

L'ONDE ÉLECTRIQUE

RADIOÉLECTRICITÉ ET SES APPLICATIONS
SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

BULLETIN DE LA
SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

Oscillateurs symétriques et multivibrateur, par
J. MERCIER.

Sur la propagation des ondes de 150 m à 2 000 m
de longueur, d'après les Conférences de Madrid et
de Lucerne.

Constante de temps et sélectivité de circuits
couplés par tubes électroniques, par G. FAYARD.

Ondemètres - hétérodynes, par E. CHATEL.

Analyses.

ÉTIENNE CHIRON, Éditeur, 40, rue de Seine, PARIS (VI)

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens

(Ancienne Société des Amis de la T. S. F.)

ABONNEMENT D'UN AN		Etienne CHIRON	PRIX
France.....	60 fr.	ÉDITEUR	DU NUMÉRO : 6 fr.
Étranger	{tarif faible. 70 fr.	40, rue de Seine-PARIS	Tél. : DANTON 47-56
	{tarif fort.. 80 fr.		
		CHÈQUES POSTAUX : PARIS 53-35	

SOCIÉTÉ DES RADIOELECTRICIENS

Adresser la correspondance administrative et technique au

Secrétariat de la S. R. E.

14, avenue Pierre-Larousse
Malakoff (Seine)

Paiement des cotisations à

M. COLMANT, trésorier

4, rue Alfred, Clamart (Seine)

Compte de chèques postaux n° 697-38

Les correspondants sont priés de rappeler chaque fois le numéro d'inscription porté sur leur carte.

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 2 francs par revue à toute demande.

EXTRAIT DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société des Radioélectriciens a pour but :

1° De contribuer à l'avancement de la radiotélégraphie théorique et appliquée ainsi qu'à celui des sciences et Industries qui s'y rattachent ;

2° D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion des questions concernant la radiotélégraphie et tout ce qui s'y rattache.

Elle s'interdit toute ingérence dans les entreprises Industrielles ou commerciales quelconques, autres que celles qui concernent son administration propre.

ART. 2. — La Société se compose de membres titulaires, — dont certains en qualité de membres bienfaiteurs ou de membres donateurs, — et de membres d'honneur.

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° Adresser au président une demande écrite appuyée par un membre de la Société ;

2° Être agréé par le Bureau de la Société.

Tout membre titulaire qui aura pris l'engagement de verser pendant cinq années consécutives une subvention annuelle d'au moins 1.000 francs, pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société, recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires, auront fait don à la Société, en dehors de leur cotisation, d'une somme de 300 francs au moins, seront inscrits en qualité de donateurs.

Les membres titulaires reçoivent une publication périodique ayant un caractère technique.

Cette publication leur est adressée gratuitement.

Toutefois les membres résidant à l'étranger doivent verser en sus de leur cotisation annuelle, une somme destinée à couvrir le supplément des frais postaux, somme qui sera déterminée par le Bureau.

MONTANTS DES COTISATIONS

Les cotisations annuelles sont ainsi fixées

Particuliers 50 fr.

Sociétés ou collectivités. 200 fr.

Les cotisations peuvent être rachetées moyennant le paiement immédiat de quinze annuités.

La cotisation des membres titulaires âgés de moins de 21 ans, en cours d'études ou de préparation professionnelle, peut sur demande être ramenée à 30 francs.

Les membres résidant à l'étranger doivent verser en plus pour couvrir le supplément de frais postaux la somme de 15 fr.

Cette somme sera diminuée de moitié si le pays de leur résidence a adhéré à la Convention de Stockholm (se renseigner à la Poste).

L'envoi de la carte de membre tient lieu de reçu de la somme envoyée. En cas de non admission d'un candidat, la somme versée lui est retournée.

OSCILLATEURS SYMÉTRIQUES ET MULTIVIBRATEUR

par J. MERCIER

Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

SOMMAIRE

Après avoir exposé quelques généralités sur les oscillateurs symétriques et avoir montré que tous ces oscillateurs peuvent être classés en un nombre très limité de catégories types, l'auteur aborde leur étude théorique. Leur fonctionnement est double, et les lampes peuvent fonctionner soit en parallèle, soit en opposition. C'est ce dernier mode que l'on considère ordinairement. D'ailleurs, on peut faire en sorte que le premier ne puisse pas se produire; il correspond, en effet, à un certain débit en haute fréquence de la part de la source de haute tension. Une simple bobine d'arrêt le rend impossible. Dans le fonctionnement en opposition, au contraire, ce débit est nul, les courants dans les éléments symétriques du montage étant toujours égaux et de signes contraires. Dans une seconde partie, on étudie le multivibrateur qui n'est pas autre chose qu'un oscillateur symétrique à circuit apériodique. Même en l'absence de courant de grille, les oscillations sont du type à relaxation.

L'étude est analogue à celle des oscillateurs symétriques, mais le fonctionnement en parallèle est toujours amorti. Aussi n'y a-t-il lieu que de préciser les conditions d'amorçage dans le fonctionnement en opposition. On a successivement deux régimes, un régime d'amplification tant que les lampes ne sont pas saturées, et un régime amorti lorsqu'elles le sont et que le circuit est comme abandonné à lui-même, puisque les résistances qui le shuntent sont alors infinies. Mais la charge et la décharge des condensateurs restent toujours apériodiques.

Si les caractéristiques dynamiques sont assimilées à des droites limitées aux droites de courant nul et de saturation, l'étude théorique peut être poussée assez loin. De toutes façons, on montre que le problème est parfaitement déterminé. On constate d'ailleurs que la période dépend étroitement de la constante de temps des circuits.

La forme de la décharge fait comprendre, d'autre part, pourquoi il est si facile de synchroniser l'un sur l'autre un oscillateur ordinaire et un multivibrateur.

1. Généralités. — Un oscillateur symétrique peut être considéré, en principe, comme constitué par deux oscillateurs identiques et symétriquement disposés l'un par rapport à l'autre. On a, en somme, un système de deux circuits couplés, dans chacun desquels on a introduit une même résistance négative et dont les caractéristiques dynamiques sont identiques.

Or, si l'on considère les oscillations d'un tel système, chacun des deux circuits est le siège de deux oscillations, les quatre oscillations ayant mêmes pulsations deux à deux. Les courants sont en phase dans l'un des circuits, pendant qu'ils sont en opposition dans l'autre.

On peut dire également que, sur l'une des pulsations de couplage, les deux oscillateurs vibrent en phase et sur l'autre en opposition. C'est là d'ailleurs une propriété générale de tous les oscillateurs couplés.

Cependant, les dispositifs expérimentaux sont généralement constitués plus simplement. Entre les deux oscillateurs, les liaisons électromagnétiques ou électrostatiques peuvent être telles qu'une des deux oscillations de couplage soit incompatible avec les liaisons. Les connexions et les couplages entre bobines et condensateurs peuvent même être si serrés qu'il n'existe bien souvent qu'un seul circuit oscillant appartenant simultanément aux deux oscillateurs. Les filaments, les grilles et les plaques des lampes sont branchés en des points symétriques du circuit. Les sources d'énergie et les tensions de polarisation sont, d'autre part, communes, de telle sorte qu'en fait, on n'a plus vraiment qu'un seul et unique oscillateur tant les deux oscillateurs primitifs ont d'organes communs. Cela nous explique d'ailleurs pourquoi on n'obtient pratiquement que des oscillations à fréquence unique, celles pour lesquelles les lampes vibrent en opposition de phase. D'ailleurs, on peut faire en sorte que les oscillations pour lesquelles les lampes fonctionneraient en parallèle, ne se produisent pas.

2. Dispositifs expérimentaux. — De tels oscillateurs peuvent être réalisés de multiples façons.

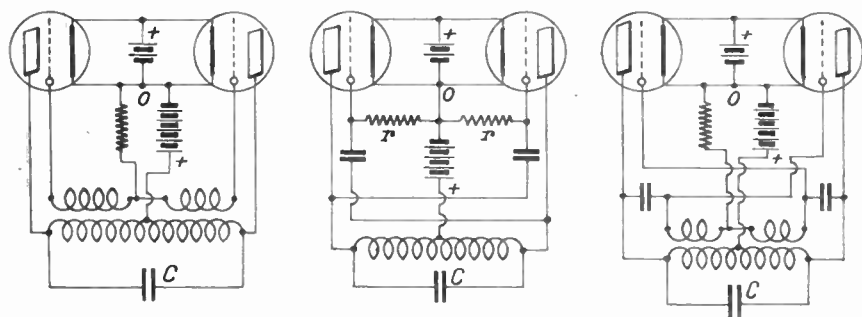
a) Le circuit oscillant est entre les deux plaques (fig. 1). — Les deux filaments sont chauffés en parallèle. Le pôle positif de la batterie de haute tension est relié au milieu de la bobine du circuit oscillant.

La réaction entre les circuits de grille et de plaque peut être magnétique (Mesny) ou électrique; dans ce dernier cas, les dérivations entre plaques et filaments comprennent, en dehors du condensateur de liaison, soit une résistance r , soit une bobine. On peut dire aussi que les deux grilles sont réunies par une bobine ou par

une résistance unique dont le milieu est relié au filament (fig. 1, *b*).

Le couplage peut être mixte si cette bobine unique est, en outre, couplée à celle du circuit oscillant (fig. 1, *c*).

Les grilles peuvent encore être reliées par capacité, non direc-



a) réaction magnétique.

b) réaction électrique.

c) réaction mixte.

Fig. 1. — Oscillateurs symétriques (Circuit oscillant entre les plaques).

tement aux plaques comme dans la figure 1 (*b*), mais en des points symétriques des bobines de plaque (fig. 6).

b) Le circuit oscillant est entre les deux grilles. — Par exemple,

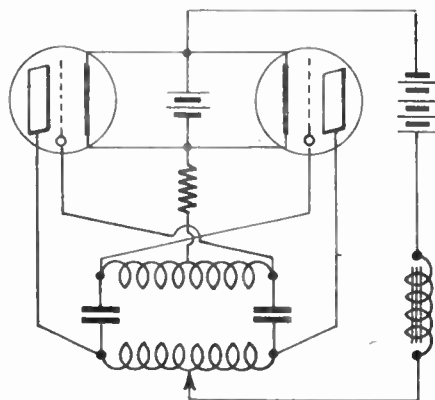


Fig. 2. — Montage mixte.
(Circuit oscillant entre grilles et plaques.)

dans la figure (1 *a*), le condensateur *C*, au lieu d'être branché entre les deux extrémités de l'enroulement des plaques, peut l'être entre celles de l'enroulement des grilles.

c) Le circuit oscillant est à la fois entre les deux plaques et les

notations de la figure. M' est l'induction mutuelle entre les deux moitiés de la bobine du circuit oscillant.

