux. Il était désirable même pour l'emploi de la méthode de la déviation, et il était indispensable pour l'emploi de la méthode d'impulsion, de régulariser le phénomène.

Régularisation des expériences. — Je rapportai d'abord

l'irrégularité des expériences à un défaut d'isolation des spires de la bobine; en effet, si des étincelles éclatent entre les spires, l'action de la bobine sur l'aimant peut différer notablement d'une expérience à l'autre. Je vérifiai les bobines comme il a été dit, en m'assurant : 1° qu'il n'éclatait point d'étincelles visibles dans l'obscurité quand on la faisait traverser par la décharge employée; 2° qu'en faisant traverser chaque bobine par la charge totale (en la prenant comme bobine totale, par exemple), on observait pour plusieurs étincelles successives, toujours la même impulsion au galvanomètre.

Ce dernier fait m'apprit en outre, que la perturbation ne résidait ni dans la bobine, ni dans l'excitateur principal; je fus conduit à porter mon attention sur l'observation de l'étincelle dérivée.

Je ne tardai pas à remarquer que les étincelles dérivées n'étaient pas identiques et n'éclataient pas toujours entre les mêmes points; je me servis d'abord d'un excitateur dérivé formé de deux sphères, je pris ensuite un excitateur formé d'une pointe et d'un plan. Cet excitateur me montra bien que les diverses étincelles n'éclatent pas entre les mêmes points; sur le plan poli, on trouve la trace des étincelles, sous forme d'une petite tache terne. Cette observation me conduisit à prendre deux pointes; les irrégularités n'étant pas encore disparues, je me proposai de trouver un excitateur ne présentant que deux points, entre lesquels les étincelles pourraient éclater.

Un excitateur, dont les surfaces polaires en regard sont recouvertes d'un isolant solide, excepté en deux points, résout ce problème. J'ai pris d'abord des pôles sphériques que je plongeais dans la paraffine fondue, par leurs surfaces polaires; il suffisait ensuite de percer la paraffine solidifiée d'un trou étroit découvrant le métal. La paraffine étant brûlée par l'éтин-

celle, je la remplaçai par du soufre, mais les pôles sphériques ne me donnèrent pas encore la régularité que je désirais.

Je remplaçai les sphères par des pointes de cuivre plongées dans du soufre fondu; les pointes étaient découvertes par un trait de lime; le phénomène se régularisait d'abord puis présentait de nouveau des irrégularités que j'attribuais au sulfure de cuivre qui se déposait sous l'action de l'étincelle sur la pointe. Afin d'éviter ce dernier inconvénient, je fus conduit à construire l'excitateur à pointes de platine, noyées dans le verre sur toute leur surface latérale, cet excitateur a été décrit plus haut, p. 11. Cet excitateur donne des résultats réguliers ne différant pas de $\frac{1}{10}$ pour les faibles distances explosives dérivées; les résultats sont plus irréguliers, ils peuvent différer de $\frac{1}{3}$, quand la distance explosive dérivée est voisine de la distance critique.

Interprétation des expériences. — Si la bobine T est seule au galvanomètre, et la bobine D à une distance suffisante pour qu'elle n'exerce plus aucune action sur l'aimant, l'impulsion est proportionnelle à la charge totale du condensateur Q_T .

Si la bobine D est seule au galvanomètre et la bobine T éloignée, l'impulsion est proportionnelle à la charge qui traverse la bobine dérivée Q_D .

La différence $Q_T - Q_D$ représente la charge qui traverse l'interruption dérivée E. Si les bobines T et D sont placées simultanément au galvanomètre et de façon que leurs actions sur l'aimant se contrarient au point de s'annuler, quand les deux bobines sont traversées par la même charge; l'impulsion du galvanomètre est proportionnelle à la différence $(Q_T - Q_D)$, entre les charges totale et dérivée traversant les bobines T et D; l'aiguille est projetée d'un côté si la charge totale est supérieure à la charge dérivée; elle est projetée de l'autre côté si la charge dérivée est plus grande que la charge totale.

