

*Roubin*

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRICIENS

ÉCOLE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRICITÉ  
SECTION DE RADIO-ÉLECTRICITÉ



# LES TUBES A VIDE

PAR

MONSIEUR PONTE

2<sup>ME</sup> PARTIE

*Aa3*

RÉDACTION DES ÉLÈVES

1943



SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRICIENS

ÉCOLE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRICITÉ  
SECTION DE RADIO - ÉLECTRICITÉ

4843  
200  
COLLECTION  
PATRICK  
BINON

# LES TUBES A VIDE

PAR

MONSIEUR PONTE

2<sup>ME</sup> PARTIE

RÉDACTION DES ÉLÈVES

1943

759



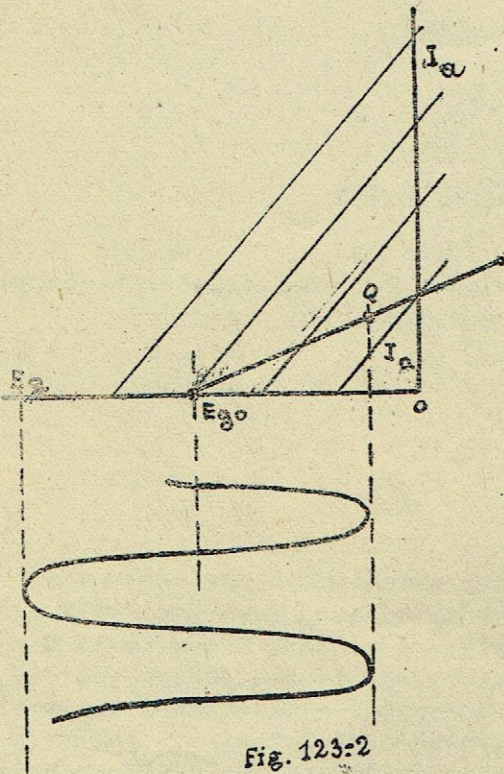


Fig. 123-2

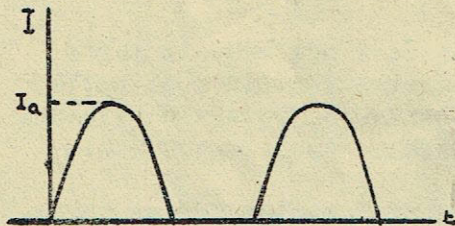


Fig. 123-3

Un montage de cette nature se désigne par le nom d'amplificateur classe B : un amplificateur classe B est donc celui dans lequel le courant anodique passe pendant une demi-période d'excitation. L'"angle d'ouverture", c'est-à-dire la valeur de  $\omega t$  pendant laquelle passe le courant est égal à  $\pi$  dans ce montage, alors qu'il était de  $2\pi$  en classe A.

Pour une excitation de grille donnée, d'amplitude  $E_g$ , la puissance utile s'écrit :

$$W = \frac{1}{4} R I_a^2 = \frac{1}{4} K^2 \frac{R}{(R+\rho)^2} E_g^2$$

Pour une triode, elle est maxima pour  $R = \rho$ , avec :

$$W = \frac{1}{16} \cdot \frac{K^2}{\rho} E_g^2 \quad (124)$$

Le montage "en simple", tel qu'il vient d'être décrit, avec un simple transformateur, présente évidemment un grave défaut : celui de créer des harmoniques en grandes proportions, puisque le fondamental de la courbe de fig. 123-3 n'a que l'amplitude  $\frac{I_a}{2}$ , de sorte que la puissance utile sur ce fondamental n'est que  $\frac{1}{8} R I_a^2$  : ce montage n'est donc pas utilisable sous cette forme.

$$W_u = \frac{1}{4} \cdot E_a \cdot I_a \quad (121)$$

Le courant moyen débité égal à  $\frac{1}{T} \int_0^{T/2} I_a \sin \omega t dt$  sera :

$$I_a = \frac{1}{\pi} \cdot I_a$$

La puissance appliquée est donc :

$$W_a = \frac{1}{\pi} I_a V_0 \quad (122)$$

Cette quantité dépend cette fois de l'excitation et augmente avec elle. Le rendement est :

$$\bar{\omega} = \frac{W_u}{W_a} = \frac{\pi}{4} \frac{E_a}{V_0}$$

ou en désignant par  $V_d$ , la plus petite valeur prise par la tension anodique durant le cycle :

$$\bar{\omega} = \frac{\pi}{4} \left( 1 - \frac{V_d}{V_0} \right) \quad (123)$$

$V_d$  est désigné par le nom de "tension de déchet" de la lampe. Si on peut fournir l'excitation jusqu'à ce que cette tension soit petite devant  $V_0$ , on voit que le rendement peut s'approcher de  $\frac{\pi}{4}$  soit 78 %.

Un montage de cette nature se désigne par le nom d'amplificateur classe B : un amplificateur



56. - MONTAGE SYMETRIQUE CLASSE B. (B.F.)

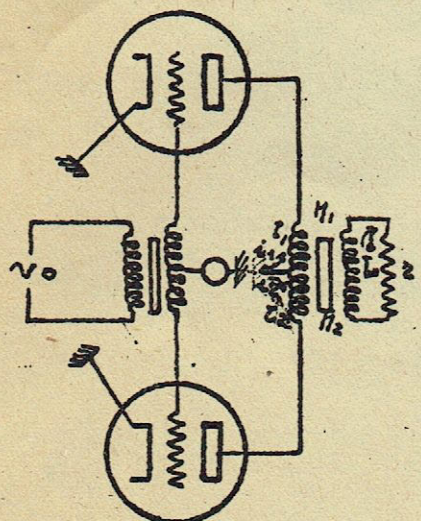


Fig. 124-1

Si nous voulons conserver pour la résistance de charge une résistance  $R$  aperiodique, ce qui est le cas d'un amplificateur basse fréquence dans une certaine gamme, la solution consiste à utiliser deux lampes montées comme dans un amplificateur symétrique classe A (Fig. 124-1), avec les deux lampes excitées en opposition de phase.

La différence avec le montage A vient de ce que ces lampes sont "bloquées" en l'absence d'excitation par la polarisation commune  $E_{g0}$  qui bloque les deux courants anodiques. En raisonnant d'abord sur des caractéristiques linéaires (Fig. 124-2) le secondaire du transformateur est soumis aux actions des courants de chaque lampe qui passent chacun durant une demi-période dans le sens convenable pour qu'un courant sinusoïdal soit restitué au secondaire. Ce montage est le montage "symétrique classe B, désigné parfois sous le nom de montage "push-push".

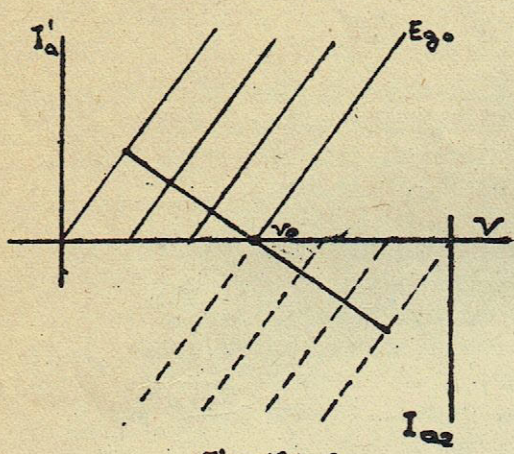


Fig. 124-2

Dans ces conditions, la puissance délivrée par les deux lampes, tout entière sur le fondamental, est :

$$W_u = \frac{1}{2} R I_a^2$$

La puissance appliquée

$$W_a = \frac{2}{\pi} I_a V_0$$

} (125)

et le rendement est donné par l'expression (123). Les courants débités par les lampes sont représentés en fonction du temps par la figure 125-1 ( $i_1$ , en trait plein,  $i_2$  en pointillé) et  $i_1 - i_2$ , courant qui mesure l'effet sur le secondaire en 125-2, courant sinusoïdal.

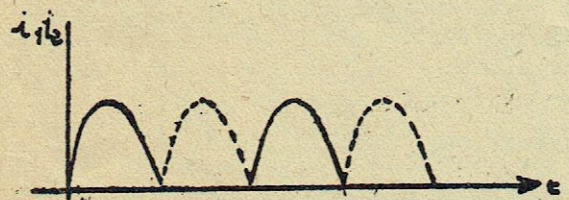


Fig. 125-1

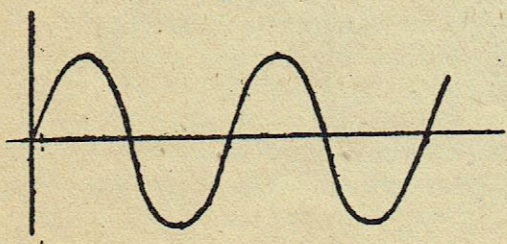


Fig. 125-2

La résistance d'adaptation pour la puissance maxima est :

$R = \rho$  pour les triodes ; pour les pentodes, elle est donnée par les memes unités qu'en classe A.

Si  $i$  est le courant dans le secondaire du transformateur, d'amplitude  $I$ , la puissance au secondaire est :

$$W = \frac{1}{2} i^2$$

c'est-à-dire, d'après (125), en supposant un transformateur sans pertes, que :



$$R I_a^2 = r I^2$$

$$R = r \frac{I^2}{I_a^2}$$

Tout se passe comme si le courant au primaire, reconstitué sous la forme d'un courant sinusoïdal d'amplitude  $I_a$  était transformé par un rapport  $\frac{n}{2}$ ,  $n$  étant le rapport de transformation total du transformateur. On a donc :

$$I = I_a \frac{n}{2}$$

et :

$$R = \frac{1}{4} r n^2 \quad (126)$$

$r n^2$  est la résistance ramenée à la totalité du primaire : la résistance ramenée sur chaque anode est donc égale au quart de cette valeur et le rapport de transformation optimum sera donné par l'équation (126)

57. - MONTAGE SYMETRIQUE CLASSE AB. -

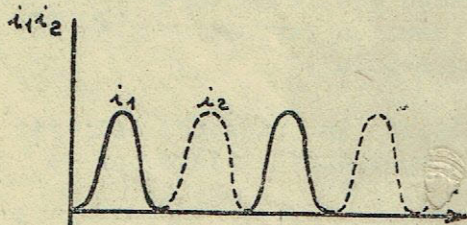


Fig. 126-1

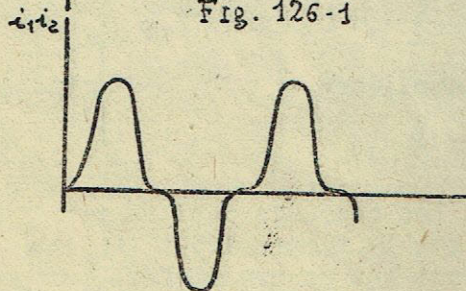


Fig. 126-2

En fait, les caractéristiques ne sont pas linéaires et nous avons à considérer leurs parties basses, courbées vers les  $E_g$  négatifs ou les  $V_a$  faibles.

Les courants  $i_1 - i_2$  (fig. 124-1) n'auront donc pas la forme simple de la figure (125-1), mais, si la tension de polarisation est choisie de sorte que les lampes soient bloquées, ils auront la forme de la fig. 126-1. Le courant au secondaire est donné par :

$$L \frac{di}{dt} + r i = M \frac{d}{dt} (i_2 - i_1)$$

$M$  mutuelle de chaque moitié du primaire avec le secondaire.  $i_2 - i_1$  n'est plus sinusoïdal et des distorsions non linéaires sont créées. Les harmoniques seront d'ailleurs simplement de rang impair si les lampes et le transformateur sont bien symétriques. Ceci résulte

de ce que la fonction  $f(t)$  qui représente  $i_2 - i_1$  (Fig. 126-2) est telle que :

$$f(t) = -f\left(t + \frac{\pi}{2}\right)$$

et toutes les intégrales de Fourier de rang pair sont nulles.

Pour réduire cette distorsion, on est amené à ne pas bloquer complètement les lampes en l'absence de polarisation, mais à admettre un courant de repos tel que les distorsions soient réduites, sans toutefois aller jusqu'à la classe A. Le rendement est diminué mais la qualité de la reproduction est conservée :

c'est le montage "en classe A B", c'est-à-dire intermédiaire entre la classe A et la classe B. On admet en général un courant de repos voisin de la moi-



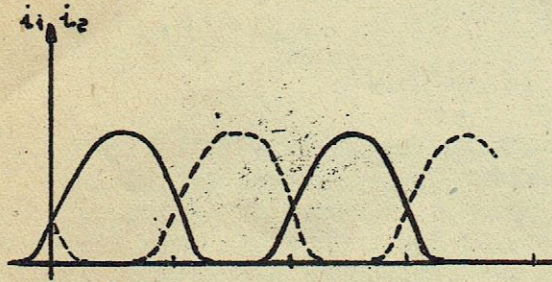


Fig. 127-1

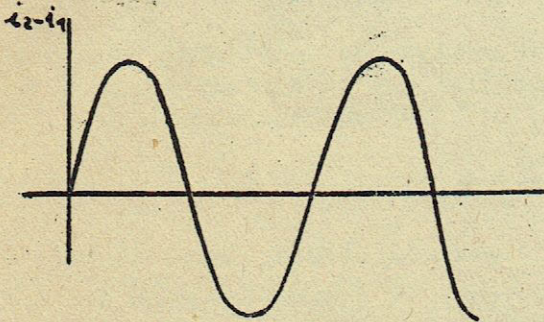


Fig. 127.2

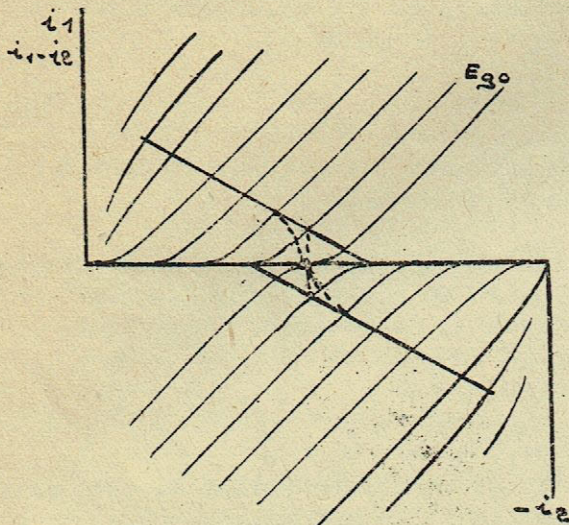


Fig. 127.3

tié de celui de la classe A.

Dans ce fonctionnement, les courants anodiques ont la forme représentée fig. 127-1, où la sinusoïde est bien reconstituée : sur les caractéristiques de la lampe, le point de fonctionnement se déplace suivant la caractéristique dynamique représentée fig. 127-3.

Pour les puissances d'une certaine importance, le rendement de l'étage final est accru, suivant l'enseignement de la relation (123) en diminuant le plus possible la tension de déchet  $V_d$  c'est à dire en excitant le plus possible la lampe : on est ainsi amené dans les régions où les grilles deviennent positives dans le cycle : l'étage de commande doit alors pouvoir fournir une certaine puissance et la limite est imposée par les distorsions du courant anodique au maximum d'excitation. Ces phénomènes seront étudiés de plus près au sujet de l'amplification H. F. (N° 64). Le rapport entre la puissance de sortie et la puissance de commande, pour un ampli B. F., se place pour des lampes normales entre 20 et 30.

Amplification H. F. classe B ; classe C.

58. - Nous aborderons maintenant l'étude de l'amplification H. F., à rendement aussi élevé que possible.

Le problème posé est d'amplifier une onde de fréquence donnée, ou une bande de fréquence relativement étroite autour d'elle. Dans ce cas, la puissance à obtenir sera tirée d'un circuit oscillant sur l'onde envisagée et la lampe n'interviendra pour entretenir les oscillations du circuit que pendant une fraction du cycle, au moment où le rendement de la lampe sera élevé.

Afin de bien comprendre le mécanisme de cet entretien, nous considérons (Fig. 128) un circuit, constitué d'une self  $L$ , d'une capacité  $C$  et d'une résistance  $r$  : on sait que, sous une influence extérieure telle qu'une charge du condensateur, suivie d'une décharge, le circuit oscille sur une fréquence de pulsation voisine de  $\frac{1}{\sqrt{CL}}$  ( $r$  petit) : si aucune autre action ne se produit, les oscillations s'amortissent. Mais, si le circuit est connecté à une source, aux bornes A et B par exemple, les oscillations peuvent être entretenues ; il n'est pas nécessaire que la source agisse en permanence : elle peut transmettre de l'énergie par impulsions, durant une faible partie du cycle : l'entretien sera dès lors quelque peu analogue à celui des oscillations d'un pendule par un échappement ; il suffira de choisir les conditions de fonctionnement de la source pour que son rendement soit élevé et le



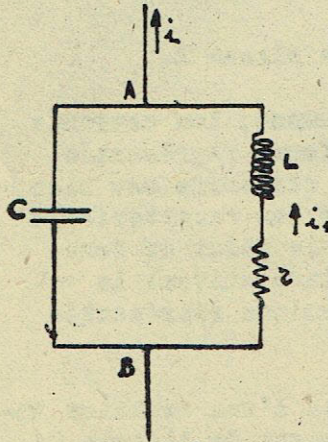


Fig. 128

but cherché sera atteint. Le circuit "C.L." joue ainsi le rôle de réservoir d'énergie, ce qui lui permet d'osciller pendant le temps où la source reste inactive. Plus la durée des impulsions sera courte au voisinage du rendement optimum du générateur, plus le rendement de l'ensemble sera élevé.

Pour transcrire cette analyse en équations, nous rappellerons que les oscillations du circuit de la figure 128 s'écrivent, en l'absence du courant  $i$  :

$$CL \frac{d^2 i_1}{dt^2} + Cr \frac{di_1}{dt} + i_1 = 0 \quad (127)$$

ce qui correspond à des oscillations libres de pulsation  $\omega$  voisine de  $\frac{1}{\sqrt{CL}}$  et d'amortissement défini par le décrément  $\frac{r}{L}$  ou, mieux, par la surtension  $Q = \frac{L\omega}{r}$ . On sait que le rapport entre deux maxima d'amplitude consécutifs de l'oscillation est donné par :

$$\alpha = e^{-\frac{\pi}{Q}} \quad (128)$$

Ceci signifie que, dans l'intervalle d'une période, l'amplitude a diminué par amortissement dans le rapport  $\alpha$ .

Le but du générateur est de compenser cet amortissement et nous prenons comme générateur une lampe dont l'effet sera de donner naissance au point A à un courant  $i$ , pendant une certaine fraction de la période. L'équation (127) s'écrit alors, durant cette fraction de temps :

$$CL \frac{d^2 i_1}{dt^2} + Cr \frac{di_1}{dt} + i_1 - i = 0 \quad (129)$$

Si l'anode de la lampe est connectée au point A, son potentiel oscille avec celui de ce point et il est évident que le rendement maximum sera atteint si le courant débité par la lampe n'est admis qu'au voisinage de l'excitant où le potentiel est minimum. Tel sera le cas du montage de la fig. 129 où est figurée une triode dont l'anode est directement connectée au circuit et à une source de tension anodique  $V_0$ , shuntée pour la H. F. par un condensateur  $\gamma$ ; la grille polarisée par une source de tension  $E_{g_0}$  est excitée par l'onde à amplifier.

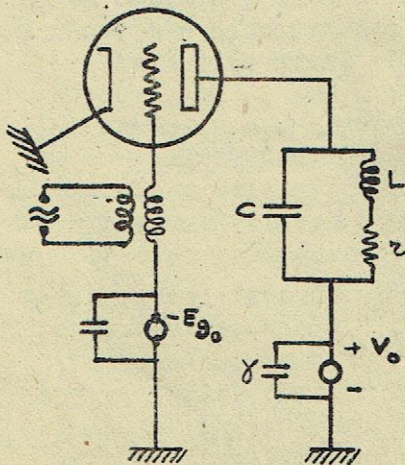


Fig. 129

Si la tension de polarisation est choisie de sorte qu'en l'absence d'excitation le courant anodique soit juste nul : on dit encore par conséquent que l'amplification est en régime B ; le courant anodique passe pendant une demi-période, ou, encore, son angle d'ouverture est égal à  $\pi$ .

Si la tension de polarisation est supérieure (en valeur absolue) à cette tension de blocage, on dit que la lampe est en régime C.

D'après l'analyse précédente, il est à prévoir



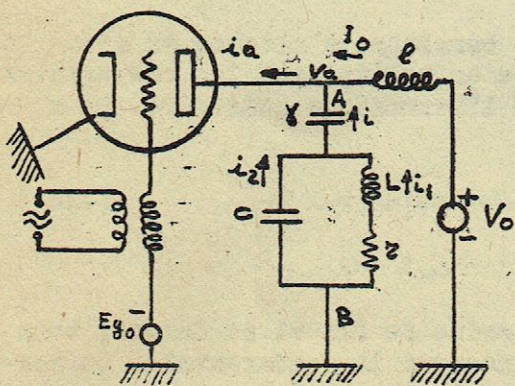


Fig. 130

que le rendement du régime C sera supérieur à celui du régime B.

59. - Nous devons étudier plus à fond le fonctionnement de ces régimes pour permettre de déterminer leurs caractéristiques, notamment le choix du circuit et son adaptation à la lampe.

Nous remarquerons d'abord que le montage de la fig. 129 est le plus généralement remplacé par celui de la fig. 130 qui évite de porter le circuit à la haute tension continue. La self  $l$  dite "self

de blocage" présente une impédance élevée devant celle de la branche shunt : ceci signifie que le courant qui la traverse est constant ; la capacité  $\gamma$ , dite capacité de blocage, présente une impédance faible devant celle du circuit : ceci signifie que la tension entre ses bornes est constante, constamment égale à la tension de la source  $V_0$ .

Le premier facteur important à fixer est la surtension du circuit. D'après le paragraphe précédent, on peut considérer que le circuit reçoit des impulsions périodiques de la lampe et qu'il oscille librement entre elles, avec un certain amortissement : ceci implique la création d'harmoniques. Il y a intérêt à ce que ceux-ci soient les plus réduits possibles afin d'éviter un gaspillage d'énergie et l'obligation de systèmes de filtrage trop onéreux : il faut donc prendre une surtension assez élevée. Cependant, on est limité dans cette voie parce que les circuits de grande surtension coûtent cher et parce que, le plus souvent, il s'agit d'amplifier une bande de fréquence autour de la fondamentale : l'impédance du circuit ne doit donc pas trop varier dans cette bande. Le choix de la surtension dépendra donc du but poursuivi ; pour un étage de puissance de radiodiffusion par exemple (transmission de  $\pm 5000$  autour de la fondamentale), la surtension de ce circuit sera voisin de 10, compromis satisfaisant.

Nous pouvons maintenant analyser complètement le circuit de la fig. 130. On a constamment :

$$\left. \begin{aligned} i_a &= i + I_0 \\ \bar{i}_a &= I_0 \end{aligned} \right\} \quad (130)$$

puisque le courant moyen de la branche  $\gamma$  est nul en régime permanent, par suite de la présence de la capacité  $\gamma$  et puisque  $I_0$  est constant.

Avec les notations du n° 58,  $I_0$  s'écrirait  $\bar{I}_a$  ; nous laisserons ici  $I_0$  pour simplifier l'écriture car il ne peut y avoir aucune confusion.

D'autre part, l'opération (129) peut être écrite en permanence en décomposant les courants dans leurs composants de Fourier. Si le courant  $i_a$  s'écrit :

$$\left. \begin{aligned} i_a &= I_0 + i(\omega) + i(2\omega) + \dots + i(n\omega) + \dots \\ i &= i(\omega) + i(2\omega) + \dots + i(n\omega) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (131)$$



et, le circuit étant linéaire, R. F.  $v_a$  à ses bornes sera obtenue en ajoutant (avec leurs phases) les tensions obtenues en multipliant les composantes  $i(n\omega)$  par l'impédance  $Z(n\omega)$  du circuit pour l'harmonique considéré. On a ainsi :

$$-v_a = |Z(\omega)| i(\omega) + \dots + |Z(n\omega)| i(n\omega) + \dots \quad (132)$$

les  $i(n\omega)$  étant réels, de la forme  $I(n\omega) \cos(n\omega t + \varphi_{nv})$

Avec des surtensions suffisantes, de l'ordre de dix et au dessus, tous les  $Z(n\omega)$  sont petits devant  $Z(\omega)$ , impédance sur la fondamentale. On verra en effet que les  $Z$  sont de la forme :

$$|Z_n| = \left| \frac{Z_1 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j Q \left( \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)} \right| \quad (\omega_0 \text{ pulsation fondamentale}) \quad (132-2)$$

c'est-à-dire pris très sensiblement :

$$Z_n = \frac{Z_1 n^2}{Q(n^2 - 1)} \quad (\text{capacitif})$$

Pour  $Q = 10$ , et pour l'harmonique 2,  $Z_n$  est donc déjà égale à  $\frac{1}{7}$  seulement de l'impédance sur le fondamental. Il en résulte que la tension  $v_a$  est pratiquement sinusoïdale bien que le courant  $i$  ne le soit pas du tout. Cette approximation sera d'autant meilleure que la surtension du circuit sera plus grande.

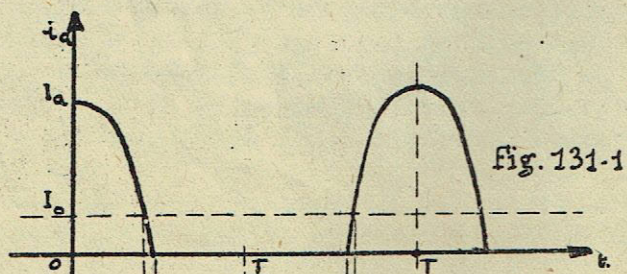


Fig. 131-1

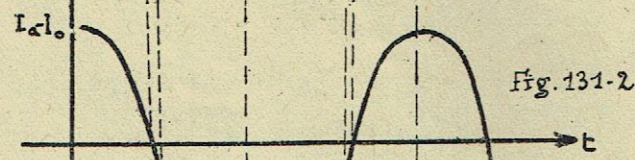


Fig. 131-2

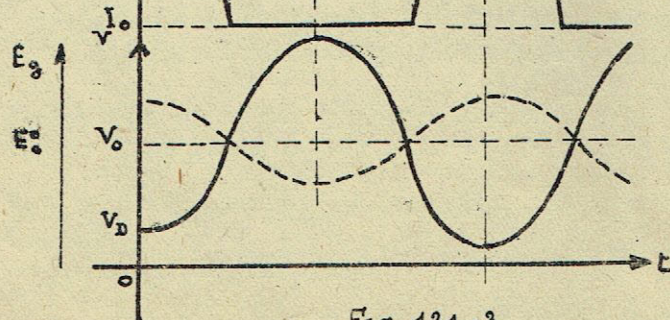


Fig. 131-3

Dans le cas où le circuit est exactement accordé sur la fondamentale, c'est-à-dire où  $v_a$  et  $i(\omega)$  sont en phase, nous pouvons tracer les courbes de la fig. 131 qui rendent qualitativement compte du fonctionnement. Nous avons pris pour  $i_a$  une forme en impulsions et déduit de cette forme celle du courant  $i$  et de la tension anodique ( $V_0 - v_a$ ) correspondante.

Les relations ainsi exprimées sont générales.

#### 60. - FONCTIONNEMENT DANS LES DOMAINES DE CARACTÉRISTIQUES LINÉAIRES. -

Nous supposons d'abord que le domaine parcouru par le point figuratif du fonctionnement de la lampe reste dans les régions où les caractéristiques sont linéaires.



Dans ce cas, le courant anodique est constitué par des fractions de sinusoides dont la largeur dépend de l'angle d'ouverture : pour le régime B par exemple, ce seront des demi-sinusoides.

Si  $\alpha$  est le demi angle d'ouverture du courant anodique, celui-ci pourra s'écrire :

$$i_a = \frac{I_a}{1 - \cos \alpha} (\cos \omega t - \cos \alpha) \quad -\alpha \leq \omega t \leq \alpha \quad (133-1)$$

D'après la forme même des intégrales de Fourier, la composante du courant  $i_a$  sur le fondamental s'écrira par conséquent sous la forme :

$$i(\omega) = B \cdot I_a \cdot \cos \omega t \quad 0 < \omega t < 2\pi \quad (133-2)$$

Les harmoniques de la tension anodique étant négligeables, nous aurons donc :

$$\begin{aligned} -v_a &= Z_1 i(\omega) \\ &= B Z_1 \cdot I_a \cdot \cos \omega t \quad 0 < \omega t < 2\pi \end{aligned} \quad (133-3)$$

Nous pourrions donc écrire entre  $-\alpha$  et  $+\alpha$ , d'après la relation (133-1) :

$$-v_a = B Z_1 (1 - \cos \alpha) \cdot i_a + B Z_1 I_a \cos \alpha \quad -\alpha \leq \omega t \leq \alpha \quad (133-4)$$

Cette expression se traduit par l'énoncé suivant : dans l'hypothèse de

la linéarité où nous sommes placés, pendant le temps où la lampe débite, et dans le cas d'un circuit à l'accord ( $Z_1$ , réel), le point figuratif se déplace sur une droite de charge

$$\text{de pente} \quad \frac{1}{B Z_1 (1 - \cos \alpha)}$$

(Fig. 132-1, régime C).