Par application des équations de Kirschhoff, nous écrirons :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1 = -Ri_1 - L \frac{di_1}{dt} + M' \frac{di_2}{dt} \quad v_2 = -Ri_2 - L \frac{di_2}{dt} + M' \frac{di_1}{dt} \\ u_1 = -M \frac{di_1}{dt} \quad u_2 = -M \frac{di_2}{dt} \\ j_1 - i_1 = i_2 - j_2 = -C \frac{d}{dt} (v_1 - v_2) \\ \text{et enfin :} \\ \varphi j_1 = v_1 + k u_1 \quad \varphi j_2 = v_2 + k u_2. \end{array} \right.$$

Pour résoudre ce système d'équations, nous le transformerons en deux systèmes, l'un obtenu en ajoutant membre à membre les équations similaires, l'autre en les retranchant.

Nous obtiendrons :

$$\begin{array}{l} \text{I) } \left\{ \begin{array}{l} v_1 + v_2 = -R(i_1 + i_2) - (L - M') \frac{d}{dt} (i_1 + i_2) \\ u_1 + u_2 = -M \frac{d}{dt} (i_1 + i_2) \\ j_1 + j_2 = i_1 + i_2 \\ \varphi (j_1 + j_2) = v_1 + v_2 + k(u_1 + u_2) \end{array} \right. \\ \\ \text{II) } \left\{ \begin{array}{l} v_1 - v_2 = -R(i_1 - i_2) - (L + M') \frac{d}{dt} (i_1 - i_2) \\ u_1 - u_2 = -M \frac{d}{dt} (i_1 - i_2) \\ (j_1 - j_2) - (i_1 - i_2) = -2C \frac{d}{dt} (v_1 - v_2) \\ \varphi (j_1 - j_2) = v_1 - v_2 + k(u_1 - u_2) \end{array} \right. \end{array}$$

Le premier système d'équations donne :

$$\begin{array}{l} \text{A) } \left\{ \begin{array}{l} \varphi (i_1 + i_2) = -R(i_1 + i_2) - (L - M') \frac{d}{dt} (i_1 + i_2) - k M \frac{d}{dt} (i_1 + i_2) \\ \text{ou} \\ (\varphi + R)(i_1 + i_2) + (L - M' + k M) \frac{d}{dt} (i_1 + i_2) = 0 \\ \text{et} \\ i_1 + i_2 = \Lambda e^{-\frac{\varphi + R}{L + kM - M'} t} = i_1 + j_2 \end{array} \right. \end{array}$$

Quant au deuxième, il conduit à l'équation :

$$B) \left\{ \begin{aligned} & \rho (i_1 - i_2) + 2C \left[R \frac{d}{dt} (i_1 - i_2) + (L + M') \frac{d^2}{dt^2} (i_1 - i_2) \right] = -R (i_1 - i_2) - \\ & \quad - (L + M' + kM) \frac{d}{dt} (i_1 - i_2) \\ & \frac{d^2}{dt^2} (i_1 - i_2) + \left(\frac{R}{L} + \frac{L + M' + kM}{2\rho CL} \right) \frac{d}{dt} (i_1 - i_2) + \frac{\rho + R}{2\rho C(L + M')} (i_1 - i_2) = 0 \end{aligned} \right.$$

De ces deux systèmes, on pourra tirer $(i_1 + i_2)$ et $(i_1 - i_2)$ et, connaissant $(i_1 + i_2)$ et $(i_1 - i_2)$, on aura i_1 et i_2 .

Posons :

$$i_1 = i + i' \quad \text{et} \quad i_2 = i' - i.$$

Nous aurons :

$$2i' = i_1 + i_2 = 2j'$$

$$2i = i_1 - i_2.$$

Autrement dit, nous pourrions considérer séparément les courants i et i' .

Si le courant i' existait seul, les deux lampes fonctionneraient *en parallèle ou en phase* et, en quelque sorte, *chacune pour son propre compte* : tout se passerait comme si le condensateur C n'existait pas. Chaque lampe fonctionnerait comme si elle possédait deux enroulements couplés et branchés respectivement dans les circuits de grille et de plaque. La batterie de plaque, en plus du courant moyen $2j_0$, débiterait un courant égal à $2i'$.

Le système semble apériodique, mais comme nous l'avons vu dans un précédent article¹, cela n'empêcherait pas d'obtenir des courants périodiques (Le courant dans les plaques ne peut, en effet, rester ni à sa valeur nulle, ni à sa valeur de saturation, et on obtiendrait des oscillations de saturation²). Mais si l'on tente l'expérience avec une seule lampe, une bobine dans le circuit de plaque et une dans celui de grille, celles-ci se comportent comme des circuits oscillants, et les oscillations que l'on obtient ne diffèrent pas des oscillations habituelles. Dans le cas actuel, il en serait de même si l'on enlevait C. Disons que ce mode de fonctionnement ne présente pas d'intérêt particulier, puisque l'oscillateur ne se dis-

1. *Onde électrique*, janvier et février 1929.

2. Comptes rendus de l'Académie des sciences, 29 janvier 1934. *Journal de Physique*, mars 1934.

tingue pas d'un oscillateur à lampe unique. Aussi, quand on parle de montage symétrique, pense-t-on plus spécialement à un fonctionnement des lampes en *opposition*, de telle façon que i' soit nul et que la batterie de haute tension ne soit parcourue par aucun courant de haute fréquence.

Au besoin, pour empêcher les lampes de fonctionner en parallèle, on intercalerait sur le fil de retour, entre les plaques et le filament,

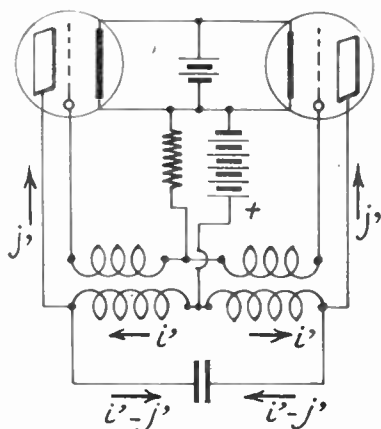


Fig. 4.

Fonctionnement en parallèle.

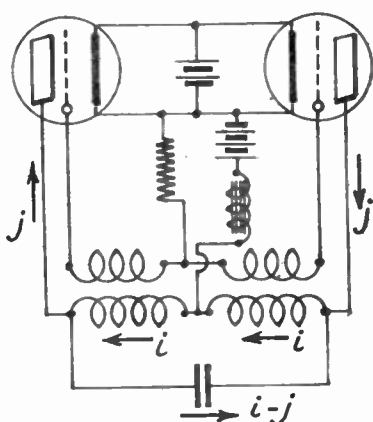


Fig. 5.

Fonctionnement en opposition.

une bobine d'arrêt qui s'opposerait au passage de la haute fréquence (fig. 4 et 5).

Considérons donc maintenant notre seconde équation, qui est vraiment celle du montage dit symétrique :

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{L + M' + kM}{2\epsilon LC} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{2(L + M')C} \left(1 + \frac{R}{\epsilon} \right) i = 0.$$

Ici, nous retrouvons une équation différentielle analogue à celle que l'on obtient avec une seule lampe. La pulsation entretenue est telle que :

$$\omega^2 \neq \frac{1}{2(L + M')C}.$$

Elle est égale à la pulsation propre du circuit oscillant.

Et la condition d'amorçage s'écrit :

$$R + \frac{L + M' + kM}{2\epsilon C} < 0 \quad \text{ou} \quad 2R + \frac{2(L + M') + 2kM}{2\epsilon C} < 0.$$

$$u_2 = \frac{v_1}{n}$$

On aura de même :

$$u_1 = \frac{v_2}{n},$$

en supposant que les condensateurs C_0 se comportent comme de véritables court-circuits pour la haute fréquence et qu'ils transmettent intégralement les potentiels des prises A et B.

De plus, on a d'après les notations de la figure :

$$\begin{cases} v_1 + v_2 = 0 & v_1 - v_2 = -Ri_1 - L \frac{di_1}{dt} \\ j_1 = i_1 + i_2 = i_1 + C \frac{d}{dt}(v_2 - v_1) \\ \text{et} \\ 2j_1 + v_1 + ku_1. \end{cases}$$

Il vient, en éliminant j_1 , v_1 , u_1 , v_2 , u_2 :

$$\begin{cases} 2v_1 = -Ri_1 - L \frac{di_1}{dt} \\ 2u_1 = -\frac{2v_1}{n} = \frac{1}{n} \left(Ri_1 + L \frac{di_1}{dt} \right) \\ i_1 = i_1 - 2C \frac{dv_1}{dt} \end{cases}$$

d'où :

$$2\varphi \left[i_1 + CR \frac{di_1}{dt} + LC \frac{d^2i_1}{dt^2} \right] + \left(Ri_1 + L \frac{di_1}{dt} \right) \left(1 - \frac{k}{n} \right) = 0$$

$$\frac{d^2i_1}{dt^2} + \left[\frac{R}{L} + \frac{1}{2\varphi C} \left(1 - \frac{k}{n} \right) \right] \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{LC} \left[1 + \frac{R}{2\varphi} \left(1 - \frac{k}{n} \right) \right] i_1 = 0.$$

La pulsation entretenue est telle que :

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} \left[1 + \frac{R}{2\varphi} \left(1 - \frac{k}{n} \right) \right] \neq \frac{1}{LC}$$

et la condition limite d'entretien s'écrit :

$$R + \frac{L}{2\varphi C} \left(1 - \frac{k}{n} \right) < 0.$$

Le réglage se fait en modifiant les prises de grille A et B.

On détermine encore par tâtonnements la position la plus avantageuse pour la connexion du circuit oscillant au pôle positif de la batterie de haute tension.

MULTIVIBRATEUR.

5. — Le mode de calcul indiqué peut être employé dans tous les cas et conduit à des conclusions analogues.

Dans des articles antérieurs (voir note, paragraphe 3), nous avons eu l'occasion de parler des divers genres d'oscillations que l'on pouvait obtenir avec les lampes. A titre d'exemple, nous allons étudier le fonctionnement du multivibrateur plus complètement qu'il n'a été fait jusqu'ici. Ce sera une illustration à la fois des considérations faites dans ces articles et de celles du début de la présente étude.

Le multivibrateur est, en effet, un appareil symétrique, mais dans lequel les circuits sont apériodiques. Il pourra être le siège d'oscillations qui sont en même temps de saturation et de relaxation.

L'expérience montre, d'autre part, qu'il peut, tout comme les oscillateurs ordinaires, parfaitement bien fonctionner sans qu'il y ait de courant de grille. Nous supposerons dans ce qui suit qu'il en est ainsi grâce à une polarisation convenable des électrodes. Aussi, comme dans les paragraphes précédents, négligerons-nous encore le courant de grille.

Nous étudierons les conditions d'amorçage, nous établirons la forme des expressions des grandeurs en jeu, courants et tensions, et nous montrerons comment les oscillations se stabilisent.