On a employé les deux méthodes et obtenu les résultats suivants :

Résultats I. — *Lorsqu'on laisse la distance explosive I constante, la quantité d'électricité qui traverse la bobine dérivée croît d'une façon continue avec la distance explosive de l'excitateur dérivé E, d'abord suivant une loi sensiblement proportionnelle, puis d'une manière de plus en plus rapide à mesure qu'on approche de la distance critique.*

II. — *Lorsque la distance explosive E dépasse une certaine valeur δ , la quantité d'électricité qui traverse la bobine dérivée est plus grande que la charge totale.*

On retrouve le résultat paradoxal d'Edlund.

Ces résultats sont loin de confirmer la proposition de M. Lodge.

Ces énoncés se rapportent à la charge qui traverse la dérivation continue; on en déduirait facilement les énoncés relatifs à l'étincelle dérivée.

Voici deux séries d'expériences démontrant ces propositions :

1^o Bobine dérivée seule au galvanomètre :

$$I = 0^{\circ},5$$

| | | | | | |
|------------------------|---------------|---------------------|--------------------|---------------------|-------------------|
| Distances explosives E | 0 | 0 ^o ,125 | 0 ^o ,22 | 0 ^o ,275 | 0 ^o ,3 |
| Impulsions. | inappréciable | + 8 | + 12 | + 16 | + 50 |

Quand la distance explosive E dépasse 0^o,3, l'étincelle dérivée n'éclate plus en E, la charge totale traverse la bobine dérivée, on obtient une impulsion constante de 12 divisions à chaque étincelle principale.

L'impulsion est inappréciable quand $E = 0$, parce que la résistance métallique de l'excitateur dérivé est très petite, par rapport à celle de la bobine dérivée, de sorte que cette dernière est traversée par une charge inappréciable.

Quand $I = 0^{\circ},5$ et $E = 0^{\circ},22$ $Q_D = Q_T$

Lorsque $I = 0^{\circ},5$ et $E = 0^{\circ},3$,

la bobine dérivée est traversée par une charge quatre fois plus forte que la charge totale de la batterie.

2° Galvanomètre différentiel en équilibre quand la même charge traverse les deux bobines placées simultanément au galvanomètre :

$$I = 0^{\circ},75$$

| | | | | | |
|------------------------|------|---------------|----------------|---------------|-----------------|
| Distances explosives E | 0 | $0^{\circ},2$ | $0^{\circ},35$ | $0^{\circ},5$ | $0^{\circ},625$ |
| Impulsions. | + 16 | + 8 | 0 | - 13 | - 180 |

Quand $E > 0^{\circ},625$ l'étincelle dérivée n'éclate plus, le galvanomètre reste en équilibre pendant la décharge.

Si $E = 0$, la bobine dérivée n'étant traversée par aucun courant, l'impulsion observée correspond à la charge totale du condensateur.

Si $E = d = 0,35$ $Q_D = Q_T$

Si $E = 0^{\circ},625$, la quantité d'électricité qui traverse la bobine dérivée est plus de dix fois plus grande que la charge totale du condensateur.

On voit en outre que si I croît, d augmente aussi; en effet, pour $I = 0,5$, $d = 0,22$; $I = 0,75$, $d = 0,3$.

CHAPITRE II

ÉTUDE THÉORIQUE

Quelle est l'explication des faits que nous venons de constater? Trois idées théoriques sont en présence, fondées :

- 1° Sur l'idée d'une force électromotrice de l'étincelle ;
- 2° Sur le rôle de soupape électrique joué par l'étincelle dérivée ;
- 3° Sur les lois générales de l'induction.

1° Force électromotrice de l'étincelle.

Cette idée, féconde un moment entre les mains d'Edlund, était trop vague pour ne pas devenir stérile. Elle ne constitue pas, à proprement parler, une théorie; elle ne rend compte que de ce seul fait, l'exagération paradoxale de la charge dérivée; elle ne montre aucune relation précise entre la charge qui traverse la bobine dérivée et la variation des diverses constantes du circuit, distances explosives, nature et pression des gaz en lesquels les étincelles éclatent, résistances, self-induction des bobines, etc.

M. E. Lecher l'a réfutée dans un mémoire intéressant (1);

(1) E. Lecher. Loc. cit., p. 8

je crois que cette idée est abandonnée par la très grande majorité des physiciens.