En particulier, en régime B, le courant anodique est de la forme :

$$i_a = I_a \cos \omega t \quad -\frac{\pi}{2} \leq \omega t \leq \frac{\pi}{2}$$

et

$$I(\omega) = \frac{I_a}{2} \quad B = \frac{1}{2}$$

La résistance R ramenée à l'accord sur l'anode est égale à la moitié de la résistance équivalente au circuit et c'est cette valeur de R qui doit être adaptée à la lampe. Les conditions de fonctionnement sont d'ailleurs analogues dans ce cas à celles que nous avons étudiées au paragraphe 55 : la puissance utile est cependant cette fois entièrement sur le fondamental, les puissances sur

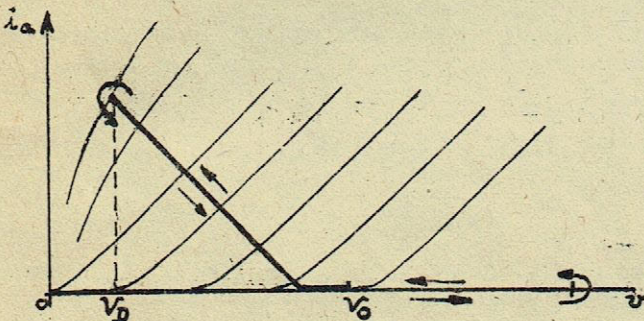


Fig. 132 (Rég. C)

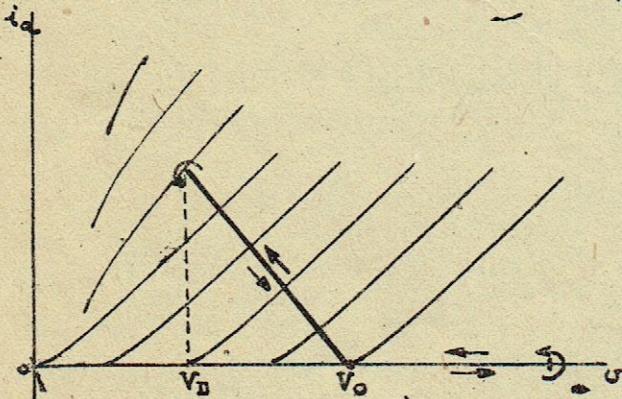


Fig. 133 (Rég. B)



les harmoniques étant négligeables, nous avons donc :

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{1}{4} R I_a^2 = \frac{1}{4} (V_0 - V_D) I_a \\ \bar{\omega} &= \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{V_D}{V_0}\right) = 0,78 \left(1 - \frac{V_D}{V_0}\right) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} 134 \\ (B) \end{array}$$

$V_D$  étant la "tension de déchet (Fig. 133)

En régime C, on a toujours pour la puissance utile à l'accord :

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} (V_0 - V_D) \cdot I(\omega) && I(\omega) = \text{amplitude} \\ &= \frac{1}{2} B (V_0 - V_D) I_a && \text{sur le fondamental} \end{aligned} \quad (135-1)$$

ou

$$= \frac{1}{2} Z_1 B^2 I_a^2$$

On a donc toujours :

$$(V_0 - V_D) = B Z_1 I_a \quad (135-2)$$

D'autre part, le courant moyen débité  $I_0$  peut s'écrire  $I_a/h$ , de sorte que le rendement peut se mettre sous la forme :

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2} B \cdot h \left[1 - \frac{V_D}{V_0}\right] \quad (135-3)$$

Il y a quelque intérêt à développer sommairement les valeurs correspondantes afin de mettre en évidence les avantages du régime C, prévus antérieurement. Avec la forme de courant sinusoïdale 135-1, on a :

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{\alpha}{\omega}}^{\frac{\alpha}{\omega}} \frac{I_a}{1 - \cos \alpha} (\cos \omega t - \cos \alpha) dt = \frac{I_a}{\pi(1 - \cos \alpha)} [\sin \alpha - \alpha \cos \alpha]$$

et, pour le fondamental :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} I_1 T &= \int_{-\frac{\alpha}{\omega}}^{\frac{\alpha}{\omega}} \frac{I_a}{1 - \cos \alpha} (\cos \omega t - \cos \alpha) \cos \omega t \cdot dt \\ I_1 &= \frac{I_a}{\pi(1 - \cos \alpha)} \left[ \alpha - \frac{1}{2} \sin 2\alpha \right] \end{aligned}$$

On a par conséquent, avec nos notations précédentes :

$$h = \frac{\pi(1 - \cos \alpha)}{\sin \alpha - \alpha \cos \alpha}$$

$$B = \frac{1}{\pi(1 - \cos \alpha)} \left[ \alpha - \frac{1}{2} \sin 2\alpha \right]$$

D'où, en régime C :

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \frac{1}{\pi(1 - \cos \alpha)} \left[ \alpha - \frac{1}{2} \sin 2\alpha \right] (V_0 - V_D) I_a \\ \bar{\omega} &= \frac{1}{2} \frac{\alpha - \frac{1}{2} \sin 2\alpha}{\sin \alpha - \alpha \cos \alpha} \left[ 1 - \frac{V_D}{V_0} \right] \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} 136 \\ (B) \end{array}$$



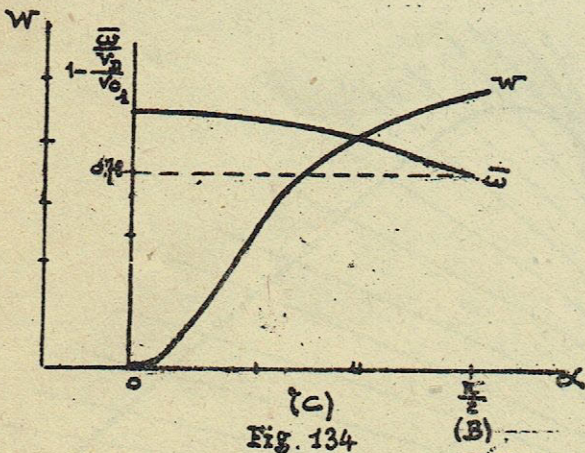


Fig. 134

Lorsque  $\alpha$  décroît depuis  $\frac{\pi}{2}$  (régime B), l'expression

$$1. \frac{\alpha + \frac{1}{2} \sin 2\alpha}{\sin \alpha - \alpha \cos \alpha} \text{ croît constamment pour tendre vers } 1 \text{ lorsque } \alpha$$

est nul : à tension de déchet égale, pour une tension anodique donnée le rendement augmente donc en régime C ; la puissance diminue si le courant en pointe reste le même Fig (134). Par exemple, pour une valeur de  $\alpha$

$$\text{courante } \alpha = \pi/3 :$$

$$W = 0,205 (V_0 - V_D) I_a$$

$$\bar{\omega} = 0,9 \left(1 - \frac{V_D}{V_0}\right)$$

L'intérêt du régime "C" est donc de permettre une amélioration du rendement, avec une diminution de puissance qui pourra être comparée dans certains cas ; enfin, en modulation, nous verrons les raisons de son emploi :

61. - RÉGIME B : INTRODUCTION DES PORTIONS NON LINÉAIRES DES CARACTÉRISTIQUES

Pour l'instant, nous nous limiterons au régime B, sur impédance à l'accord. Les expressions 134 montrent que, pour tirer le maximum de puissance, nous avons à chercher à diminuer  $V_D$  le plus possible et à augmenter le courant de crête  $I_a$  : c'est ce qu'on exprime en disant que la lampe devra être excitée au maximum ; pour une lampe à courant de saturation  $I_s$  (Fig. 135) et à caractéristiques entièrement linéaires, la résistance de charge optimale serait égale à  $\frac{V_0}{I_s}$  et la puissance maxima possible serait :

$$\begin{cases} W = \frac{1}{4} V_0 I_s \\ \bar{\omega} = 78\% \end{cases}$$

En fait, cet état n'est pas réalisable ; en effet, pour atteindre le domaine dans lequel on peut espérer tirer le maximum de puissance de la lampe, il est nécessaire de rendre la grille de plus en plus positive ; on sait qu'elle prend ainsi de plus en plus de courant, au détriment du courant anodique. A mesure que l'excitation de grille augmente, le courant anodique et le courant de grille prendront donc qualitativement l'aspect des courbes de la fig. 136. En 136-1, l'excitation est encore dans les régions linéaires ; le courant grille peut présenter, par suite de l'émission secondaire des régions où il est inversé ; sur les caractéristiques de KELLOGG (Fig. 137), des points vont jusqu'au point  $L$ . L'excitation augmentant encore, le courant anodique s'aplatit au maximum d'amplitude (136-2) : ce sont les points M de la caractéristique dynamique ; si l'excitation augmente encore, le courant anodique diminue en crête d'excitation aux profits du courant

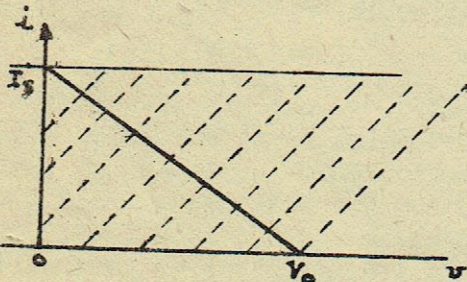


Fig. 135



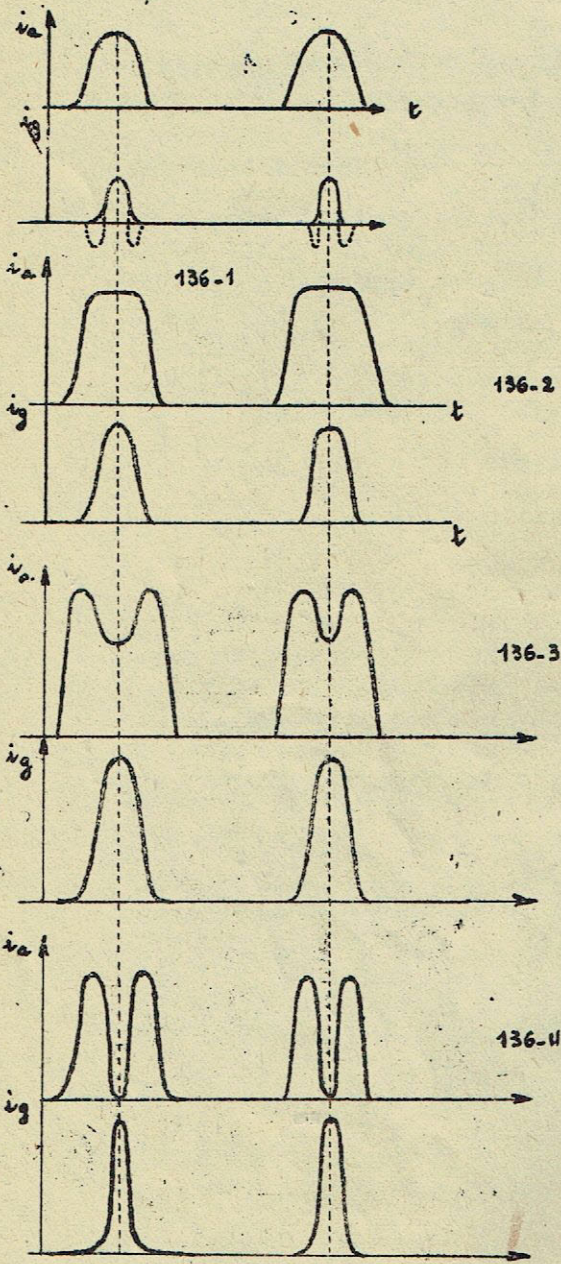


Fig. 136

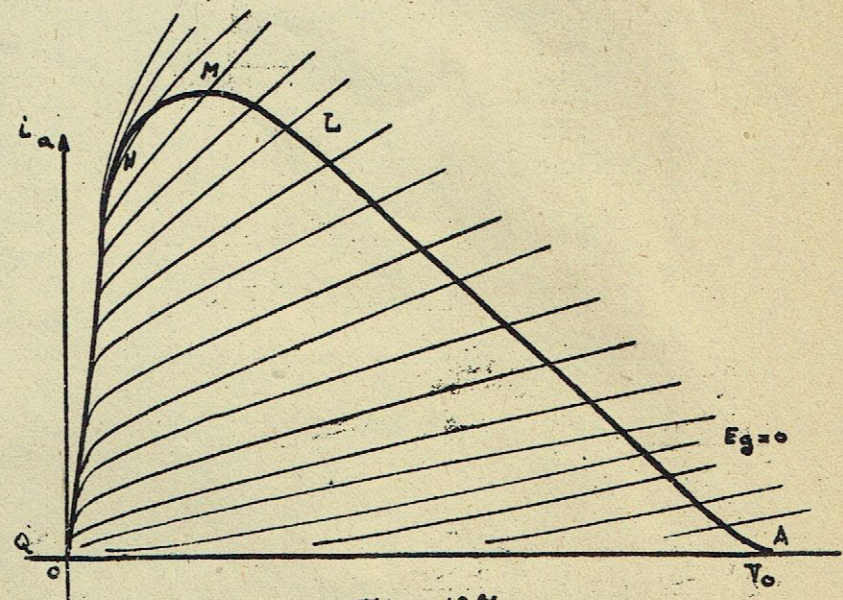


Fig. 137

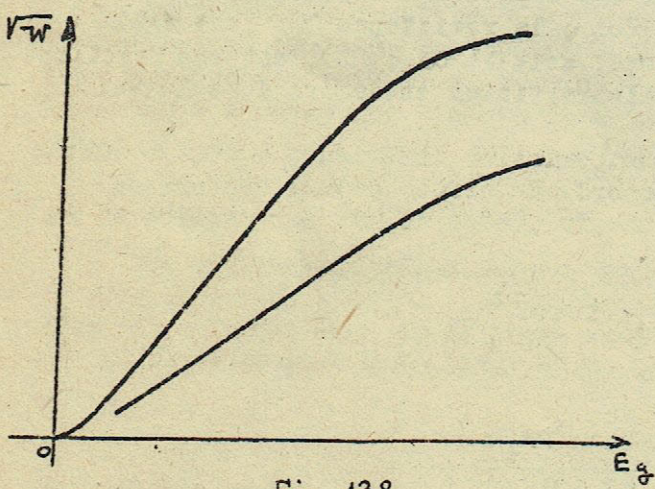
grille : ce sont les points N de la caractéristique dynamique. Enfin, rien ne s'oppose à ce que, dans certains régimes, l'amplitude aux bornes du circuit oscillant puissent être supérieures à la tension anodique : on dit dans ce cas que la tension de déchet est négative : c'est le cas de la fig. 136-4 (point Q de la caractéristique dynamique). Le courant anodique tombe presque à zéro, la grille prenant dans cet intervalle tout le courant cathodique.

Les fig. 136 et 137 représentent donc qualitativement toute l'allure du phénomène "classe B" pour une lampe complètement excitée avec un circuit anodique accordé. Les relations du paragraphe 60 ne sont plus exactes et seules les expressions 130, 131 et 132

avec leurs conséquences pour la tension du circuit persistent : celle-ci reste pratiquement sinusoïdale. Ces résultats peuvent être transcrits sous une forme commode, en portant sur un graphique la racine carrée de la puissance utile  $\sqrt{W}$  sortie de la lampe en fonction de  $E_g$ ,  $E_g$  étant l'amplitude d'excitation ou grille.

Dans les portions linéaires (A L Fig. 137),  $W$  est proportionnelle à  $E_g^2$  et la courbe est une droite. Lorsque la région L est dépassée,  $\sqrt{W}$  croît moins vite et la courbe s'incurve. Les courbes de cette nature peuvent être prises pour diverses valeurs et l'impédance ramenée, par exemple en modifiant la résistance  $r$  de la fig. 130 : on obtient ainsi un faisceau de caractéristiques de puissance qui détermine la courbe optima et caractérise la lampe.





Il convient enfin de remarquer que, pour la plupart du temps, les points L à partir desquels on s'écarte des caractéristiques linéaires se trouvent dans les régions suivantes :  $V_D$  égale à 1,5 fois la tension grille correspondante et  $I_a$  max. égal à 0,6 - 0,8 fois le courant de saturation pour une triode :  $V_D$  est ainsi de 2 à 3.000 volts.

Enfin, nous observerons que, dans cette étude d'une lampe complètement excitée, les quantités que nous avons introduites aux conférences précédentes,

coefficient d'amplification et résistance interne, n'interviennent plus explicitement. La lampe est définie par son courant de saturation, sa tension de polarisation pour la tension anodique désirée, sa tension d'excitation de grille  $E_g$  max (jusqu' en L). Cette dernière détermine la tension de déchet (1,5  $E_g$  max env.), la deuxième quantité est déterminée par le facteur d'amplification, mais ce n'est plus une quantité fondamentale.

En fait, les amplificatrices modernes ont toutes un coefficient voisin de 40, valeur convenable pour ne pas obliger à des sources de polarisation trop considérables, tout en laissant une marge suffisante pour les régimes C.

Les caractéristiques fondamentales d'une lampe de puissance sont donc mieux représentées par les courbes telles que celles de la fig. 138.

Nous trouverons au paragraphe 63 l'emploi des courbes analogues en  $W$  et  $V_a$ .

Des considérations analogues peuvent être faites pour le régime C; les conclusions seront semblables, à l'angle d'ouverture près.

62. - LE CIRCUIT DE CHARGE N'EST PLUS EXACTEMENT ACCORDE. -

Dans l'étude précédente, le circuit de charge a toujours été supposé exactement à l'accord sur le fondamental de l'excitation de grille. La lampe, dans ce cas, ne fournit au circuit qu'une puissance wattée.

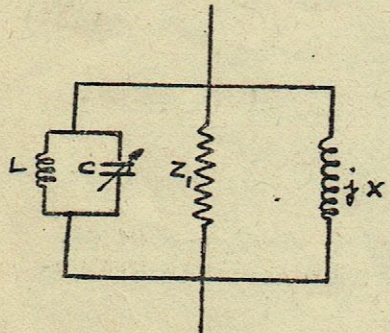


Fig. 139

Il n'en est pas toujours ainsi. Le cas général d'un circuit de charge quelconque n'a pas d'intérêt en émission, mais il est très fréquent que l'on se trouve dans des conditions pour lesquelles le circuit est près de l'accord seulement.

Ce sera par exemple le cas dès qu'il s'agira de transmettre une bande de fréquences; ce sera également le cas, même sur la porteuse, dans certains systèmes de modulation. Le schéma équivalent au circuit de charge peut alors se mettre sous la forme du circuit de la figure 139 : le



circuit LC est composé d'une self et d'une capacité d'ensemble de surtension infinie, accordé sur la pulsation  $\omega_0$ ; la résistance  $Z_1$  est égale à la résistance du circuit total à l'accord, soit  $QL\omega$ ;  $j.X$  est une réactance infinie à l'accord, mais prenant des valeurs finies en dehors de celui-ci.

Pour des surtensions courantes en émission, inférieure à 50,  $X$  reste grand devant  $Z_1$ , au voisinage de l'accord. En effet, dans l'expression 132-2,  $\omega$  s'écarte peu de  $\omega_0$ : pour une fréquence de  $10^6$  par exemple et un écart de 5.000 périodes autour de  $\omega_0$ ,

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = 1 \pm 10^{-2}$$

et

$$Z = \frac{Z_1}{1 \pm j Q \cdot 10^{-2}}$$

L'impédance du circuit de la fig. 139 étant égale à ce qui se voit que :

$$\frac{Z_1}{1 - j \frac{Z_1}{X}}$$

$$X = \pm \frac{Z_1}{Q} \cdot 10^2$$

$X$  est donc supérieur à  $Z_1$  pour des valeurs pratiques de  $Q$ .

Il en résulte que la conclusion à laquelle nous sommes arrivés pour  $v_a$  lorsque  $Z_1$  était seule, persiste : malgré la forme du courant  $i$ , la tension  $v_a$  est pratiquement sinusoïdale sur la pulsation  $\omega$ . Il en résulte que :

- la puissance wattée fournie par la lampe est :

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_a^2}{Z_1}$$

mais, en même temps, apparaît une puissance dévattée (sur le fondamental également)

$$W' = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_a^2}{X}$$

Nous montrerons les conséquences de l'introduction d'un désaccord sur le fonctionnement en classe B. Le circuit de la figure 139 a une impédance qui peut se mettre sous la forme :

$$Z (\cos \varphi + j \sin \varphi) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \operatorname{tg} \varphi = \frac{Z_1}{X} \\ Z = Z_1 \cos \varphi \cdot \text{réel} \end{cases} \quad (137)$$

$v_a$  étant sinusoïdale, on pourra écrire comme au paragraphe 60

$$-v_a = Z (\cos \varphi + j \sin \varphi) i(\omega)$$

Il y a naturellement déphasage entre  $v$  et  $i$  et nous prendrons le courant anodique comme origine des phases. Pendant le temps de débit du courant anodique ( $-\frac{\pi}{2} < \omega t < \frac{\pi}{2}$ ,  $i_a = I_a \cos \omega t$ ) on a :



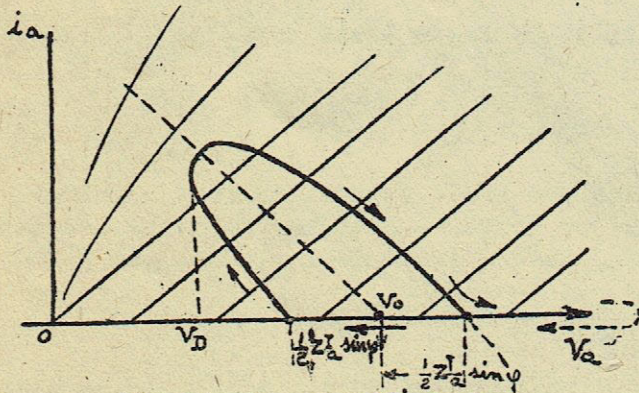


Fig. 140-1 (K selfique)

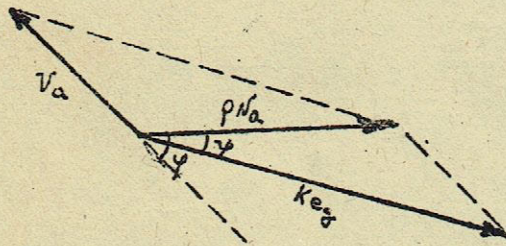


Fig. 140-2

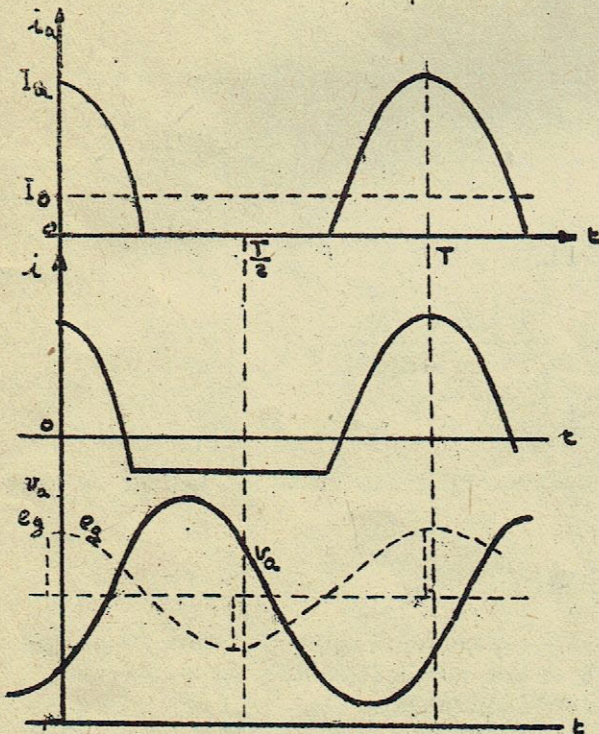


Fig. 140-3

$$(138) v_a = -Z (\cos \varphi + j \sin \varphi) \frac{i_a}{2}$$

$$i_a = I_a \cos \omega t - \frac{\pi}{2} < \omega t < + \frac{\pi}{2}$$

Dans le diagramme  $v_a i_a$ , cette relation exprime que, dans les régions linéaires, le point figuratif décrit une ellipse (Fig. 140-1), dont  $V_0$  est le centre de symétrie. Cette ellipse a pour équation :

$$v_a^2 + \frac{Z^2}{4} i_a^2 - Z \cos \varphi \cdot v_a i_a - \frac{Z^2 I_a^2}{4} \sin^2 \varphi = 0 \quad (139)$$

D'autre part,  $v_a$  et  $i_a$  étant déphasés,  $i_a$  et la tension d'excitation de grille le sont également.

Leur déphasage est donné par la relation

$$\rho i_a = v_a + K e_g$$

ou, d'après (138),  $\psi$  étant le déphasage entre  $e_g$  et  $i_a$  :

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{Z \sin \varphi}{Z \cos \varphi + 2 \rho} \quad (140)$$

Les angles correspondants sont représentés, sur le diagramme de la figure 140-2. Le fonctionnement de l'ensemble est donc représenté par les courbes de la figure 140-3, qui remplacent celles de la figure 131-3 ; (ces courbes sont établies qualitativement pour  $\varphi = 50^\circ$  (self)  $Z = 1000$  ohms,  $\rho = 2.000$  ohms).

À  $I_a$  donné, la puissance débitée par la source restant constante, il faut s'attendre à ce que la puissance utile et le rendement soient diminués relativement au cas de l'accord exact. En effet, la puissance utile est :

$$W = \frac{1}{2} \cdot Z \cos \varphi \frac{I_a^2}{4}$$

ou, encore, d'après (138) :

$$W = \frac{1}{4} (V_0 - V_D) I_a \cos \varphi \quad (141)$$

$V_D$  étant la tension de déchet anodique, définie comme la tension minima



atteinte par l'anode. La puissance appliquée reste égale à  $\frac{1}{\pi} V_0 I_a$ , de sorte que le rendement est :

$$\bar{\omega} = \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{V_D}{V_0}\right) \cos \varphi = 0,78 \left(1 - \frac{V_D}{V_0}\right) \cos \varphi \quad (142)$$

Il faut enfin remarquer que, dans une bande donnée, il faut comparer les unes aux autres les puissances utiles fournies pour une amplitude de tension grille donnée. L'équation (139), jointe à celle de la lampe, donne :

$$i_a \left[ \rho + \frac{1}{2} Z \cos \varphi + \frac{1}{2} j \cdot Z \sin \varphi \right] = K e_g$$

Si nous apportons l'indice  $\varphi$  aux valeurs des intensités et puissances pour le déphasage  $\varphi$  et l'indice  $0$  pour les mêmes valeurs à l'accord, on a donc pour une amplitude de grille donnée :

$$|I_{a\varphi}|^2 = \frac{K^2 E_g^2}{\left[\rho + \frac{1}{2} Z \cos \varphi\right]^2 \left[1 + \frac{1}{4} \frac{Z^2 \sin^2 \varphi}{\left(\rho + \frac{1}{2} Z \cos \varphi\right)^2}\right]}$$

$$|I_{a0}|^2 = \frac{K^2 E_g^2}{\left[\rho + \frac{1}{2} Z_1\right]^2}$$

Si  $\varphi$  est suffisamment petit, pour des lampes courantes, le terme de  $Z^2 \sin^2 \varphi$  est petit devant 1 et on pourra écrire :

$$|I_{a\varphi}|^2 = |I_{a0}|^2 \left[1 - \frac{1}{4} \frac{Z^2 \sin^2 \varphi}{\left(\rho + \frac{1}{2} Z \cos \varphi\right)^2}\right]$$

D'où :

$$\begin{aligned} \frac{W_\varphi}{W_0} &= \frac{Z \cos \varphi (I_{a\varphi})^2}{Z_1 (I_{a0})^2} = \frac{|I_{a\varphi}|^2 \cos^2 \varphi}{(I_{a0})^2} \\ &= \cos^2 \varphi \left[1 - \frac{1}{4} \frac{Z^2 \sin^2 \varphi}{\left(\rho + \frac{1}{2} Z \cos \varphi\right)^2}\right] \\ &= \cos^2 \varphi [1 - \text{tg}^2 \varphi] \end{aligned} \quad (143)$$

expression qui donne la variation de la puissance utile dans la bande, à tension d'excitation de grille donnée.

### 63. - CIRCUIT DESACCORDE, REGIONS NON LINEAIRES.

Le problème devient complexe, mais ses grandes lignes doivent être tracées car nous sommes dans le cas fréquent d'une amplification de puissance complètement excitée sur circuit légèrement désaccordé. Les valeurs des courants, tension, puissance ne peuvent être obtenus que par des méthodes graphiques, par relevés sur les caractéristiques complètes et Monsieur FAGOT a donné la meilleure manière d'aboutir au résultat. Pour une amplitude d'excitation de grille donnée, partant d'une polarisation qui détermine un régime de classe B, nous nous donnerons à priori une amplitude de tension anodique  $V_a$  ; puis nous chercherons des puissances obtenues avec ces amplitudes pour divers déphasages  $\theta$  entre tension anodique et tension de grille ; ce résultat sera atteint en traçant sur le réseau  $\psi_a \cdot i_a$  les points correspondants à l'ensemble  $[E_g, V_a, \theta]$  ; on aura par exemple la caractéristique dynamique de la



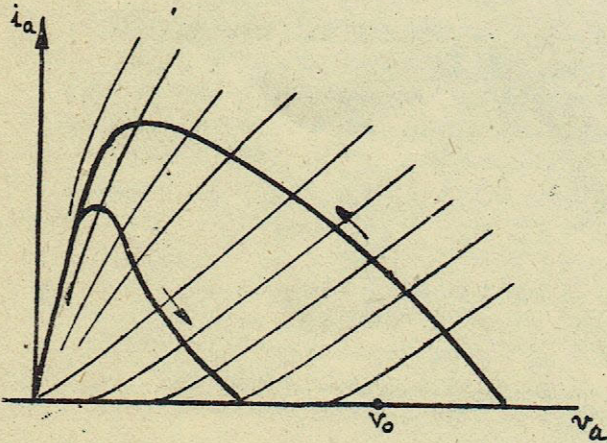


Fig. 141-1

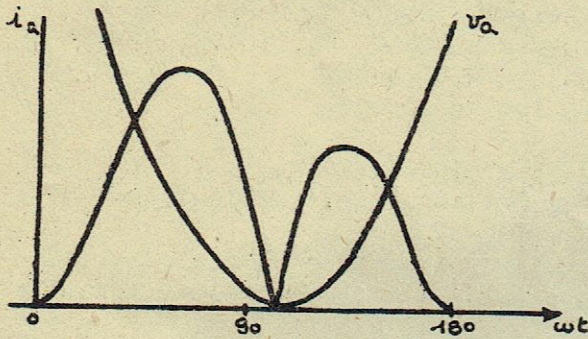


Fig. 141-2

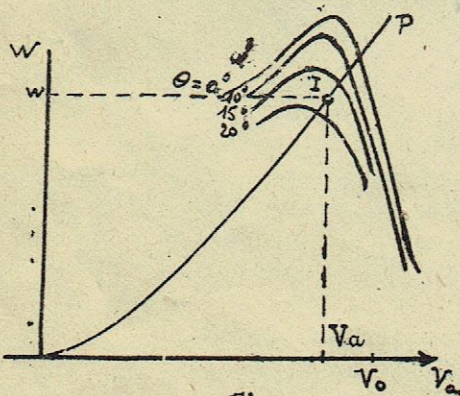


Fig. 142-1

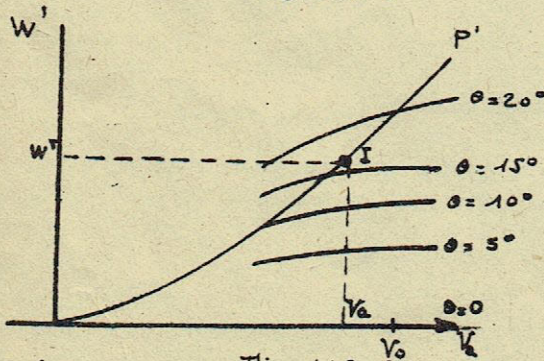


Fig. 142-2

figure 141-1 ; c'est elle qui remplace, pour  $\theta$  différent de  $180^\circ$  le réseau de la fig. 137 ; c'est la déformation de l'ellipse de la fig. 140-1 pour une forte excitation de grille. On en déduit fig. 141-2 les variations du courant anodique durant l'angle d'ouverture de ce courant,  $180^\circ$  en régime B.

C'est cette courbe qui remplace celle de la figure 136-4 ( $\theta = 0$ ) ; sur le même diagramme peuvent être représentées les variations de la tension anodique, dont l'amplitude a été fixée à priori par intégration graphique ; les intégrales de Fourier qui déterminent les composantes du fondamental seront obtenues : d'où la puissance utile sortie de la lampe, puisqu'on connaît l'amplitude de tension, et les composantes du courant ; la puissance dévattée sera de même obtenue.

On aura ainsi déterminé ces deux puissances  $W(v_a, \theta)$  et  $W'(v_a, \theta)$ , pour le groupe  $v_a, \theta$ . La même opération sera répétée en laissant  $\theta$  fixe et prenant quelques valeurs de  $v_a$  parmi celles qui correspondent à une forte excitation de la lampe pour la tension anodique considérée. On obtiendra ainsi une courbe de  $W$  en fonction de  $v_a$  pour une valeur de  $\theta$  donnée (Fig. 142-1) et une courbe de  $W'$  dans les mêmes conditions (142-2).

Plusieurs courbes de même nature seront tracées pour des valeurs de  $\theta$  prises dans des limites pratiquement utiles (0 à  $20^\circ$  par exemple). On obtient ainsi deux réseaux de courbes qui caractérisent la lampe.