6. Description. — Cet appareil est essentiellement constitué par deux circuits identiques (autant que possible) et symétriquement couplés l'un à l'autre par lampes. Ces circuits comprennent chacun deux résistances R et r en série avec un condensateur C . La self-induction est très faible, on peut la supposer indépendante de R ¹. Sa localisation importe peu, l'essentiel est de ne pas la négliger.

Les connexions sont celles de la figure 7 et rappellent celles de la figure 2. Elles sont telles que la moindre perturbation tend à

1. Quoique R puisse très bien être inductive et constituée par une bobine en fil fin.

s'amplifier et qu'un régime permanent de courants ne peut pas s'établir.

Dans les circuits de grille sont intercalées les résistances r et dans ceux de plaque les résistances R . La plaque de chacune des lampes est couplée à la grille de l'autre par un condensateur C .

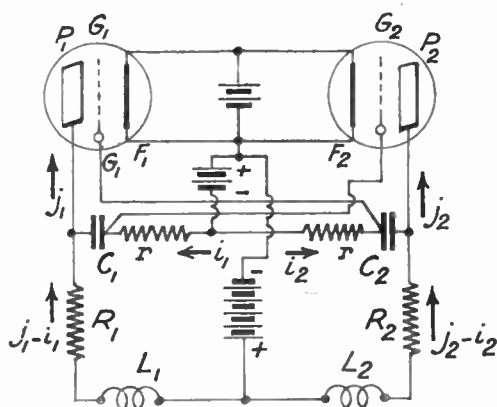


Fig. 7. — Schéma du multivibrateur.

On a encore, si l'on veut, un amplificateur à résistances à deux lampes, fermé sur lui-même.

7. Étude qualitative du fonctionnement. — Le montage étant symétrique, si un régime de courants constants était possible, les intensités des courants dans les deux circuits de grille et dans les deux circuits de plaque devraient être respectivement égales.

Or, un tel régime est instable et ne peut subsister. Rappelons en effet le raisonnement de MM. Abraham et Bloch¹. Si, à un instant donné, le courant dans le circuit de plaque P_1 de la première lampe augmente, à cause de la chute ohmique le long de R_1 le potentiel de la plaque P_1 diminue et le condensateur C_1 se décharge. Il en résulte une baisse de potentiel de la grille G_2 de la deuxième lampe. Cette baisse entraîne une diminution du courant de plaque et, par suite de la diminution de la chute de tension le long de R_2 , une augmentation de potentiel de la plaque P_2 .

Le condensateur C_2 se charge, d'où augmentation de potentiel de G_1 , augmentation de courant dans le circuit de P_1 , etc...

1. Voir *Annales de Physique*, t. XII, p. 237, 1919.

Les choses vont ainsi jusqu'à ce que la première lampe se sature ; pendant ce temps, le courant dans la seconde devient nul.

Mais cet état ne peut subsister, car il ne correspond pas aux conditions statiques. Grâce à l'effet de volant dû à la self-induction des diverses connexions, les condensateurs C_2 et C_1 continuent à se charger, et puis ils se déchargent respectivement jusqu'à ce que des variations en sens inverses se produisent. C'est la seconde lampe qui se sature à son tour, pendant que le courant tend à s'annuler dans la première, etc.

Le phénomène est finalement périodique et la période dépend des diverses constantes de temps des circuits.

L'étude quantitative qui suit va nous permettre de préciser davantage.

8. Étude générale. — Nous ne considérerons évidemment que les variations instantanées à partir des points de fonctionnement statiques, j_0 , u_0 , v_0 . Nous supposerons les deux lampes *identiques* et j_0 égal à la moitié du courant de saturation. Aux variations d'intensité correspondent des variations de potentiel ; ces différentes grandeurs sont reliées entre elles par les équations suivantes (fig. 8) :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_1 = -r i_2 \\ v_1 = -r i_1 - \frac{1}{C_1} \int i_1 dt \\ v_1 = -R (j_1 - i_1) - L \frac{d}{dt} (j_1 - i_1) \\ u_2 = -r i_1 \\ v_2 = -r i_2 - \frac{1}{C_2} \int i_2 dt \\ v_2 = -R (j_2 - i_2) - L \frac{d}{dt} (j_2 - i_2) \\ \varphi j_1 = v_1 + k u_1 \\ \varphi j_2 = v_2 + k u_2 \end{array} \right.$$

Comme pour les oscillateurs symétriques, nous pouvons procéder par addition et par soustraction :

$$I \left\{ \begin{array}{l} u_1 + u_2 = -r (i_1 + i_2) \\ v_1 + v_2 = -r (i_1 + i_2) - \frac{1}{C} \int (i_1 + i_2) dt \\ v_1 + v_2 = -R (j_1 + j_2 - i_1 - i_2) - L \frac{d}{dt} (i_1 + i_2 - i_1 - i_2) \\ \varphi (j_1 + j_2) = v_1 + v_2 + k (u_1 + u_2). \end{array} \right.$$

$$\text{II} \begin{cases} u_1 - u_2 = r (i_1 - i_2) \\ v_1 - v_2 = -r (i_1 - i_2) - \frac{1}{C} \int (i_1 - i_2) dt \\ v_1 - v_2 = -R (j_1 - j_2 - i_1 + i_2) - L \frac{d}{dt} (j_1 - j_2 - i_1 + i_2) \\ \varphi (j_1 - j_2) = v_1 - v_2 + k (u_1 - u_2). \end{cases}$$

Et nous adopterons, d'autre part, les notations qui suivent :

$$\begin{cases} u_1 + u_2 = 2u' \\ v_1 + v_2 = 2v' \\ i_1 + i_2 = 2i' \\ j_1 + j_2 = 2j' \end{cases} \quad \begin{cases} u_1 - u_2 = 2u \\ v_1 - v_2 = 2v \\ i_1 - i_2 = 2i \\ j_1 - j_2 = 2j. \end{cases}$$

9. Fonctionnement en parallèle. — Le premier système d'équations donne :

$$\begin{cases} u' = -ri' \\ v' = -ri' - \frac{1}{C} \int i' dt \\ v' = -R (j' - i') - L \frac{d}{dt} (j' - i') \\ \varphi j' = v' + ku' \end{cases}$$

d'où :

$$\begin{cases} R (j' - i') + L \frac{d}{dt} (j' - i') = ri' + \frac{1}{C} \int i' dt \\ \varphi j' = - (k + 1) ri' - \frac{1}{C} \int i' dt \end{cases}$$

et enfin, en éliminant j' :

$$\begin{aligned} \frac{R}{\varphi} \left[(k+1) ri' + \frac{1}{C} \int i' dt \right] + \frac{L}{\varphi} \left[(k+1) r \frac{di'}{dt} + \frac{1}{C} i' \right] + Ri' + L \frac{di'}{dt} + ri' + \frac{1}{C} \int i' dt &= 0. \\ L \left[1 + (k+1) \frac{r}{\varphi} \frac{d^2 i'}{dt^2} \right] + \left[\frac{R}{\varphi} (k+1) r + \frac{L}{C\varphi} + R + r \right] \frac{di'}{dt} + \left[\frac{R}{C\varphi} + \frac{1}{C} \right] i' &= 0. \end{aligned}$$

On tombe sur une équation différentielle dont les racines de l'équation caractéristique sont toutes deux réelles, étant donnée la faible valeur de L . Elles sont en outre négatives et correspondent donc à un régime amorti.

Les deux racines ont sensiblement pour valeur :

$$- \frac{R + \varphi}{C [(R + r) + Rr (k + 1)]},$$

la valeur unique que l'on aurait si L était rigoureusement nulle et :

$$- \frac{Rr (k + 1) + (R + r) r}{L [\varphi + (k + 1) r]}$$

valeur extrêmement grande.

Cette solution correspond à un fonctionnement des lampes en parallèle qui ne donnerait rien s'il était seul. Aussi, n'insisterons-nous pas davantage. Peut-être serait-il moins négligeable, si le montage était dissymétrique. On peut d'ailleurs pratiquement le supprimer en mettant une bobine d'arrêt en série avec la batterie de haute tension ou en l'intercalant dans la partie commune des circuits de grille et de plaque.

10. Fonctionnement symétrique. Condition d'amorçage. — Avec le second système d'équations on obtient :

$$\begin{cases} u = ri \\ v = -ri - \frac{1}{C} \int idt \\ v = -R(j - i) - L \frac{d}{dt} (j - i) \\ \varphi j = v + ku. \end{cases}$$

D'où l'on tire :

$$\begin{cases} + R(j - i) + L \frac{d}{dt} (j - i) = ri + \frac{1}{C} \int idt \\ \varphi j = + (k - 1) ri - \frac{1}{C} \int idt \end{cases}$$

et enfin, en éliminant j :

$$\begin{cases} \frac{R}{\varphi} \left[(k-1) ri - \frac{1}{C} \int idt \right] + \frac{L}{\varphi} \left[(k-1) r \frac{di}{dt} - \frac{1}{C} \right] - Ri - L \frac{di}{dt} - ri - \frac{1}{C} \int idt = 0 \\ \left(L \left[(k-1) \frac{r}{\varphi} - 1 \right] \frac{d^2 i}{dt^2} + \left[(k-1) \frac{rR}{\varphi} - \frac{L}{C\varphi} - R - r \right] \frac{di}{dt} - \frac{1}{C} \left(1 + \frac{R}{\varphi} \right) i \right) = 0 \end{cases}$$

dont l'équation caractéristique peut s'écrire :

$$L \left[1 - (k-1) \frac{r}{\varphi} \right] \varphi^2 + \left[R + r - (k-1) \frac{Rr}{\varphi} \right] \varphi + \frac{1}{C} \left(1 + \frac{R}{\varphi} \right) = 0.$$

On remarquera que, non seulement la résistance (R + r) des circuits est modifiée, mais que les coefficients L et C le sont aussi. Si l'on a $[\varphi - (k-1)r] > 0$, le système peut être périodique ou

apériodique, car les deux termes extrêmes de l'équation sont de même signe. Mais le coefficient de β est lui-même positif. Par conséquent, si les deux racines sont réelles, elles sont toutes deux négatives; si elles sont imaginaires, leur partie réelle est négative. De toutes façons, on a un régime amorti et qui ne présente rien de particulièrement intéressant.