2° *Soupape électrique*

Edlund démontre dans un de ses mémoires (1) le rôle de soupape* électrique joué par l'étincelle dérivée pour les courants d'induction de sens contraire qui prennent naissance par la fermeture et l'ouverture du circuit $d m G c f g d$ (Fig. 2) par le début et la fin de l'étincelle dérivée; il n'abandonne pas toutefois son explication par la force électromotrice de l'étincelle.

Sur les conseils de M. Lippmann, j'ai cherché si l'augmentation de la charge dérivée n'était pas due exclusivement au rôle de soupape électrique joué par l'excitateur dérivé pour les courants oscillatoires de la décharge.

La soupape électrique telle qu'on la décrit habituellement se compose essentiellement d'un excitateur dont les pôles sont dyssymétriques; elle possède cette propriété de se laisser traverser plus facilement par le courant dans un sens que dans l'autre, soit par exemple un excitateur dérivé dyssymétrique formé d'une grosse sphère et d'une petite placée dans le dispositif dont nous nous servons fig. 4.

Si l'excitateur E laisse passer plus facilement les courants dirigés dans le sens de la flèche f , on peut expliquer très simplement la multiplication de la charge dérivée si la décharge est oscillatoire.

Traçons dans ce cas, la courbe de l'intensité du courant en fonction du temps; en portant les temps en abscisses et les intensités en ordonnées, cette courbe a la forme connue. Supposons que l'excitateur E laisse passer plus facilement les courants positifs et, pour simplifier le raisonnement, supposons que E laisse passer totalement le courant positif dirigé suivant a

(1) Pogg. Ann., t. 136, p. 367 et Pogg. Ann., t. 139, p. 369 et suivantes.

flèche f , et arrête complètement le courant négatif de sens contraire. La quantité d'électricité, qui traverse le circuit, est représentée par l'aire comprise entre les sinuosités et l'axe des temps, comptée positivement, si l'ordonnée est positive, négativement si l'ordonnée est négative.

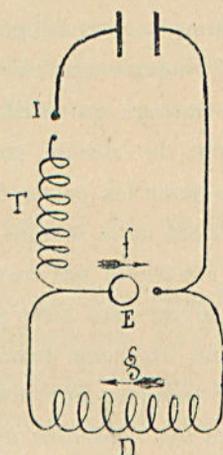


Fig. 4.

Avec un exciteur dérivé formant soupape électrique parfaite, on voit que la soupape sera traversée par la quantité d'électricité représentée par la somme des aires des boucles positives, tandis que la bobine dérivée sera parcourue par la quantité d'électricité représentée par la somme des aires négatives, et le courant sera dirigé dans le sens de la flèche g dans la bobine D.

Or, on sait que, dans une décharge oscillatoire peu amortie, l'aire de la première boucle représente à peu près le double de la charge totale; il est aisé de comprendre d'après cela que la charge qui traverse la bobine dérivée soit notablement plus grande que la charge totale, la somme des aires négatives pouvant dépasser notablement la $\frac{1}{2}$ aire de la première boucle; mais il faut se demander si cette explication est admissible.

Le sens dans lequel l'excitateur dérivé se laisse traverser le plus facilement par le courant est déterminé uniquement par la forme de l'excitateur : dans l'excitateur dyssymétrique considéré, le sens de facile passage est, par exemple, dirigé de la grosse boule vers la petite. Cette propriété fondamentale des soupapes électriques permet de contrôler la théorie précédente par l'expérience. Répétons les expériences sous la forme décrite page 13 ; en changeant uniquement l'excitateur dérivé bout pour bout, le sens de facile passage qui était primitivement pour les courants qui parcourent le circuit principal dans le sens $C_1 I E C_2$ sera cette fois pour les courants de sens inverse, parcourant le circuit principal dans le sens $C_2 E I C_1$; on voit dès lors que la quantité d'électricité qui traverse la bobine dérivée est représentée par la somme des aires positives, le courant est dirigé dans cette bobine en sens inverse de la flèche g , le galvanomètre doit donc indiquer une multiplication de la charge dérivée, mais *une déviation contraire à la première.*