Si maintenant la lampe est chargée par un circuit de schéma équivalent 139, on a également :

$$W = \frac{1}{2} \frac{V_a^2}{Z_1}$$

$$W' = \frac{1}{2} \frac{V_a^2}{X}$$



Pour les valeurs données de  $Z_1$  et  $X$ , ces deux expressions indiquent que  $W$  et  $V_a$ ,  $W'$  et  $V_a$  sont reliées sur les diagrammes  $W$  et  $W'$  par les paraboles  $P$  et  $P'$ . Le régime réel sera obtenu en cherchant les points d'intersection qui donneront sur les deux diagrammes les mêmes valeurs de  $V_a$  et  $\theta$ . Dans le cas représenté, c'est le point  $I$  ( $\theta = 17^\circ$ ,  $V_a = 0,8 V_0$ ) qui fournit le point cherché : on a ainsi  $W$ ,  $W'$ ,  $V_a$ ,  $\theta$  pour la tension d'excitation de grille imposée.

Cette méthode permet donc de déterminer les aptitudes de la lampe pour de très fortes excitations de grille, c'est à dire son utilisation complète. Les formules des paragraphes 60 et 62 permettent de caractériser plus simplement la lampe, mais sans aller jusqu'à son maximum d'utilisation.

#### 64. - PUISSANCE DE COMMANDE. -

Les montages précédents, spécialement utiles en émission, mettent en évidence le caractère d'une lampe qui fonctionne comme un amplificateur de puissance, en ce sens que, attaquée par une tension H. F., appliquée sur la grille, la lampe donne une certaine puissance H.F. dans son circuit anodique, aux dépens évidemment de la source de tension anodique.

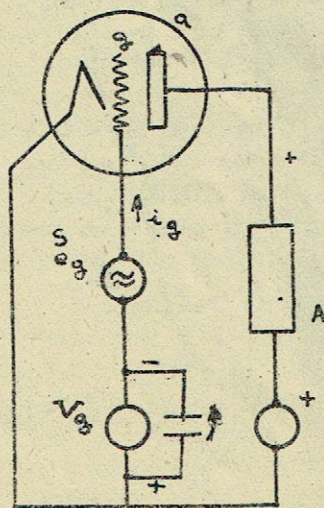


Fig. 143

La puissance de l'étage d'attaque doit être capable d'exciter la grille avec l'amplitude prévue.

La grille est polarisée par une source négative (Fig. 143), de tension  $V_g$  (négative), à laquelle se superpose la tension d'excitation  $e_g$ , fournie par la source  $S$ .

Si la grille ne débitait pas de courant, la puissance d'excitation serait nulle, dans l'hypothèse où nous sommes toujours, dans laquelle le temps de parcours des électrons dans le tube est négligé, c'est-à-dire en ondes assez longues ; pour une lampe de 100 Kilowatts par exemple, l'hypothèse sera correcte jusque vers 20 mètres. En effet, dans ce cas, les énergies mises en jeu dans le circuit de grille par un électron en mouvement (cf. n° 20) s'annulent car la tension de grille ne varie pas sensiblement durant le temps total d'approche et d'éloignement de l'électron.

Si par conséquent  $i_g$  est le courant débité dans le circuit de grille, la puissance de commande à fournir par la source  $S$  est :

$$W_{ex} = \frac{1}{T} \int e_g i_g dt$$

Si nous désignons par  $u_g$  le potentiel de la grille pris par rapport à la cathode, on peut écrire,  $V_g$  étant pris avec son signe :

$$u_g = V_g + e_g$$

D'où :



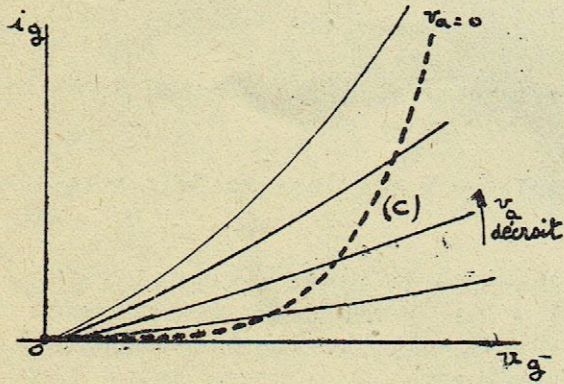


Fig. 144-1

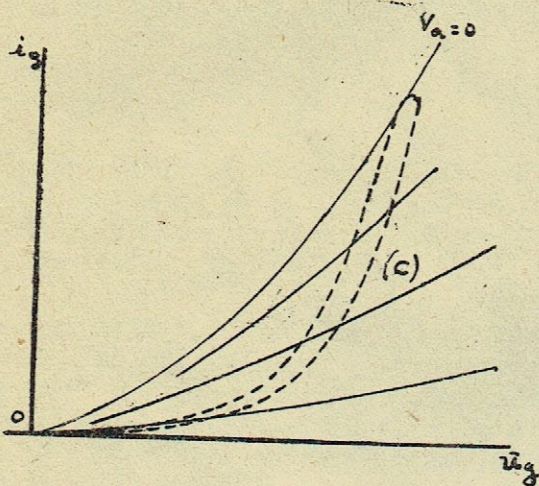


Fig. 144-2

ne sont plus en phase (cf. fig. 141-1).

Dans les lampes de puissance moyenne, jusqu'à une centaine de Kilowatts, il est suffisant de calculer approximativement la puissance de commande et les valeurs trouvées sont voisines de :

$$W_{ex.} = U_g \cdot \bar{I}_g$$

$U_g$  étant l'amplitude maximum de  $u_g$ .

Pour des lampes de grande puissance, dont la grille ne peut être aussi largement dimensionnée, il y aura lieu de pousser le calcul plus loin et de faire les intégrations graphiques nécessaires sur les diagrammes de courant grille.

Enfin, rappelons que les phénomènes d'émission secondaire peuvent amener de sérieuses perturbations, allant jusqu'à des amorçages. Des précautions devront donc être prises si le fonctionnement de la lampe anène dans des régions où le courant grille est négatif.

Pour des amplificateurs normaux à triodes le gain varie de 10 à 20 suivant les ondes et les circuits employés.

Avec des pentodes de puissance, les gains peuvent être plus élevés.

$$\begin{aligned} W_{ex.} &= \frac{1}{T} \int u_g i_g dt - V_g \cdot \frac{1}{T} \int i_g dt \\ &= \frac{1}{T} \int u_g i_g dt - V_g \cdot \bar{I}_g \quad (144) \end{aligned}$$

En l'absence d'émission secondaire, la première intégrale représente la puissance dissipée sur la grille. La deuxième traduit le fait que le courant moyen de grille traverse la source de polarisation dans un sens tel que ce passage nécessite une dépense d'énergie.

Le calcul exact de la puissance dissipée sur la grille est difficile. En effet, on sait qu'en l'absence d'émission secondaire les caractéristiques  $i_g u_g$  à tension anodique constante auront les formes représentées fig. 144-1 ; la caractéristique dynamique  $i_g u_g$  en fonctionnement avec un circuit anodique donné accordé aura donc l'allure de la courbe C qui correspond à la caractéristique dynamique d'anode de la fig. 137 ; elle dépendra du circuit anodique ; dans le cas d'un circuit anodique désaccordé, les phénomènes seront encore plus complexes car la caractéristique a deux branches (Fig. 144-2) et  $v_g$  et  $e_g$



MODULATION DES AMPLIFICATEURS H. F.

64. - Jusqu'ici, seul, le problème de l'amplification d'une tension H. F. de la forme  $E_g \sin \omega t$  a été considéré.

L'amplificateur transmet ainsi à l'antenne une puissance dont l'amplitude reste constante.

Dans de nombreux emplois, il est nécessaire de faire varier cette amplitude elle-même en fonction du temps : tel est le cas d'une transmission de radio-diffusion dans laquelle l'amplitude du courant dans l'antenne doit suivre la modulation B. F. transmise par le studio.

Si  $\omega$  désigne la pulsation H. F.,  $\Omega$  la pulsation à B. F. de modulation, la modulation en amplitude doit avoir pour effet de faire apparaître dans l'antenne un courant :

$$I [1 + m \sin (-\Omega t + \phi)] \sin \omega t \quad (145)$$

$m$  est le degré de modulation de l'onde ;  $I \sin \omega t$  représente la porteuse. Il en résulte immédiatement qu'en crête de modulation [ $\sin(\Omega t + \phi) = +1$ ], la puissance dans l'antenne est égale à  $W(1+m)^2$  et, en creux de modulation [ $\sin(\Omega t + \phi) = -1$ ], elle est égale à  $W(1-m)^2$ ,  $W$  étant la puissance de porteuse. Pour  $m = 1$ , la puissance en crête doit être égale à 4 fois la puissance de porteuse ("modulation à 100 %"). Enfin, la puissance moyenne émise passe à  $W(1 + \frac{m^2}{2})$

Les divers systèmes de modulation en amplitude des amplificateurs ont pour but de leur faire fournir des puissances qui varient de cette manière en fonction de la tension de modulation.

65. - L'étude des divers systèmes de modulation sort du cadre de ce cours, mais nous en décrirons sommairement deux, pris pour exemples des deux classes principales de ces procédés.

Le premier caractérise les systèmes à courant constant. C'est l'amplificateur H. F. classe B modulé par l'amplitude de grille ou "à haute fréquence modulée". C'est le plus simple à imaginer. Si, dans un amplificateur classe B (n° 60), la tension d'excitation de grille est elle-même de la forme :

$$E_g [1 + m \sin (-\Omega t + \phi)] \sin \omega t$$

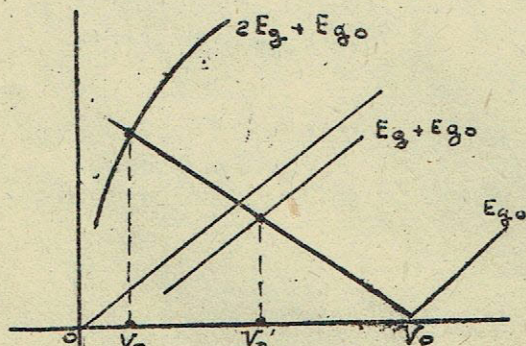


Fig. 145

dans les limites où les régions sont linéaires, la puissance sortie (équation 134)

$$W = \frac{1}{4} (V_0 - V_D) I_a$$

croît comme le carré de  $E_g$  puisque  $V_0 - V_D$  et  $I_a$  sont proportionnels à  $E_g$ . La puissance est donc bien de la forme voulue et le but est atteint.

En particulier, si on désire une modula-



tion à 100 %, la lampe devra être complètement excitée pour la tension  $2 E_g$  et la porteuse sera obtenue pour l'excitation  $E_g$ .

Sur la porteuse, le rendement sera, d'après 134 :

$$\bar{\omega} = 0.78 \cdot \frac{V_0 - V_D'}{V_0}$$

$V_D'$  étant la tension de déchet sur la porteuse ; or,

$$V_0 - V_D' = \frac{1}{2} (V_0 - V_D)$$

$V_D$  étant la tension de déchet en crête de modulation. D'où, sur la porteuse :

$$\bar{\omega} = 0.39 \frac{V_0 - V_D}{V_0} \quad (146)$$

Il est impossible de trop exciter la lampe car, suivant les résultats traduits sur la fig. 138, la puissance sortie ne suit plus correctement la tension à partir d'une certaine valeur ;  $V_D$  restera de l'ordre de  $0,8 V_0$ . Le rendement sur la porteuse est donc voisin de 32 % : le système est à bas rendement.

Le courant anodique est de la forme (145). Le courant fourni par la source anodique  $I_a$  est donc de la forme :

$$I_0 (1 + m \sin \Omega t)$$

La puissance fournie par la source anodique reste donc égale à :

$$V_0 I_0$$

en modulation puisque  $V_0$  est constant ; on travaille à puissance d'alimentation constante : c'est un avantage du procédé.

En modulation, le rendement augmente ; la lampe dissipe moins d'énergie et c'est ce gain qui apparaît comme augmentation de la puissance émise. Le système se caractérise par l'ensemble des équations suivantes :

Modulation classe B amplitude de grille modulation $m$ Indice 0 : valeurs pour la porteuse.	{	$W_{\text{appliquée}} : V_0 I_0 = 3.1 W_{\text{ut.}_0}$	(147)
		$W_{\text{dissipée}_0} = 0.68 W_{\text{appl.}} = 2.1 W_0$	
		$W_{\text{dissipée}_m} = W_0 [2.1 - \frac{m^2}{2}]$	
		$W_{\text{ut.}_m} = W_0 (1 + \frac{m^2}{2})$	
		$W_{\text{ut.}_0} = 0.32 W_{\text{appl.}}$	

La puissance de commande en modulation correspond à la puissance d'excitation de grille durant la modulation.

La limite maxima de puissance est obtenue en se reportant aux courbes de la figure 138, puisque, lorsque  $E_g$  augmente, la puissance sortie ne "suit" plus fidèlement les variations de  $E_g^2$  : il en résulte des distorsions non linéaires : la tension H. F. de sortie n'est plus proportionnelle à



la tension de modulation et on peut définir un "facteur de cliquetis" comme au n° 51 à partir des harmoniques de tension créés.

L'habitude des constructeurs de lampes est de définir la "puissance" d'une lampe d'émission par la puissance utile max que peut donner le tube avec une distorsion de 5 % à 80 % de modulation.

66. - Les émetteurs modernes peuvent atteindre des puissances considérables : 500 et même 1.000 Kilowatts porteuse. Il a donc été nécessaire d'employer des systèmes de modulation à rendement élevé pour éviter un gaspillage inutile d'énergie et utiliser au maximum les lampes du dernier étage.

La plus simple est la modulation en contrôle d'anode classe C, la puissance B. F. nécessaire étant elle-même fournie par un amplificateur de puissance de classe B : c'est un perfectionnement du vieux système de HEISING.

Le système consiste essentiellement à faire varier la tension anodique autour de la tension moyenne  $V_0$ , entre 0 et  $2V_0$ , au rythme de la modulation. Supposons (fig. 146), que la tension d'excitation et la polarisation de grille soient maintenues constantes et telles que pour la tension  $2V_0$ , la lampe travaille en classe B.

Il est clair, d'après la figure et d'après les relations des paragraphes 60 et suivants que la puissance variera de 0 à un maximum et tous les

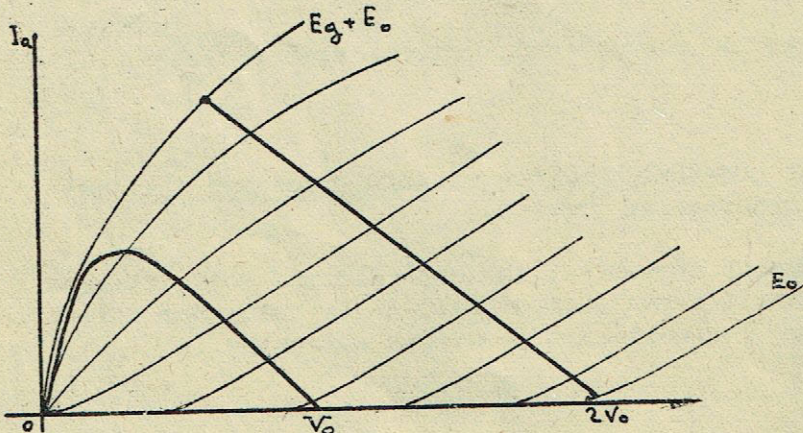


Fig. 146

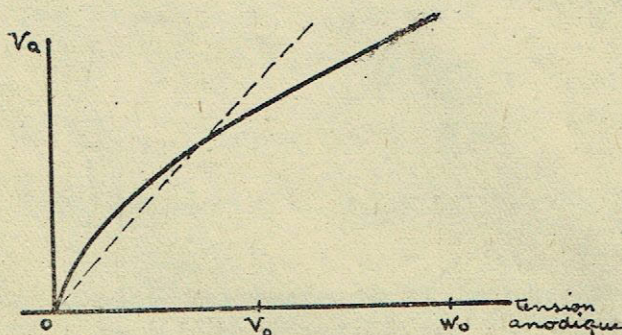


Fig. 147

régimes, notamment le régime de porteuse ( $V_0$ ) seront des régimes C à haut rendement.

Les variations de la tension alternative aux bornes du C.O. auront l'allure de la fig. 147 : on se rapproche d'une droite pour une adaptation convenable. La droite sera mieux atteinte s'il est apporté en

quelques corrections à la polarisation de grille et à l'excitation.

Dans ce système, on voit que, pour une tension de modulation sinusoïdale, la tension anodique et le courant anodique sont de la forme :

$$V_0 (1 + m \sin \omega t)$$

$$I_0 (1 + m \sin \omega t)$$

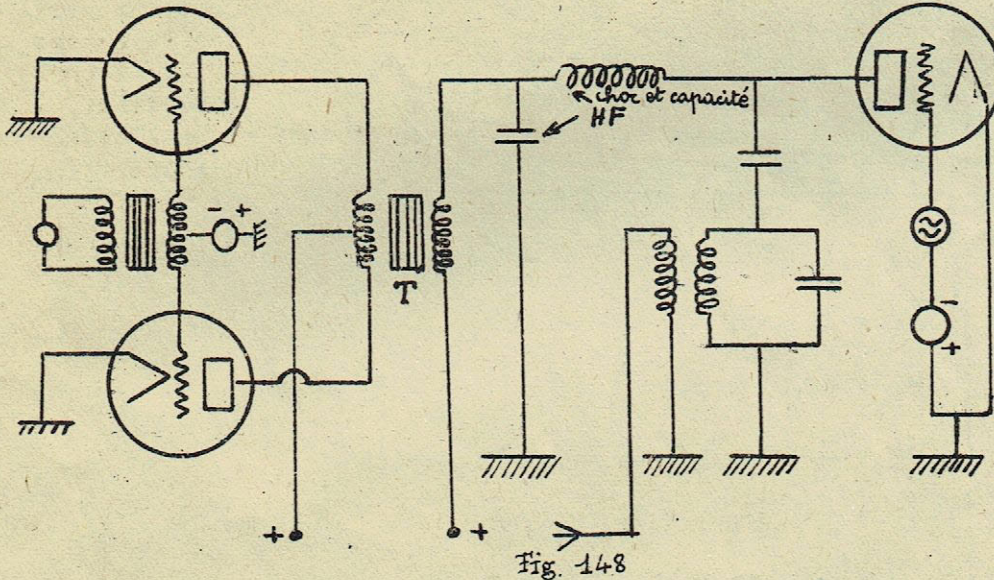


La puissance appliquée à la lampe est donc cette fois variable, égale à  $V_0 I_0 (1 + \frac{m^2}{2})$ ; la source de modulation doit donc fournir la puissance  $V_0 I_0 \cdot \frac{m^2}{2}$ . Le rendement de l'étage H. F. est toujours aussi bon que possible, voisin de 70 %. Les caractéristiques du système sont donc, du côté H. F. :

Modulation en  
contrôle d'anode  
classe C  
modulation (148)  
II

$$\left\{ \begin{array}{l} W_{\text{appl. } m} = 1,4 W_0 (1 + \frac{m^2}{2}) \\ W_{\text{diss. } m} = 0,3 W_{\text{appl.}} \\ W_{\text{ut } m} = W_0 (1 + \frac{m^2}{2}) \end{array} \right.$$

La source B. F. de modulation doit fournir à l'étage H. F. la puissance  $V_0 I_0 \times \frac{m^2}{2}$ , soit  $\frac{1}{2} V_0 I_0$  pour une modulation complète : pour garder le bénéfice du haut rendement atteint, l'étage B. F. sera lui-même en classe B et, pour éviter les distorsions, on utilisera un montage symétrique classe B



(n° 56 et 57). L'ensemble est représenté fig. 148.

Le transformateur T sera adapté suivant les principes exposés au paragraphe 56 sur la résistance apparente de l'étage H. F., égale à :

$$R = \frac{V_0}{I_0}$$

67. - EXEMPLES NUMERIQUES. -

Quelques exemples numériques de fonctionnements en régimes linéaires ou voisins seront donnés.

Pour des régimes excités complètement, les méthodes ont été données au n° 63.

Etage H. F. de puissance classe B (n° 60)

Caractéristiques de la lampe fig. 149 (2051) la tension anodique sera prise au maximum possible, soit 18.000 volts. La classe B est obtenue pour une polarisation de - 250 volts.



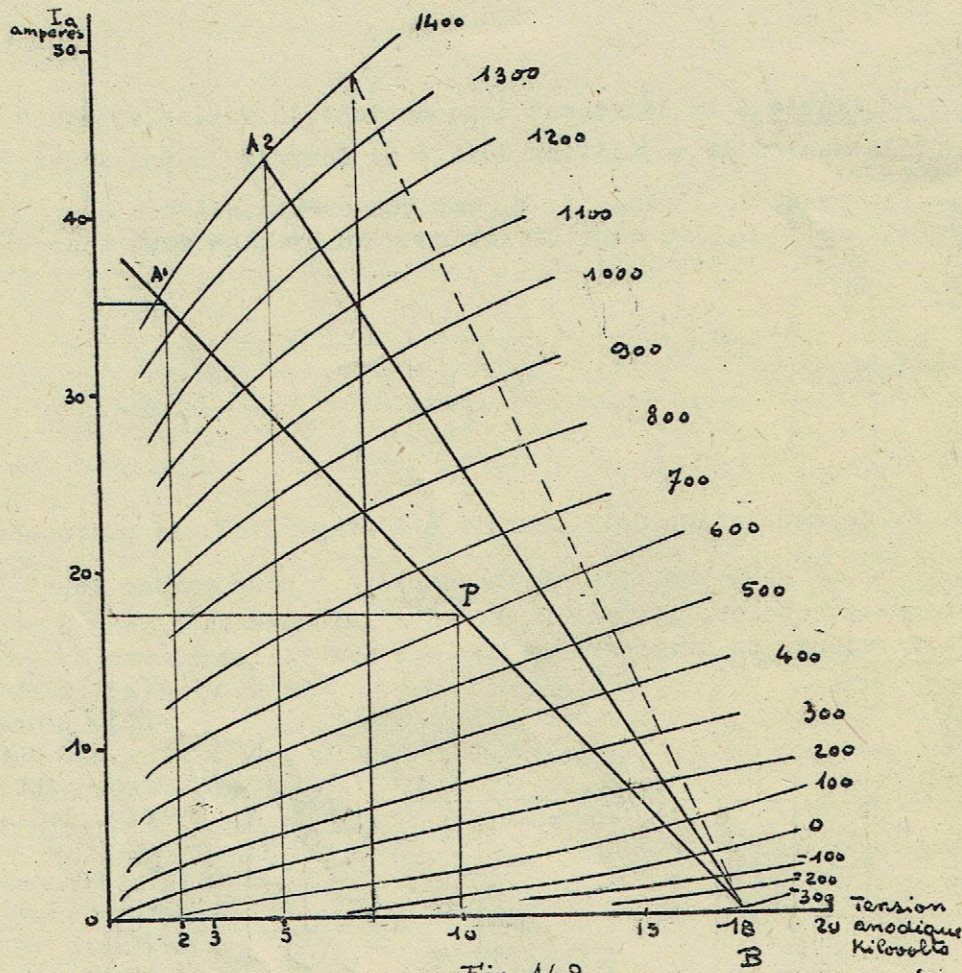


Fig. 149

Plusieurs régimes classe B peuvent être calculés ; les caractéristiques se resserrent nettement à partir d'une tension positive de grille de 1400 volts : C'est cette valeur que nous adopterons.

Calculons d'après les formules du n° 60 les deux régimes correspondant aux droites de charge  $A_1 B$   $A_2 B$ . On obtient, dans l'ordre des opérations :

$$A_1 B \left\{ \begin{array}{l} I_a = 35 \text{ Amp.} \\ V_D = 2.000 \text{ volts} \\ W_{ut} = \frac{1}{4} 35 \times 16.000 = 140 \text{ Kilowatts} \\ I_o = \frac{1}{\pi} I_a = 11 \text{ Ampères} \\ W_{appl.} = 200 \text{ Kilowatts } \bar{\omega} = 70 \% \\ W_{diss.} = 60 \text{ Kilowatts} \end{array} \right.$$

$$A_2 B \left\{ \begin{array}{l} I_a = 42 \text{ Amp.} \\ V_D = 5.000 \text{ volts} \\ W_{ut} = \frac{1}{4} 42 \times 16.000 = 136 \text{ Kilowatts} \\ I_o \text{ moy.} = 13,3 \text{ Ampères} \\ W_{appl.} = 240 \text{ Kilowatts } \bar{\omega} = 57 \% \\ W_{diss.} = 104 \text{ Kw.} \end{array} \right.$$



La puissance dissipable par l'anode pour ce type de lampe étant de 80 Kilowatts, le deuxième régime est à abandonner : il a un trop mauvais rendement pour un fonctionnement permanent en classe B. Le premier convient. La résistance ramenée sur l'anode doit être de :

$$R = \frac{16.000}{35} = 450 \text{ ohms.}$$

La résistance équivalente du circuit doit être double, soit 900 ohms. Si nous adoptons pour ce circuit une surtension de dix, les réactances des branches doivent être de 90 ohms. Pour une pulsation de  $6.10^6$  ( $\lambda$  voisin de 300 mètres) on aura à construire une self L telle que :

$$L \cdot 6 \cdot 10^6 = 90 \quad L = 15 \mu H$$

et une capacité

$$C = \frac{1}{90 \cdot 6 \cdot 10^6} = 1,8 \text{ m } \mu f$$

### Haute fréquence modulée

Aux vérifications de distorsion près, le même régime pourra être adopté pour la puissance de crête d'une modulation en haute fréquence modulée. Sur la porteuse, la lampe sera excitée jusqu'au point P qui donne une excitation moitié de l'excitation totale de 1.700 volts : la tension positive de grille correspondante est  $950 - 250 = 600$  volts.

Sur la porteuse, le régime est : ( $V_D = 8.000$  volts)

$$\left\{ \begin{array}{l} I_a = 18 \text{ ampères} \\ V_D = 10.000 \text{ volts} \\ W_{port.} = \frac{1}{4} 18 \times 8.000 = 36 \text{ Kilowatts} \\ \bar{I}_0 = 5,7 \text{ Ampères} \\ W_{appl.} = 103 \text{ Kilowatts} \quad \bar{\omega} = 34,5 \% \\ W_{dis.} = 67 \text{ Kilowatts} \end{array} \right.$$

Ces valeurs sont à retoucher suivant les distorsions et le degré de modulation à atteindre : cette détermination sera faite en traçant la courbe des puissances en fonction de l'excitation de grille (courbe 138).

### Modulation contrôle d'anode classe C

Nous commencerons par calculer la puissance de crête pour le maximum de tension atteint dans le cycle, le régime atteint à ce moment étant une classe B.

En ondes longues, on admet que la crête de tension anodique peut atteindre 1,5 fois la tension anodique continue max que peut supporter la lampe en classe B continue. Nous admettrons donc une tension de crête de 30.000



volts. Le rendement étant en moyenne meilleur, la lampe sera plus excitée et nous irons jusqu'à un courant de 45 Ampères pour une tension de déchet de 5.000 volts. (une tension plus faible donnerait trop de distorsions). La tension d'excitation de grille est alors voisine de 2.500 volts pour une polarisation de 450 volts. La puissance en crête sera donc :

$$W = \frac{1}{4} 25.000 \times 45 = 280 \text{ Kilowatts}$$

$$I_0 = 14.4 \text{ Amp.}$$

La porteuse, à 100 % de modulation, sera le  $\frac{1}{4}$  de cette puissance et pour une tension anodique de 15.000 volts. Le régime de porteuse se caractérise donc par :

$$W_0 = 70 \text{ Kilowatts}$$

$$V_0 = 15.000 \text{ volts}$$

$$I_0 = 7,2 \text{ Ampères}$$

$$W_{\text{appl.}} = 111 \text{ Kilowatts}$$

$$W_{\text{diss.}} = 41 \text{ KW. } \bar{\omega} = 64 \%$$

L'alimentation anodique continue devra être calculée pour cette puissance.

Le modulateur devra pouvoir fournir 56 Kilowatts utiles, sur une résistance de 2.100 ohms.

En modulation à 100 %, la puissance totale utile passera à : 106 Kilowatts  $[W_0 (1 + \frac{m^2}{2})]$ , la puissance appliquée à 167 Kilowatts et la puissance dissipée à 61 Kilowatts.



CHAPITRE N° 8

OSCILLATRICES - DETECTRICES ET REDRESSEURS - LAMPES A FONCTIONS MULTIPLES. -

8-1 OSCILLATRICES

68. - Nous avons déjà rencontré (n° 42) un des cas où une lampe permettait l'entretien d'oscillations. Il est évident que cette fonction est générale : il suffit en effet d'imaginer que, dans le fonctionnement d'un amplificateur, la tension de grille est elle-même donnée par le circuit de plaque pour que le système puisse entretenir lui-même les oscillations, sous certaines conditions.

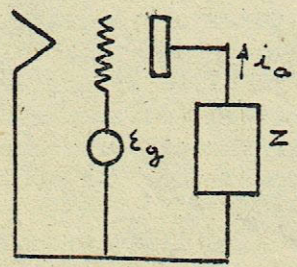
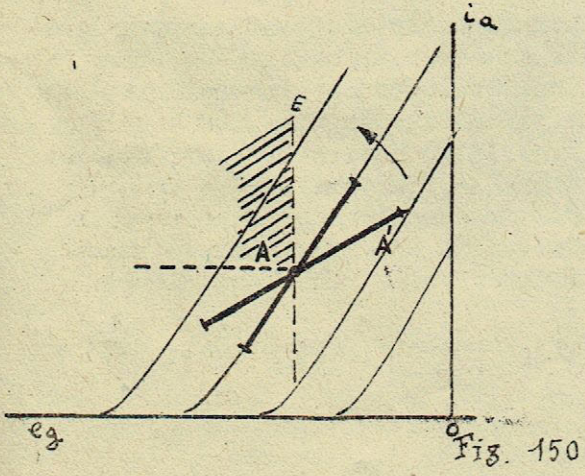
La théorie des lampes oscillatrices était fondamentale durant les premières années de la radioélectricité : les postes les plus puissants étaient constitués par un oscillateur de puissance, plus ou moins modulé : c'étaient les "émetteurs à autoexcitation".

Ces postes sont les plus simples qu'on puisse imaginer "à priori" pour obtenir une puissance H. F., mais, en fait, leur emploi est au contraire rendu très compliqué parce que la fréquence dépend du circuit final et des circuits associés: d'où des variations de fréquence qui rendent le poste inexploitable (passage d'ondes) ou gênants pour les postes voisins.

Enfin, la fréquence elle-même dépend des conditions d'alimentation de la lampe, ainsi que nous le verrons ; ces variations, obligatoires en modulation, rendent encore l'émission par auto-excitation inacceptable et irrecevable avec des récepteurs sélectifs.

Toutefois, durant ces toutes dernières années, les oscillateurs de haute puissance reprennent de l'intérêt par suite du développement rapide des applications industrielles de la haute-fréquence. Nous envisagerons donc également les lampes de puissance comme auto oscillatrices.

Oscillatrices "linéaires"



69. - Le mécanisme de l'excitation des oscillations par une lampe sera bien compris en envisageant de nouveau le fonctionnement d'un amplificateur linéaire autour d'un point initial A (Fig. 150), dans lequel nous cher-



chons à amplifier une tension de grille  $\varepsilon_g$ .

Si l'impédance de plaque est  $Z$ , on sait que la caractéristique dynamique  $i_a e_g$  pour  $Z$  réel est une droite  $AA_1$  de pente  $\frac{K}{\rho+Z}$ .