D'ailleurs, dans la pratique courante du multivibrateur, on a toujours :

$$(k - 1) r - \rho > 0.$$

Telle est la condition d'amorçage. — C'est donc le seul cas que nous ayons à examiner. Les deux racines sont alors réelles et de signes contraires. Elles ont pour valeur :

$$\beta = \frac{-\left\{R[(k-1)r-\rho] - \rho r\right\} \pm \sqrt{\left\{R[(k-1)r-\rho] - \rho r\right\}^2 + 4\frac{1}{L}(\rho+R)[(k-1)r-\rho]}}{2L[(k-1)r-\rho]}$$

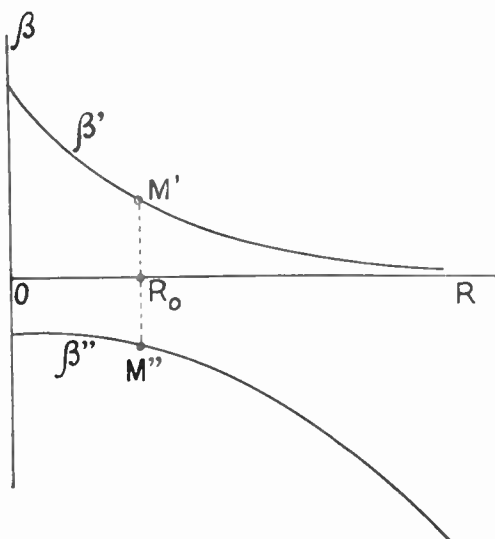


Fig. 8.

L'une des racines β' est toujours positive, l'autre β'' toujours négative (fig. 8). Elles sont égales en valeur absolue pour :

$$R_0 = \frac{\rho r}{(k-1)r-\rho} \text{ ou } \frac{1}{R_0} + \frac{1}{r} = \frac{k-1}{\rho}.$$

Loin de cette valeur particulière, leur expression peut se simplifier. Par exemple, pour les grandes valeurs de R , on a :

$$\beta' \approx \frac{R + \varphi}{C [-\varphi (R + r) + (k - 1) Rr]}$$

C'est la valeur que l'on aurait si L était rigoureusement nulle.

De toutes façons, une perturbation initiale pourra croître. Nous allons étudier un peu plus complètement ce fonctionnement symétrique que nous considérerons comme *normal*. Remarquons que les lampes sont constamment en opposition et que le courant débité par la batterie de haute tension est constant (fig. 9).

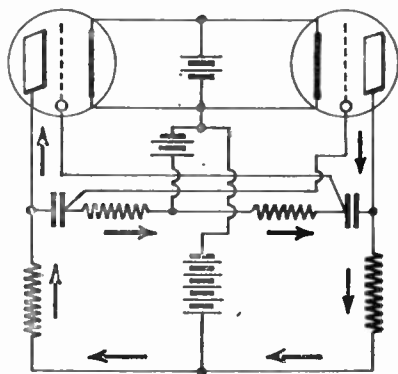


Fig. 9.

A mesure que la perturbation croît, la résistance φ des lampes croît et les racines finissent par devenir toutes deux négatives. Le système devient amorti.

11. Mécanisme de la stabilisation. — Pour étudier la façon dont le phénomène se stabilise, nous ferons intervenir de préférence les tensions aux bornes des condensateurs, et nous considérerons que φ passe brusquement d'une valeur finie et bien déterminée à une valeur infinie, ce qui revient à confondre, en première approximation, les caractéristiques avec des éléments de droites parallèles limitées aux droites de saturation et de courant nul.

Désignons par la lettre α la tension aux bornes d'un condensateur.

On a :

$$w_1 = \frac{1}{C} \int i_1 dt \qquad w_2 = \frac{1}{C} \int i_2 dt$$

$$w_1 - w_2 = \frac{1}{C} \int (i_1 - i_2) dt$$

ou encore, pour nous conformer à notre système de notations :

$$w = \frac{1}{C} \int i dt$$

d'où :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = ri = rC \frac{dw}{dt} \\ v = -ri - \frac{1}{C} \int i dt = -rC \frac{dw}{dt} - w \\ v = -Rj - L \frac{dj}{dt} + Ri + L \frac{di}{dt} = -Rj - L \frac{dj}{dt} + RC \frac{dw}{dt} + LC \frac{d^2 w}{dt^2} \\ \varepsilon j = (k-1) rC \frac{dw}{dt} - w = (k-1) ri - w. \end{array} \right.$$

Nous supposons également que les conditions statiques de fonctionnement correspondent dans les deux lampes à des courants de plaque j_o égaux à la moitié du courant de saturation.

a) *Première phase.* — Soient donc β' et β'' les deux racines de l'équation caractéristique. On a :

$$w = W' e^{\beta' t} + W'' e^{\beta'' t}.$$

La perturbation initiale augmente; toutes les grandeurs varient jusqu'à ce que l'on ait par exemple :

$$\begin{aligned} j &= -j_o & w &= W_o & i &= i_o & \text{et} \\ v + ku &= (k-1) ri_o - W_o. \end{aligned}$$

A ce moment et en supposant que les lampes se *saturent* simultanément, puisqu'elles fonctionnent en opposition, les courants de plaque sont respectivement 0 et j_o . On a :

$$j = j_1 = -j_o \qquad j_2 = +j_o.$$

b) *Deuxième phase.* — Le phénomène change. φ devient brusquement infini, les circuits sont comme *abandonnés à eux-mêmes*.

et les équations de fonctionnement deviennent, en faisant ε infini :

$$\begin{cases} u = rC \frac{dw}{dt} \\ v = -rC \frac{dw}{dt} - w \\ v = -Rj_o + RC \frac{dw}{dt} + LC \frac{d^2w}{dt^2}. \end{cases}$$

D'où :

$$LC \frac{d^2w}{dt^2} + (R + r) C \frac{dw}{dt} + w - Rj_o = 0.$$

On obtient évidemment l'équation de décharge du condensateur dans un circuit de résistance R et r .

Le phénomène est amorti, puisque les deux racines de l'équation caractéristique sont négatives; c'est à dessein d'ailleurs que le circuit a été choisi aperiodique.

Les deux racines ont sensiblement pour valeur :

$$- \alpha_1 = - \frac{1}{C (R + r)} \text{ et } - \alpha_2 = - \frac{R + r}{L}$$

à cause de la faible valeur de L .

La seconde est extrêmement grande et $C (R + r)$ est justement la constante de décharge du condensateur à travers les résistances R et r en série, la seule que l'on aurait si L était nulle.

On a :

$$w = W_1 e^{-\alpha_1 t} + W_2 e^{-\alpha_2 t} + Rj_o$$

$$i = C \frac{dw}{dt} = C [-\alpha_1 W_1 e^{-\alpha_1 t} - \alpha_2 W_2 e^{-\alpha_2 t}].$$

Les conditions initiales donnent :

$$A \begin{cases} W_o = W_1 + W_2 + Rj_o \\ i_o = C (-\alpha_1 W_1 - \alpha_2 W_2). \end{cases} \text{ avec } (k-1) Ri_o - W_o = -Rj_o$$

Cette phase durera jusqu'à ce que $(v + ku)$ reprenne sa valeur initiale, mais par valeurs décroissantes, au lieu de croissantes. W est passé par un maximum et i a changé de sens.

On aura donc au temps t_1 :

$$B \begin{cases} W'_o = W_1 e^{-\alpha_1 t_1} + W_2 e^{-\alpha_2 t_1} + Rj_o \\ i''_o = C [-\alpha_1 W_1 e^{-\alpha_1 t_1} - \alpha_2 W_2 e^{-\alpha_2 t_1}] \\ \text{avec } (k-1) ri_o - W_o = (k-l) ri'_o - W'_o = -\rho j_o. \end{cases}$$

c) *Troisième phase.* — Dans cette nouvelle phase, on revient aux valeurs primitives β' et β'' .

On a :

$$\begin{cases} w = W'_1 e^{\beta' t} + W''_1 e^{\beta'' t} \\ i = C [\beta' W'_1 e^{\beta' t} + \beta'' W''_1 e^{\beta'' t}]. \end{cases}$$

Les conditions initiales donnent :

$$C \begin{cases} W_o = W'_1 + W''_1 \\ i'_o = C (\beta' W'_1 + \beta'' W''_1). \end{cases}$$

Cette phase dure un temps t_2 . A ce moment, les lampes sont saturées en sens inverses et l'on a :

$$D \begin{cases} W_o'' = W'_1 e^{\beta' t_2} + W''_1 e^{\beta'' t_2} \\ i''_o = C [\beta' W'_1 e^{\beta' t_2} + \beta'' W''_1 e^{\beta'' t_2}] \\ j_o = (k-1) ri''_o - W_o''. \end{cases}$$

d) *Phases ultérieures.* — On revient alors à une répétition de la deuxième phase, mais avec des conditions initiales différentes. Progressivement, les choses se stabilisent¹ et finalement les phases impaires sont toutes identiques, au signe près, et il en est alors de même pour les phases paires.

A ce moment, on peut dire que les dix équations précédemment obtenues A, B, C, D, déterminent le phénomène, car on a alors :

$$i''_o = -i_o \text{ et } W_o'' = -W_o.$$

On a bien dix équations à dix inconnues, qui sont :

$$W_o, W_1, W_2, W'_o, W'_1, W''_1, i_o, i''_o, t_1 \text{ et } t_2.$$

Le problème est donc parfaitement déterminé.

En cas de dissymétrie, il faudrait envisager quatre phases au lieu de deux, mais le résultat serait le même.

¹. Voir *Unde électrique*, janvier et février 1929.

12. Période et amplitude. — Sans vouloir entrer dans des développements analytiques complexes et sans intérêt spécial, étant donné l'approximation de nos calculs (on a supposé, par exemple, que la self-induction était localisée, alors qu'elle est répartie tout le long du circuit), on peut cependant préciser certains points.

Étant donnée la faible valeur de α_1 et la forte valeur de α_2 , le maximum est très rapidement atteint dans les phases paires : le terme en $e^{-\alpha_2 t}$ est bien vite négligeable, et la décharge est beaucoup plus longue que la fin de charge. Cette décharge est d'autant plus longue que la constante de temps $C(R + r)$ est plus grande.

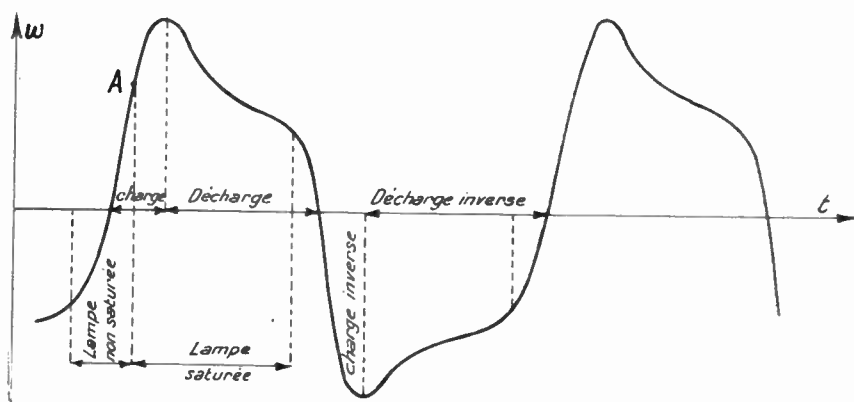


Fig. 10.