Donc, *si l'excitateur dérivé joue le rôle d'une soupape électrique, en intervertissant uniquement les pôles de l'excitateur dérivé, on change le sens du courant dans la bobine dérivée.*

De même en changeant le signe de l'électrisation des armatures, *on ne doit pas changer le sens de la déviation galvanométrique.*

Ces conclusions *sont contredites* par l'expérience, en particulier quand on retourne bout pour bout l'excitateur dérivé, sans rien changer aux autres parties de l'appareil, l'expérience montre que l'impulsion ne change pas de sens, mais sa grandeur est légèrement altérée de $\frac{1}{20}$ par exemple, dans un sens ou dans l'autre ; nous expliquerons ce fait plus loin.

Nous pouvons donc conclure ce chapitre contrairement à Edlund. *L'excitateur dérivé ne joue pas le rôle de soupape électrique.*

Les expériences qui avaient conduit Edlund à soutenir l'opi-

nion contraire, consistaient à changer la forme du circuit de décharge : 1° en permutant la position des résistances ou des bobines dans les deux dérivation interromptue et continue (1) ; 2° en introduisant, puis supprimant des bobines ou des résistances dans les dérivation conductrice et continue (2).

Ces expériences démontrent uniquement l'influence de la forme et de la résistance du circuit sur la décharge dérivée et semblent montrer qu'il faut chercher l'explication de ces phénomènes dans les lois générales de l'induction.

3° *Théorie fondée sur les lois de l'induction.*

G. Wiedemann (3) avait émis cette idée qu'il fallait chercher l'explication des expériences d'Edlund dans les lois de l'induction. M. E. Lecher (4) montra que les faits observés pouvaient mieux s'expliquer par les extra-courants de fermeture et de rupture à l'excitateur dérivé que par l'hypothèse d'une force électromotrice de l'étincelle. On n'avait pas encore songé à appliquer mathématiquement les lois générales de l'induction aux décharges dérivées des condensateurs. Nous allons traiter ce problème en faisant des hypothèses analogues à celles que l'on fait dans la théorie de la décharge d'un condensateur dans un circuit conducteur donné par W. Thomson.

Considérons une bouteille de Leyde dont les armatures sont réunies par un circuit bon conducteur interrompu par le champ intrapolaire d'un excitateur (Fig. 1) : lorsqu'une étincelle éclate à l'excitateur, la couche d'air de l'interruption, dont la résistance est infinie avant la décharge, acquiert rapidement,

(1) Pogg. Ann., t. 139, p. 369 et suivantes.

(2) Pogg. Ann., t. 136, p. 337 et suivantes.

(3) G. Wiedemann, loc. cit. p. 8.

(4) E. Lecher, loc. cit. p. 8.

par suite de l'échauffement, une résistance comparable aux résistances métalliques.

Cette proposition n'est pas une simple hypothèse : les expériences bien connues de Riess sur l'énergie des condensateurs en donnent la preuve.

En effet, ce fait que le dégagement de chaleur dans l'étincelle est très petit par rapport à la chaleur dégagée dans un fil métallique d'une résistance de quelques ohms, traversé par le même courant, nous montre que la résistance moyenne de l'étincelle pendant la décharge est très petite par rapport à la résistance du fil.

La résistance de l'étincelle acquiert cette résistance très petite, en un temps très court par rapport à la durée totale de la décharge, car s'il en était autrement, comme elle est extrêmement grande par rapport à la résistance métallique, dans les premiers instants de la décharge, la quantité de chaleur dégagée dans l'étincelle serait comparable à la chaleur dégagée dans le fil.

Une étincelle produite dans les conditions décrites est un trait lumineux très brillant : la résistance étant une propriété physique de la matière ; nous admettons que les étincelles brillantes ont une résistance moyenne comparable aux résistances métalliques de mêmes dimensions que l'étincelle.

L'étincelle dérivée, qui éclate dans la décharge des condensateurs que nous employons, satisfait aux conditions précédemment définies. Nous nous proposons de chercher ce qui se passe dans la décharge dérivée du condensateur (Voir page 10), à partir de l'instant où toutes les résistances peuvent être considérées comme des constantes.