Supposons maintenant que nous ramenions sur la grille une tension provenant du circuit anodique et de la forme  $\alpha i$ . La tension de grille sera :

$$e_g = \varepsilon_g + \alpha i$$

et on aura :

$$(\rho + Z)i = K(\varepsilon_g + \alpha i)$$

$$i = \frac{K \varepsilon_g}{\rho + Z - K\alpha} \quad (148)$$

Si  $\rho + Z - K\alpha$  peut être amené à être identiquement nul, la lampe oscillera puisqu'un courant prendra naissance pour la plus petite perturbation extérieure. Dans le cas le plus simple de la figure 150 où  $Z$  est réel, il suffira que  $\alpha$  soit réel et assez grand : à mesure que  $\alpha$  augmente, la caractéristique dynamique  $AA_1$  tourne dans le sens de la flèche jusqu'à être verticale  $AE$  : c'est là la condition limite d'accrochage. Pour un couplage encore plus serré on passe dans la zone hachurée où la lampe fonctionne comme un générateur. La condition limite d'entretien s'écrit donc :

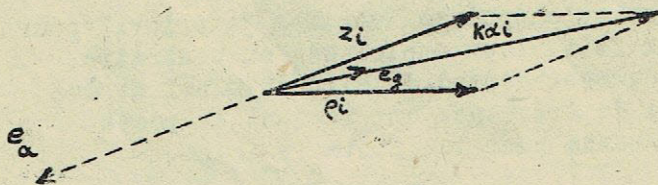


Fig. 151

$$\rho + Z - K\alpha = 0 \text{ ou } \alpha = \frac{1}{S} + \frac{Z}{K} \quad (149)$$

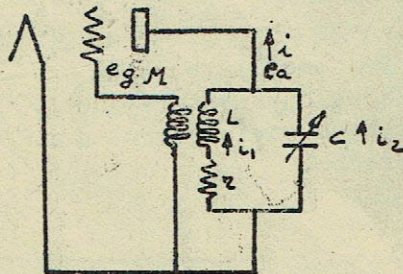


Fig. 152

$Z$  et  $\alpha$  étant en général imaginaires. En diagramme vectoriel (fig. 151), on peut la représenter avec également les tensions  $e_a$  et  $e_g$  ( $e_a = -Zi$ ) : on voit que si  $Z$  est voisin d'une résistance pure,  $e_a$  et  $e_g$  sont presque en opposition de phase.

On peut imaginer bien des dispositifs dans lesquels la tension ramenée sur la grille aura ainsi l'amplitude et la phase convenables. L'un des plus simples théoriquement est celui que représente la fig. 152 : à l'accord du circuit, la tension  $e_a$  est très voisine de la quadrature par rapport à  $i_1$  et, si on néglige l'effet du courant grille, la tension  $e_g$  ramenée par la mutuelle  $M$  est également en quadrature par rapport à  $i_1$  ; suivant le sens de  $M$ ,  $e_a$  et  $e_g$  seront donc soit en phase soit en opposition de phase et ce dernier régime pourra amener des oscillations si  $M$  est assez élevée.

C'est ce que va traduire l'équation 149 transcrite dans ce cas. En effet :

$$e_g = -j M \omega \cdot i_1$$



et

$$Z i = (r + j L \omega) i_1$$

Donc :

$$e_g = -j M \omega \cdot \frac{Z}{r + j L \omega} i \quad (150)$$

Pour la recherche de la condition d'entretien nous négligerons  $r$  devant  $L \omega$  et prendrons  $C L \omega^2 = 1$ , car il est clair que l'entretien se fera au voisinage de cette pulsation : il est en effet inutile de calculer  $M$  avec beaucoup de précision. On a dès lors :

$$\alpha = - \frac{M}{L} \cdot Z$$

D'où la condition limite d'accrochage (149) :

$$-\frac{KM}{L} = 1 + \frac{\rho}{Z}$$

ou puisque  $Z = \frac{L}{C \nu}$  :

$$-M = \frac{1}{K} [L + C \rho r] \quad (151)$$

Toute mutuelle supérieure en valeur absolue donnera également lieu à oscillation.

Pour calculer exactement la fréquence d'oscillation, nous devons écrire l'équation (149) avec tous ses termes. On a :

$$\alpha = - \frac{j M \omega}{r + j L \omega} Z$$

D'où :

$$\rho + Z + \frac{K j M \omega}{r + j L \omega} Z = 0$$

Comme  $Z = \frac{-j(r + j L \omega)}{r C \omega + j (C L \omega^2 - 1)}$ , on verra en égalant à zéro le terme imaginaire que la pulsation d'oscillation est donnée par :

$$C L \omega^2 = 1 + \frac{r}{\rho}$$

ou, en désignant par  $\omega_0$  la pulsation propre  $C L \omega_0^2 = 1$  :

$$\omega = \omega_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{r}{\rho} \right) \quad (152)$$

Cette relation met en évidence un point important : la lampe intervient dans la valeur de la pulsation d'oscillation. Quelle peut être la grandeur du terme additionnel ?

Supposons un circuit normal de puissance sur 300 mètres avec  $L = 20 \mu H$

La réactance est voisine de 120 ohms : pour un circuit de surtension 10,  $r$  sera donc égale à 12 ohms. La lampe employée (100 Kilowatts) aura une résistance interne qui pourra descendre à 3.000 ohms minimum environ : l'écart maximum avec la pulsation  $\omega_0$  sera donc :



$$\omega = \omega_0 (1 + 2 \cdot 10^{-3})$$

Si nous modulons directement cet oscillateur, par exemple par la tension anodique, la pulsation pourrait donc varier de  $2 \cdot 10^{-3}$ , alors que la stabilité imposée actuellement pour ne pas gêner les stations voisines, pour avoir une bonne qualité et permettre des synchronisations est de  $10^{-6}$  au moins.

De même, toute variation dans les conditions d'alimentation, par ses répercussions sur la résistance interne  $\rho$ , fera varier la fréquence ; on comprend donc bien pourquoi l'auto-oscillateur direct doit être abandonné pour ces émissions.

70. - La majeure partie des lampes oscillatrices sont donc actuellement des lampes de petite puissance : il faut construire les oscillateurs qui seront les pilotes des émetteurs, les hétérodynes des récepteurs ; il faudra les construire de sorte qu'ils soient les plus stables possibles pour l'emploi envisagé et les premiers seront soumis à des exigences plus grandes que les seconds.

Les schémas d'oscillateurs sont nombreux et nous n'avons pas à les étudier en eux-mêmes. Sur un schéma donné, il serait toujours possible de se ramener à la condition 149 écrite pour l'oscillateur linéaire ; il sera parfois aussi expéditif d'écrire comme nous l'avons fait au n° 42 que le déterminant des coefficients du système d'équations linéaires qui caractérise le schéma est nul : c'est la condition limite d'accrochage ; celle-ci donnera la fréquence des oscillations et montrera de quels paramètres elle dépend.

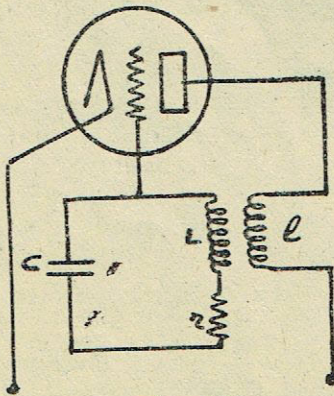


Fig. 153

C'est ainsi que le montage de la fig. 153, couramment utilisé donne naissance à une pulsation qui, pour la condition limite d'accrochage est :

$$\omega = \omega_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{r}{\rho} \frac{l}{L} \right) \quad (153)$$

en l'absence de courant grille.

Le problème essentiel de l'oscillateur de faible puissance est de lui faire donner une fréquence aussi stable que possible. Il faut se servir d'une lampe, mais de façon telle que les paramètres de cette lampe, soumis à des variations, influent le moins possible sur la fréquence émise.

Nous allons examiner comment le but peut être atteint, en laissant de côté tous les facteurs de variations qui ne proviennent pas de la lampe elle-même.

Si les formules du type 152 ou 153 étaient prises à la lettre, il serait tentant de dire que les pentodes, de résistance interne très élevée, devraient donner la solution ; en fait, elle serait encore incomplète car les termes en  $r/\rho$  seraient encore de  $10^{-4}$  environ. Mais pour ne pas compliquer



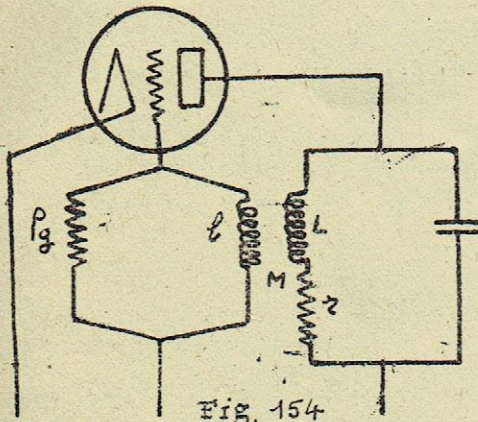


Fig. 154

inutilement le développement de théories qui ne donnent que des ordres de grandeur des variations, nous avons laissé de côté l'influence du courant grille : or, celui-ci doit prendre naissance puisque c'est lui qui limite les amplitudes des oscillations. Les pulsations dépendront elles-mêmes de cette résistance. C'est ainsi que, si dans le montage de la fig. 152, l'action du courant de grille est représentée schématiquement par l'adjonction d'une résistance de grille  $\rho_g$ . L'équation des fréquences écrite en représentant dans la condition 149 les expressions exactes de Z et  $\alpha$  se traduit par :

$$\rho \rho_g (CL\omega^2 - 1) + \rho r Cl\omega^2 - r\rho_g + L\omega^2 M^2\omega^2 = 0$$

La pentode parfaite ( $\rho$  infini) donnera donc lieu à la fréquence :

$$\omega = \omega_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{r}{\rho_g} \frac{C}{L} \right) \quad (154)$$

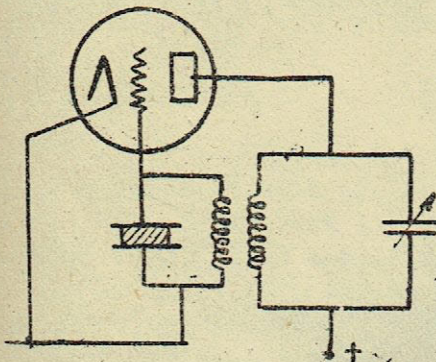


Fig. 155-1

La première condition, essentielle, est donc de choisir  $r$  aussi faible que possible, c'est-à-dire d'utiliser un circuit oscillant à très haute surtension ; le meilleur est le quartz. On sait qu'un quartz, taillé pour une certaine fréquence, peut s'assimiler à un circuit de très haute surtension ; ce paramètre se chiffre pour le quartz par dizaines de mille. Il existe de nombreux montages de cristaux piézoélectriques ; l'un d'eux est représenté fig. 155-1, dans lequel les oscillations sont entretenues par le couplage capacitif grille plaque. Le schéma équivalent est représenté fig. 155-2 et la théorie de l'entretien peut être faite avec les éléments de ce schéma. Le quartz est représenté par le circuit L. C. R, la résistance  $r_g$  figurant la définition du potentiel moyen de la grille.

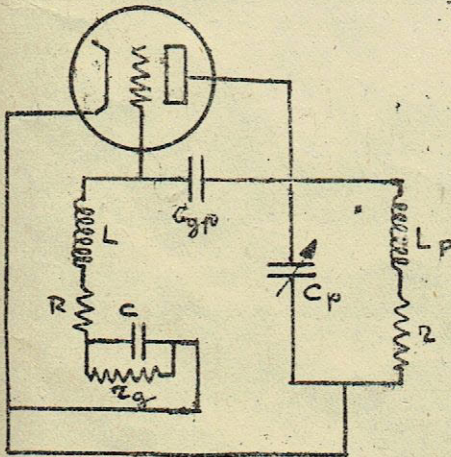


Fig. 155-2

Nous n'avons pas à faire la théorie complète de ces oscillateurs ; indiquons que la fréquence est stable au mieux lorsque le circuit anodique est légèrement désaccordé (quelques centièmes) dans un sens ou dans un autre suivant le montage.

La lampe n'agit plus guère dans ce cas que par les variations qui peuvent se produire dans ses capacités sous l'effet de variations thermiques ("dérive") ou autres ; un oscillateur de très haute stabilité doit rester constamment "allumé" pour qu'il puisse être pris comme étalon de fréquence. Des oscillateurs bien construits, avec des lampes qui ne sont pas poussées sont stables à une précision qui dépasse  $10^{-7}$ , même avec de fortes variations, dans les conditions d'alimentation, qu'on cherche d'ailleurs toujours à réduire.



Lorsque le quartz ne peut être employé, par exemple en ondes très courtes, les circuits à très haute surtension sont constitués par des lignes.

Dans tous ces oscillateurs, la lampe doit avoir pour caractéristiques essentielles, outre une grande stabilité de construction, de présenter une pente et un coefficient d'amplification aussi élevée que possible : ceci résulte immédiatement de l'examen de la relation 149.

### OSCILLATEURS DE PUISSANCE. -

71. - Quelques notions doivent être données sur les oscillations de puissance, dont l'emploi se développe industriellement.

Dans les théories précédentes, il nous a suffi d'envisager le fonctionnement de la lampe dans ses régions linéaires ; les tubes sont de très petite puissance ; les notions de rendement importent peu.

Il n'en est plus de même avec un oscillateur qui peut atteindre des puissances de cent et mille Kilowatts.

Dans ce cas, la théorie va être la même que celle des amplificateurs, à la différence près que la puissance d'excitation de grille devra être fournie par l'amplificateur lui-même. Les amplitudes des oscillations de la lampe qui "accroche" sont réglées par l'établissement du bilan des énergies entre la puissance appliquée, la puissance utile dépensée dans le circuit plaque et la puissance de commande. La lampe atteindra, les régimes étudiés, aux paragraphes 60 et 61 et, suivant la polarisation imposée à la grille, la lampe fonctionnera en classe A, B ou C ; le meilleur rendement sera obtenu en régime C. Le plus souvent la polarisation est donnée par le courant grille lui-même auquel on fait traverser une résistance  $R_g$ , shuntée par un condensateur. La fig. 156 donne un montage classique d'oscillateur de ce genre (dit circuit HARTLEY) ; c'est une autre forme en circuit de la fig. 152.

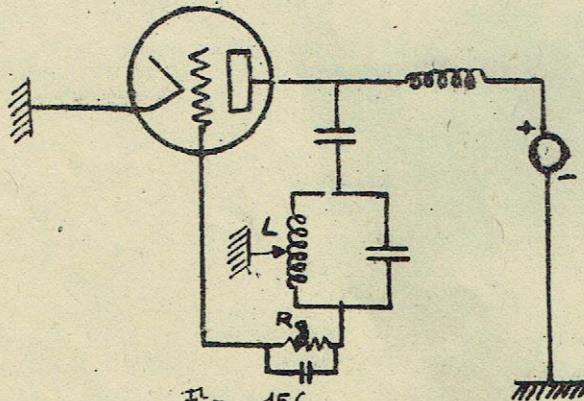


Fig. 156

Le calcul et des performances de la lampe de puissance en oscillation n'a pas d'intérêt : il suffit de déterminer le circuit assez approximativement pour que la puissance cherchée soit atteinte avec un rendement satisfaisant et de vérifier que la lampe ne souffrira pas des conditions de travail ainsi déterminées.

Le facteur essentiel sera la surtension du circuit employé ; par les mêmes raisonnements qu'aux paragraphes 58 et 59, on verra que cette surtension sera avantageusement voisine de 10 : le circuit entretiendra alors ses oscillations par les impulsions que lui fournira la lampe. Il en résulte que, si W est la puissance à atteindre, le nombre de Kv A dans le circuit sera :

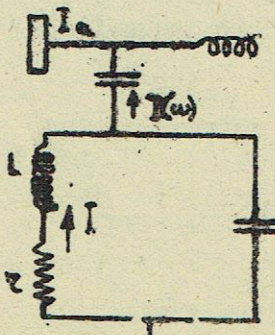


Fig. 157



$$(KVA) = 10 W$$

Dans un montage tel que celui de la fig. 157, en se reportant à l'étude du n° 64, on verra que l'amplitude de tension sur le circuit qui donnera un bon rendement sera :

$$V_a = 0,85 V_0$$

$V_0$  étant la tension anodique. D'où, de proche en proche, avec les notations de la fig. 157 où les lettres majuscules figurent les amplitudes des grandeurs alternatives :

$$(155) \left\{ \begin{array}{l} I = 2. \frac{(KVA)}{V_a} \quad V_a = 0,85 V_0 \\ L\omega I = V_a \\ L\omega = \frac{V_a}{I} = \frac{1}{C\omega} \\ R = \frac{2W}{I^2} \\ I(\omega) = \frac{I}{10} \\ I_a = \frac{I}{5} \quad (\text{cf. n° 60}) \end{array} \right.$$

La puissance appliquée et la puissance dissipée en seront déduites.

La tension d'excitation de grille sera celle qui, sur les caractéristiques correspondra au point  $0,15 V_0$  et  $I_a$ .

La puissance dissipée sur la grille pourra ainsi être évaluée : la puissance utile trouvée devra en être diminuée.

Le courant moyen de grille sera déduit des caractéristiques de grille : d'où la résistance du grid-leak à employer pour la polarisation.

Enfin, la charge devra être adaptée de sorte que la résistance R soit ramenée dans le circuit.

Si par exemple on veut tirer 100 Kilowatts de la lampe de la fig. 149 alimentée à 18.000 volts, sur une pulsation de  $6. 10^6$ , on aura :

$$(KVA) = 10^6 \quad V_a = 15.400 \text{ volts} \quad V_D = 2.600 \text{ volts}$$

$$I = 130 \text{ Ampères}$$

$$L\omega = 118 \text{ ohms.}$$

$$L = 20 \mu H$$

$$C = 1,4. m\mu f d$$



$R = 11,8 \text{ ohms}$

$I(\omega) = 13 \text{ Ampères}$

$I_a = 26 \text{ Ampères}$

$E_g = 1.100 \text{ volts environ.}$

Ces valeurs devront être retouchées suivant le montage utilisé pour tenir compte du mode de couplage à la grille adopté. Par exemple, pour le montage de la fig. 156, à la self  $L$ , devra être ajoutée la self de grille dont la mutuelle donnera le couplage nécessaire : elle sera calculée de manière à obtenir la tension  $E_g$  par le nombre de spires nécessaire ; la capacité  $C$  sera diminuée en conséquence. L'adaptation à la charge se fera par la technique classique des circuits.

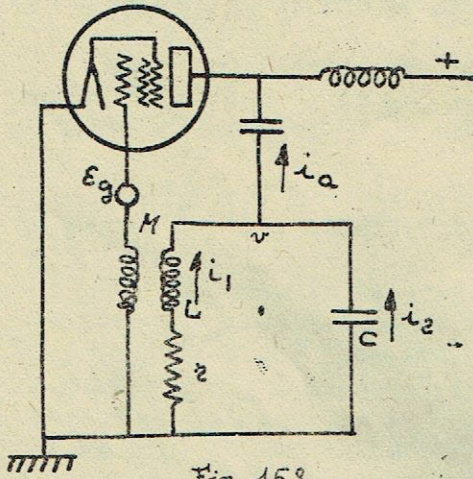


Fig. 158

INTRODUCTION DES CARACTERISTIQUES NON LINEAIRES : OSCILLATEURS SYNCHRONISES.

72. - L'introduction des termes non linéaires des caractéristiques  $i_a, e_g$  de la lampe va nous permettre d'arriver à la conception importante de la synchronisation d'un oscillateur à lampes par une tension extérieure.

Revenons à l'oscillateur représenté fig. 152, dans lequel, pour simplifier la lampe oscillateur sera une pentode (Fig. 158). Les variations du courant anodique en dépendent ainsi

que de la tension de grille et s'écrivent :

$$i_a = S_1 e_g + S_2 e_g^2 + S_3 e_g^3 + \dots \quad (156)$$

Nous supposons qu'en plus de la tension de grille obtenue par le couplage  $M$ , la grille reçoit une tension alternative  $E_g$  de pulsation  $\omega$ . On a donc :

$$e_g = -M \frac{di_1}{dt} + E_g \quad (157)$$

Les équations du circuit oscillant sont :

$$\begin{aligned} i_a &= i_1 + i_2 \\ v &= -Ri_1 - L_1 \frac{di_1}{dt} \\ i_2 &= -C \frac{dv}{dt} \end{aligned}$$

d'où :

$$i_2 = CR \frac{di_1}{dt} + CL_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2}$$

et :



$$i_a = i_1 + CR \frac{di_1}{dt} + CL \frac{d^2 i_1}{dt^2}$$

L'équation (156) s'écrit donc :

$$i_1 + CR \frac{di_1}{dt} + CL \frac{d^2 i_1}{dt^2} = S_1 e_g + S_2 e_g^2 + S_3 e_g^3 + \dots$$

$i_1$  sera éliminé entre cette dernière équation dérivée et l'équation (157). On obtient l'équation suivante en  $e_g$ :

$$\begin{aligned} \frac{CL}{M} \frac{d^2 e_g}{dt^2} + \frac{de_g}{dt} \left[ \frac{CR}{M} + S + 2 S_2 e_g + 3 S_3 e_g^2 + \dots \right] + \frac{1}{M} e_g \\ = \frac{1}{M} \varepsilon_g + \frac{CR}{M} \frac{d \varepsilon_g}{dt} + \frac{CL}{M} \frac{d^2 \varepsilon_g}{dt^2} \end{aligned}$$

ou

$$CL \frac{d^2 e_g}{dt^2} + \frac{de_g}{dt} [CR + MS + 2MS_2 e_g + 3MS_3 e_g^2 + \dots] + e_g = \dots$$

D'après l'équation 151, le couplage critique est caractérisé par  $CR + MS$  qui doit être négatif ; nous poserons :

$$\frac{1}{CL} = \omega^2 \quad CR + MS = -\frac{q}{\omega} \quad (q > 0)$$

et

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{2MS_2}{CR+MS} = +\frac{2MS_2\omega}{q} \\ \beta &= -\frac{3MS_3}{CR+MS} = +\frac{3MS_3\omega}{q} \end{aligned}$$

Enfin, en remarquant que le deuxième membre peut s'écrire  $A\omega^2 \sin \Omega t$  on obtient :

$$\frac{d^2 e_g}{dt^2} - q\omega [1 - \alpha e_g - \beta e_g^2 \dots] \frac{de_g}{dt} + \omega^2 e_g = A\omega^2 \sin \Omega t \quad (158)$$

Pour  $A = 0$ ,  $S_2 = S_3 = \dots = 0$ , cette équation est celle de l'oscillateur linéaire. à la limite d'accrochage, tel qu'il a été étudié au n° 59, à la différence près que le terme correctif de la fréquence d'oscillation en  $v/\rho$  a disparu puisque  $\rho$  a été supposé infiniment grand.

Pour  $A = 0$ ,  $q$  positif et petit,  $\alpha = \beta = 0$  ( $S_2 = S_3 = 0$ ), c'est l'équation d'une oscillation qui s'établit avec une lampe linéaire:

$$\frac{d^2 e_g}{dt^2} - q\omega \frac{de_g}{dt} + \omega^2 e_g = 0 \quad (159)$$

sans limite puisque le terme d'amortissement est constamment négatif.

L'introduction des termes de courbure, toujours pour  $A = 0$ , va permettre d'expliquer la limitation de l'amplitude. L'équation (158) s'écrit :

$$\frac{d^2 e_g}{dt^2} - q\omega (1 - \alpha e_g - \beta e_g^2 \dots) \frac{de_g}{dt} + \omega^2 e_g = 0 \quad (160)$$

On voit que le terme d'amortissement varie lui-même dans le cycle ; le terme en  $\alpha$  est tel que son influence sur l'amortissement le rend tantôt plus grand tantôt plus petit ; il est donc à prévoir que ce n'est pas lui qui apportera la limite. Au contraire, le terme en  $\beta e_g^2$  est toujours de même signe ; si  $\beta > 0$ , il ne fait qu'augmenter avec l'amplitude de l'oscillation ; il



arrivera que  $\beta e q^2$  pourra devenir supérieur à 1 et s'il le dépasse le terme d'amortissement pourra devenir positif : c'est le moment où l'amplitude se trouvera limitée et l'on voit que cette valeur maxima va se trouver aux environs de  $1/\sqrt{\beta}$ . Encore faut-il que  $\beta$  soit positif (ou plus généralement la somme des termes pairs) ; physiquement, il est nécessaire que l'oscillateur atteigne des régions où il en sera ainsi puisque les amplitudes ne peuvent croître indéfiniment : on vérifiera par exemple qu'il en est ainsi dans les caractéristiques en  $V^{3/2}$ , pour lesquelles les termes  $S_3, S_5 \dots$  de l'équation 156 sont négatifs.

Le développement des calculs précisera cette notion. Nous le ferons sommairement. Le raisonnement précédent suppose  $q$  assez petit pour que l'équation (160) reste celle d'une oscillation à peu près sinusoïdale. Nous rechercherons donc une solution permanente de la forme :

$$e_q = E_q \sin(\omega t + \varphi) + \varepsilon E_2 q \sin(2\omega t + \psi) + \varepsilon a_3 E_3 q \sin(3\omega t + \psi_3)$$

et, en opérant par approximations successives, on aura de proche en proche les phases et les amplitudes des harmoniques.

L'équation 160 s'écrit :

$$\left[1 - \frac{\beta E_q^2}{4} - \beta \varepsilon^2 E_q^2\right] \omega \cos(\omega t + \varphi) + \varepsilon \left[\frac{\alpha E_q^2 \omega}{2} \sin(\omega t + \psi - \varphi) + \dots\right] = 0$$

En première approximation, en négligeant les termes en  $\varepsilon$ , on voit donc que la condition à remplir par l'amplitude pour que cette équation soit satisfaite est :

$$E_q = \frac{2}{\sqrt{\beta}}, \text{ limite imposée à l'amplitude.}$$

Le développement plus poussé des calculs donnerait les amplitudes et les phases des harmoniques : il est inutile d'insister davantage.

### 73. - SYNCHRONISATION. -

Supposons maintenant que  $\Lambda$  ne soit plus nul, c'est à dire qu'à l'oscillation libre est superposée une tension extérieure de pulsation  $\Omega$ .

Le terme d'amortissement va, cette fois, dépendre également de  $\Omega$ .

Pourrions nous trouver des conditions telles que l'oscillateur, avec cet amortissement commandé, va s'accrocher sur la pulsation  $\Omega$  elle-même et non plus sur  $\omega$  ?

Nous rechercherons dans ce but si l'oscillateur représenté par l'équation 158 peut admettre une solution :

$$e_q = B \sin(\Omega t + \Phi) + C \sin(\omega t + \varphi) + \text{battements} + \text{harmoniques}$$

Nous prendrons encore le terme  $q$  petit. Dans la démonstration que nous ferons, nous laisserons de côté les termes harmoniques et les termes de battement, qui existent, mais dont la détermination n'apporterait rien à celle du principe de la synchronisation. En remplaçant dans l'équation (158),  $e_q$  par l'expression précédente, nous rechercherons donc uniquement les termes en  $\Omega t$  et en  $\omega t$ .



Le terme en B représente l'oscillation sur la fréquence imposée, le terme en C, l'oscillation sur la fréquence libre.

L'identification des termes du premier membre et du second conduit aux relations suivantes :

$$161 \left\{ \begin{aligned} B(\omega^2 - \Omega^2) \sin(-\Omega t + \Phi) - q\omega \left[ 1 - \frac{\beta B^2}{4} - \frac{\beta C^2}{2} \right] B \Omega \cos(\Omega t + \Phi) &= A\omega^2 \sin \Omega t \\ \left[ \frac{\beta C^2}{4} - 1 + \frac{\beta B^2}{2} \right] C &= 0 \end{aligned} \right.$$

Le terme en  $\alpha$  n'intervient donc pas, comme pour la limitation de l'amplitude. La deuxième de ces relations est immédiatement interprétable.

Elle se traduit en effet soit par  $C = 0$ , soit par :

$$\frac{\beta C^2}{4} = 1 - \frac{\beta B^2}{2}$$

qui donne l'amplitude possible sur la fréquence "libre". Mais si l'amplitude B est telle que :

$$B > \sqrt{\frac{2}{\beta}} \tag{162}$$

l'oscillation sur la fréquence libre ne peut plus exister : l'oscillateur ne peut plus fonctionner que sur la fréquence imposée (avec ses harmoniques).

Il n'est pas évident que l'amplitude B puisse atteindre cette valeur. B est donnée par la première des relations 161, c'est à dire par :

$$B(\omega^2 - \Omega^2) = A\omega^2 \cos \Phi$$

ou :

$$q\omega \left[ \frac{3\beta B^2}{4} - 1 \right] B \Omega = A\omega^2 \sin \Phi$$

$$B^2(\omega^2 - \Omega^2)^2 + \rho^2 \omega^2 \left( \frac{3\beta B^2}{4} - 1 \right)^2 B^2 \Omega^2 = A^2 \omega^4$$

La discussion de cette équation, faite en fonction de  $q$ ,  $A$  et de l'écart entre les fréquences  $\omega$  et  $\Omega$  montre en effet qu'il existe des plages dans lesquelles la condition 162 est satisfaite : à ce moment là, il y a synchronisation sur  $\Omega$ , la fréquence  $\omega$  ayant disparu.

L'étude qui précède nous montre donc que ce sont les termes de degré impair du développement de la caractéristique de la lampe qui imposent la limite des oscillations et leur synchronisation éventuelle.

#### 74. - CONDITIONS PARTICULIERES AUX LAMPES OSCILLATRICES. -

L'étude faite à ce chapitre n'impose pas de conditions particulières aux oscillatrices, autres que celles étudiées pour les amplificatrices.

Toutefois, l'examen de la condition d'accrochage 149 montre que le degré de réaction nécessaire sera d'autant plus faible que la pente de la lampe et son coefficient d'amplification seront plus élevés. Les lampes correspondantes auront tendance à accrocher non seulement sur l'onde voulue, mais



encore sur des ondes indésirables. C'est ainsi que les lampes modernes, à très grande pente et à grand coefficient d'amplification nécessiteront des circuits très bien étudiés, des montages sans fuites, des masses bien définies ..... etc .....

Enfin, les lampes pour pilotes à fréquence très stable et définie devront être largement établies pour le régime choisi, afin d'éviter les phénomènes de dérive dus aux variations de leurs capacités internes. Une bonne oscillation pour pilote ne doit jamais être "poussée".

8. 2 - LES DETECTRICES. -

75. - On appelle effets de détection ceux que produit sur une ou plusieurs quantités alternatives un dispositif dont la caractéristique ( $e, i$ ) n'est pas linéaire.

L'un des plus couramment utilisés est celui par lequel une tension (ou un courant) alternative est transformée en une autre, de fréquence différente ou en une autre continue. Les deux exemples typiques sont : la détection d'une onde, de radiodiffusion par exemple, modulée en amplitude, et le passage d'une fréquence variable à une fréquence intermédiaire fixe (réception superhétérodyne).

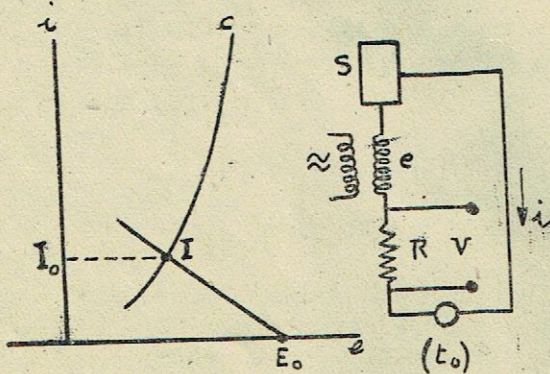


Fig. 159

C'est l'étude de ces deux cas qui apportera des renseignements sur les lampes à employer. Le deuxième cas sera examiné à propos des lampes multiples.