Quant aux phases impaires, leur durée est surtout déterminée par le terme en $e^{\beta' t}$. Le terme en $e^{\beta'' t}$ est en effet très rapidement amorti si β'' est grand en valeur absolue. S'il est faible, β' est grand et on arrive à la même conclusion.

Les courbes représentatives de toutes les grandeurs en jeu, sauf j , sont analogues à celles de la figure 10 qui donne les variations de w , la tension aux bornes du condensateur en fonction du temps. Pour j , la courbe représentative est une courbe rectangulaire en dents de scie et à côtés presque verticaux.

La période du phénomène peut être divisée en plusieurs phases de différentes façons. D'abord, comme on l'a fait, mais on peut aussi considérer les temps de charge et de décharge du condensateur.

Les diverses phases peuvent avoir des valeurs relatives quelconques, mais, en général, les lampes sont saturées presque en permanence. Leur rôle consiste à changer rapidement les signes

de la charge des condensateurs. Celle-ci se poursuit ensuite dans le même sens, puis bientôt les condensateurs se déchargent dans un circuit de résistance $(R + r)$, d'où l'importance de la constante de temps $C(R + r)$.

Or, si l'on diminue R , β' augmente et α_1 aussi en valeur absolue. Donc, le temps de la charge diminue, et celui de la décharge aussi. La période diminue donc. Et, effectivement, si l'on a un multivibrateur à fréquence audible, aux grilles convenablement polarisées, le son monte quand on diminue R et finit même par devenir inaudible.

Il en est de même quand on diminue r , R restant constant, et pour les mêmes raisons.

En augmentant, au contraire, les résistances, on arrive à obtenir des fréquences très basses, des périodes de plusieurs secondes et même, avec de gros condensateurs de plusieurs microfarads, des périodes de l'ordre de la minute. Il suffit pour cela d'utiliser des résistances constituées par de fines tiges métalliques dont l'extrémité seule trempe dans de l'eau. On peut aussi utiliser des mégohms. On peut, encore plus simplement, laisser les grilles en l'air.

Pour fixer les idées, avec des lampes ordinaires [$\varphi = 25\ 000$ $k = 10$], on obtient une fréquence de 1.000 périodes à la seconde pour :

$$C = 7\mu F \text{ et } \begin{cases} R = 50\ 000 \text{ ohms} \\ r = 75\ 000 \text{ —} \end{cases}$$

et une fréquence de 50 périodes pour :

$$C = 1\mu F \text{ et } \begin{cases} r = 150\ 000 \text{ et } R = 3\ 500 \\ \text{ou} \\ r = 35\ 000 \text{ et } R = 6\ 000 \end{cases}$$

ou

$$C = 2\mu F \text{ et } \begin{cases} r = 15\ 000 \text{ ohms.} \\ R = 6\ 500 \text{ —} \end{cases}$$

Pour l'étude expérimentale du phénomène, on choisit des lampes aussi identiques que possible, ayant même résistance interne et même pouvoir amplificateur. On règle séparément le chauffage des lampes de façon à avoir le même débit électronique. Enfin, on polarise convenablement les grilles.

Si le courant de grille n'est pas annulé, le phénomène est qualitativement analogue, mais, lorsque les lampes sont saturées, les deux circuits ne sont plus shuntés par une résistance infinie. Leur résistance apparente est augmentée et la période du phénomène *allongée*. La fréquence augmente alors avec la polarisation négative des grilles. Si la fréquence est audible, le son monte régulièrement, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de courant de grille. Disons que, si les résistances r sont fortes, elles jouent le rôle de résistances de fuite, et le courant de grille est toujours très faible, à cause de la chute de tension qu'elles entraînent.

Quant à l'amplitude, elle est d'autant plus élevée que la tangente au point A (fig. 10) est plus voisine de la verticale, c'est-à-dire que φ' est plus grand ou que la résistance négative à l'amorçage est plus forte. L'expérience montre que pour des *tensions statiques données*, l'intensité obtenue, à fréquence égale, est d'autant plus grande que r est plus forte et R plus faible.

15. Synchronisation du multivibrateur. — Comme tout oscillateur siège de perturbations périodiques, le multivibrateur est susceptible de se synchroniser, mais beaucoup plus facilement qu'un oscillateur ordinaire. Si, par exemple, on synchronise un multivibrateur et un oscillateur, la période commune obtenue est presque exactement celle du second.

C'est qu'en fait, le multivibrateur n'a pas, en soi, de période déterminée. A un moment donné, à la fin de la décharge apériodique, la lampe étant encore saturée, les variations sont devenues relativement lentes et une action extérieure quelconque peut déclencher facilement un mouvement plus rapide ou prolonger au contraire cette phase¹.

Sous une influence périodique extérieure, la période pourra ainsi varier dans d'assez larges limites et la plage de synchronisation avec un oscillateur à fréquence variable pourra être grande.

On pourra aussi synchroniser un multivibrateur de fréquence f sur un oscillateur dont la fréquence sera voisine de n/f , n étant un nombre entier. On pourra également le synchroniser sur un oscillateur de fréquence $\frac{f}{n}$.

1. Van der Pol. *Onde électrique*, 1930, p. 245 et 293.

Il semble bien que la solution la plus simple du problème de la démultiplication des fréquences soit donnée justement par l'emploi de multivibrateurs.

Remarquons, par opposition à ce que nous venons de dire, que les actions extérieures, qui influent si facilement sur la période, sont sans effet, pratiquement, sur l'amplitude. Ces propriétés, du reste, sont communes à tous les circuits sièges d'oscillations de relaxation.

14. Autres dispositifs. — Nous venons d'étudier plus particulièrement le multivibrateur, parce que c'est un appareil courant, mais bien d'autres dispositifs symétriques peuvent être utilisés, qui

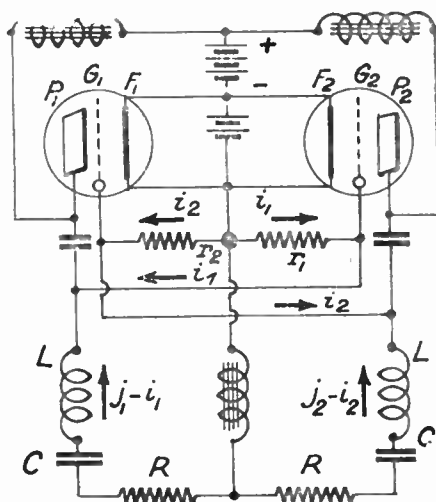


Fig. 11.

permettent d'obtenir des oscillations de même nature, c'est-à-dire qui permettent une répétition périodique de phénomènes naturellement apériodiques.

Ainsi, l'excitation se faisant par dérivation, on peut utiliser le dispositif de la figure 11. L'étude serait analogue, mais plus simple. Nous ne la reproduirons pas cependant, et nous nous en tiendrons à l'étude précédente, étant donné que le dispositif classique du multivibrateur, s'il est plus compliqué théoriquement, est expérimentalement plus facile à réaliser et reste pratiquement le seul utilisé.

J. MERCIER.

SUR LA PROPAGATION DES ONDES DE 150 m à 2 000 m DE LONGUEUR

(D'après les Conférences de Madrid et de Lucerne).

On sait que deux conférences internationales se sont récemment tenues, à Madrid (1932) et à Lucerne (1933), pour régler les radio-communications.

Pour traiter la principale question, c'est-à-dire l'attribution des « bandes de fréquences » aux différents pays et services, les conférences se sont trouvées amenées à discuter de très près les valeurs du champ utile et du champ nuisible produits à distance par les stations d'émission.

Deux comités ont donc été successivement formés, sous la présidence du Dr Balth. Van der Pol, pour étudier la propagation des ondes de la gamme 150-2 000 mètres (soit, en fréquences, 2 000 à 150 kc/s), et formuler, aussi exactement que possible, les lois de cette propagation.

Ces comités ont eu à leur disposition, non seulement toutes les publications connues sur la question, mais encore bon nombre de documents inédits, communiqués par les experts des divers pays et des compagnies exploitantes.

Leurs rapports se présentent donc avec une valeur indiscutable, et nous avons pensé qu'il serait utile à nos lecteurs de les faire figurer dans *l'Onde Électrique*.

Nous résumons donc ci-dessous les considérations exposées dans ces rapports, et nous reproduisons les courbes mêmes qui les accompagnent.

1° Pour simplifier, on a considéré uniformément un émetteur rayonnant un kilowatt (avec la distribution classique du « doublet » de Hertz).

Si la puissance rayonnée est de W kilowatts, multiplier le champ indiqué par $\sqrt{W}$

Si l'émetteur possède un pouvoir directif dans le plan horizontal ou dans le plan vertical, le champ indiqué est à corriger en conséquence.

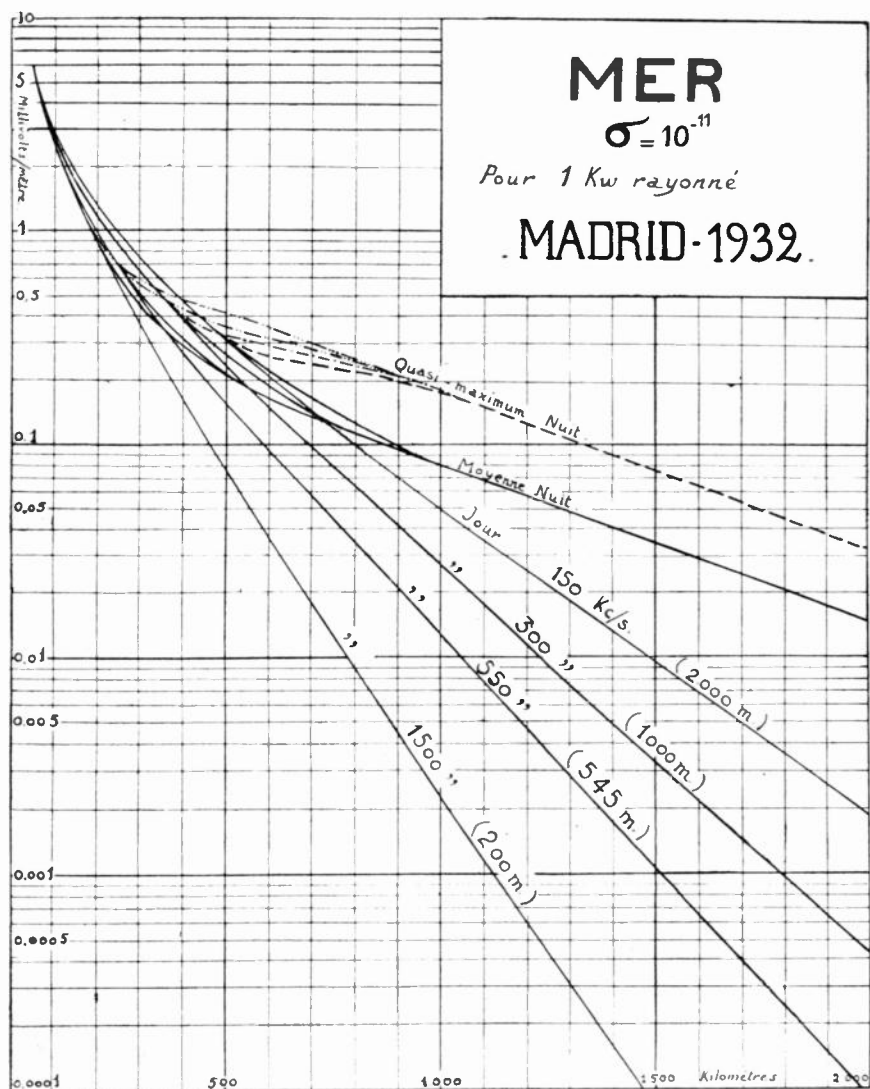


Fig. 1.