En traitant le problème complètement, on obtient un système d'équations linéaires simultanées, à coefficients constants, dont la solution ne donne pas immédiatement l'explication des phénomènes observés.

On obtient une solution approchée, beaucoup plus simple et plus rapide, en ne tenant compte que de l'induction propre de chacun des circuits partiels sur lui-même. Au point de vue expérimental, on peut d'ailleurs s'approcher autant que l'on veut de ce cas spécial, en éloignant les bobines totale et dérivée l'une de l'autre et de l'excitateur dérivé.

Désignons par V_1 le potentiel de l'armature C_1 , V_2 le potentiel de l'armature C_2 , V_1' et V_2' les potentiels aux points de bifurcation B_1 et B_2 .

Soient R_1 et L_1 la résistance et le coefficient de self-inducteur de la branche $C_1 B_1$ qui comprend la bobine totale T , soit I_1 , le courant qui parcourt cette branche.

Soient r_1 et l_1 , la résistance et la self-induction de la bobine dérivée, i_1 le courant qui la parcourt; r_2 et l_2 , la résistance et la self-induction de la déviation interrompue, i_2 le courant qui la traverse; R_2 et L_2 la résistance et la self-induction de la branche $B_2 C_2$; I_2 le courant qui la parcourt.

Les courants seront comptés positivement de C_1 vers C_2 ; ils sont supposés uniformes, le temps t est compté à partir de l'instant où les résistances peuvent être considérées comme des constantes.

La première loi de Kirchhoff, appliquée aux points de bifurcation B_1 et B_2 donne :

$$(1) \quad I_1 = i_1 + i_2$$

ou si on désigne par I le courant total I_1 ou I_2

$$(1') \quad I = i_1 + i_2$$

En appliquant les lois de l'induction aux diverses branches, on obtient pour $C_1 B_1$:

$$(2) \quad R_1 I + L_1 \frac{dI}{dt} = V_1 - V_1'$$

pour B₁ D B₂ :

$$(3) \quad r_1 i_1 + l_1 \frac{di_1}{dt} = V_1' - V_2'$$

pour B₁ E B₂

$$(4) \quad r_2 i_2 + l_2 \frac{di_2}{dt} = V_1' - V_2'$$

pour B₂ C₂

$$(5) \quad R_2 I + L_2 \frac{dI}{dt} = V_2' - V_2$$

Ajoutons, membre à membre, les équations (2), (3), (5), il vient :

$$(6) \quad (R_1 + R_2) I + (L_1 + L_2) \frac{dI}{dt} + r_1 i_1 + l_1 \frac{di_1}{dt} = V_1 - V_2$$

Ajoutons, membre à membre, les équations (2), (4) et (5), on obtient :

$$(7) \quad (R_1 + R_2) I + (L_1 + L_2) \frac{dI}{dt} + r_2 i_2 + l_2 \frac{di_2}{dt} = V_1 - V_2$$

Si on tient compte de l'équation (1), l'équation (7) devient (7') :

$$(7') \quad (R_1 + R_2 + r_2) I + (L_1 + L_2 + l_2) \frac{dI}{dt} - r_2 i_1 - l_2 \frac{di_1}{dt} = V_1 - V_2$$

Dans nos expériences, la dérivation B₁ E B₂ se compose uniquement d'un excitateur d'une vingtaine de centimètres de long ; l_2 est donc négligeable devant L_1 self-induction de la bobine totale et par suite négligeable devant $L_1 + L_2$; la résistance r_2 est très petite par rapport à la résistance $R_1 + R_2$, d'après les considérations précédentes ; en tenant compte de ces particularités, l'équation (7') devient :

$$(7'') \quad (R_1 + R_2) I + (L_1 + L_2) \frac{dI}{dt} - r_2 i_1 - l_2 \frac{di_1}{dt} = V_1 - V_2.$$

Retranchons l'équation (7'') de l'équation (6) on obtient :

$$(8) (r_1 + r_2) i_1 + (l_1 + l_2) \frac{di_1}{dt} = 0$$

dont l'intégrale générale est

$$(9) i_1 = i_0 e^{-\frac{r_1 + r_2}{l_1 + l_2} t}$$

formule dans laquelle i_0 représente l'intensité du courant, dans la bobine dérivée à l'origine du temps, c'est-à-dire à l'instant à partir duquel les résistances peuvent être considérées comme des constantes et e la base des logarithmes népériens.