76. - Nous prendrons donc le cas de la détection d'une onde H. F. à transformer en tension continue, ou variable au rythme de la modulation. Si la tension  $e$  à transformer est appliquée (fig.159) à un système  $S$  à caractéristique courbe  $C$ , au point initial  $I$ , les variations du courant  $i$  correspondantes sont :

$$i = S_1 e + S_2 e^2 + S_3 e^3 + \dots$$

Si

$$e = E_1 \sin \omega t$$

les variations de  $i$  sont données par

$$i = \frac{S_2}{2} E_1^2 + \frac{3}{8} S_4 E_1^4 + \dots + S_1 E_1 \sin \omega t + \dots$$

Il y a donc apparition d'un terme "continu"

$$\Delta i = \frac{S_2}{2} E_1^2 + \frac{3}{8} S_4 E_1^4 + \dots \tag{163}$$

dû aux termes pairs de l'équation caractéristique ; en plaçant en série sur l'appareil une résistance  $R$ , la tension aux bornes de  $R$ ,  $V$ , dépendra donc du terme en  $\Delta i$  et la tension H. F. sera ainsi transformée en une autre, continue,



qui pourra agir sur un relais ou un appareil approprié.

Il existe de nombreux dispositifs capables de détecter, mais il est clair qu'il est impossible de se contenter d'une caractéristique de détection quelconque. En particulier, la détection (163) ne peut être employée dans la réception d'ondes de radiodiffusion profondément modulées telles qu'elles sont produites actuellement.

Considérons en effet la détection parabolique pure :

$$i = S_2 e^2$$

et essayons de l'appliquer à une réception d'une onde de radiodiffusion :

$$E (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t$$

on verra immédiatement que la détection parabolique fait apparaître un terme harmonique en  $2\Omega$  dont l'amplitude est proportionnelle à  $m^2$  : il sera impossible d'éliminer les harmoniques B. F. qui créeront une distorsion inadmissible dès que la modulation sera profonde, ce qui est le cas des émetteurs modernes.

Les lampes à vide vont apporter la solution, par l'emploi des diodes. Celui-ci sera seul étudié ici ; nous signalerons seulement pour mémoire les montages dans lesquels étaient employées des caractéristiques telles que (163) : c'était la détection par la courbure du courant anodique dans laquelle on utilisait les parties basses des caractéristiques ( $v_a, e_g$ ). La détection par "courant grille" utilise un effet analogue à celui par diode, mais il est préférable de séparer les fonctions de détection et d'amplification dès qu'une qualité satisfaisante doit être atteinte.

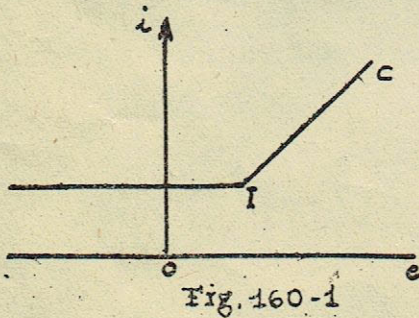


Fig. 160-1

77. - DETECTION PAR DIODE. -

Afin d'éviter les inconvénients de la détection parabolique qui viennent d'être signalés, l'idéal serait d'obtenir une détection "linéaire", dans laquelle les variations du courant détecté varieraient elles-mêmes linéairement en fonction de l'amplitude de l'onde à détecter. Une caractéristique du type de celle de la fig. 160-1 dans laquelle le point initial sera en I apportera la solution.

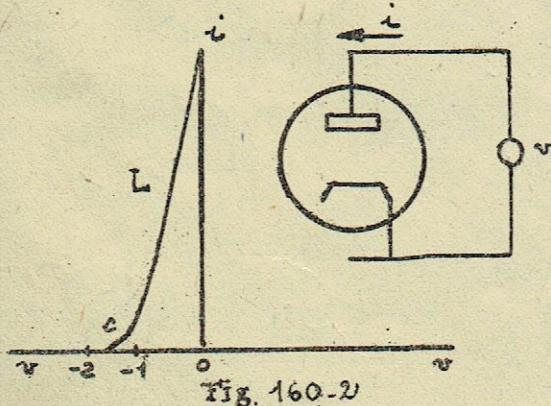


Fig. 160-2

La diode à cathode équipotentielle convenablement utilisée a une caractéristique de ce type. En effet (Fig. 160-2), considérons la diode à cathode équipotentielle D et reprenons l'examen du début de sa caractéristique  $i, v$  à la lumière des renseignements des conférences 1 et 4. Nous savons que, pour  $v$  positif et assez grand (quelques volts par exemple), les variations de  $i$



sont en  $v^{3/2}$ ; mais nous savons également que les électrons étant émis avec des vitesses initiales le courant continue à passer lorsque  $v$  est légèrement négative; jusqu'à des tensions de - 1 à - 2 volts; c'est le début de la caractéristique, fortement courbée sur quelques dixièmes de volts. (région C)

Entre ces deux régions la caractéristique est très près d'être linéaire et c'est là que nous chercherons à l'employer (région L). Nous écrirons donc l'équation de la caractéristique sous la forme :

$$i = \frac{v + v_0}{\rho} \quad (v_0 > 0) \quad (164)$$

$\rho$  étant la résistance interne de la diode.

Supposons maintenant que, par un procédé quelconque, la diode soit polarisée par une tension négative de valeur  $-V$  (Fig. 161), par exemple en connectant la source comme il est indiqué. Si on superpose à la tension  $V$  une tension

$$e = E \cos \omega t$$

d'amplitude supérieure à  $V - v_0$ , la diode débitera un courant lorsque  $e$  sera supérieur à  $V - v_0$ . Le temps du débit sera donné par :

$$E \cos \omega \vartheta = V - v_0 \quad (164 \text{ bis})$$

et le courant moyen de débit :

$$i_m = \frac{1}{T} \int_{-\vartheta}^{+\vartheta} \frac{E \cos \omega t - V + v_0}{\rho} dt$$

puisque

$$v = E \cos \omega t - V$$

$$i_m = \frac{1}{T\rho} \left\{ \frac{2E}{\omega} \sin \omega \vartheta + (v_0 - V) 2 \vartheta \right\} \quad (165)$$

La tension  $V$  peut être obtenue (fig. 162) en plaçant sur la cathode une résistance élevée  $R$  shuntée par un condensateur  $C$  d'impédance sur la fréquence  $\omega$  négligeable devant  $R$ : une tension continue redressée apparaît donc sur la résistance  $R$  et on a :

$$V = R i_m$$

Si la résistance interne de la diode était nulle,  $V$  serait égale à la tension de crête maximum (à  $V_0$  près); le condensateur se chargerait en effet à la valeur maxima possible.

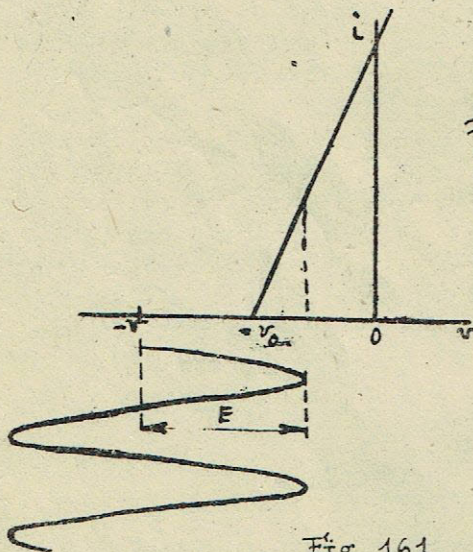


Fig. 161

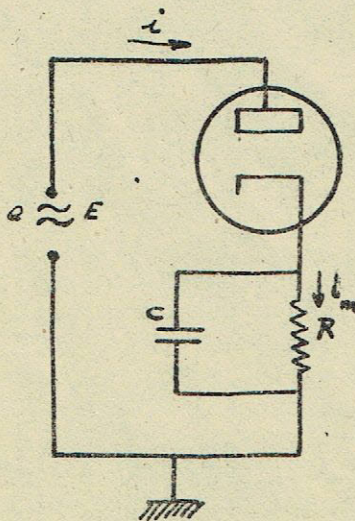
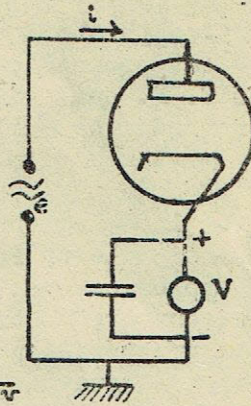


Fig. 162



La relation (165) nous permet de généraliser cette notion si R est très grand devant  $\rho$ . En effet, la relation 165 peut s'écrire, en remplaçant  $V - v_0$  par  $E \cos \omega \delta$  :

$$V = \frac{1}{\pi} \frac{R}{\rho} E [\sin \omega \delta - \omega \delta \cos \omega \delta] \quad (166)$$

avec le temps  $\delta$  donné par 164 bis et 166 :

$$\left[1 + \frac{1}{\pi} \frac{R}{\rho} \omega \delta\right] \cos \omega \delta + \frac{v_0}{E} = \frac{1}{\pi} \frac{R}{\rho} \sin \omega \delta \quad (167)$$

Lorsque  $\frac{R}{\rho}$  est très grand,  $\delta$  est indépendant de E dès que  $\frac{v_0}{E}$  dépasse 1 ;  $\delta$  est donné par :

$$\frac{R}{\rho} = \frac{\pi}{\text{tg } \omega \delta - \delta \omega} \quad (168)$$

L'expression 166 montre que V est alors proportionnel à E et d'ailleurs très voisin de  $E + v_0$ . La détection est donc bien linéaire sauf dans le voisinage de la naissance de la caractéristique.

La variation de tension aux bornes de la diode due à l'apparition de la tension  $E \sin \omega t$  est donc très voisine de

$$\Delta V = E$$

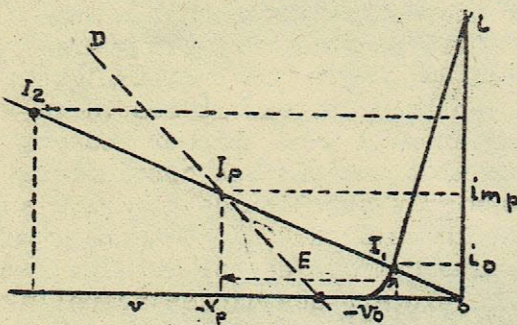


Fig. 163

Sur un graphique  $i_m, v$  le point initial pour  $e = 0$ , se trouve à l'intersection de la caractéristique  $i, v$  avec la droite

$$V = R i_m$$

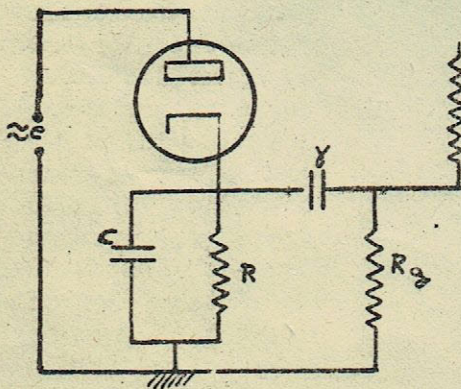


Fig. 164

Pour l'amplitude E, le point de fonctionnement passe en  $I_p$  ; si maintenant l'onde est modulée sur la valeur de porteuse R, la tension détectée suivra la modulation basse fréquence à la condition que la capacité C ne soit pas trop élevée (la constante de temps C R doit rester petite devant la plus petite période B. F. à recevoir) ; pour une modulation à 100 % le point de fonctionnement se déplacera entre

$I_1$  et  $I_2$ . En fait, on devra veiller à ce que la résistance R est elle-même couplée à une lampe dont la grille sera chargée par une résistance  $R_g$  (Fig. 164). L'impédance de charge pour la B. F. sera donc déterminée par l'ensemble R,  $\gamma$ ,  $R_g$  ; pour la fréquence où  $\gamma$  a une impédance négligeable, la résistance de charge est donc :

$$\frac{R R_g}{R + R_g} < R$$

La dynamique de fonctionnement en modulation sera donc non pas  $I_p 0$  (Fig. 163) mais  $I_p D$  ; on voit sur la figure que cette rotation a pour effet de couper les crêtes de modulation : les valeurs de R et de  $R_g$  devront être choisies pour que cet effet soit réduit au minimum.



En pratique, les diodes ne devront pas satisfaire à des conditions multiples et leur construction pourra varier dans de larges limites pourvu que leur résistance interne reste assez faible. Il s'agit d'obtenir les tensions B. F. suffisantes pour attaquer la grille de la première lampe B. F. A titre d'exemple, la fig. 165 donne la caractéristique d'une diode courante. La résistance interne de cette diode est voisine de 10.000 ohms. La résistance de charge optimum, choisie suivant les considérations qui précèdent et de sorte que le courant max. débité par la diode reste dans des régions linéaires est de 300.000 ohms. S'il est nécessaire d'avoir 4 volts environ pour attaquer la lampe B. F. le point de fonctionnement sur la porteuse sera en I où la diode débitera un courant moyen de 0,015 m A.

78. - DUO-DIODES. -

La détection a donné naissance à la tension basse fréquence nécessaire à l'attaque des étages B. F. Il est également nécessaire d'obtenir la tension qui permettra de commander l'anti-fading ; celle-ci doit dépendre de l'amplitude reçue pour la porteuse et suivre ses variations sans toutefois laisser passer les composantes de modulation. On peut considérer que c'est une simple question de filtrage supplémentaire de la tension B. F. détectée. En fait, il est plus commode de séparer les deux fonctions et la plupart des diodes actuellement sur le marché sont des "duo-diodes", c'est-à-dire des tubes dans lesquels sont disposées deux anodes en regard d'une cathode commune. La fig. 166 représente le montage d'une diode de cette nature, dans lequel la diode de gauche sert à l'anti-fading, celle de droite à la production de la B. F. Dans ce montage, les diodes ont été montées en parallèle avec les résistances de détection, avec filtrages convenables à la

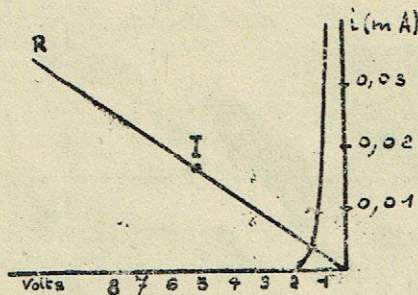


Fig. 165

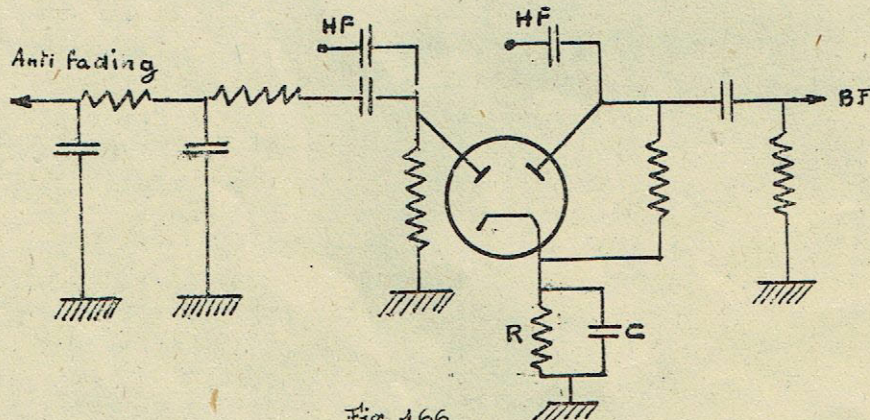


Fig. 166

suite ; on obtient ainsi des tensions détectées négatives.

Enfin, sur le circuit commun de cathode peut être inséré un élément C R qui servira à créer un "anti-fading différenciel".

8 - 3 - LES VALVES REDRESSEUSES A VIDE. -

79. - Les valves redresseuses ont pour but de transformer une tension alternative, telle que celle fournie par un transformateur, en une tension continue, aussi dépourvue que possible de termes alternatifs; c'est donc le même pro-



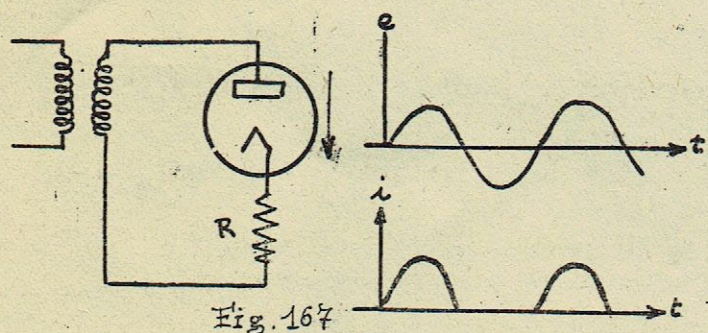


Fig. 167

blème que celui de la diode détectrice à l'échelle près.

Le redressement le plus simple serait celui qui est représenté fig. 167 : R est la résistance d'utilisation, c'est-à-dire celle de l'appareil à alimenter ; si la tension appliquée par le transformateur est représentée par une sinusoïde, le courant débité dans la résistance a la forme indiquée. La tension aux bornes de R a donc une composante continue, à laquelle sont associées des composantes sur la fréquence d'alimentation et ses harmoniques.

Celles-ci pourraient être filtrées par une self ou une cellule plus complexe.

Mais le schéma qui donnera la tension redressée la plus élevée sera celui de la fig.

168 : aux bornes de la résistance R est branchée une capacité C qui se charge durant le temps que passe le courant dans la diode et se décharge entre ces intervalles dans la résistance R ; si le produit  $C R \omega$  est assez élevé, la courbe de tension aux bornes aura l'allure représentée en V : le courant dans la diode passera durant un temps d'autant plus court que V sera plus voisin de la tension maximale L.

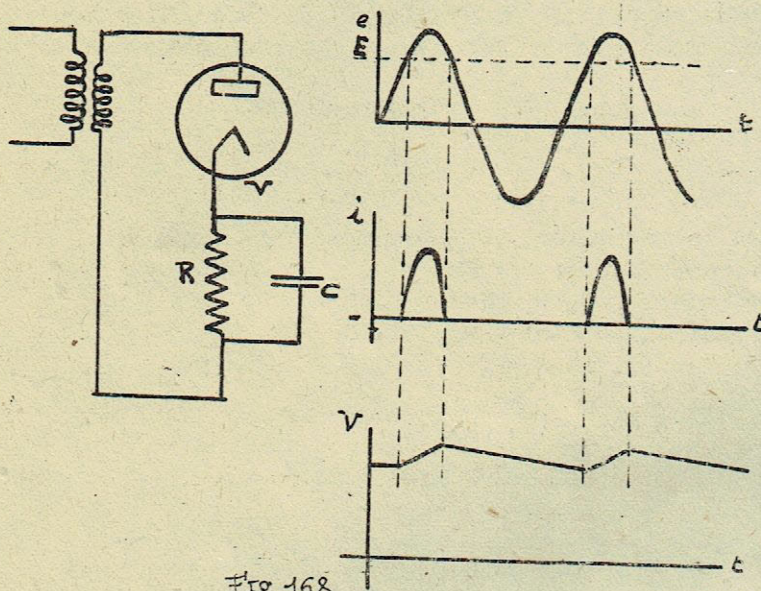


Fig. 168

Les ondulations de tension résiduelles seront éliminées par un filtre tel que celui de la fig. 169.

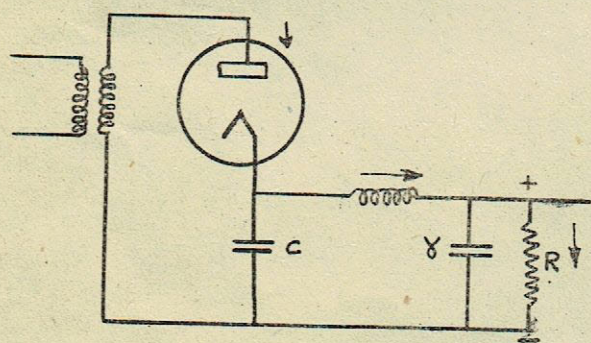


Fig. 169

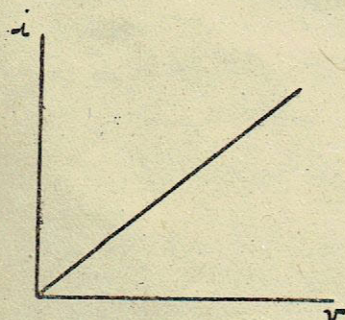


Fig. 170

Nous n'avons pas pour but d'étudier les redressements en eux-mêmes, mais de dégager les principes qui permettront de construire et adapter les diodes redresseuses. Nous étudierons donc le schéma simplifié de la fig. 168 en prenant V constant. Nous laisserons également de côté les caractéristiques des transformateurs d'alimentation, supposé parfait et sans résistance (ni résistance propre ni résistance ramenée au primaire).



Nous ferons d'autre part l'approximation suivant laquelle la diode a pour caractéristique une droite :

$$i = \frac{v}{\rho} \quad (\text{Fig. 170})$$

Nous sommes donc ramenés au cas du paragraphe 77 dans lequel  $v_0$  est négligé, car, cette fois, les amplitudes de  $v$  sont très supérieures à  $v_0$ .

Nous avons à résoudre le problème suivant : nous désirons produire une puissance  $\bar{W}_u$  à la tension  $V$ . Quels seront la puissance et la tension à fournir et le rendement correspondant, pour une valve donnée, de résistance  $\rho$  ?

Le demi temps de passage  $\delta$  est donné par l'équation 168 :

$$\text{tg } \omega \delta - \omega \delta = \pi \frac{\rho}{R} = \pi \rho \frac{V^2}{W_u} \quad (169)$$

Toutes les caractéristiques du redressement pourront s'exprimer en fonction de  $\delta$ . La puissance fournie par la source  $\bar{W}_a$ , la puissance dissipée dans la diode  $\bar{W}_d$ , le rendement  $\eta$ , le courant débité max  $I_m$ , la chute de tension max.  $v_m$  dans la diode et l'amplitude max. de la tension  $E$  seront obtenus en opérant de proche en proche les calculs suivants :

$$i = \frac{E \cos \omega t - V}{\rho} = \frac{V}{\rho} \frac{\cos \omega t - \cos \omega \delta}{\cos \omega \delta}$$

$$\bar{W}_a = \frac{1}{T} \int_{-\delta}^{+\delta} \frac{V^2}{\rho} \frac{(\cos \omega t - \cos \omega \delta) \cos \omega t}{\cos^2 \omega \delta} dt$$

$$\bar{W}_d = \bar{W}_a - \bar{W}_u \dots \text{etc.} \dots$$

On trouve :

$$E = \frac{V}{\cos \omega \delta}$$

$$\bar{W}_a = \bar{W}_u \cdot \frac{R}{2\pi\rho \cos^2 \omega \delta} \left[ \omega \delta - \frac{1}{2} \sin 2\omega \delta \right] = \bar{W}_u \cdot \frac{1}{2 \cos \omega \delta} \frac{\omega \delta - \sin \omega \delta \cos \omega \delta}{\sin \omega \delta - \omega \delta \cos \omega \delta}$$

$$\eta = \frac{2\pi\rho \cos^2 \omega \delta}{R} \frac{1}{\omega \delta - \frac{1}{2} \sin 2\omega \delta} = \frac{2 \cos \omega \delta (\sin \omega \delta - \omega \delta \cos \omega \delta)}{\omega \delta - \sin \omega \delta \cos \omega \delta}$$

$$\bar{W}_d = \bar{W}_u \left( \frac{1}{\eta} - 1 \right)$$

$$I_m = \frac{V}{\rho} \cdot \frac{1 - \cos \omega \delta}{\cos \omega \delta}$$

$$v_m = V \cdot \frac{1 - \cos \omega \delta}{\cos \omega \delta}$$

(170)

Enfin, point important, la diode doit supporter au moment où la tension appliquée à l'anode est négative une différence de potentiel qui, au maximum, atteint dans le montage précédent la valeur :

$$V_i = V + E = V \left[ 1 + \frac{1}{\cos \omega \delta} \right]$$

cette tension est appelée "tension inverse".

Lorsque le redressement aura été calculé suivant les relations qui précèdent, on devra vérifier que la valve est capable de débiter le courant max  $I_m$  trouvé et de tenir la tension

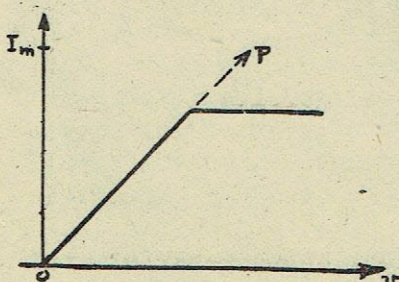


Fig. 171



$V_i$ . Si la valve avait une cathode insuffisante pour débiter le courant  $I_m$  (caractéristique 171), l'angle d'ouverture en serait accru, le rendement diminué et la puissance voulue pourrait ne pas être atteinte. Enfin, même si la caractéristique permet d'obtenir le courant  $I_m$ , la cathode devra pouvoir fournir cette valeur de pointe sans être détruite.

90. - EXEMPLES. -

Il est évident que le rendement sera d'autant meilleur que la résistance interne sera plus faible. Mais, dans les diodes à vide, on sait que le courant est limité par la charge d'espace et les limites imposées par la construction ne permettent pas d'augmenter au delà de certaines limites le coefficient de proportionnalité à  $V^{3/2}$ .

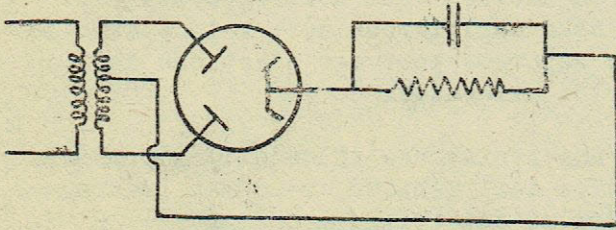


Fig. 172

Alimentation d'un récepteur

On adoptera un montage du type 168 - 169, mais en utilisant les deux alternances par l'emploi d'une valve bi-plaque, montée avec deux anodes pour une cathode commune (Fig. 172).

Les calculs précédents s'appliqueront en appliquant leurs résultats à chaque moitié de l'enroulement du transformateur et en divisant la puissance dissipée par deux.

Une diode courante destinée à une alimentation dont les caractéristiques seront par exemple 500 volts, 50 milliampères, aura une résistance interne de 1400 ohms par élément.

Les calculs précédents montreront que l'angle de passage  $\omega \delta$  est de  $45^\circ$ , le rendement 75 %, la puissance dissipée 4 watts par élément ; le transformateur devra fournir une puissance totale de 33 watts et une tension maximale de 700 volts par demi enroulement.

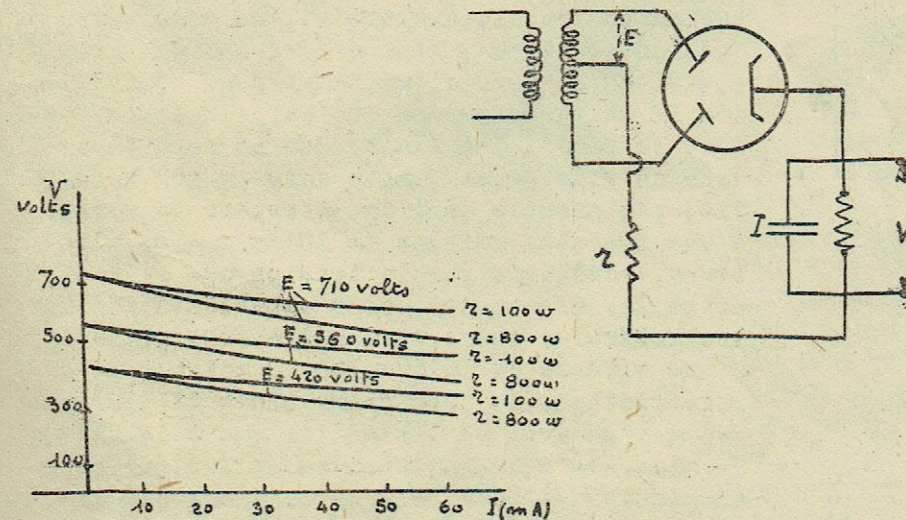


Fig. 173

Le courant de crête que devra pouvoir débiter la cathode sera de 140 milliampères pour une tension par élément de 200 volts.

Les puissances à fournir étant faibles, les dio-



des à vide peuvent convenir. Les constructeurs donnent en général les caractéristiques des valves de sorte que les calculs (170) soient déjà effectués par simple lecture sur les courbes ; celles-ci (Fig. 173) donnent pour la valve en question la tension redressée en fonction du courant débité, pour un filtrage suffisant. Les courbes sont données pour diverses tensions d'alimentation max. de chaque moitié de l'enroulement et pour diverses résistances totales du transformateur r.

#### Alimentation d'un émetteur de puissance.

Recherchons maintenant si l'alimentation par tubes redresseurs à vide pourra être appliquée avantageusement à un émetteur qui nécessiterait par exemple 50 Kilowatts sous 12.000 volts. Nous emploierons deux valves avec le montage de la fig. 172, mais avec valves séparées pour des questions de construction. Chaque valve devra fournir 25 Kilowatts.

Les valves correspondantes auront une résistance interne de 150 ohms. On verra que, dans ces conditions, la valve doit débiter un courant maximum de l'ordre de dix ampères et que le rendement est voisin de 85 %.

Celui-ci est trop mauvais pour une alimentation de cette puissance et, à fortiori, pour des puissances plus élevées.

C'est la raison pour laquelle les valeurs à vide ont été pratiquement abandonnées pour toutes les alimentations de puissance.

#### B - 4 - LES VALVES REDRESSEUSES A GAZ. -

81. - Sans qu'il soit besoin de se reporter au détail des calculs des redressements du paragraphe 79, il est évident que le rendement sera le plus élevé possible si la résistance de la valve est nulle.

Or, nous savons que, dans une valve à vide, le courant pour une tension

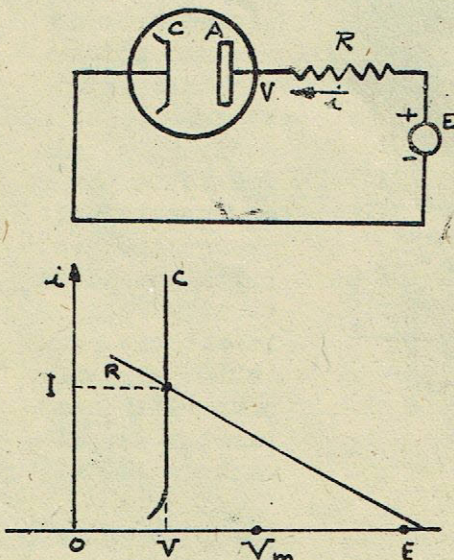


Fig. 174

donnée est limité par la "charge d'espace" qui s'accumule au voisinage de la cathode, sous la forme de charge négative. Cette limitation pourra disparaître si, en même temps que les électrons, sont créées des charges positives en nombre suffisant pour neutraliser la charge d'espace due aux électrons. Ce sera le cas si les électrodes ne sont plus dans un vide poussé, mais dans un gaz raréfié, par exemple dans de la vapeur de mercure à une pression voisine de  $10^{-2}$  m/m. Les électrons, accélérés par la tension qui existe entre les électrodes, sont capables d'ioniser les molécules de mercure s'ils sont animés d'une vitesse de 10,5 volts au moins : la caractéristique du tube prend alors l'allure de celle d'un arc. Ceci signifie que (Fig. 174), si nous élevons progressivement la tension anodique du tube depuis zéro, alors que la cathode est chauffée, un courant normal "de vide" tant que la tension reste inférieure à



une valeur  $V_m$  dite tension d'amorçage ; à ce moment, le courant augmente brusquement, en même temps que la valve s'illumine en donnant le spectre du mercure ; le système ne peut être stable que si, en série avec la source, se trouve une résistance  $R$ . Dans ces conditions, on constate que la différence de potentiel  $V$  aux bornes du tube est indépendante du courant qui le traverse ; pour le mercure,  $V$  se place entre 12 et 20 volts suivant la construction du tube.