2° Il faut distinguer entre la propagation *de jour* et celle *de nuit*.

De jour, la propagation dépend de la nature du sol et de la

longueur d'onde. Elle dépend aussi de l'heure et de la saison.

En été, vers midi, la propagation se fait sensiblement par rayonnement direct le long du sol. La loi d'affaiblissement est indiquée¹,

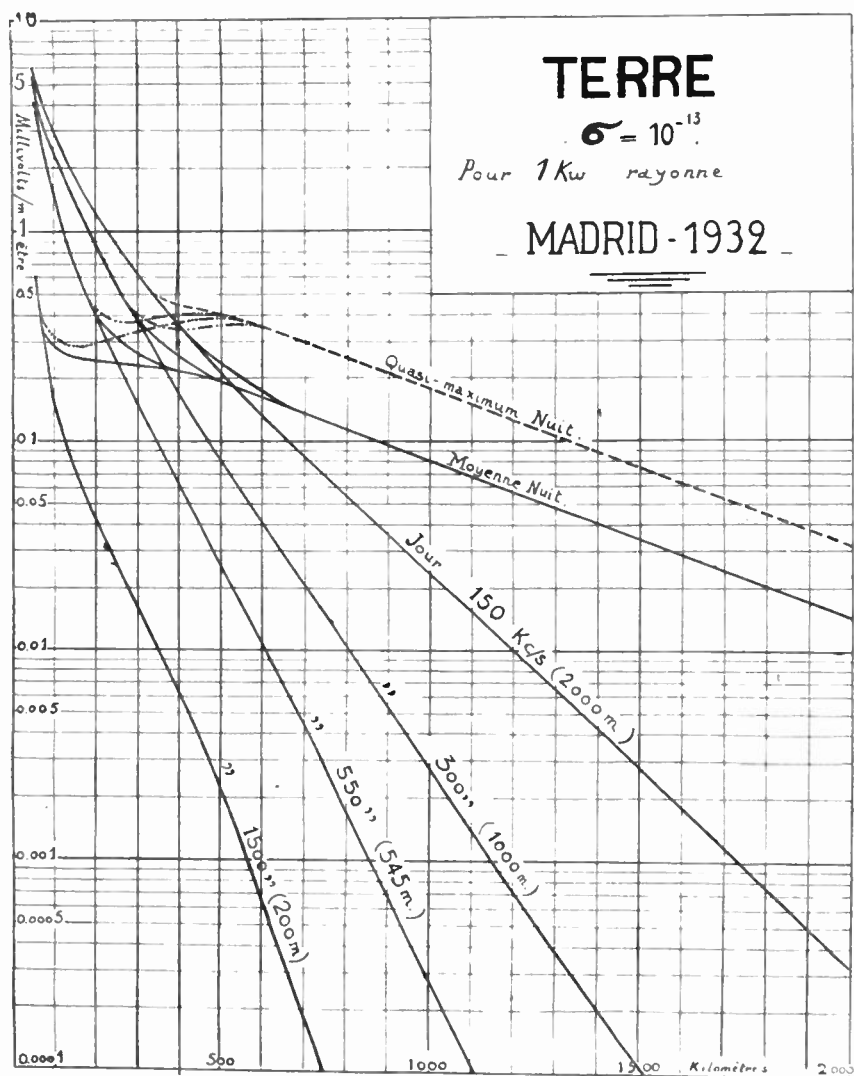


Fig. 2.

pour quatre fréquences, par les figures 1 et 2 : la première relative à la propagation sur mer (conductibilité 10^{-11} C. G. S. EM); la

1. Cet affaiblissement est celui calculé récemment par T. L. Eckersley.

seconde, sur terrain moyen de conductibilité 10^{-13} C. G. S. E.M.¹.

Les champs sont donnés en millivolts efficaces par mètre.

Ces courbes, portant la mention « jour », sont donc relatives au rayonnement direct seul.

« A d'autres heures du jour et en d'autres saisons, surtout en

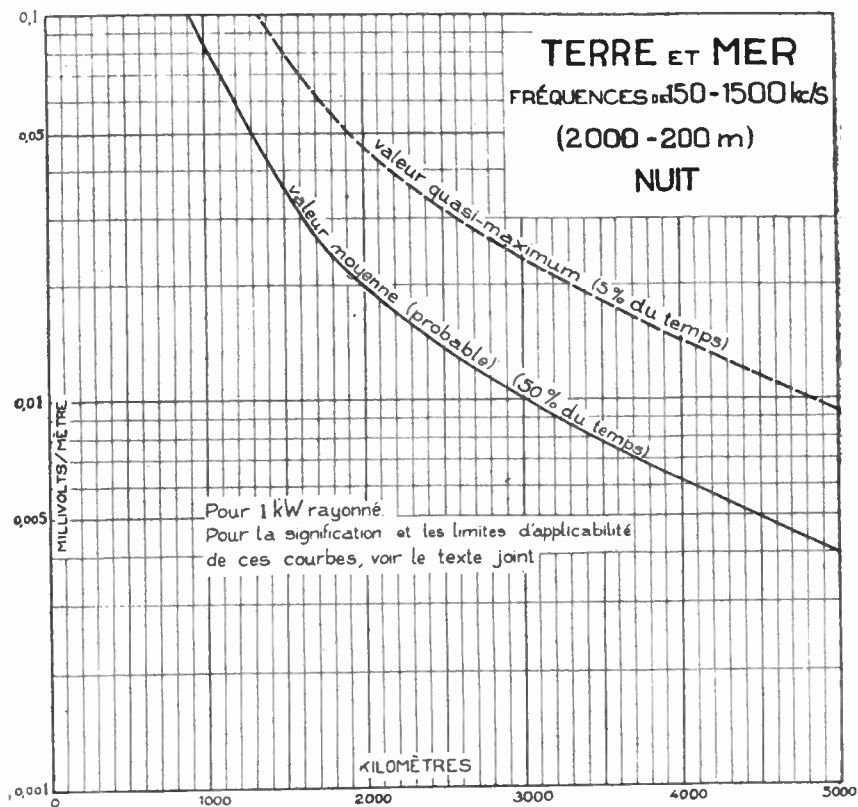


Fig. 3.

hiver et aux grandes distances, les valeurs effectivement mesurées de jour peuvent être comprises entre les valeurs « de jour » et celles « de nuit », indiquant que les conditions idéales de jour ne sont pas réalisées et qu'il existe une onde indirecte. »

1. Le rapport ajoute : « Il est important de noter que la conductivité du sol varie dans des limites étendues; la valeur adoptée ici est la valeur moyenne résultant des expériences faites en Europe et en Amérique. Pour un sol de conductivité plus élevée, les résultats se rapprocheraient de ceux indiqués pour la propagation sur mer; ils s'en éloigneraient pour un sol de conductivité moindre ».

3° *De nuit*, les champs sont beaucoup plus variables, et, pour définir leur valeur, on a introduit la notion de probabilité.

On a défini deux valeurs : l'une appelée « quasi-maximum » et telle qu'elle n'est dépassée que pendant 5 % du temps; l'autre appelée « moyenne¹ » et qui est dépassée pendant 50 % du temps. (Ces probabilités doivent s'entendre pour une durée d'observation prolongée.)

Cela posé, on peut dire, en première approximation, que les champs de nuit ne dépendent pas de la nature du sol, non plus que de la fréquence des ondes. Ils sont donnés par les courbes supérieures des figures 1 et 2, jusqu'à 2.000 kilomètres. — La figure 3 donne le prolongement de ces courbes jusqu'à 5.000 kilomètres.

4° La précision à attendre de ces graphiques est la suivante :

« Les valeurs ici indiquées ne sont que des moyennes. Les observations varient entre le *tiers* et le *triple* de ces valeurs. Nous mentionnons ci-dessous quelques-unes des causes d'écart :

1. — Caractéristiques des antennes d'émission et nature du terrain dans le voisinage immédiat de l'émetteur.

2. — Différences de conductibilité du sol, accidents de terrain (collines, forêts, villes).

3. — Conditions existant dans l'ionosphère (région ionisée de la haute atmosphère); en particulier, influence de la latitude, de la position géographique de la ligne joignant les stations, notamment par rapport au pôle magnétique; époque de l'année, activité solaire.

— D'après certaines observations, il serait possible que la nature du sol et la fréquence eussent une légère influence sur le champ de nuit, le champ étant plus fort sur mer que sur terre, et plus fort sur les fréquences faibles que sur les fréquences élevées. »

1. Ce mot est incorrect; on a proposé aussi « probable » ou « médiane ».

CONSTANTE DE TEMPS ET SÉLECTIVITÉ DE CIRCUITS COUPLÉS PAR TUBES ÉLECTRONIQUES

par G. FAYARD.

SOMMAIRE

L'objet de cette note est de rappeler comment l'on peut exprimer, en fonction d'un seul circuit, la sélectivité et la constante de temps d'un ensemble de circuits identiques couplés par tubes électroniques.

Si l'on considère une cascade de circuits couplés par tubes électroniques et accordés sur la même fréquence, la constante de temps de l'ensemble est toujours très sensiblement inférieure au produit de la constante de temps d'un circuit par le nombre de circuits.

D'autre part, à constante de temps donnée, la sélectivité d'un ensemble de circuits couplés est toujours moins grande que celle d'un seul circuit établi pour fonctionner avec la constante de temps fixée.

Ces considérations peuvent être précisées à l'aide de formules très simples.

Constante de temps. — Soient (fig. 1 et fig. 2) un circuit équivalent à un premier étage amplificateur à résonance et un ensemble de trois étages couplés.

Les équations caractéristiques sont :

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

$$E \sin \omega t = \varphi i + \frac{1}{C} \int i_1 dt \quad (2)$$

$$\frac{\mathcal{L} di_2}{dt} + Ri_2 = \frac{1}{C} \int i_1 dt \quad (3)$$

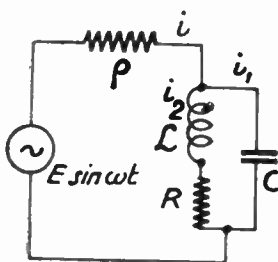


Fig. 1.

