

bande de plomb (antimonié de préférence), placée en dehors de l'électrolyte. On peut couler cette tête de plomb autour des crayons, sur une longueur de 10 à 20 mm., à l'aide d'un moule spécial; on peut aussi visser les tiges dans la masse de plomb. On laisse entre chaque crayon une distance de 5 à 10 mm. environ.

Les avantages résultant de l'emploi de l'aluminium sous cette forme sont les suivants: Circulation de l'électrolyte pendant le fonctionnement, permettant autant que possible l'égalisation de la température; attaque aussi réduite et aussi régulière que possible, due à l'état physique de l'aluminium étiré (propriété analogue à celle des crayons de zinc étiré dans les piles Leclanché); remplacement aisé et peu coûteux de l'électrode-aluminium lorsque, par suite du fonctionnement, cette dernière se trouve détériorée.

L'usure de l'aluminium, dans les soupapes électrolytiques, constitue la dépense la plus importante; sous forme de tiges étirées, le prix de l'aluminium n'est que de très peu supérieur au prix du métal brut.

On peut employer tous les électrolytes habituels; toutefois, on recommande, comme rentrant dans le cadre de cette invention, l'usage des solutions de borates alcalins, et plus particulièrement des borates d'ammoniaque. Ces derniers se préparent très simplement, sur place, en dissolvant l'acide borique du commerce dans de l'eau ammoniacale. Cet électrolyte fonctionne bien, et son prix de revient est très faible.

En résumé, la soupape électrolytique Limb est caractérisée par l'emploi de l'aluminium sous forme de « crayons » étirés à la filière, absolument comme les crayons de zinc des piles Leclanché, et par l'usage, comme électrolyte, des solutions de borates alcalins, particulièrement des borates d'ammoniaque.

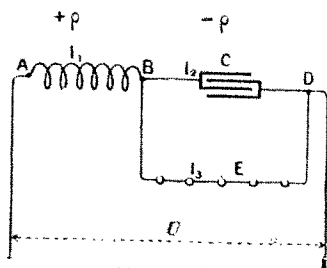
E. C.

## SÉPARATION DES PUISSANCES RÉELLE ET MAGNÉTIQUE dans les Calculs relatifs aux Courants alternatifs

La méthode repose sur la conservation de la puissance magnétisante et de la puissance réelle. Je dois dire ici que la démonstration que j'ai donnée de ce fait au Congrès de 1900 n'est pas absolument générale; j'en donne depuis une démonstration générale dans les conférences que je fais tous les ans à l'École supérieure d'Electricité, mais il me paraît de peu d'intérêt de reproduire ici cette démonstration. Il suffit de se rappeler que les puissances réelles s'ajoutent algébriquement, qu'il en est de même des puissances magnétisantes, et qu'en chaque portion d'un réseau la puissance apparente est la racine carrée de la somme des carrés des puissances réelle et magnétisante.

Je pourrais prendre l'exemple banal d'un réseau quelconque, comportant des lampes, des moteurs, etc., mais, dans le but d'accroître l'intérêt de la question pour le lecteur, j'appliquerai la méthode à l'un des deux montages que j'ai indiqués en 1890 comme permettant d'obtenir une intensité constante au moyen d'une distribution à tension constante, par exemple celui de la figure ci-jointe.

Entre A et B est une bobine de self-induction, de réactance  $\rho$ , que nous supposons, pour simplifier, n'absorber aucune énergie. Entre B et D est une capacité  $C$ , que nous supposons, également, n'absorber aucune énergie, et telle que sa réactance soit  $-\rho$ , d'où :



$$\frac{1}{\omega C} = \rho \quad \text{et} \quad \omega^2 LC = 1$$

Entre B et D se trouve, également dérivé, un circuit d'utilisation contenant n'importe quoi, pourvu que ce n'importe quoi n'introduise pas d'harmoniques sensibles dans la force électromotrice ou dans le courant.

Soient, dans ce circuit:  $I_3$  l'intensité efficace;  $p$  la puissance réelle;  $m$  la puissance magnétisante;  $E$  la différence de potentiel efficace aux bornes B et D.

Soit  $I_2$  l'intensité efficace dans la capacité;  $I_1$  l'intensité efficace dans la self-induction AB;  $U$  la différence de potentiel efficace entre A et D.