La caractéristique du tube est donc constituée par une droite  $C$  parallèle à l'axe des  $V$  : c'est un "arc". Le courant débité dès que  $E > V_m$  est :

$$I = \frac{E - V}{R}$$

Le rendement de la redresseuse sera donc considérablement accru puisque la chute interne dans la lampe est très faible : 12 - 20 volts au lieu de 800 ou 1.000 volts en pointe dans les tubes à vide. Les redressements à valves à gaz peuvent atteindre 17,5 %.

Les électrons pourront d'ailleurs être émis dans ce cas non plus par une cathode chaude mais par l'emploi d'une décharge auxiliaire entre la cathode constituée par une nappe de mercure et une anode auxiliaire : ce sont les redresseurs à arc ou "à cathode froide".

Les tubes sont donc de deux espèces :

- les tubes à cathode chaude, employés pour les alimentations de puissance moyenne.
- les arcs, utilisés pour les alimentations de puissance élevée.

82. - L'emploi des redresseurs à gaz doit être accompagné de quelques précautions.

De l'étude faite au paragraphe 79, il résulte que, si une capacité de filtre est branchée directement sur la cathode, le courant débité par la valve ne passera que pendant un angle d'ouverture extrêmement court puisque la tension redressée restera très voisine de la tension maxima du transformateur ; le courant de crête qui traverse la valve pourra donc dépasser les limites admissibles pour la cathode si celle-ci est une cathode chaude.

Enfin, il y a intérêt à réduire autant que possible la "raideur" des fronts d'onde de courant qui sont difficiles à filtrer et peuvent donner lieu à des phénomènes parasites, tels que la naissance de surtensions gênantes.

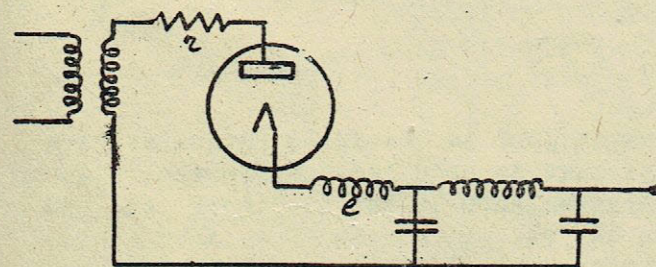


Fig. 175

C'est ainsi que, dans un redressement à valves gazeuses, il sera indiqué de commencer la cellule de filtre par une self  $L$  (Fig. 175) : celle-ci sera suffisamment faible pour ne pas augmenter outre mesure la tension d'alimentation, mais elle



devra être suffisante pour étaler l'onde de courant et ramener son amplitude aux valeurs permises. Cette self  $l$  comprend naturellement la self de fuite du transformateur. Dans certains cas, une faible résistance  $r$  peut être nécessaire pour éliminer des oscillations parasites, mais celle-ci devra être limitée au minimum pour ne pas perdre les avantages des valves à gaz.

83. - La tenue des valves à la tension inverse imposée par le redressement posera un problème supplémentaire : en effet, si la pression du gaz à l'intérieur de l'ampoule atteint des valeurs telles qu'une décharge disruptive puisse se produire aux tensions considérables que doit soutenir la valve dans le cycle lorsque l'anode est négative, un arc aura lieu, mettant en général la valve hors service.

Or, la pression du gaz dépend de la température de l'enceinte ; pour le mercure, ce sera la tension de vapeur au point le plus froid de l'ampoule. Celle-ci peut chauffer exagérément un fonctionnement, soit par échauffement du tube lui-même, soit par dissipation des éléments environnants. Les valves devront être dans ce cas soigneusement ventilées ; on admet que la température ne doit pas dépasser 50 à 60°C pour le mercure. Les montages seront de plus choisis de sorte que pour une tension redressée donnée, la tension inverse à soutenir soit aussi réduite que possible : tel est le cas de la fig. 176, pour lequel :

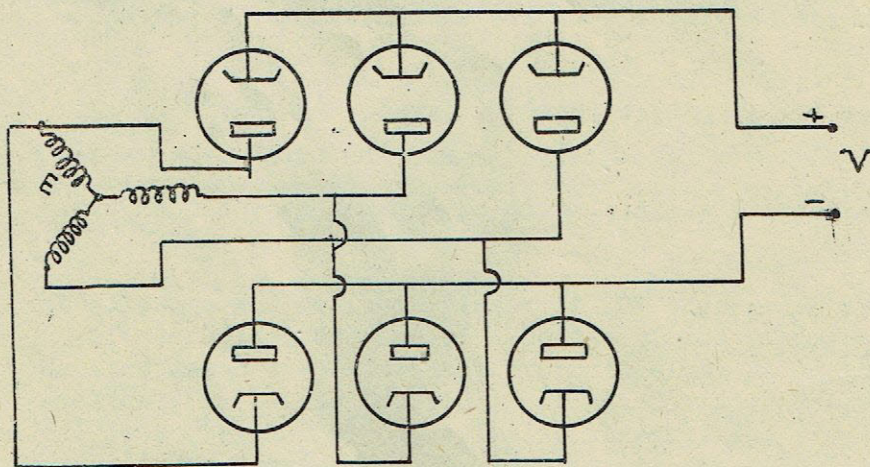


Fig. 176

$$V_{\text{moy.}} = 2.34 E_{\text{eff}}$$

$$V_{\text{inv.}} = 1.045 V_{\text{moy.}}$$

D'autre part, au contraire, si la pression du gaz est trop faible, le tube peut ne pas s'amorcer, la tension d'amorçage  $V_m$  (fig. 174) étant repoussée à des valeurs trop élevées : ce sera le cas pour des températures très basses. Les valves à vapeur de mercure ne sont donc pas indiquées

pour les stations mobiles qui peuvent être soumises à des froides rigoureux.

### 8 - 5 LAMPES A FONCTIONS MULTIPLES. -

84. - Nous n'étudierons ici que les lampes dont le besoin technique se fera sentir par les exemples traités, en laissant de côté les échafaudages plus ou moins complexes qui ont parfois été employés dans le but de placer dans une même ampoule les éléments de plusieurs lampes.

85. - L'ancêtre des lampes à fonctions multiples est la bigrille.



La nécessité de la bigrille se fait sentir lorsqu'on considère le cas de détection laissé de côté au paragraphe 75 : celui du passage d'une fréquence variable à une fréquence fixe ; c'est la réception par hétérodynage. On sait que le but à atteindre est de transformer la pulsation à recevoir  $\omega_1$  en une autre  $\Omega$  qui sera amplifiée par la suite.

Si (fig. 177) dans une triode normale qui serait constituée par la cathode C la grille  $G_1$  et l'anode A, on ajoute une grille  $G_2$ , la pente de la lampe C  $G_1$  A va dépendre du potentiel  $e_2$  de  $G_2$  ; les grilles peuvent être étudiées pour que cet effet de contrôle ait lieu pour des tensions négatives des grilles tout en laissant l'anode à un potentiel pratiquement utilisable : c'est ce qui différencie cette lampe, la "bigrille", de la lampe-écran déjà étudiée : la grille  $G_2$  est beaucoup moins "serrée" que dans la lampe-écran et  $G_2$  est à un potentiel négatif.

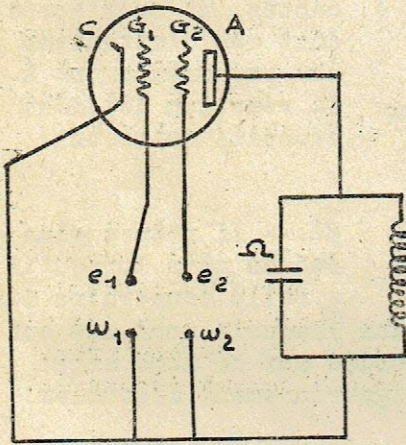


Fig. 177

Dans l'équation de la caractéristique de la lampe, il apparaîtra donc un terme en  $e_1 \times e_2$  puisque on pourra écrire :

$$i = (S_0 + \alpha e_2) e_1 + \dots$$

Si donc  $e_1$  est sur la fréquence à recevoir et que la tension  $e_2$  soit à la pulsation :

$$\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$$

on voit que le terme en  $\alpha e_1 e_2$  fera apparaître la fréquence  $\Omega$  par son caractère non linéaire ou de détection. Cette fréquence  $\Omega$  pourra être isolée dans un circuit accordé situé sur la plaque.

Ce fonctionnement met en valeur une caractéristique importante importante de la bigrille : c'est la "pente de conversion"  $\sigma$ . C'est la quantité qui définit l'amplitude du courant anodique sur la fréquence intermédiaire pour une amplitude de tension H.F. reçue égale à un volt.  $\sigma$  dépend donc a priori de l'amplitude du signal d'hétérodyne  $\omega_2$  ; l'allure de ses variations est représentée fig. 178 de sorte que la valeur de  $\sigma$  qui caractérise la

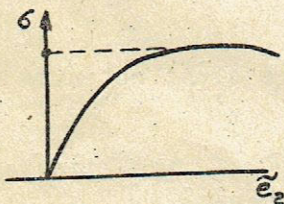


Fig. 178

lampe est donnée par le maximum de la courbe ; enfin pour une tension d'hétérodyne donnée, la pente de conversion elle-même dépendra des polarisations des grilles.

Cette quantité jouera le même rôle pour le calcul des propriétés de la lampe en changeuse de fréquence que la pente normale d'une triode pour l'amplification en H. F.

86. - La bigrille a été employée dès le début de la réception par hétérodyne en lui faisant en même temps remplir le rôle d'oscillatrice. En effet, les fréquences  $\omega_2$  et  $\Omega$  sont assez éloignées pour qu'on puisse faire remplir à la plaque un double rôle : celui d'amplificatrice par le circuit  $\Omega$  et celui d'agent de réaction par la mutuelle M pour entretenir les oscillations.



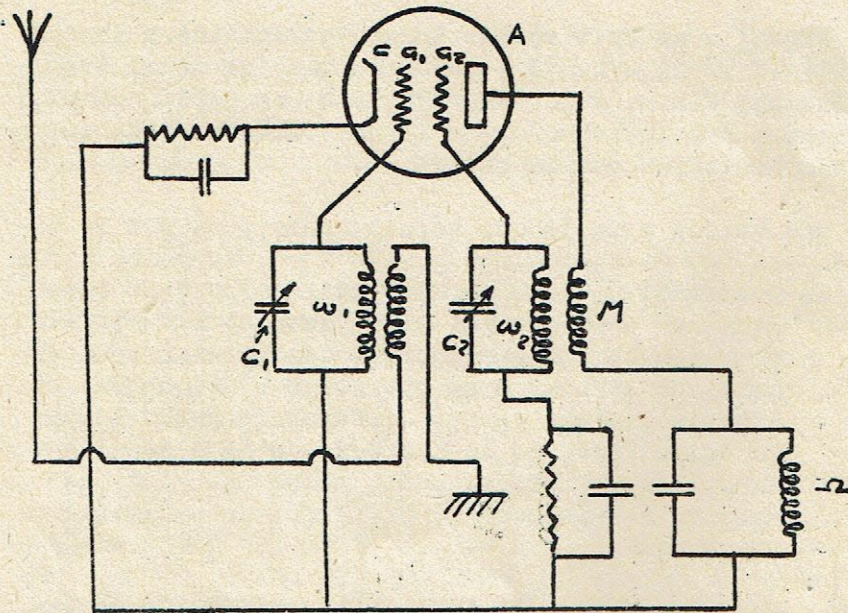


Fig. 179

Le montage est représenté sur la fig. 179. Le circuit d'accord sur la fréquence à recevoir est commandé par une capacité  $C_1$ , celui de l'hétérodyne par une capacité  $C_2$ ; dans les postes primitifs, ces deux capacités étaient indépendantes, et on n'accordait peu d'attention aux phénomènes dus à la réaction des deux circuits entre eux.

67. - Il n'en a plus été de même lorsqu'il a fallu construire des

postes à commande unique, dans lesquels tous les condensateurs doivent être accordés sur le même arbre; les circuits doivent être rigoureusement découplés.

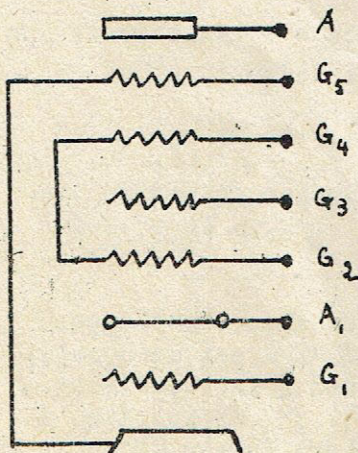


Fig. 180

Enfin, le montage de la fig. 179 introduirait une injection de haute fréquence dans l'antenne inadmissible pour les réceptions voisines.

D'autre part, nous savons que l'amplification de la fréquence intermédiaire se fera au mieux par une caractéristique de pentode.

La lampe idéale devra donc permettre :

- le fonctionnement de l'hétérodyne de manière indépendante des autres électrodes.

- le contrôle du courant anodique, déjà modulé par la fréquence de l'hétérodyne, par la fréquence à recevoir et cela de manière indépendante des autres

électrodes également

- l'amplification des amplitudes de fréquence intermédiaire ainsi obtenues par une caractéristique de pentode.

Ces fonctions sont remplies par l'octode (Fig. 180), dans laquelle les électrodes suivantes se rencontrent en commençant par la cathode :

- une première grille  $G_1$  et une première anode  $A_1$ , formée de deux tiges de petites dimensions situées en dehors du faisceau principal, forment une triode oscillatrice

- une grille écran  $G_2$  sépare cette triode du reste de la polyode.



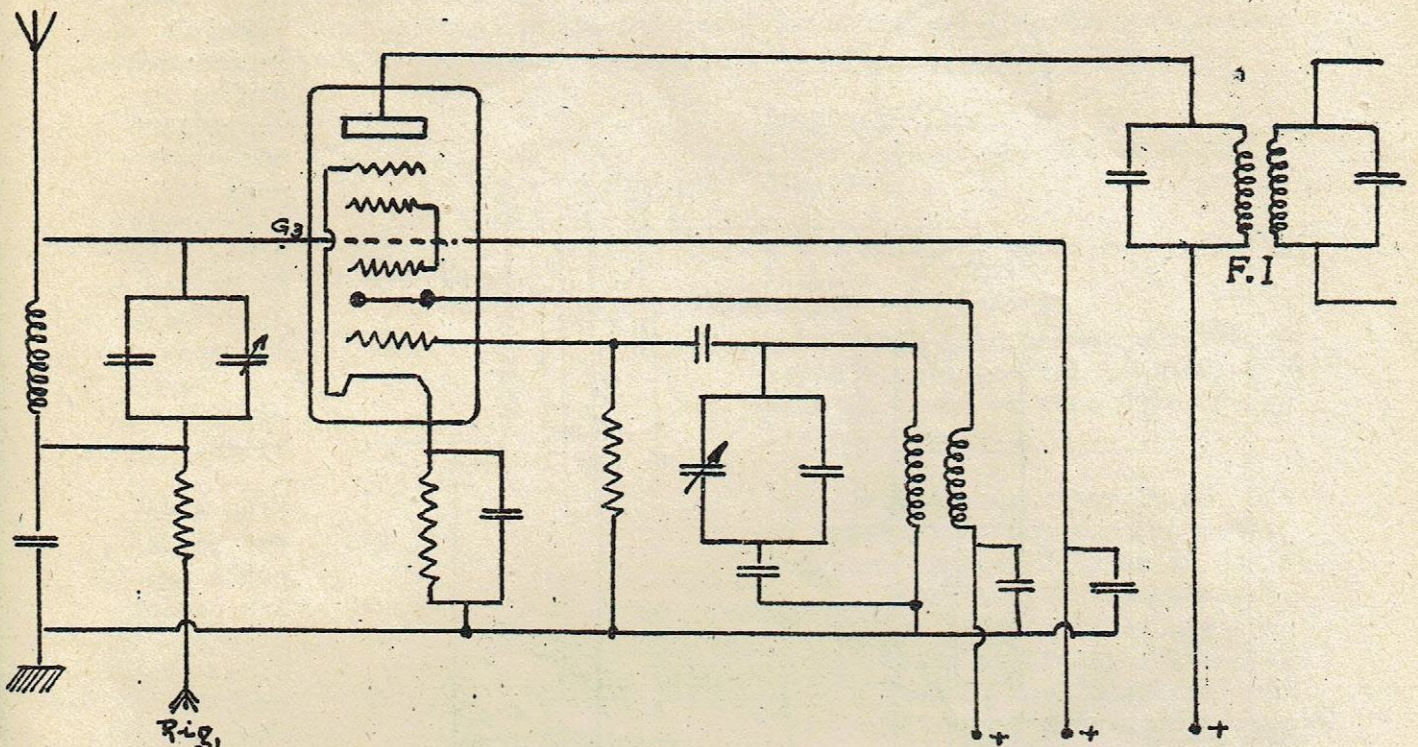


Fig. 181

- une grille de contrôle  $G_3$  pour le contrôle du courant.
- une deuxième grille-écran sépare la grille  $G_3$ .  $G_2$  et  $G_4$  sont en général réunies entre elles à l'intérieur de la lampe.
- une grille  $G_5$  joue le rôle de grille d'arrêt.

Enfin, l'anode A est portée au potentiel positif le plus élevé.

On reconnaîtra dans ces électrodes les fonctions énoncées et la fig. 181 donne un exemple de montage correspondant.

Dans une octode, la pente de conversion dépend fortement de la tension de polarisation de la grille H. F. de sorte que l'antifading peut être commodément réalisé sur cette grille : la pente de conversion max. est de l'ordre de 0,7 mA/V pour les octodes courantes.

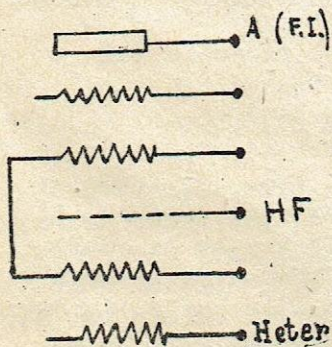


Fig. 182

88. - Il peut être avantageux dans certains cas d'utiliser une triode oscillatrice indépendante, de manière à profiter d'un montage plus souple. La lampe de mélange est alors une hexode ou une heptode suivant l'absence ou la présence d'une grille d'arrêt.

La première grille de contrôle reçoit la tension d'hétérodyne.



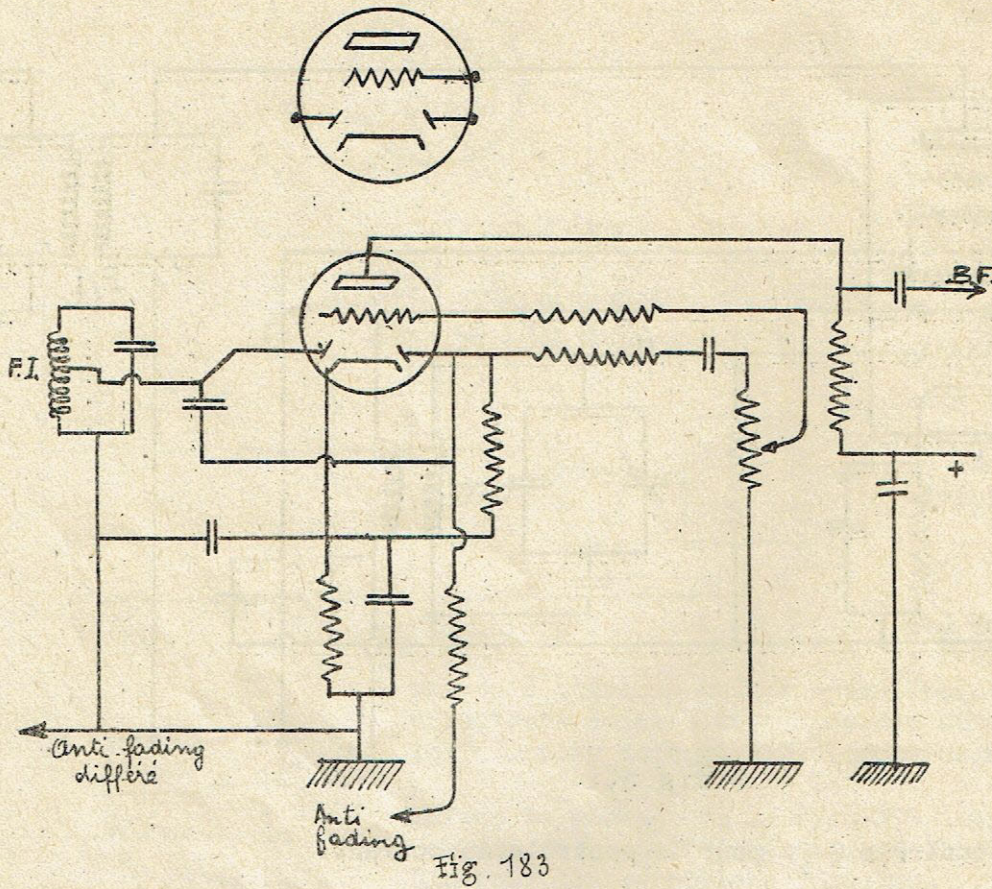


Fig. 183

d'attaque de l'étage B. F. après détection ; en même temps qu'elle fournit les tensions nécessaires à l'anti-fading et aux divers réglages automatiques possibles. La triode sera en général utilisée comme amplificatrice à résistance (Fig. 183)

L'autre est la triode-hexode, dans laquelle la triode oscillatrice associée à l'hexode est placée dans la même ampoule que l'hexode. Cette lampe joue le même rôle que l'octode, mais avec une triode oscillatrice plus importante, ce qui peut être avantageux en ondes courtes ; les deux fonctions d'oscillation et de mélange restent bien séparées.

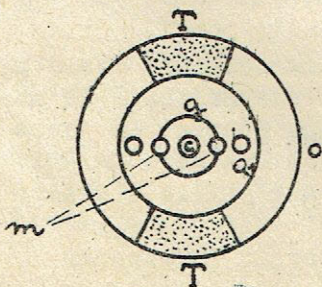
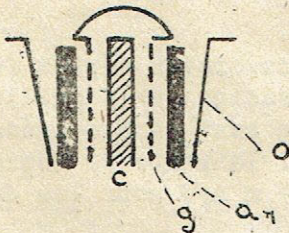


Fig. 184

89. - Deux types de lampes combinées se justifient techniquement par l'économie d'une cathode et par la suppression de connexions extérieures inutiles.

L'un d'eux est représenté par les diodes-triodes. La diode-triode combine, avec une cathode unique, une diode ou une duo-diode ; c'est la lampe

90. - "OEIL CATHODIQUE" OU LAMPE D'ACCORD.

L'accord des récepteurs modernes très sélectifs et munis de divers contrôles automatiques d'amplification peut présenter des difficultés pour la généralité des auditeurs. Pour que la reproduction soit bonne, le récepteur doit être accordé exactement sur la porteuse. Une oreille tant soit peu musicienne arrive assez facilement à l'accord exact, mais le cas est relativement rare ; enfin, dans certains récepteurs de prix, on peut même utiliser un accord silencieux.



Les constructeurs ont été ainsi amenés à construire des tubes cathodiques spéciaux dont l'éclairage indiquera le moment où l'accord est obtenu : ce sont les "yeux cathodiques" ou lampes d'accord.

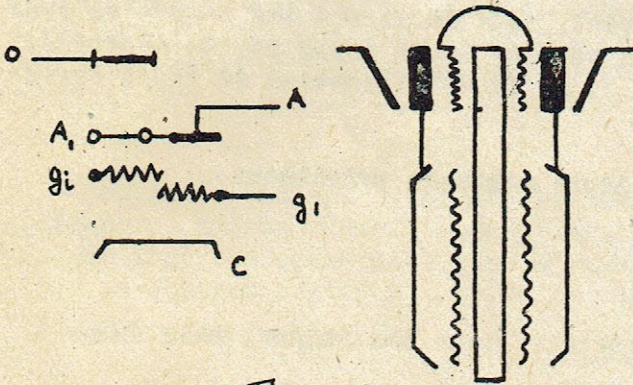


Fig. 185

Imaginons (Fig. 184) qu'autour d'une cathode chauffée C soient disposés :

- une grille g munie de deux montants m

- un écran fluorescent métallique porté à un potentiel positif, formant un tronc de cône ouvert vers l'observateur.

Les électrons émis par la cathode se rassemblent en deux faisceaux qui vont frapper l'écran et donnent

deux taches lumineuses T si l'écran est à une tension suffisante, 150 à 200 volts. Les faisceaux sont d'autant plus étroits que la grille est plus négative : c'est ce que nous avons mis en évidence au paragraphe 35, dont les raisonnements seront repris pour les montants m. La tache sera donc d'autant plus ouverte que la tension de

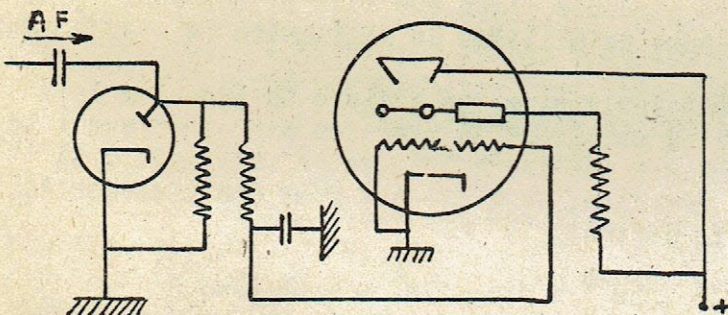


Fig. 186

grille sera plus voisine de zéro : le tube fournira donc une indication d'accord si la tension amenée sur sa grille est d'autant plus grande, avec le sens convenable, que la réception de la porteuse est plus forte.

Le contrôle sera encore amélioré si, dans la lampe, sont ajoutées deux petites anodes  $a_1$ , sous forme de tiges placées dans le plan des montants de la grille d'accord : plus la tension des tiges  $a_1$  sera voisine de celle de l'écran plus la plage sera étendue.

Cet ensemble est généralement associé dans une même ampoule avec une triode ou une pentode. La fig. 185 montre comment sont disposés les éléments dans le cas d'une triode ; les anodes auxiliaires de l'élément indicateur sont connectées à l'anode de la triode.

Dans les montages où seront employés simultanément l'effet de la grille d'accord et celui des anodes auxiliaires, avec une triode montée en amplificatrice à résistance, les tensions envoyées aux grilles  $g_1$  et  $g_2$  devront être en sens opposé.

La fig. 186 montre le montage le plus simple de l'œil cathodique, dans lequel la grille d'accord est maintenue au potentiel de la cathode : les faisceaux sont ainsi délimités et sont plus ou moins ouverts suivant la tension des anodes auxiliaires, commandée par l'anode de la triode montée en amplificatrice à résistance.



CHAPITRE N° 9

DESCRIPTION DES LAMPES

Dans les trois chapitres qui suivent, nous décrirons les lampes en étudiant leurs éléments constitutifs, nous verrons leurs principes de construction et, enfin, les bases de leur calcul, de la détermination de leurs caractéristiques.

Nous terminerons par l'étude de leurs montages principaux.

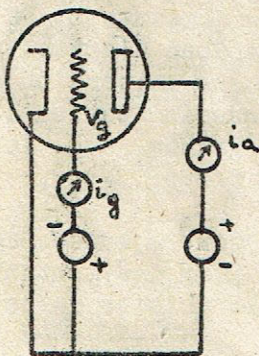
I - LE VIDE

91. - Il est clair que le vide doit être fait dans les lampes, mais jusqu'à quel point faut-il le pousser ?

Rappelons que, dans un gaz à la pression atmosphérique, tel que l'air, chaque centimètre cube renferme  $2,7 \cdot 10^{19}$  molécules qui s'agitent en tous sens et s'entrechoquent ; le libre parcours moyen que fait un molécule avant de subir un choc est de six centièmes de millième de millimètre ( $6 \cdot 10^{-6}$  c/m).

Admettons que, par un procédé quelconque, on abaisse la pression en "faisant le vide" dans un appareil à partir de la pression atmosphérique : le libre parcours moyen augmente à mesure que les molécules se raréfient ; il augmente en raison inverse de la pression, de sorte que pour une pression de  $10^{-5}$  m/m, il devient

$$6 \cdot 10^{-6} \times 7,6 \cdot 10^5 = 4,56 \text{ c/m.}$$



Le libre parcours devient donc de l'ordre de grandeur des dimensions du récipient, ce qui signifie que, pour un vide assez poussé, nos molécules, en moyenne, passent d'une paroi du récipient à l'autre sans subir de choc.

A des pressions de l'ordre de  $10^{-2}$  m/m, les électrons, agissant dans leur mouvement comme des molécules de très petit diamètre, vont heurter les molécules ou les atomes et, s'ils ont des vitesses suffisantes, les ioniser. Les ions obtenus peuvent à leur tour ioniser d'autres molécules par choc : le système donne lieu à une décharge, avec les aspects maintenant connus des décharges dans les gaz : ce ne sont pas ces régimes que nous pouvons employer dans les tubes étudiés, sauf en ce qui concerne les valves à gaz.

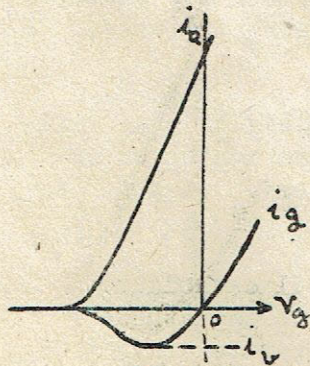


Fig. 187

Pour tous les autres tubes, il faut donc encore abaisser la pression jusqu'à ce qu'il n'y ait plus que très peu de chocs possibles entre électrons et atomes ou molécules. La limite d'ionisation permise dépendra de l'emploi auquel il est destiné, mais nous pouvons décrire qualitativement les phénomènes dus aux gaz résiduels d'un tube. L'indice de la présence de molécules



gazeuses se trouve dans le courant d'une grille portée à un potentiel négatif : en effet (fig. 187), considérons une triode dans laquelle le potentiel de grille  $V_g$  est négatif, augmentant progressivement en valeur absolue depuis zéro. Le courant propre à l'allure représentée fig. 187, que nous connaissons bien. Les molécules ou atomes gazeux résiduels sont ionisés par les électrons ; si la pression n'est pas assez élevée pour que la décharge gazeuse puisse s'établir, les ions produits, qui sont positifs, sont simplement recueillis par la grille et le courant capté augmente d'abord à mesure que  $V_g$  diminue.

Mais, le courant anodique diminuant lui aussi, le nombre des électrons générateurs d'ions décroît pour s'annuler à la tension de blocage; le courant de grille diminue donc pour s'annuler à son tour. Il existe donc un maximum du courant capté,  $i_{\nu}$ , et le rapport correspondant :

$$\frac{i_{\nu}}{i_a}$$

s'appelle "facteur de vide" ; pour un tube parfaitement vidé, s'il n'y avait pas d'autre phénomène en jeu, le facteur de vide serait nul.

Les conséquences de l'apparition du courant de vide, et plus généralement, des ions peuvent être graves : si ces derniers sont trop nombreux, même sans aller jusqu'à une décharge, leur présence se traduit par une instabilité du tube, dont les caractéristiques sont profondément modifiées par les variations erratiques de la charge spéciale ; généralement, elles s'accompagnent de lueurs bleues dont la couleur est due aux spectres des gaz résiduels, formés d'eau et de gaz carbonés. Ces lueurs ne devront d'ailleurs pas être confondues avec les luminescences dues à l'impact des électrons sur les électrodes positives ou le verre et qui se produisent même dans les tubes les mieux vidés.