En éliminant i et i_2 et en dérivant une fois on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{L} d^2 i_1}{dt^2} + \left[\frac{\mathcal{L}^2}{C\mathcal{L}} + R \right] \frac{di_1}{dt} + \left[\frac{R}{C\mathcal{L}} + \frac{1}{C} \right] i_1 &= \\ = \frac{RE}{\mathcal{L}} \omega \cos \omega t - \frac{\mathcal{L}E}{\mathcal{L}} \omega^2 \sin \omega t \end{aligned} \quad (4)$$

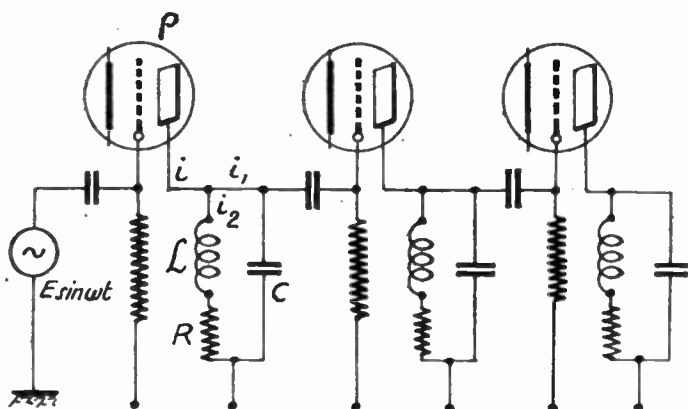


Fig. 2.

Si l'on fonctionne à la résonance avec d'assez bons circuits appropriés à la résistance interne des tubes, on peut simplifier l'équation (4).

Posons :

$$\mathcal{L}\omega = \frac{1}{C\omega}, \quad \frac{\mathcal{L}\omega}{R} = s \quad \text{avec } s > 10$$

$$s\mathcal{L}\omega = p\mathcal{L} \quad \text{avec } p > 3$$

Les valeurs limites que nous avons fixées pour s et p étant, en pratique, fréquemment observées, d'ailleurs $s = 10$ correspond à un circuit déjà très amorti et $p = 3$ est une limite raisonnable pour tirer des tubes une amplification admissible.

Il résulte de ces hypothèses que :

$$1^{\circ} \frac{R}{\varepsilon} = \frac{p}{s^2} < \frac{3}{100} \text{ est négligeable devant l'unité.}$$

2° R est négligeable devant $\mathcal{L}\omega$, et le second membre se réduit ainsi à :

$$- \frac{\mathcal{E}E}{\varepsilon} \omega^2 \sin \omega t.$$

L'équation à résoudre est devenue :

$$\mathcal{L} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left(\frac{\mathcal{L}^2}{C\varepsilon} + R \right) \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} i_1 = - \omega \frac{E}{\varepsilon} \mathcal{L}\omega \sin \omega t \quad (5)$$

Son intégrale est :

$$i_1 = \frac{E}{\frac{1}{C\omega} \varepsilon + s\mathcal{L}\omega} \sin \omega t \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{s}(1+p)} \right) \quad (6)$$

n représente le nombre de périodes écoulées depuis l'origine $t = 0$. La tension développée par le second circuit serait donnée par la solution de l'équation :

$$\begin{aligned} & \mathcal{L} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left(\frac{\mathcal{L}^2}{C\varepsilon} + R \right) \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} i_1 = \\ & = \omega \mathcal{L}\omega \left[\frac{E}{\frac{1}{C\omega} \varepsilon + s\mathcal{L}\omega} \sin \omega t \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{s}(1+p)} \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Cette solution est, en appelant A l'amplitude du terme de régime :

$$i_1 = A \sin \omega t \left[1 - e^{-\frac{\pi n}{s}(1+p)} \left(\left(1 + \frac{\pi n}{s}(1+p) \right) \right) \right] \quad (8)$$

On démontre d'ailleurs facilement¹ qu'à la sortie du dernier circuit d'une série de q circuits couplés par tubes électroniques la

1. Voir démonstration de l'auteur se rapportant à un calcul analogue dans le *Bulletin de la Société Française Radioélectrique* d'octobre 1928.

tension développée pendant le régime transitoire est représentable par l'expression :

$$A \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{s}(1+p)} \right) \left[1 + \frac{\pi n}{s}(1+p) + \left(\frac{\pi n}{s}(1+p) \right)^2 \frac{1}{2!} + \left(\frac{\pi n}{s}(1+p) \right)^3 \frac{1}{3!} + \dots \right. \\ \left. \dots \dots \dots \left(\frac{\pi n}{s}(1+p) \right)^{q-1} \frac{1}{(q-1)!} \right]$$

Application à un système de quatre circuits couplés. — Soit un ensemble de quatre circuits couplés par tubes triodes.

Les caractéristiques afférentes à chaque circuit étant par exemple :

$$\frac{\zeta_0}{R} = s = 25 \quad \frac{s\zeta_0}{\zeta} = p = 3.$$

Si l'on utilisait un seul circuit, l'amplitude débitée atteindrait les 90 % de sa valeur de régime après un nombre de périodes qui serait donné par l'expression suivante, résolue par rapport à n

$$e^{-\frac{\pi n}{s}(1+p)} = 1 - 0,9 = 0,1$$

d'où l'on tire :

$$n = 4,7.$$

En fonctionnant avec les quatre circuits, le nombre n de périodes après lesquelles l'amplitude atteint les 90 % de sa valeur de régime est donné par l'équation (9) résolue par rapport à n :

$$e^{-\frac{\pi n}{s}(1+p)} \left[1 + \frac{\pi n}{s}(1+p) + \left(\frac{\pi n}{s}(1+p) \right)^2 \frac{1}{2} + \left(\frac{\pi n}{s}(1+p) \right)^3 \frac{1}{2 \times 3} \right] = 0,1 \quad (10)$$

On trouve :

$$n = 12,5$$

Par conséquent, la constante de temps d'un ensemble de circuits identiques couplés par tubes électroniques est loin d'être égale au produit de la constante de temps unitaire par le nombre de circuits. Dans l'exemple choisi, si l'on appliquait la règle simple présumée, l'erreur serait d'environ 50 % par excès.

Sélectivité. — En régime, l'amplitude de la tension d'excitation appliquée au deuxième tube est, pour la fréquence de résonance, donnée par l'expression :

$$\frac{E \cdot \epsilon^2 \omega}{\epsilon^2 + R} = A \quad (11)$$

équivalente à celle donnée par la formule (6).

Pour une fréquence voisine, dont la pulsation serait ω' , cette amplitude serait :

$$\frac{E \cdot \epsilon^2 \omega}{\sqrt{\left(\epsilon^2 + R\right)^2 + \left(\epsilon^2 \omega' - \frac{1}{\epsilon \omega'}\right)^2}} = A' \quad (12)$$

et le rapport $\frac{A}{A'}$, tous calculs faits et en posant $\omega - \omega' = \frac{\Delta F}{2\pi}$, peut s'exprimer par :

$$\frac{A}{A'} = \sqrt{1 + \left(\frac{2s}{\rho + 1} \cdot \frac{\Delta F}{F}\right)^2} \quad (13)$$

A la sortie du $q^{\text{ième}}$ circuit et dans l'hypothèse où tous les circuits sont identiques, ce rapport serait :

$$\frac{A}{A_q} = \left[1 + \left(\frac{2s}{\rho + 1} \cdot \frac{\Delta F}{F}\right)^2\right]^{\frac{q}{2}} \quad (14)$$

Avec les caractéristiques de circuits choisies dans l'application citée plus haut, c'est-à-dire pour $\rho = 3$ et $s = 25$, ce rapport est égal à 1,12 pour $\frac{\Delta F}{F} = 2\%$, avec $q = 4$.

Pour avoir ce même rapport avec un seul circuit et en admettant que l'on maintienne ρ constant, il suffit de résoudre par rapport à s l'expression (13) égalée à 1,12.

On trouve dans ces conditions $s = 50$ environ.

Pour avoir le même effet sélectif, il a fallu doubler la surtension. La constante de temps du circuit, exprimée en nombre de périodes au bout desquelles l'amplitude atteint 0,9 de sa valeur de régime,

est donnée par l'expression suivante, résolue par rapport à n :

$$e^{-\frac{\pi}{s}n^2 + r} = 0,1.$$

Pour $s = 50$, on trouve : $n = 9$.

Dans le cas où les quatre circuits sont utilisés, le nombre est égal à 12,5.

Dans les conditions de cette application, il y aurait un désavantage sensible à multiplier le nombre des circuits, pour augmenter la sélectivité, puisque, pour une valeur donnée de celle-ci, la constante de temps la plus faible est obtenue avec le minimum de circuits.

G. FAYARD.

=====

ONDEMÈTRES-HÉTÉRODYNES

par **E. CHATEL**

Ingenieur E. E. M. I.

Administrateur de « La Précision Électrique ».

SOMMAIRE

L'auteur donne le schéma d'un montage générateur de fréquence stable et de réalisation simple; il comporte un seul circuit résonateur et une lampe bigrille dont les grilles sont convenablement polarisées; l'auteur décrit des ondemètres-hétérodynes utilisant ce montage.

On sait que la fréquence d'oscillation d'un émetteur à lampes, monté sans précautions spéciales, varie notablement quand les conditions d'alimentation changent.

Depuis quelques années, un grand nombre de procédés ont été indiqués pour obtenir la stabilisation de la fréquence, malgré les

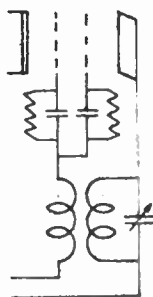


Fig. 1.

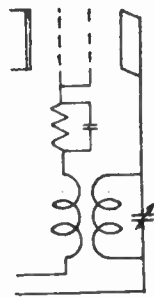


Fig. 2.

Schéma de principe et forme simplifiée de l'oscillateur à lampe bigrille utilisé dans l'ondemètre-hétérodyne de « La Précision Électrique ».

variations des tensions d'alimentation. Parmi eux, une méthode particulièrement simple a été proposée par M. Pierre David¹ : elle n'exige qu'une modification insignifiante dans les montages habituels et n'utilise *qu'un seul* circuit résonateur; elle est applicable à des gammes étendues de fréquence. Cette méthode est basée sur

¹ C. R. Académie des Sciences, E. 192, 18 mai 1931, p. 1209-1210.

l'emploi d'une lampe bigrille, dont les deux grilles, convenablement polarisées, servent d'électrodes « de commande ». Le schéma est donné par la figure 1.