Si maintenant on suppose r_2 négligeable devant r_1 et l_2 négligeable devant l_1 , ce que nos expériences permettent, l'équation (8) devient :

$$(8') r_1 i_1 + l_1 \frac{di_1}{dt} = 0$$

et si on tient compte de cette équation (8') dans l'équation (6) on obtient :

$$(10) (R_1 + R_2) I + (L_1 + L_2) \frac{dI}{dt} = V_1 - V_2.$$

Les équations (1'), (8) et (10) donnent les lois du partage du courant de décharge, à un instant quelconque de la décharge postérieure à l'origine du temps et pour une branche quelconque du circuit de décharge.

Donc à partir de l'instant où les résistances des étincelles principale et dérivée ne subissent que des variations très petites, par rapport à la résistance des bobines.

1° *Le courant de la bobine dérivée décroît sans changer de signe, suivant une loi exponentielle (9) rappelant l'extracourant de rupture.*

2° *Le courant, dans le circuit total, est indépendant du circuit dérivé; il suit les lois de la décharge du condensateur dans un circuit simple, formé du circuit précédent dont on aurait supprimé la bobine et l'excitateur dérivés, et dont*



les points de bifurcation B_1 B_2 seraient réunis par un conducteur de résistance et self-induction négligeables.

Si donc, comme c'est le cas dans nos expériences, la résistance est inférieure à la résistance critique d'oscillation, pendant que le courant dans la bobine dérivée décroît sans changer de sens, la bobine totale est le siège de courants oscillatoires.

Si nous supposons que les résistances deviennent constantes pendant la première période d'oscillation simple, le courant dans les diverses branches du circuit peut se représenter par les courbes suivantes dont les ordonnées représentent les intensités, et les abscisses, les temps (fig. 5).

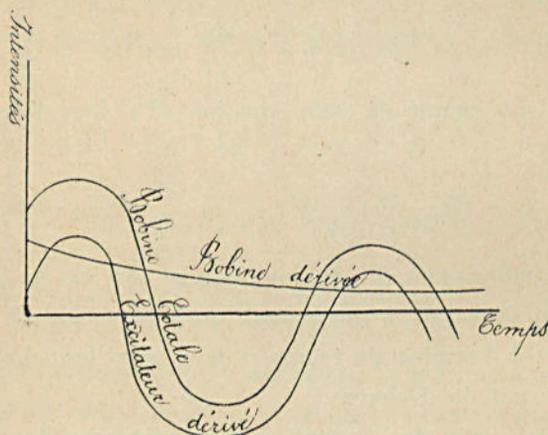


Fig. 5.

La courbe relative à l'excitateur dérivé s'obtient en retranchant l'ordonnée relative à la bobine dérivée de l'ordonnée représentant le courant dans la bobine totale.

On voit que les zéros de la courbe de l'excitateur dérivé ne sont pas équidistants et que les maxima de la valeur absolue de l'intensité sont plus considérables que ceux du courant total. La fig. 7 représente les courbes de l'intensité dans le cas où la direction principale est continue.

Vérifications. — On sait que, lorsqu'une batterie se décharge à travers un circuit très résistant, l'étincelle est peu colorée et produit un bruit étouffé; si la résistance diminue l'étincelle devient plus bruyante: lorsque la résistance est très faible, l'étincelle produit un bruit clair en même temps qu'elle devient plus lumineuse; on attribue ce changement de son aux oscillations du courant; plus les oscillations sont amples et rapides, plus le bruit de l'étincelle est intense et clair.

M. Lodge a signalé dans ses expériences (1) ce fait que l'étincelle principale produit un bruit mat si elle n'est pas accompagnée d'une étincelle dérivée; elle produit un son clair quand elle provoque une étincelle dérivée. On constate très bien ces faits dans nos expériences. Or, nous avons vu que suivant que l'étincelle dérivée existe ou n'existe pas tout se passe comme si la décharge s'effectuait dans un circuit comprenant une ou deux bobines, ou si les deux bobines sont égales, dans un circuit de self-induction variant du simple au double. La capacité restant la même, la période d'oscillation varie comme $\sqrt{2}$; d'autre part les variations de l'intensité du courant sont plus grandes dans l'étincelle dérivée. Les résultats de la théorie expliquent par conséquent le changement de son constaté par l'expérience, mais c'est là une vérification très grossière.