Dans la self-induction et dans la capacité, il n'y a pas de puissance réelle, et les puissances magnétisantes sont respectivement :

$$\rho I_1^2 \quad \text{et} \quad -\rho I_2^2 = -\frac{E^2}{\rho}$$

L'application des prémisses conduit aux trois équations suivantes :

Pour le circuit d'utilisation considéré seul :

$$p^2 + m^2 = E^2 I_3^2 \quad (1)$$

Pour les deux circuits dérivés entre B et D :

$$p^2 + \left(m - \frac{E^2}{\rho}\right)^2 = E^2 I_1^2 \quad (2)$$

Pour l'ensemble :

$$p^2 + \left(m - \frac{E^2}{\rho} + \rho I_1^2\right)^2 = U^2 I_1^2 \quad (3)$$

Développant (3) et combinant avec (2), il vient :

$$U^2 = E^2 + (\rho I_1)^2 + 2\rho \left(m - \frac{E^2}{\rho}\right)$$

Développant (2), et combinant avec (1), il vient :

$$\rho^2 I_1^2 = \rho^2 I_3^2 + E^2 - 2m\rho$$

Combinant ces deux dernières équations, il vient :

$$U = \rho I_3$$

On peut déduire immédiatement les courants  $I_2$  et  $I_1$ , la tension aux bornes de la self-induction, etc., et ces résultats sont obtenus sans qu'il ait été besoin d'utiliser les équations aux valeurs instantanées.

En général, les calculs numériques concernant un réseau ordinaire sont encore plus simples: il suffit de cheminer de proche en proche des appareils d'utilisation jusqu'à la source, en faisant des additions, soustractions, multiplications, divisions, carrés et racines carrées.

Afin de pouvoir appliquer la méthode aux appareils doués d'induction mutuelle, et en passant de circuits à d'autres circuits isolés des premiers, il faut démontrer qu'il y a encore conservation des puissances dans ces conditions. Cela est facile, et je ne m'attarderai pas non plus à faire ici cette démonstration, qui a été déjà faite par M. Nougier (\*).

La méthode permet ainsi d'utiliser ses qualités si pré-

(\*) NOUGIER. — Etude des installations à courants alternatifs par la méthode des grandeurs wattées et magnétisantes. (*L'Eclairage Electrique*, 1906).

cieuses au calcul des appareils à courants alternatifs : transformateurs, alternateurs, moteurs. Je me bornerai, aujourd'hui, à montrer comment la méthode peut être utilisée au calcul de la chute de tension dans un transformateur en charge, en tenant compte des fuites magnétiques, c'est-à-dire substituée aux méthodes graphiques de Kapp ou autres, permettant la solution de ce problème.

De quelque manière que le problème soit traité, il faut connaître les fuites magnétiques pour le primaire et pour le secondaire. Ces fuites connues, il est facile d'en déduire les forces contre-électromotrices développées par elles dans les circuits, primaire et secondaire, forces contre-électromotrices qui sont en quadrature avec les courants. Dans les méthodes graphiques auxquelles je viens de faire allusion, on introduit alors ces forces contre-électromotrices par leurs phases et l'on procède à leur construction. Ici, il faut multiplier les forces contre-électromotrices par les courants respectifs pour en déduire les puissances magnétiques primaire et secondaire perdues dans l'appareil, indépendamment de celle perdue à la magnétisation du circuit magnétique commun aux deux circuits, et qui se calcule encore plus facilement.

Soient alors :  $P_2$  la puissance réelle que débite le secondaire ;  $M_2$  la puissance magnétisante que débite le secondaire ;  $r_2$  la résistance du secondaire ;  $\rho_2$  la réactance de fuites du secondaire calculée comme il vient d'être dit ( $\rho_2 I_2^2 =$  perte de puissance magnétisante secondaire) ;  $I_2$  le courant secondaire.

On a alors, pour la puissance réelle totale du secondaire,

$$P'_2 = P_2 + r_2 I_2^2$$

et, pour la puissance magnétisante totale du secondaire :

$$M_2 = M_2 + \rho_2 I_2^2$$

La puissance apparente totale du secondaire est donc :

$$A_2 = \sqrt{P'^2_2 + M_2^2}$$

La force électromotrice secondaire est alors :

$$E'_2 = \frac{A_2}{I_2}$$

Par le rapport du nombre des spires, il est facile de passer à la force électromotrice primaire  $E'_1$ .