Les cathodes elles-mêmes, notamment les cathodes à oxydes et les cathodes thoriées peuvent être empoisonnées par les ions ou détruites par leur bombardement, ce qui est une cause supplémentaire d'instabilité et de mise hors service du tube.

Enfin, la présence du courant de vide modifie les tensions de polarisation lorsque les résistances de charge sont élevées.

Le facteur de vide ne peut donc dépasser des valeurs assez bien définies : pour les tubes de réception, les tolérances pourront être plus larges que pour les tubes d'émission qui fonctionnent à des tensions très élevées ; il variera de  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  suivant le tube ; le courant de vide, de l'ordre du microampère pour des tubes de réception débitant quelques milliampères, sera de 300 microampères pour des débits de quelques ampères.

Les pressions résiduelles correspondantes vont de  $10^{-4}$  à  $10^{-6}$  m/m : ce sont des vides de cette nature qu'il sera nécessaire de réaliser dans les tubes électroniques. Il est à remarquer que le nombre de molécules par centimètre cube est encore, pour ces vides élevés, de  $3,5 \cdot 10^{12}$  à  $3,5 \cdot 10^{10}$  ; c'est donc encore un vide tout relatif ! Mais l'important est qu'à des pressions aussi basses le libre parcours moyen des électrons est tel qu'il n'y a plus que très peu de chocs ionisants.



## 92. - LES POMPES A VIDES

Nous examinerons d'abord quels sont les appareils dont l'emploi permettra d'atteindre des pressions aussi basses.

Le vide est effectué en deux étapes, par des pompes de types différents mises en série.

La première étape est constituée par un système mécanique. Le récipient à vider est mis en communication avec un compartiment dans lequel les gaz admis sont comprimés et évacués à l'extérieur. La description de ces systèmes n'apporte pas d'enseignement spécial : ce sont en général des pompes rotatives qui, suivant les systèmes, donnent un vide de  $10^{-2}$  à  $10^{-4}$  m/m.

Ce vide suffit pour certaines lampes de petite puissance, en aidant l'action de ces pompes par les getters (cf. N° 93).

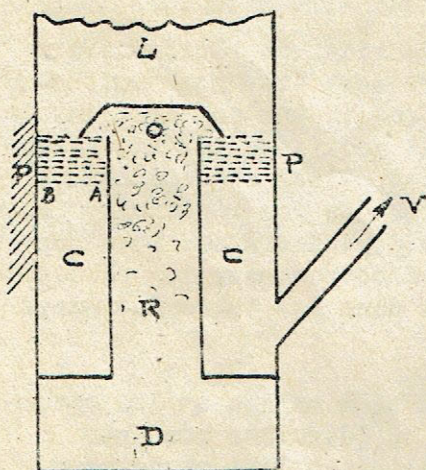


Fig. 188

Il doit être plus poussé pour les lampes plus importantes et, notamment, pour les lampes d'émission. C'est ainsi qu'on est amené à interposer en série entre la pompe rotative et la lampe à vider une pompe capable d'un vide plus poussé : les pompes utilisées dans ce but dans l'industrie sont les pompes à condensation (ou à diffusion). Leur principe sera compris en se reportant à la fig. 188 : supposons que, par des artifices appropriés, on arrive à produire une nappe de molécules émise par l'orifice O, bien délimitée du côté du récipient à vider L : ce résultat sera atteint si un vide "préliminaire" est fait par le tuyau V, suffisant pour que le libre parcours des molécules soit supérieur à la distance A B qui sépare l'orifice d'admission de la paroi P du système. Il sera de plus nécessaire que les molécules qui atteignent la paroi P ne soient pas réémises par celle-ci ; la condition à satisfaire sera que

la température de la paroi P soit inférieure à la "température de condensation" des molécules. Le résultat sera atteint de manière suffisante pour le mercure en refroidissant la paroi P par une circulation d'eau à la température ordinaire.

Ces conditions permettent d'avoir une nappe de molécules dont toutes les vitesses sont dirigées vers le bas de la figure, la direction limite étant parallèle à A B.

Les molécules du gaz raréfié situés en L, par suite de leurs chocs avec les molécules de la nappe précédente, acquerront donc des composantes de vitesse dont les directions seront privilégiées "vers le bas", c'est-à-dire du côté C C et elles seront entraînées vers la pompe préliminaire.

C'est là le principe des pompes à condensation.

Les plus employées industriellement sont les pompes à mercure, dans lesquelles le flot de molécules est obtenu en chauffant du mercure dans le réci-



vient D. Le vide limite atteint serait la tension de vapeur du mercure à la température de la paroi P, c'est-à-dire  $10^{-3}$  m/m environ. Mais en munissant la canalisation du vide poussé d'une trappe refroidie à l'air liquide, le vide limite atteint dans un récipient qui ne dégage pas est de  $10^{-4}$  à  $10^{-7}$  m/m.

Le montage complet est donc représenté fig. 189.

Depuis quelques années, la technique utilise également des pompes dans

lesquelles le mercure est remplacé par des huiles organiques spéciales, à tension de vapeur très faible. La trappe à air liquide peut ainsi être supprimée, mais ces pompes ne sont pas employées dans la fabrication des lam-

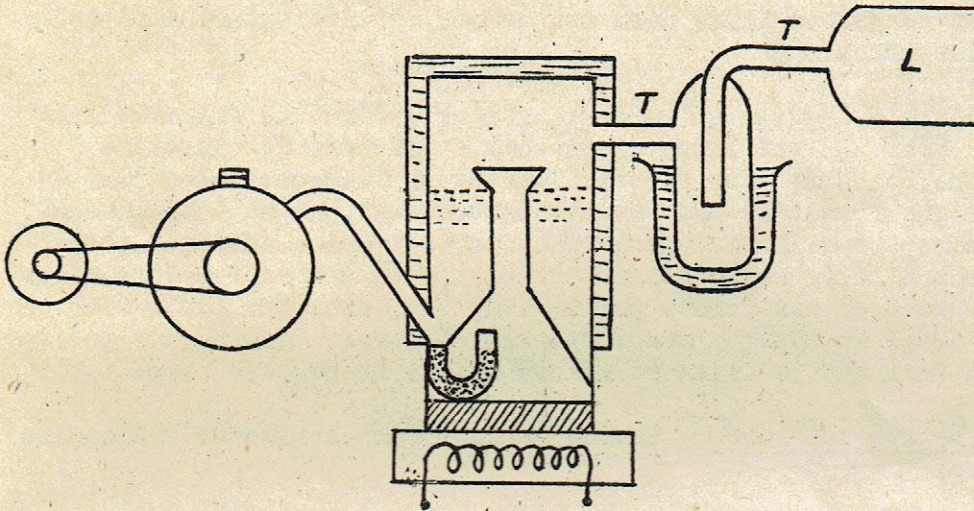


Fig. 189

pes d'émissions car les huiles en question ne supportent pas des rentrées d'air fréquentes ou les dégagements gazeux considérables du pompage de nombreuses lampes.

Les pompes sont caractérisées non seulement par le vide limite qu'elles donnent mais par leur débit : celui-ci est également fonction des canalisations T qui réunissent la pompe à la lampe L : Il est nécessaire que celles-ci soient courtes et du plus grand diamètre possible ; la condition idéale serait que le diamètre des tuyaux de jonction soit supérieur au libre parcours des molécules ; celle-ci est irréalisable puisque cette quantité se chiffre par décimètres et par mètres aux pressions atteintes. Les tubes admis ont les dimensions les plus grandes compatibles avec leur nature, par exemple 30 à 40 m/m pour des canalisations en verre. Les coudes et les étranglements doivent être bannis le plus possible.

### 93. - LES GETTERS

Le but final de l'opération du pompage des lampes est d'obtenir un tube qui, une fois séparé de sa pompe, conservera un vide suffisant pour assurer son service durant son existence qui peut se chiffrer par milliers d'heures. On peut distinguer à ce point de vue deux catégories de tubes :

A - les lampes d'émission de grande puissance, par exemple, au dessus du Kilowatt dont les éléments fonctionnent à température élevée et sous des différences de potentiel élevées (cf. N° ). Il est nécessaire de pousser l'opération de pompage très loin de sorte que le vide se conserve dans le tube sans



autre artifice, que les actions chimiques ou physiques des électrodes elles-mêmes.

Les métaux de certaines de leurs électrodes pourront être choisis parmi ceux qui ont la propriété d'adsorber les gaz résiduels laissés au pompage ou qui pourraient se dégager en cours de fonctionnement. Ces métaux seront par exemple le tantale et le zirconium. L'effet par lequel ces substances sont capables d'éliminer les gaz résiduels s'appelle "effet de getter", le métal lui-même étant dit un getter.

Le seul effet du getter admis dans ces lampes d'émission est donc celui des électrodes elles-mêmes.

C'est dans cette catégorie qu'on devra ranger l'effet du filament lui-même : il est bien connu qu'une lampe d'émission à filament de tungstène "tient" des tensions beaucoup plus élevées lorsque le filament est allumé à sa tension normale que lorsqu'il est éteint. Inversement, on ne doit jamais appliquer à une lampe travaillant à haute tension sa tension anodique sans que le filament soit allumé. Cette action est attribuée à l'activité chimique du filament : la preuve en est donnée par le fait que, dans une lampe bien vidée mais qui a dégagé au cours d'une surcharge, les gaz indésirables peuvent être réabsorbés en laissant le filament allumé durant un certain temps.

B - Les lampes de petite puissance ; lampes de réception et lampes d'émission de petite puissance.

Dans ce cas, les lampes doivent être produites en grande série et il n'est pas possible de traiter le pompage à fond. C'est ainsi qu'est introduit dans le tube un métal spécial dont le but sera double : accélérer le pompage en ajoutant son effet à celui des pompes, et absorber les gaz dégagés au cours du fonctionnement. Ce métal additionnel, ou getter, devra être très actif chimiquement vis à vis de tous les gaz et, en même temps, n'avoir qu'une tension de vapeur faible : les alcalins sont donc exclus, mais les alcalino-terreux conviennent : ce sont le magnésium, le calcium, le baryum, qui seront employés en couches minces obtenues par évaporation du métal au cours des opérations de pompage.

Dans ce groupe, on peut également placer à ce point de vue les lampes de puissance moyenne dont les éléments travaillent à température relativement basse ("au sombre") de sorte que la tension de vapeur d'un getter alcalino-terreux ne soit pas trop élevé : ce sera le cas des lampes à oxydes jusqu'à 1 Kilowatt environ.

## II - LES CATHODES

94. - Les cathodes employées actuellement peuvent se grouper en trois catégories :

- les cathodes en tungstène
- les cathodes à oxydes
- les cathodes en tungstène thorié.



## 95. - CATHODES EN TUNGSTÈNE

Le tungstène s'emploie chaque fois qu'on désirera une cathode robuste, dans une lampe soumise à une tension anodique élevée, lorsque la consommation du filament n'est pas limitée par des considérations d'économie. Le tungstène a été la première cathode utilisée. Son avantage est de pouvoir être poussé à une température suffisamment élevée pour que son émission soit suffisante alors que son évaporation reste faible de sorte que la vie de la lampe soit bonne.

Le tungstène ne fond en effet que vers  $3.650^{\circ}$  K. Dans les lampes de grande puissance, où la durée doit se chiffrer par milliers d'heures, le tungstène n'est poussé qu'à  $2.650^{\circ}$  K environ ; l'émission électronique correspondante est de 5 Ampères par  $\text{cm}^2$ , alors que la tension de vapeur du métal à cette température n'atteint pas  $10^{-6}$  m/m ; la sublimation du filament dans une lampe bien vidée est donc très faible. Enfin, dès que la lampe a été suffisamment bien vidée pour que les traces d'eau, d'azote et d'hydrocarbures soient éliminées, l'émission du tungstène est "robuste" : c'est celle du métal pur, et elle n'est pas influencée par les ions résiduels qui viennent frapper la cathode même avec des vitesses élevées : le tungstène est donc employé actuellement dans toutes les lampes dont la puissance dépasse 1 Kilowatt environ, dont les tensions anodiques peuvent être poussées jusqu'à 20.000 volts.

Dans tous les cas de la pratique actuelle, le tungstène est employé sous la forme de filaments dont le diamètre va jusqu'à 1 m/m 5 pour les intensités courantes.

Le tungstène a une métallurgie spéciale, car il ne peut pas être aisément fondu et, même si ce procédé était utilisé, on ne serait guère plus avancé car le métal qui a été fondu ne peut absolument pas être travaillé : il est dur et cassant et ne se prête à aucune mise en forme. Le tungstène est donc obtenu à partir de la poudre de ce métal, préparée par réduction de l'oxyde tungstique. Les grains de cette poudre ont une grosseur de 1 à  $5 \mu$  ; la poudre est comprimée à des pressions de dizaines de tonnes par  $\text{cm}^2$  dans des moules parallélépipédiques, d'où on sort un barreau, friable mais manipulable. Celui-ci est traité dans une cloche à hydrogène où il est porté à l'incandescence par le passage d'un courant électrique. Cette opération a pour but de développer la cristallisation du métal ; les cristaux se forment par centres plus ou moins nombreux et étendus, ces facteurs dépendent des additifs apportés dans l'oxyde avant sa réduction.

Le barreau ainsi préparé est lui-même très dur et cassant, mais, par sa préparation même, il est sous une forme qui permet son martelage à chaud par des marteuseuses rotatives. Les tiges cylindriques façonnées par ce martelage sont admises au tréfilage et, si le tungstène est de qualité suffisante, le fil peut être "descendu" jusqu'à un diamètre de  $15 \mu$ .

Dans les lampes dont la cathode est en tungstène, le diamètre des filaments est compris entre 0,4 m/m et 1,5 m/m suivant la puissance de la lampe. Les précautions à prendre au montage se ramènent à stabiliser les propriétés mécaniques du tungstène : dans les lampes de grande puissance, la cathode est formée d'une cage de filaments de grande longueur : la difficulté est d'assurer un allongement identique à ces divers brins pour ne pas déformer la structure de l'ensemble. Dans ce but, le filament monté est porté à haute température dans l'hydrogène sec. Enfin, pour éviter des variations dans les caracté-



ristiques électriques du métal (résistivité et émission électronique), toute trace de carbone sur le filament doit être évitée.

Ces précautions suffisent à l'obtention de bonnes cathodes en tungstène qui se caractérisent ainsi par leur robustesse, dans les lampes de puissance.

96. - CATHODES A OXYDES. -

Les cathodes en tungstène doivent être abandonnées pour les lampes de petite puissance, telles que les lampes de réception. En effet, dans ce cas, la puissance de chauffage n'est pas indifférente : il y a intérêt à l'économiser le plus possible ; si  $i_s$  est le courant de saturation,  $W_f$  étant la puissance de chauffage, il y a intérêt à augmenter le plus possible le rapport :

$$\frac{i_s}{W_f}$$

Pour une lampe de petite puissance dans laquelle on voudrait essayer l'emploi d'une cathode en tungstène, cela signifierait qu'il faudrait travailler à température très élevée pour un filament fin : l'évaporation intense et la durée très faible : c'était en particulier le défaut des premières lampes d'émission, dont le ballon "noircissait" rapidement et dont la durée n'atteignait que quelques dizaines d'heures pour des lampes de quelques watts.

En même temps, cette lampe à fil fin et court puisque très résistant a de mauvaises caractéristiques : sa pente serait très faible ; ce résultat apparaît dans l'étude qui a été faite de la diode cylindrique et sera encore mieux compris lors des notions de calcul des lampes (3°)

La considération de l'économie de puissance a conduit à l'emploi de cathodes spéciales, à base d'oxydes alcalino-terreux. Les alcalins seraient encore meilleurs à ce point de vue, mais sont inutilisables comme trop volatils. Les cathodes à oxydes les plus simples sont copiées sur la cathode initiale de WEHNELT : un support métallique, en forme de filament, est recouvert d'un badigeon formé de carbonates alcalino-terreux agglomérés par un liant. Le plus généralement, le mélange est en proportions moléculaires égales de carbonate de baryum ou de strontium. Par chauffage dans le vide, lors du pompage de la lampe, les carbonates sont transformés en oxydes de baryum et de strontium.

Depuis les premiers travaux sur l'émission thermionique, on sait que ces cathodes ont une émission considérable si le rapport est bien choisi ; celui-ci sera par exemple le nickel pur et nous avons donné les constantes de RI-CHARDSON de l'ensemble au paragraphe 2. Le progrès apporté au rapport  $i_s/W_f$  se caractérise par :

$$i_s/W_f \text{ (tungstène)} = 6 \text{ mA/watt à } 2650^\circ \text{K environ}$$

$$\text{(oxydes)} = 100 \text{ mA/watt à } 1000^\circ \text{K "}$$

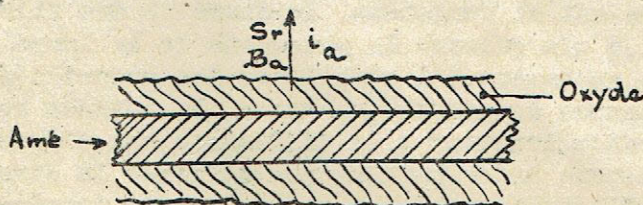


Fig. 190

si toutefois on peut parler dans ce cas de "saturation". En effet, la théorie de la production du courant électronique par une couche de cette nature est complète :



la couche d'oxyde constitue

en effet un corps "semi-conducteur" de résistance élevée et la résistance de passage à la séparation métal - oxydes intervient : il en résulte que, si on fait débiter un courant trop élevé à la cathode (Fig. 191), la couche va s'échauffer et généralement d'une manière irrégulière ; l'oxyde pourra même être porté à une température telle que le phénomène "s'emballe" localement par taches t . t... et la cathode est détruite en ces points. La cathode à oxydes est donc plutôt caractérisée par le courant moyen maximum qu'elle

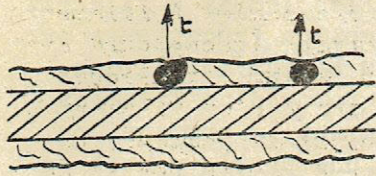


Fig. 191

peut supporter sans danger : la valeur du courant de saturation ne peut être relevée expérimentalement par une méthode statique. Cette valeur de sécurité est de 10 à 15 m. A/watt pour les cathodes usuelles.

De nombreuses théories ont été émises pour expliquer les phénomènes plus ou moins capricieux qui apparaissent dans le fonctionnement des cathodes à oxydes et dans leur fabrication. Il est certain (Fig. 190) que le passage du courant anodique à travers le semi-conducteur, s'accompagne d'une électrolyse des oxydes, avec formation d'oxygène et de métaux alcalino-terreux ; l'émission elle-même serait donc celle de ces métaux qui apparaissent à la surface de la cathode. L'oxyde ne sert donc que de réserve de métal, lui-même trop volatil s'il était en masse. Cette observation est confirmée par le fait que les constantes de l'émission sont voisines de celles des métaux eux-mêmes et que toute trace de gaz oxygénée (oxygène, eau...) détruit l'émission elle-même ; enfin, l'émission est favorisée par la présence de réducteurs (Mg, Ti, Si) dans le métal support. Celui-ci au contraire ne devra pas renfermer de corps qui puissent donner des combinaisons stables avec les oxydes alcalino-terreux : le manganèse est particulièrement nocif à ce point de vue.

Le support lui-même sera choisi, en tenant compte des considérations précédentes, suivant les caractéristiques à obtenir (voir calcul des cathodes, n° ).

Les procédés de préparation des cathodes à oxydes à filament sont assez variés. On peut les ramener à trois.

Dans le plus ancien, la pâte de carbonates est projetée sur le filament par pulvérisation à l'aide d'un pistolet. Le procédé est simple, mais d'un contrôle délicat, notamment pour les filaments fins : il est assez difficile d'obtenir un dépôt bien régulier et une adhérence qui persiste après dégazage de la cathode.

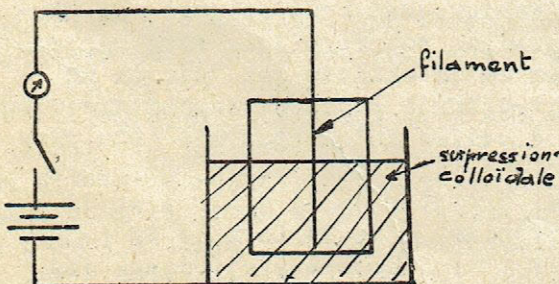


Fig. 192

Un procédé qui donne des résultats plus réguliers emploie la "Cataphoxie" on peut préparer des suspensions colloïdales des carbonates dans des liquides isolants, tels que les particules soient chargées. En appliquant une légère différence de potentiel (Fig. 192) entre le filament et le récipient métallique ou une électrode auxiliaire plongée dans le bain, les particules de carbonates viennent se déposer sur le filament:



l'épaisseur de la couche est réglée par le temps de dépôt et par le courant admis.

Enfin, un procédé qui était très employé lorsque les lampes à filament de faible consommation étaient seules employées en réception (récepteurs sur accumulateurs et fils) est le procédé "à l'agide" ou au baryum métallique. Dans cette préparation, le support était monté sous la forme d'un filament recouvert d'une couche d'oxyde d'un métal approprié. Durant le pompage, on créait dans la lampe un nuage de vapeur de baryum dont une partie venait se déposer sur le filament ; en chauffant celui-ci, l'oxyde initial était réduit par le baryum et l'oxyde de baryum était formé. Le procédé est d'un principe élégant car il supprime toute manipulation de la cathode badigeonnée.

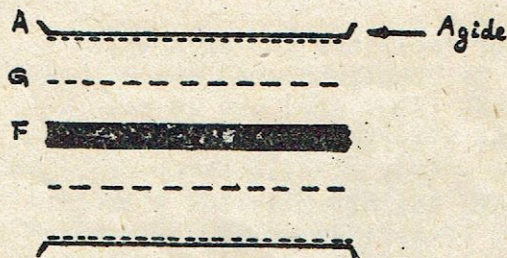


Fig. 193

Dans une forme très répandue du procédé (Fig. 193) le filament F était constitué par du tungstène recouvert d'une mince couche de cuivre oxydée ou par du tungstène oxydé. Le baryum était placé sous la forme d'une solution d'agide à l'extérieur de l'anode ; durant l'étuvage de la lampe sous vide, l'agide est décomposé en baryum et en azote qui est éliminé par les pompes. Il suffit de chauffer la plaque pour que le baryum se vaporise et aille partiellement sur le filament. Dans d'autres procédés,

le baryum était produit par une espèce d'aluminothermie.

Le procédé, très commode pour les lampes de petites dimensions, n'est pas praticable pour les lampes importantes ; les dépôts sont alors trop irréguliers et il est à peu près impossible de nettoyer correctement les autres électrodes, notamment les grilles, du baryum qui est venu se déposer sur elles.

Dans la plupart des lampes modernes à oxydes de puissance réduite, jusqu'à une cinquantaine de watts environ, les cathodes sont "à chauffage indirect". Pour celles-ci, l'échauffement de la cathode n'est plus produit par l'effet Joule d'un courant qui traverse directement le métal cathodique, mais par la chaleur transmise par un élément de chauffage indépendant. La cathode (Fig. 194) est alors constituée d'un tube de métal T, par exemple en nickel, fermé à une extrémité. A l'extérieur du tube, se trouve la couche d'oxyde, préparée le plus généralement par pulvérisation. A l'intérieur du tube, se trouve l'élément chauffant F formé d'une double spirale de tungstène isolée du tube par un isolant réfractaire tel que l'alumine ou la magnésie. Le courant de chauffage est envoyé dans ce fil et la chaleur transmise par conduction au tube cathodique.

Les cathodes de cette nature sont mécaniquement très robustes et peuvent avoir des profils très variés : les grilles pourront donc être rapprochées de la cathode sans risque de

court-circuit à des distances inférieures à celles qu'on pourrait atteindre avec les filaments. Enfin, on pourra ainsi profiter de la diminution du coefficient  $\beta$  de la formule de Langmuir (n° 33) et avoir ainsi des pentes élevées.

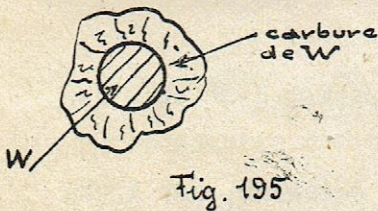


Fig. 194



### 97. - CATHODES EN TUNGSTÈNE THORIÉ. -

Entre les cathodes en tungstène et les cathodes à oxydes, se placent les cathodes en tungstène thorié : les recherches de Langmuir ont montré il y a déjà une trentaine d'années que l'émission spécifique du tungstène est considérablement accrue si une certaine quantité de thorine est incorporée au métal. Ceci sera réalisé en ajoutant à l'oxyde tungstique, avant réduction, un pourcentage déterminé de thorine, en général voisin de 2 %. L'émission de ce filament complexe est telle que le rapport  $i_s / W_f$  passe de 6 mA/watt à 70 mA/watt environ à 1.900° K, température de fonctionnement de ces cathodes. L'émission correspondante est due au film de thorium qui se forme à la surface de la cathode et se renouvelle constamment par la présence de thorine dans le filament. Durant le pompage de la lampe, une phase de l'opération consiste à créer ce film, le plus généralement en carburant le filament par chauffage dans une atmosphère d'hydrocarbure ; le filament porte ainsi une réserve de carbone qui réduit la thorine et la température de fonctionnement de la cathode est choisie de sorte que cette réaction puisse se prolonger durant des centaines d'heures. La coupe d'un filament thorié carburé (Fig. 195), examinée par microphotographie, montre une âme de tungstène entourée d'une couche plus ou moins fissurée de tungstène carburé : le thorium produit diffuse par les pores de cette couche.



Les cathodes thoriées sont employées comme les cathodes à oxydes, pour obtenir des caractéristiques avantageuses avec une puissance de chauffage réduite. Dans l'état actuel de la technique, ce sont toujours des filaments ; le tungstène thorié est utilisé dans les lampes d'émission de moyenne puissance (50 à 1.000 watts par exemple) à la place des cathodes à oxydes qui peuvent avoir certains inconvénients lorsque les dimensions des lampes sont réduites (Cf. N° 96 ). Par contre, leur préparation est délicate, la métallurgie du tungstène thorié étant ardue et elles sont mécaniquement très fragiles, ce qui oblige à des précautions spéciales au transport et dans l'emploi des lampes sur postes mobiles.

Enfin, comme les cathodes à oxydes, leur émission est très sensible aux traces de gaz résiduels et au bombardement par les ions qui proviennent de ceux-ci ; dans les triodes, la tension anodique peut être poussée à 3.000 volts, ce chiffre étant porté à 5.000 volts pour les lampes-écran ou les pentodes.

### III - LES GRILLES

98. - Les diverses grilles d'une lampe sont généralement formées d'un fil métallique enroulé en hélice sur des montants qui tiennent l'édifice.

Les grilles peuvent être amenées en fonctionnement à des températures élevées ; elles sont chauffées par les rayonnements de la cathode, de l'anode et des autres grilles s'il y a lieu. Elles sont également chauffées par la puissance qui peut être dissipée lorsqu'elles sont positives : c'est le cas des grilles-écran, c'est celui des grilles de contrôle des lampes d'émission lorsqu'elles sont fortement excitées (Cf. N° 64).



Les grilles devront donc être faites d'un métal qui ait une tension de vapeur faible, une température de tension élevée lorsque la dissipation spécifique à admettre sera grande.

Dans des conditions de fonctionnement données, on devra toujours chercher à abaisser autant que possible la température des grilles pour éviter qu'elles n'aient une émission électronique propre appréciable. En effet, s'il en était ainsi, ces électrodes qui sont toujours entourées d'autres électrodes à des tensions plus élevées, qu'elles seraient elles-mêmes l'origine d'un courant électronique : celui-ci aurait pour conséquence, pour les grilles de contrôle, de modifier complètement les caractéristiques de courant grille et d'amener soit une élévation de la puissance de commande en régions négatives soit des autoamorçages d'oscillations.

Il y aura donc intérêt, pour un facteur d'amplification donné, à employer des grilles en fil fin (réduction du courant de grille), porté par des montants de gros diamètre (évacuation de la chaleur dissipée), un contact aussi étroit que possible avec le fil de grille.

Enfin, le métal des éléments devra renfermer aussi peu de gaz que possible, afin de permettre un pompage aisé.

Le métal le mieux approprié dans la plupart des cas aux conditions qui précèdent est le molybdène. Le molybdène fond à 2.900 ° K environ et, à 2.000° K n'a qu'une tension de vapeur de  $10^{-6}$  m/m.

Sa métallurgie, analogue à celle du tungstène, permet d'obtenir des fils très fins jusqu'à quelques dizaines de  $\mu$ .

La plupart des grilles, tant en réception qu'en émission, ont leurs parties spiralées en molybdène.

En émission, on emploie parfois des grilles en tungstène, qui peut être porté à température encore plus élevée, mais les grilles obtenues sont d'un dégazage plus difficile et sont fragiles.

En émission encore, dans certains cas, le fil de grille est en tantale. Ce métal est un excellent getter, capable d'absorber à chaud, de grandes quantités de gaz ; il sera donc employé dans les lampes poussées, au moins lorsqu'on pourra l'obtenir. La métallurgie est analogue à celle du tungstène également, sauf que les traitements devront se faire dans le vide puisque le métal a beaucoup d'affinités avec les gaz. De plus, les minerais intéressants de tantale se trouvent tous en Amérique et son emploi se trouve actuellement interdit. Le tantale fond à 3.100° K environ et sa tension de vapeur est inférieure à celle du molybdène à la même température.

En réception, certaines grilles sont en nickel.

Les montants de grille seront eux-mêmes en molybdène pour les grilles qui fonctionnent à température élevée. Pour des lampes de réception ou de puissance moyenne, ils pourront être en nickel ou en cuivre recouvert d'une couche de nickel.

99. - La fixation des fils de grille sur leurs montants présente une grosse



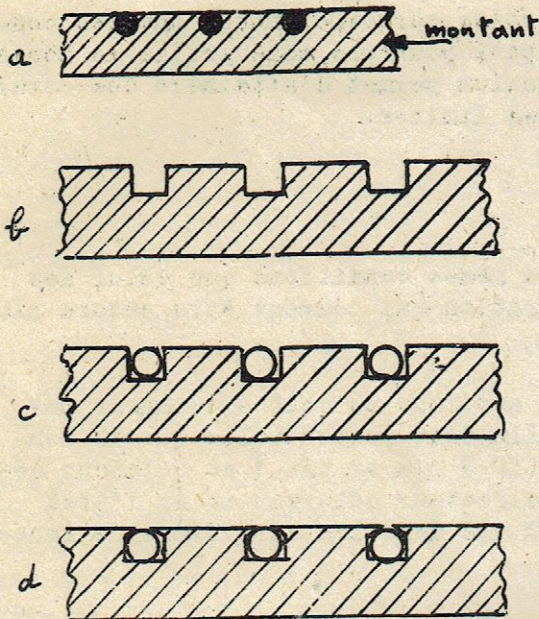


Fig. 196

et une molette vient écraser le métal des montants par dessus.

Toutes ces opérations se font naturellement à la machine. Les machines sont relativement simples et il n'y a pas de difficulté particulière. Par contre, le contact fil-montant n'est pas aussi bon qu'il est parfois désirable et la section efficace du montant est réduite par les encoches.



Fig. 197

Dans les grilles soudées, le fil, après enroulement sur les montants est soudé électriquement sur ceux-ci. Le contact est meilleur, les grilles sont plus solides lorsqu'elles sont bien faites. Mais la mise au point de la soudure n'est pas facile : il est nécessaire que tous ces points de soudure soient parfaits, faute de quoi un fil peut "sauter", soit qu'il n'ait pas été soudé soit qu'il ait été brûlé. Les machines pour les grandes séries sont donc d'une construction assez délicate. La soudure de certains métaux peut également être difficile (par exemple molybdène sur molybdène), de sorte que le choix du fil et des montants ne peut être quelconque.

importance puisqu'elle détermine les propriétés mécaniques de l'électrode, notamment la stabilité du coefficient d'amplification en fonctionnement. Enfin, c'est un facteur essentiel pour la détermination de la température des fils de grille.