2° Il nous faut montrer maintenant que la théorie précédente explique la *multiplication paradoxale de la charge dérivée*, découverte par Edlund, contestée par Lecher et rétablie de nouveau par nos expériences personnelles.

Cette théorie suppose essentiellement la décharge oscillatoire. En effet la charge totale qui traverse un circuit quelconque étant représentée par l'aire comprise entre la courbe et l'axe des temps, la multiplication de la charge dérivée est *impossible*, si la décharge du condensateur dans le circuit principal

(1) Lodge, Loc. cit. p. 9.

n'est pas oscillatoire, la figure 7 le montre clairement. On le montre expérimentalement en plaçant une résistance de sulfate de cuivre dans le circuit principal.

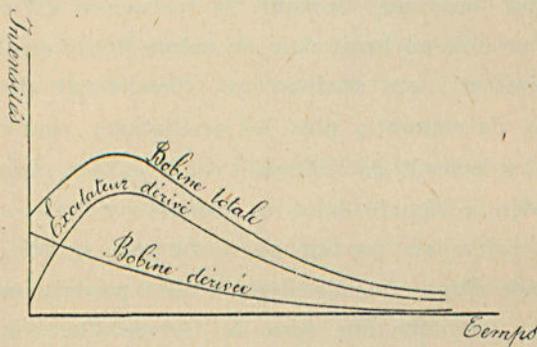


Fig. 7.

La méthode graphique permet de donner une idée de la multiplication dans le cas de la décharge oscillatoire : on conçoit en effet que l'aire embrassée par la courbe de la bobine dérivée puisse être beaucoup plus considérable que la $\frac{1}{2}$ aire de la première boucle qui représente à peu près la charge totale.

Mais on peut mieux rendre compte du phénomène par le calcul direct.

La charge Q_D , qui traverse la bobine dérivée à partir de l'instant où les résistances deviennent constantes, est représentée par l'intégrale $\int_0^{\infty} i dt$, où i est donné par l'équation (9). Si on désigne par l la self-induction $l_1 + l_2$ par r la résistance $r_1 + r_2$, du circuit formé par les deux dérivations la charge dérivée est $\int_0^{\infty} i_0 e^{-\frac{r}{l} t} dt$

c'est-à-dire :

$$(11) \quad Q_D = \frac{l}{r} i_0$$

La valeur i_0 du courant, dans la bobine dérivée, est supposée comprise entre 0 et la valeur du maximum du courant dans la bobine totale.

Or, si on suppose que l'équation de Thomson est applicable, l'intensité dans le circuit total est donnée par la formule :

$$(12) \quad I = n Q_0 e^{-mt} \sin nt$$

Q_0 étant la charge primitive du condensateur, n le produit par 2π du nombre p d'oscillations doubles par seconde $m = \frac{R}{2L}$

Si on néglige l'amortissement de la première oscillation, le premier maximum de l'intensité est :

$$(13) \quad I_m = n Q_0.$$

Calculons d'abord la charge qui traverserait la bobine dérivée si l'intensité initiale, au lieu d'être i_0 , était I_m ; il nous sera facile ensuite de trouver la valeur i_0 , exprimée en fonction de I_m , qui rendrait la charge dérivée 10 fois plus grande que la charge du condensateur.

Avec une intensité initiale I_m la bobine dérivée serait traversée par une charge.

$$(14) \quad Q_D = \frac{l}{r} n Q_0.$$

Évaluons le facteur $f = \frac{l}{r} n$ pour nos expériences et les expériences d'Edlund en fonction de quantités facilement mesurables, on a :

$$n = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

dans nos expériences $l = L$, par suite :

$$f = \frac{\sqrt{l}}{r \sqrt{C}}$$

si $r = 10$ ohm environ, $C = 10^{-8}$ farad., $l = 10^{-3}$ quadrant environ.

$$f = 316$$

il suffit par conséquent que i_0 soit la $\frac{1}{31,6}$ partie du courant

maximum I_m pour que la bobine dérivée soit traversée par une charge dix fois plus grande que la charge totale de la batterie.