En le simplifiant, on arrive au schéma de la figure 2, qui procure moins de stabilité que le schéma 1, mais qui est très simple et très pratique d'emploi et donne encore des résultats très satisfaisants. Le diagramme du courant de plaque, examiné à l'oscillographe, est représenté figure 3 : le courant de plaque a une intensité constante,



Fig. 3. — Diagramme oscillographique du courant de plaque dans l'oscillateur des figures 1 et 2.

modifiée seulement par de brèves variations, ce qui a conduit à donner l'explication suivante de la stabilité de fréquence : De même que de légères poussées, convenablement appliquées à un pendule, permettent d'entretenir son mouvement oscillatoire régulier, sans influencer sa fréquence d'oscillation, les brèves impulsions du courant de plaque permettent d'obtenir, dans le circuit oscillant, des oscillations électriques entretenues dont la fréquence ne dépend que des constantes de ce circuit oscillant. Avec des générateurs soigneusement montés, oscillant à la fréquence 1 000 environ, on a obtenu les résultats suivants, avec le schéma de la figure 1' puis avec le schéma de la figure 2.

TENSIONS NORMALES : Filament 3,5 volts; Plaque 75 volts			
TENSIONS MODIFIÉES		VARIATIONS EN CENT MILLIÈMES DE LA FRÉQUENCE	
FILAMENT	PLAQUE	SCHEMA 1	SCHEMA 2
1,65 V.	75 V.	+ 0,5	+ 2,5
3,00	75	— 0,5	0,0
3,5	86	— 0,5	— 1,5
3,5	61	+ 0,5	+ 1,5

1. Essai N° 41 31 du 2 avril 1931, du Laboratoire National de Radio-électricité.

En haute fréquence, on obtient aisément que, pour des variations des tensions d'alimentation de $\pm 10 \%$, la variation de fréquence soit inférieure à $1/10\,000$.

« La Précision Électrique » a réalisé plusieurs appareils utilisant

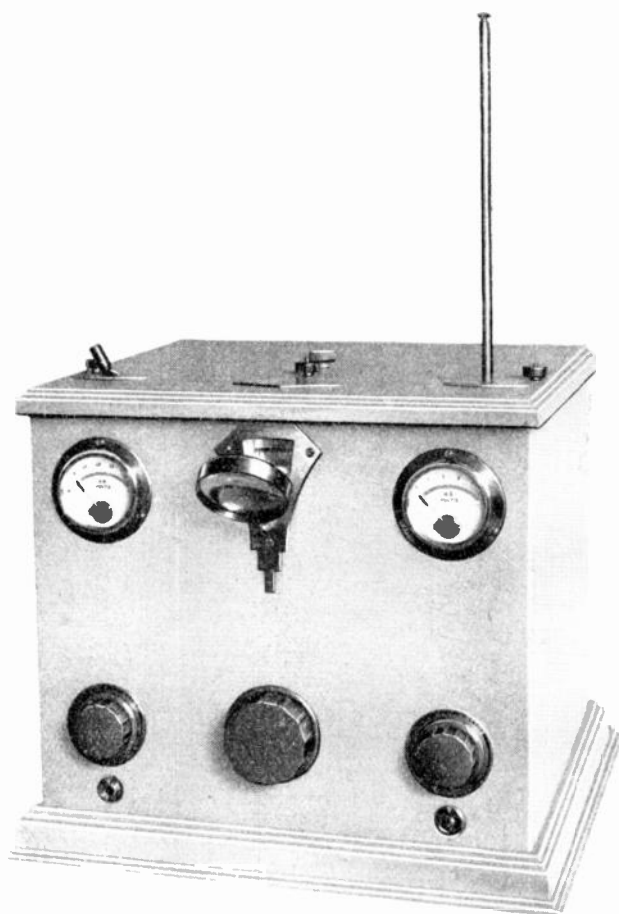


Fig. 1. — Ondemètre-hétérodyne de « La Précision Électrique ».

le principe précité, et particulièrement des ondemètres et fréquence-mètres qui sont agencés pour permettre, soit de régler à l'avance un récepteur en vue de recevoir une émission de fréquence déterminée, soit de mesurer la fréquence d'un oscillateur donné : poste émetteur, hétérodyne, etc... soit de régler les divers circuits des récepteurs à commande unique. Le schéma de ces appareils comprend un oscillateur H.F. stabilisé et étalonné, auquel est jointe une

lampe, qui peut fonctionner, soit en hétérodyne à fréquence musicale, soit en détectrice; on dispose ainsi d'un oscillateur étalonné à ondes entretenues pures ou modulées et d'une installation permettant de faire battre une oscillation extérieure, à mesurer, avec l'oscillation locale étalonnée.

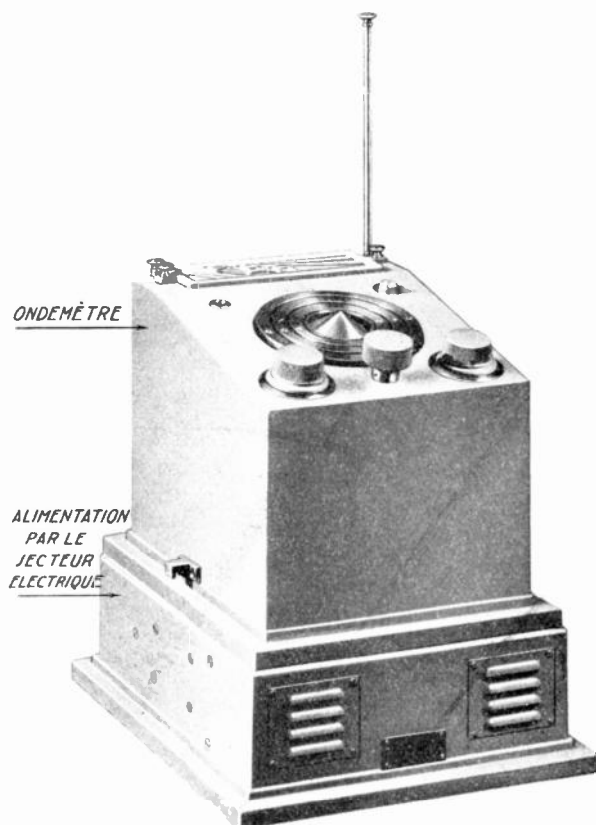


Fig. 5. — Ondemètre-Hétérodyne de « La Précision Électrique », avec sa boîte d'alimentation par le secteur.

A titre d'exemple, la figure 4 représente un fréquencesmètre donnant la précision au 1/1 000, qui peut être établi pour couvrir diverses gammes de longueurs d'onde, par exemple : de 15 à 2500 mètres. Le circuit oscillant est constitué par des éléments dont la réalisation mécanique est très soignée : selfs-inductances amovibles indéformables, condensateurs fixes montés sur socles en quartz, condensateur variable très robuste à commande démultipliée

et à grands intervalles d'air, muni d'un cadran divisé en 12 grades, avec vernier au 1/10, lampe d'éclairage du cadran et loupe grossissante; l'ensemble disposé pour permettre des lectures faciles et précises.

Les figures 5 et 6 représentent la vue de face et la vue par le dessus d'un ondemètre-hétérodyne alimenté par le secteur électrique (il peut aussi être alimenté par des accumulateurs) donnant une précision supérieure à 0,5 %; il est couramment construit pour

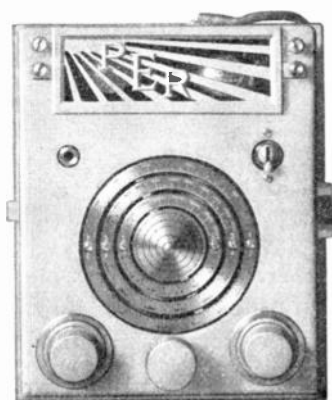


Fig. 6. — Vue du dessus de l'ondemètre de la figure 5.

donner soit de 15 à 500 mètres, soit de 100 à 10 000 mètres de longueur d'onde.

Il a été réalisé des appareils portatifs permettant d'apprécier le 1/1 000 et couvrant une faible gamme de longueurs d'onde, par exemple de 800 à 1 400 mètres.

Mesure de la longueur d'onde d'un émetteur, oscillateur local, etc...

— Dans le coffret métallique de l'appareil est joint au générateur étalonné un dispositif récepteur simple, qui permet de recevoir l'émission à étudier et de produire un battement entre cette émission et le générateur étalonné. On règle l'ondemètre de façon à obtenir le silence au téléphone entre une gamme descendante et une gamme montante. Ce mode d'appréciation par battement est très précis. Il suffit alors de lire la longueur d'onde indiquée par l'ondemètre. Le dispositif récepteur comprend une lampe détectrice associée à une petite antenne télescopique qui peut sortir de l'appareil ou s'y loger

complètement. Pour augmenter la sensibilité de l'appareil, soit à cause de la faible puissance de l'émetteur, soit par suite de l'éloignement de celui-ci, on peut adjoindre à l'antenne télescopique une petite antenne de quelques mètres de longueur.

Réglage d'un récepteur, en vue de recevoir une émission de fréquence déterminée. — On fait émettre par le fréquencemètre, à la fréquence choisie, une oscillation entretenue pure ou modulée, suivant que le récepteur doit recevoir une onde entretenue pure ou modulée, et l'on cherche sur le récepteur les meilleurs réglages pour écouter l'émission du fréquencemètre. Pour faciliter cette recherche, on sort plus ou moins l'antenne télescopique et, au besoin, on ajoute quelques mètres d'antenne à l'antenne télescopique. Il ne faut pas oublier que la valeur de la réaction influe notablement sur les réglages des divers circuits d'accord du récepteur.

Mise au point des récepteurs radiotélégraphiques. — Associé avec un voltmètre pour courants alternatifs monté à la sortie du poste récepteur, ou à un milliampèremètre inséré dans le circuit de plaque de l'une des dernières lampes, l'ondemètre-hétérodyne permet la mise au point commode des récepteurs radiotélégraphiques : tracage des repères de longueurs d'onde, mesure de la longueur d'onde de l'oscillatrice, réglage des transformateurs moyenne fréquence, des condensateurs d'appoint, etc...

Avantages résultant de l'emploi de l'ondemètre-hétérodyne. — On effectue les mesures ou réglages en plaçant les appareils à régler dans leurs conditions exactes d'emploi.

Par l'emploi de couplages très lâches entre l'ondemètre et l'appareil émetteur ou récepteur à étudier, on évite toute réaction entre l'appareil de mesure et les circuits de cet appareil.

On opère, pour toutes les mesures, au moyen d'ondes entretenues et en employant la méthode des battements, connue comme une des plus précises dont dispose la physique.

Émile CHATEL.

Brevet français déposé le 23 novembre 1929, N° 704.498 et additions N° 38.836.

Brevet anglais N° 366,004.

Brevet allemand N° 579.926.

Brevet États-Unis d'Amérique, dépôt N° 193.657 (accordé).