Si  $p_f$  est la puissance réelle perdue dans le fer,  $m_f$  la puissance magnétisante nécessaire à la formation du flux dans le fer du transformateur, on a le courant primaire :

$$I_1 = \frac{\sqrt{(P'_2 + p_f)^2 + (M_2 + m_f)^2}}{E'_1}$$

Si l'on a encore :  $r_1$  résistance du primaire ;  $\rho_1$  réactance de fuites du primaire ( $\rho_1 I_1^2 =$  perte), la puissance réelle aux bornes du primaire est :

$$P_1 = P'_2 + p_f + r_1 I_1^2$$

la puissance magnétisante aux bornes du primaire est :

$$M_1 = M_2 + m_f + \rho_1 I_1^2$$

De sorte que la puissance apparente aux bornes du primaire est :

$$A_1 = \sqrt{P_1^2 + M_1^2}$$

et la tension aux bornes du primaire :

$$E_1 = \frac{A_1}{I_1}$$

Ce calcul, fait une fois en donnant à  $P_2$  et  $M_2$  des valeurs nulles, une autre fois en donnant à  $P_2$  et  $M_2$  leurs valeurs respectives en charge, donne deux valeurs de  $E_1$  : celles que  $E_1$  devrait avoir à vide et en charge pour que  $E_2$  soit invariable. Le rapport de ces deux valeurs diffère extrêmement peu du rapport entre les différences de potentiel aux bornes du secondaire à vide et en charge ; il lui est pratiquement égal.

(La Revue Électrique.)

P. BOUCHEROT.

## LE MOIS HYDRO-ÉLECTRIQUE

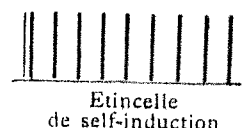
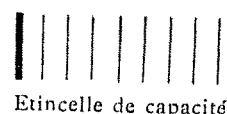
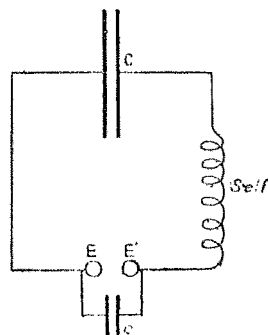
### ACADÉMIE DES SCIENCES

#### MÉCANIQUE ET ÉLECTRICITÉ

**Sur le rôle et la nature de la décharge initiale (trait de feu dans l'étincelle électrique.** — Note de M. G.-A. HEMSALECH. Séance du 25 mars 1907.

L'augmentation de la self-induction du circuit de décharge d'un condensateur est accompagnée de changements très marqués dans l'aspect et le spectre d'une étincelle placée dans ce circuit (1). A partir d'une certaine valeur de la self-induction, les raies de l'air, dues à la décharge initiale, disparaissent complètement.

Sans self-induction, le trait de feu est très lumineux par rapport aux observations qui suivent, et une grande partie de l'énergie mise en jeu dans la décharge, est nécessaire pour sa production. L'intervalle entre la décharge initiale et la première oscillation est toujours un peu plus grand que les intervalles entre les oscillations mêmes, comme l'a montré M. Tissot (2). L'amortissement des oscillations est considérable, et l'on ne peut que difficilement obtenir plus qu'une dizaine dans une même décharge.



Mais, si, en augmentant la self-induction, on dépasse un certain point critique, le caractère et la décharge initiale change brusquement : elle devient très faible, et une quantité minime d'énergie suffit pour sa production, de sorte que presque toute l'énergie de la décharge du condensateur est mise à profit des oscillations.

Ces dernières deviennent alors très énergiques ; l'amortissement est beaucoup moins grand que dans le cas précédent, et l'on peut facilement obtenir de 30 à 40 oscillations dans une même décharge. L'intervalle qui sépare la décharge initiale de la première oscillation est maintenant infiniment plus petit que l'intervalle entre deux oscillations successives, et, si l'on continue à augmenter la self-induction, cet intervalle, ainsi que l'éclat de la décharge initiale, restent constants, et seules les oscillations sont influencées. L'intervalle entre la décharge initiale et la première oscillation est de moins de  $10^{-5}$  secondes.

En me servant de la méthode photographique (pellicule mobile) et de celle du courant d'air (3), j'ai constaté que la valeur de la self-

(1) Hemsalech, *Comptes-rendus*, t. CXXIX, 1899, p. 285 et t. CXXXII, 1904, p. 917.  
 (2) Tissot, *Thèse de doct.* Paris, 1905, p. 77-80.  
 (3) *Comptes-rendus*, t. CXI, 1905, p. 1103.