Dans les expériences d'Edlund, le condensateur est formé par les bouteilles en cascade de la machine de Holtz; le circuit dérivé a une très faible self-induction et une faible résistance, par suite de la dérivation jetée sur le galvanomètre. Le circuit principal a une très faible self-induction, de sorte que si nous admettons l'égalité $l = L$, on trouve encore, en admettant en outre que la durée des oscillations est de $\frac{1}{100.000}$ de seconde, que f est notablement plus grand que dans nos expériences.

Enfin, il nous reste à montrer comment M. Lecher n'a pas observé la multiplication de la charge dérivée quand son galvanomètre n'était pas shunté.

Dans ses expériences, le circuit total est analogue à celui d'Edlund, mais le circuit dérivé continu est formé d'un galvanomètre à grande résistance (930 ohms) (1).

La formule (11) nous montre que la décharge dérivée est proportionnelle à la self-induction et inversement proportionnelle à la résistance de la bobine dérivée, on conçoit donc que, puisque la résistance de la dérivation de M. Lecher est plus de mille fois plus grande que celle d'Edlund, si la self-induction n'a pas augmenté dans la même proportion, la décharge dérivée, observée par M. Lecher, soit notablement inférieure à la décharge constatée par Edlund; d'ailleurs, la distance explosive dérivée de Lecher n'était peut-être pas la même que celle d'Edlund, ni assez grande pour que l'on puisse observer la multiplication de la décharge dérivée; en effet, dans certaines expériences (1), si $l = 10$ mm., il prend pour E de 1 à 3 mm.

(1) Lecher, loc. cit., p. 8.

D'autre part, l'expérience montre qu'en plaçant, dans la dérivation continue de la bobine dérivée, une colonne de sulfate de cuivre de quelques centimètres de long sur un cm^2 de section, on n'observe plus aucune multiplication.

4° Nous avons démontré (2) que l'intensité du courant et la différence de potentiel entre les deux pôles de l'excitateur dérivé sont des fonctions croissantes du temps dans les premiers instants de la décharge et avant qu'une étincelle dérivée ne se produise à cet excitateur. On peut donc dire également que l'intensité du courant au moment où l'étincelle éclate à l'excitateur dérivé est une fonction croissante de la différence de potentiel aux premiers instants de la décharge; on conçoit que i_0 précédemment définie soit d'autant plus grande que l'intensité est plus grande au moment où l'étincelle éclate; donc la décharge dérivée, qui est proportionnelle à i_0 , croît avec le potentiel explosif et par suite la distance explosive de l'excitateur dérivé. Pour un même excitateur dérivé, on conçoit donc que la décharge dérivée varie si on change son potentiel explosif en intervertissant le signe de la charge comme nous l'avons constaté page 22.

On peut démontrer par l'expérience qu'à la distance explosive dérivée maximum, pour laquelle on peut observer une étincelle dérivée, l'étincelle éclate quand la différence de potentiel entre les pôles de l'excitateur dérivé est maximum, et dans ce cas, la vitesse de variation du courant $\frac{di}{dt}$ est voisine du maximum (3).

Donc, à deux valeurs très voisines du potentiel maximum correspondent deux valeurs relativement très différentes de l'intensité initiale; on conçoit par suite que les irrégularités constatées dans la décharge dérivée aillent en croissant avec la vitesse de

(1) Lecher. Loc. p. 15.

(2) C. R. 16 juillet 1894.

(3) Thèse, p. 10.

variation $\frac{di}{dt}$, c'est-à-dire avec l'intensité et la différence de potentiel. (1)

Les expériences d'Edlund (2) sur la variation de la charge dérivée avec la forme des pôles et l'atmosphère gazeuse s'expliquent de la même manière.

En résumé, la théorie que nous venons d'exposer a rendu compte d'un grand nombre de faits déjà acquis; elle a permis d'en prévoir de nouveaux que l'expérience a vérifiés.

(1) Voir page 16.

(2) Pogg. Ann. t. 139, p. 353.