On peut distinguer deux procédés principaux :

- les grilles encastrées
- les grilles soudées.

Dans la grille encastrée, dont une coupe est représentée fig. 196 a, le fil est logé dans une encoche pratiquée dans le montant. La suite des opérations est représentée Fig. 196 b, c et d : des encoches sont faites dans le montant, au pas voulu (b), le fil est enroulé en passant dans les logements ainsi pratiqués (c)

100. - Enfin, la nature du métal de la grille est un facteur prépondérant pour les propriétés d'émission secondaire de la grille, c'est-à-dire pour les caractéristiques de courant grille dans les régions positives. Si le métal a un pouvoir d'émission secondaire supérieur à un, le courant grille peut s'ioniser (n° 36), ce qui correspond à des résistances dynamiques négatives sources possibles d'oscillations parasites. Le molybdène a précisément un pouvoir d'émission secondaire élevé. Il est difficile de le remplacer par un métal de faible émission secondaire qui satisfasse aux conditions imposées aux grilles. Le zirconium est un métal indiqué à ce point de vue, d'autant plus qu'il possède également un effet de getter très utile dans les lampes poussées. Mais, jusqu'à présent, on ne sait pas produire en grandes quantités des fils de zirconium suffisamment fins : la technique utilise donc des fils de molybdène re-



couverts de poudre de zirconium. Les électrodes correspondantes ont des courants qui restent toujours directs et l'emploi pour une même grille de zones "blanches" et de zones recouvertes de zirconium permet d'atteindre des caractéristiques de grille voulues dans certaines limites.

#### IV - LES ANODES

101. - Le métal des anodes doit remplir les mêmes conditions que celui des grilles, mais avec des conditions de dissipation qui peuvent être encore plus sévères.

La température atteinte par le métal anodique ne doit évidemment pas atteindre la température de fusion, mais elle doit rester telle que la tension de vapeur du métal reste très faible ( $10^{-5}$  m/m au max.) et qu'aucun dégagement de gaz nuisible ne se produise. Le facteur déterminant de l'état d'équilibre est la puissance à dissiper par  $\text{cm}^2$  dans les conditions de fonctionnement les plus sévères.

Dans les lampes dites "à refroidissement naturel", l'anode ne dissipe sa chaleur que par rayonnement. La dissipation des anodes dépend donc du pouvoir émissif des métaux et, si celui-ci à l'état naturel est insuffisant, ils devront être traités pour l'augmenter le plus possible.

Le choix du métal dépendra également de la cathode employée, car avec les cathodes qui fonctionnent à température relativement basse (cathode à oxydes), on ne pourra admettre que l'anode dépasse 4 ou 500° pour que son rayonnement ne réagisse pas à son tour sur la cathode.

Dans l'ordre de la croissance de la puissance dissipable par le métal, la liste des métaux employés sera la suivante :

Le nickel est employé pour les lampes de petite puissance telles que les lampes de réception ; la température de fonctionnement ne doit pas atteindre le "rouge". La puissance dissipable par  $\text{cm}^2$  ne doit pas dépasser quelques dixièmes de watt. Le nickel est choisi pour sa faible tension de vapeur, pour la facilité avec laquelle il se travaille et se dégaze.

Le pouvoir émissif du nickel est augmenté par sablage, et, surtout, par noircissement. Le nickel se carbure aisément par traitement dans des hydrocarbures, ce qui le rend noir et accroît ainsi son rayonnement en le rapprochant de celui du corps noir. La limite supérieure de température de fonctionnement n'est pas reculée, mais on peut augmenter la puissance dissipable par  $\text{cm}^2$ . Pour des anodes bien traitées, celle-ci est portée à 2 watts/ $\text{cm}^2$  environ.

Le molybdène est le métal adopté pour les lampes de puissance moyenne, jusqu'à 1 Kilowatt environ, lorsque les dimensions de la lampe ne sont pas soumises à des restrictions trop sévères. Son fonctionnement pourra conduire à des températures assez élevées puisque nous avons déjà signalé que sa tension de vapeur n'est que de  $10^{-6}$  m/m à 2.000° K : les seules limites seront imposées par la réaction sur la température de la cathode et la volatilisation des impuretés qui peuvent rester dans le métal. Le molybdène possède également la propriété précieuse pour un métal aussi réfractaire de se préparer en feuilles suivant une métallurgie relativement simple. Son pouvoir émis-



sif est accru par sablage ; pour une température de fonctionnement voisine de 1.200 ° K, ce facteur est de 3 à 4 watts/cm<sup>2</sup>.

Comme pour les grilles, le tantale est un excellent matériau pour les anodes car il est possible de le trouver en feuilles et son effet de getter le rendra particulièrement apte aux lampes poussées. Son prix est malheureusement élevé, et il est fort rare actuellement. Son pouvoir émissif est un peu supérieur à celui du molybdène.

La technique moderne des lampes cherche à diminuer le plus possible les dimensions des tubes afin de permettre de diminuer les selfs des électrodes et leurs capacités : il en résulte que les dissipations admises par cm<sup>2</sup> d'anode doivent être de plus en plus élevées : une bonne solution consiste actuellement à traiter le molybdène en le recouvrant de métaux en poudre qui, non seulement lui confèrent une couleur voisine du noir mais encore lui donnent des propriétés de getter. Le thorium et le zirconium sont dans ce cas. Les surfaces ainsi préparées peuvent dissiper près de 10 watts/cm<sup>2</sup>. Ce sont les anodes de choix pour les tubes à refroidissement naturel pour anodes courtes.

Signalons enfin les tentatives effectuées pour employer dans les tubes d'émission des anodes en carbone dont le pouvoir émissif est évidemment élevé ; la tension de vapeur propre devrait être faible. Mais leur utilisation a dû être limitée aux tubes peu poussés dans lesquels les autres matériaux sont aussi convenables et se travaillent plus facilement. Les liants employés pour la fabrication des pièces et la présence inévitable de composés du carbone plus ou moins volatils ont en effet pour conséquences des risques de dégagements gazeux qui interdisent de pousser la température des anodes ainsi constituées. Les anodes en graphite ont été conservées dans les tubes à faible dissipation tels que les redresseurs à vapeur de mercure.

102. - La description précédente montre que l'évacuation de la chaleur dissipée sur l'anode par le seul rayonnement conduit après beaucoup de mal à des valeurs qui restent inférieures à 10 watts/cm<sup>2</sup>. Or, les tubes puissants vont maintenant jusqu'à 300 Kilowatts utiles, soit à une dissipation anodique voisine de 100 Kilowatts : les systèmes à refroidissement naturel se-

raient donc des monstres inutilisables. La limite supérieure de la puissance utile de ces tubes est voisine de 3 Kilowatts, soit 1 Kilowatt dissipé.

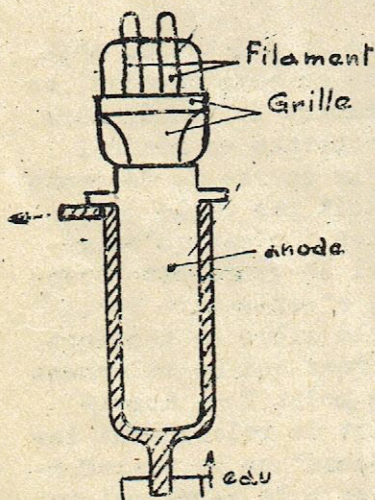


Fig. 198

Pour les lampes de puissance supérieure, la technique adopte le refroidissement forcé des anodes par un fluide, en général par de l'eau. L'anode constitue (Fig. 198) une fraction de l'enveloppe elle-même du tube et celle-ci est placée dans une chemise parcourue par une circulation d'eau. La surface intérieure de l'anode devra avoir une température aussi faible que possible : par conséquent, l'anode devra être en un métal très bon conducteur de la chaleur : le cuivre sera utilisé. Les dissipations spécifiques atteindront 30 watts/cm<sup>2</sup> et, avec des précautions spéciales pour le refroidissement, ce chiffre pourra être poussé à 50 et même 100 watts/cm<sup>2</sup>.



Des précautions devront toutefois être prises sur la qualité du métal à adopter. Le cuivre courant renferme en effet souvent, comme impuretés, des métalloïdes tels que le soufre ou le phosphore qui rendraient le pompage de la lampe impossible : le cuivre employé devra donc être exempt de ces substances.

V - LES VERRES ET LES PASSAGES METALLIQUES

103. - L'enveloppe des lampes doit être constituée au moins partiellement par un isolant qui assure l'étanchéité et l'isolement entre les électrodes. Dans l'état actuel de la technique, ce rôle est rempli par un verre.

Les tensions sont appliquées aux parties actives des électrodes et les courants correspondants sont transmis par des conducteurs métalliques enrobés dans le verre de manière à constituer des passages étanches.

Sans entrer dans la description détaillée des nombreux types de verres existants, nous examinerons les propriétés de ces substances qui sont utiles à connaître pour comprendre leur rôle dans les tubes et les motifs qui imposent leur choix. Les caractéristiques essentielles sont :

- leur point de ramollissement
- leur dilatation
- leurs pertes en haute fréquence.

104. - La courbe de dilatation d'un verre présente des anomalies dans son allure et dans sa réversibilité. Si, à l'aide d'un dilatomètre, nous mesurons l'allongement d'une baguette de verre en fonction de la température, la courbe correspondante présente l'aspect de la fig. 199 a. La loi de dilatation, d'abord linéaire, change lorsque la température atteint 4 à 500° (selon les verres) jusqu'au point de ramollissement. Celui-ci n'est pas très bien défini en lui-même, mais il n'est pas nécessaire d'insister ici sur sa définition : il correspond en gros au moment où le verre devient nettement visqueux.

Si l'expérience a été arrêtée avant ce point et que la dilatation soit

prise en sens inverse, en diminuant la température, on constate en général que la courbe de descente ne suit pas celle de la montée : c'est qu'en général le verre est "trem-pé", c'est-à-dire qu'il est le siège de tensions internes qui se relâchent à un point  $T_r$  appelé "point de relâchement des tensions" ou de transformation ; le verre qui est resté un certain temps à cette température est dit

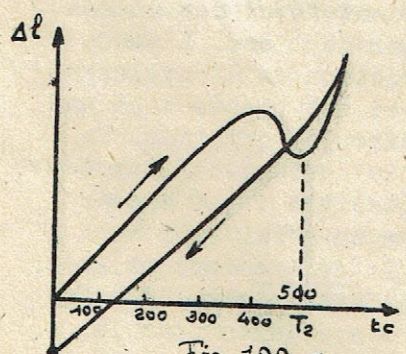


Fig. 199 a  
Verre trempé

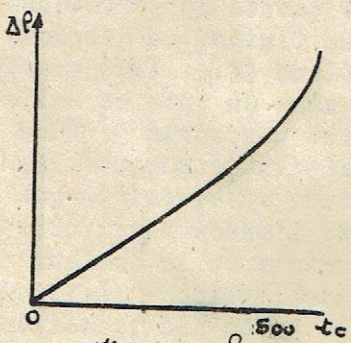


Fig. 199 b  
Verre recuit



"recuit", et dans ce cas la courbe de dilatation est réversible (Fig. 199 b). On ne peut donc à proprement parler définir une courbe de dilatation que pour un verre recuit ; le coefficient de dilatation généralement donné correspond aux régions linéaires de la courbe d'allongement. Ces coefficients en % par degré, vont de  $30 \cdot 10^{-7}$  à  $130 \cdot 10^{-7}$  pour les verres les plus courants.

105. - Les points de ramollissement vont de 400 à 700° suivant les verres actuellement employés. Il semblerait "à priori" qu'il y aurait intérêt à toujours choisir les verres à point de ramollissement élevé, ou "verres durs" ; mais ceux-ci sont coûteux et nécessitent l'emploi de passages métalliques également chers. Les lampes de réception et la plupart des tubes de petite puissance sont donc en "verres mous" ; ceux-ci sont des verres "blancs" à base de silice, chaux et alcalins, ou du type "cristal", à base de silice, plomb et alcalins. Leur coefficient de dilatation est élevé, de : 90 à  $130 \cdot 10^{-7}$ .

Les verres durs sont des borosilicates, composés de silices, acide borique, alumine et alcalins. Leurs coefficients de dilatation vont de 30 à  $50 \cdot 10^{-7}$ . Ils sont utilisés dans les lampes d'émission de dimensions réduites et, plus généralement, pour toutes les lampes d'émission ; cependant certains constructeurs, lorsqu'ils ne sont pas trop limités par la dissipation de l'ampoule elle-même, emploient également le verre mou pour les lampes de puissance. Les prototypes de cette classe de verres sont le Pyrex qui se soude au tungstène et les verres au molybdène qui se soudent à ce métal.

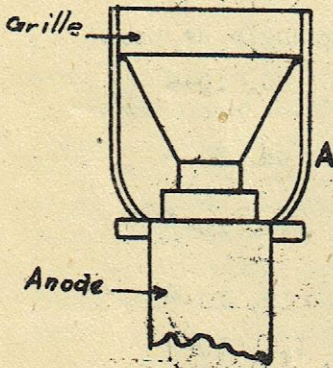


Fig. 200

106. - Les pertes des verres en H. F. constituent un facteur important dans leurs conditions d'emploi. En effet, la température du verre en un point d'une ampoule tel que A (Fig. 200) est déterminée par l'échauffement dû au rayonnement des électrodes et, également, par le fait que le verre est traversé par les lignes de force du champ entre grille et anode. Dans la construction de la lampe, on s'efforce d'éviter autant que possible la concentration de ces lignes dans le verre mais par la destination même de l'ampoule, leur présence est inévitable. Le verre va donc s'échauffer et cela d'autant plus que la fréquence d'emploi sera plus grande ; il est même à redouter que l'échauffement se localise en certains points si le verre n'est pas très homogène, ce qui est le cas général, surtout avec les verres durs. La grandeur qui caractérise le comportement des verres en H. F. est, comme pour tout diélectrique l'angle de perte ; celui-ci est défini de la manière suivante (Fig. 201). Etant donné un condensateur C fait avec la substance diélectrique à étudier, sur la fréquence de fonctionnement  $\omega$ , l'effet des pertes peut être symbolisé par une résistance R mise en parallèle et l'angle de perte est :

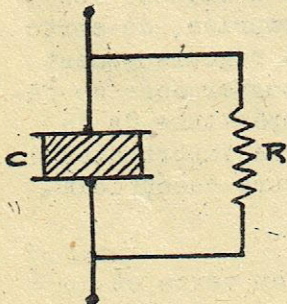


Fig. 201

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{CR\omega}$$

On verra, en associant en parallèle ou en série plusieurs



de ces condensateurs que le produit  $CR$  est bien indépendant de la combinaison et que le facteur  $\text{tg } \delta$  caractérise bien la substance et non le condensateur. Pour les verres, il est important de mesurer  $\text{tg } \delta$  non seulement à la température ordinaire mais également aux températures de travail qui peuvent atteindre  $350^\circ \text{C}$  dans les lampes poussées ; pour tous les verres les courbes de variation ont l'allure représentée (Fig. 202) : les pertes augmentent rapidement avec la température, suivant une loi à peu près exponentielle. Il en résulte qu'en cas d'échauffement local, le phénomène peut s'emballer et le verre fond au point intéressé : c'est le percement des ballons en ondes courtes qui a tellement gêné les premiers constructeurs d'émetteurs sur ces ondes. Il est d'ailleurs à remarquer que les pertes d'un verre, même bon par lui-même à ce point de vue, peuvent être dangereusement accrues par le dépôt de films conducteurs qui se produisent soit au pompage soit durant la vie de la lampe ; des précautions devront donc être prises à ce point de vue.

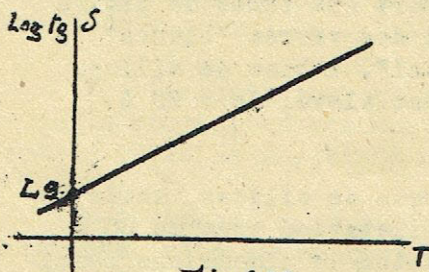


Fig. 202

Les deux facteurs angle de perte et température de ramollissement doivent donc être considérés ensemble ; les meilleurs verres pour lampes d'émission seront les verres les plus durs possibles avec un angle de perte faible ; c'est la tendance de la technique actuelle, mais le problème n'est pas facile à résoudre car ces verres sont très souvent d'un travail difficile.

Voici quelques chiffres relatifs à des verres courants (à la température ambiante) :

	Fréquence de la mesure	tg. angle de perte
Fyrex	$5 \cdot 10^5$	$70 \cdot 10^{-4}$
Borosilicate se soudant au $M_0$	$10^6$	$45 \cdot 10^{-4}$
Verre au plomb se soudant au $M_0$	$10^6$	$15 \cdot 10^{-4}$
Verre au plomb se soudant au W	$10^6$	$17 \cdot 10^{-4}$
Quartz (référence)	$5 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^{-4}$

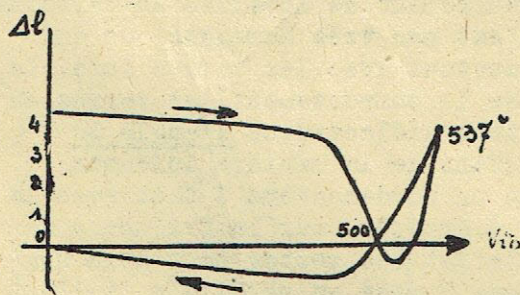


Fig. 203

### 107. - PASSAGES VERRE METAL. -

Le verre doit être à même d'enrober des passages métalliques appropriés, de sorte que ces connexions soient rigoureusement étanches et puissent supporter sans se fêler les variations de température de la préparation et celles moins importantes du fonctionnement. Les facteurs essentiels seront cette fois :

- la dilatation relative du verre et du



- la résistance mécanique du verre.

- la "mouillabilité" du métal par le verre, qui assurera l'adhérence et l'étalement.

Si les différences de dilatation entre une tige de métal et une tige de verre sont relevées, par exemple à l'aide d'un dilatomètre différentiel, la courbe relevée a l'allure de la fig. 203 pour un verre non recuit. La figure est tracée pour un verre - $M_2$  et une tige de molybdène ; elle reproduit la courbe de la fig. 196 b, mais avec la dilatation du molybdène comme origine.

Si le métal et le verre sont chauffés ensemble, jusqu'à une température supérieure au point de ramollissement, et si le métal est mouillé, nous rencontrons au refroidissement une zone dite zone d'accrochage Z dans laquelle le métal colle au verre et les deux substances sont alors astreintes à

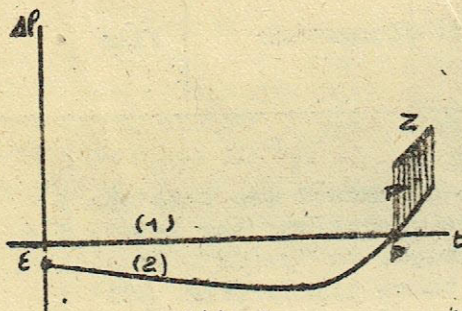


Fig. 204

conservier la même longueur ; si elles avaient été libres, les courbes suivies auraient été les courbes 1 et 2, courbes de dilatation prises à partir du point d'accrochage Z (Fig. 204) ; au retour à la température ordinaire, les dimensions dans le sens mesuré auraient présenté une différence  $\epsilon$ . Le verre et le métal étant accrochés, cette différence ne peut exister et il en résulte des tensions reportées par le verre et le métal. Pour que la soudure tienne, il est nécessaire que le verre puisse supporter ces tensions, c'est à dire que les courbes de dilatation ne soient pas

trop différentes. Les tensions sur le verre d'un passage cylindrique s'exercent dans deux directions : suivant l'axe et suivant les rayons. Comme toutes les substances de cette nature, le verre supporte assez bien les tensions de compression, mais la limite de rupture pour les tensions de traction est faible, même pour les verres les plus résistants : on ne peut dépasser quelques centaines de grammes par  $m^2$ . Dans le choix des métaux, des verres, des modes de préparation, on devra veiller à ne pas dépasser ces limites ; il est d'autre part évident qu'une tension de compression suivant l'axe s'accompagnera d'une tension de traction suivant les rayons (fêlures longitudinales et tendance au décollement) ou l'inverse (fêlure en hélice ou en anneaux).

La technique moderne a perfectionné la technique des passages en recherchant des alliages métalliques qui, grâce à leurs points de transformation successifs, peuvent présenter des courbes de dilatation non linéaires qui suivent étroitement les courbes de dilatation du verre recuit : ce sont par exemple des ferro-chromes pour les verres mous ou des alliages de fer, nickel - cobalt pour les verres durs. On peut ainsi obtenir des soudures de très gros diamètres (jusqu'à 250 mm pour des tubes de forte puissance).

Enfin signalons la vieille technique, de plus en plus abandonnée, suivant laquelle on néglige les différences de coefficients de dilatation entre le verre et le métal en faisant absorber les tensions résultantes par le métal rendu très mince : le type de ces soudures est la soudure verre-cuivre, dans laquelle est opérée la liaison entre le cuivre, de coefficient linéaire égal à  $165 \cdot 10^{-7}$ , avec les différents verres techniques, allant de  $30 \cdot 10^{-7}$  à  $110 \cdot 10^{-7}$ .

Finalement, les exemples de soudures verre-métal sont les suivants :



Verre	Coefficient de dilatation	Température de transformation	Température de ramollissement	Métal employé	Forme du métal
Verres mous (cristal)	$90.10^{-7}$	399 à 425°C	420 à 450°C	Ferro-nickel manchonné de cuivre ou "copper-clad"	Fils
Verre mou (cristal)	$110.10^{-7}$	"	"	Ferr-chrome	Anneaux
Verre dur (Mo silicoborate)	$45.50.10^{-7}$	480 à 515	530 à 550	Molybdène	Tiges : fils
Verre dur (W silicoborate)	$39.10^{-7}$	520 à 550	570 à 600	Fe-Ni-Co Tungstène	Anneaux Fils

La forme des passages et leurs associations dépendent des tensions à appliquer entre les électrodes. Pour les lampes de réception, les lampes d'émission de petite puissance, les passages sont groupés en "pieds". Ceux-ci ont le plus généralement encore la forme de tubes pincés (Fig. 205) ; dans les tubes modernes entièrement en verre, les pieds sont formés de plaquettes à travers lesquelles sont disposés les conducteurs : l'ensemble est obtenu par pressage (Fig. 206). Pour les lampes puissantes, les fonctions des pieds ou des passages sont séparées car un seul pied ne pourrait tenir les tensions élevées nécessaires ; les passages du courant filament deviennent considérables (jusqu'à 18 mm de diamètre)

Enfin, dans certaines lampes de réception, la plus grande partie de l'enveloppe est métallique. Ce sont les lampes "tout métal" ; dans les premières formes de ces tubes, dont la nécessité technique est discutable, le pied, analogue à celui de la figure 206, était formé d'une plaquette métallique percée de trous et le verre était réduit à une goutte destinée à assurer l'étanchéité et l'isolement entre les passages et la plaque. Cette technique ayant donné de nombreux déboires, la plupart des lampes "tout métal" ont un pied de verre du type 206, soudé à sa périphérie sur l'enveloppe métallique.

#### VI - LES ISOLATEURS D'ESPACEMENT

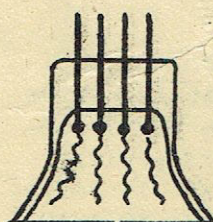


Fig. 205

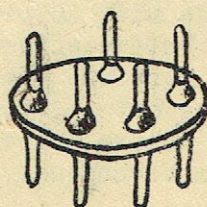


Fig. 206

108.- Pour déterminer de manière précise l'espacement entre les électrodes, il est souvent nécessaire de disposer entre elles, à des points déterminés, des isolants situés dans la lampe elle-même. Les facteurs déterminants de leur choix sont les mêmes que ceux des verres, mais dans des conditions de travail encore plus dures ; de plus, ces substances, placées dans le vide, ne



doivent pas dégager de gaz et on doit pouvoir réaliser des pièces avec des tolérances rigoureuses.

Dans les lampes d'émission, qui fonctionnent à haute température, le quartz fondu est la substance idéale : il est pratiquement infusible, se prête au travail au chalumeau oxy-hydrique et permet, par rodage, l'obtention de pièces simples. Ses pertes H.F. sont très faibles ( $\text{tg } \delta = 10^{-4}$  pour  $d = 300\text{m}$ ).

Mais son prix est élevé et son travail onéreux ; il est impossible de faire en grande série les pièces compliquées nécessitées par le montage des pentodes. L'isolateur le plus commode, pour les lampes de réception, et les lampes de petite puissance, est le mica ; il faut toutefois choisir des variétés qui n'aient pas de pertes élevées en H. F. et ne se décomposent pas au pompage. Avec ces restrictions, le mica est d'un emploi très commode car la précision des cotes obtenues est celle de l'outil de découpe.

Le mica est actuellement rare et il a été généralement remplacé par des céramiques. Les plus aptes sont les céramiques à base de stéatite ou, mieux, de substances plus réfractaires. Les pièces, obtenues par pressage, peuvent atteindre d'excellentes précisions et les pertes en H. F. sont faibles (quelques  $10^{-4}$ ). Il est probable d'ailleurs que les céramiques seront de plus en plus utilisées, même pour les enveloppes des tubes d'émission, car elles sont moins fragiles que le verre et sont susceptibles de prendre des cotes rigoureusement définies. Leur fabrication est toutefois délicate.

---:---:---:---



## CHAPITRE N° 10

### PRINCIPES DE LA FABRICATION DES LAMPES.

#### RELIEVE DE LEURS CARACTERISTIQUES.

##### 1) - PREPARATION DES PIÈCES DETACHEES

###### 109. -

La préparation des pièces détachées des lampes nécessite une suite d'opérations mécaniques : emboutissage, repoussage, tournage .... qui n'ont rien de spécial, sauf par la nature des métaux employés. Les caractéristiques essentielles de cette phase de la fabrication sont la propreté qui doit être observée méticuleusement et le traitement des pièces en vue de faciliter le pompage des lampes.

Après leur fabrication, les éléments divers sont dégraissés, puis traités de manière à éliminer le plus possible des gaz occlus dans les métaux. Ceux-ci en effet sont toujours plus ou moins saturés de gaz, tels que des composés du carbone CO, hydrocarbures ou de l'oxygène (eau, oxygène) ; les métaux sont plus ou moins oxydés par la préparation. La première opération généralement employée est de saturer les métaux d'hydrogène : on enlève ainsi les oxydes, les restes de carbone et remplace les divers gaz par l'hydrogène qui sera plus facilement enlevé au pompage par suite de sa vitesse de diffusion élevée. L'opération se fait dans des fours vers 1.000° C.

Ce recuit préliminaire suffit dans bien des cas. Pour les pièces importantes ou pour des cas particuliers, il est suivi d'un recuit dans le vide soit dans des fours, soit par haute-fréquence, méthode dont il sera parlé plus longuement à propos du pompage.

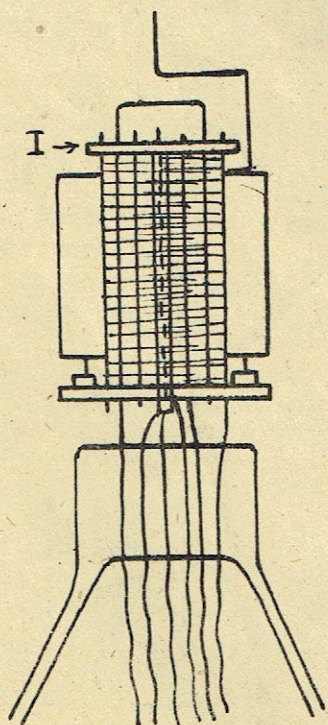


Fig. 207

Le tantale fait exception et ne subit pas de traitement, car il est déjà préparé dans le vide et un traitement thermique dans l'hydrogène le réduirait en poussière.

##### II) - MONTAGE ET ASSEMBLAGE

110. - Les modes de montage diffèrent suivant la puissance des lampes et suivant le but auquel elles sont destinées. Dans les petites lampes, les électrodes sont toutes portées par un pied unique qui comporte toutes les sorties, à l'exception du conducteur d'anode ou de grille pour les pentodes. (Fig. 207).

Dans les lampes plus puissantes ou dans les tubes spéciaux pour ondes courtes, les pieds filament, grilles et anode sont séparés (Fig. 198)

Le procédé de fixation le plus employé des électrodes sur leurs supports, leur jonction aux conducteurs



est la soudure électrique. Par celle-ci, on établit le passage d'un courant intense au point de contact entre les deux pièces à réunir. Les métaux sont plus ou moins difficiles à souder par ce moyen ; un courant et une pression trop faibles "collent" seulement les parties à assembler, un courant et une pression trop fortes brûlent le métal ; les deux ont pour conséquences de mauvaises junctions. Une pratique suffisante permet de maîtriser ces difficultés, mais les meilleurs résultats sont obtenus en utilisant des soudeuses contrôlées, dans lesquelles le temps de passage du courant et son intensité sont déterminés rigoureusement. Les meilleures soudeuses ainsi montées sont contrôlées par le temps de décharge d'un condensateur, ou par la fixation du temps de soudure par rapport à la période du courant alternatif d'alimentation.

Les métaux ne présentent pas tous les mêmes capacités de s'unir par soudure ; les plus aisés à souder sont les métaux résistants peu oxydables. Le nickel est le mieux approprié à ce point de vue pour la technique des lampes ; le fer, rarement utilisé à l'état massif, peut servir avantageusement d'intermédiaire pour la liaison de deux métaux difficiles à souder. Le molybdène se soude à lui-même mais grâce à des précautions spéciales pour éviter son oxydation et à la condition de choisir une qualité appropriée. Le tantale s'unit à lui-même en évitant les traces de brûlures.

Le tungstène est à peu près impossible à souder à lui-même ; les points de jonction sont tellement fragiles que le moindre effort, apporté par exemple par la dilatation des électrodes, amène la rupture des points de soudure. Le montage des filaments de tungstène des lampes de puissance présente donc des difficultés ; les procédés employés diffèrent suivant les constructeurs ; l'un d'eux consiste dans l'utilisation de la soudure à l'arc dans l'hydrogène.

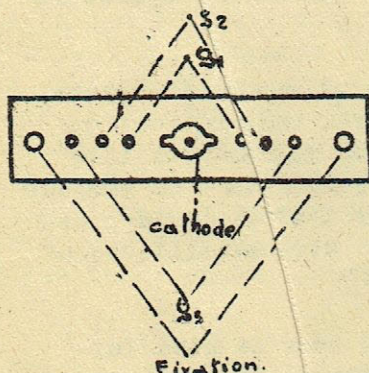


Fig. 208

111. - Les électrodes sont le plus souvent maintenues à leur écartement rigoureux par des isolants, décrits sommairement au n° 108 : ce sont en général des plaquettes munies de trous dans lesquels s'engagent les montants des électrodes ; un de ces isolants, représenté en I à la fig. 207 est figuré fig. 208 pour une pentode (échelle 3 environ) ; on voit ainsi que ces isolants travaillent au point de vue électrique dans des conditions très dures : leur choix doit donc être très soigné. De plus, on doit veiller à éviter toute conduction superficielle qui peut être créée par le dépôt des films conducteurs durant le pompage ou la vie de la lampe. Leur surface est donc en général traitée pour la rendre rugueuse, afin

d'augmenter le plus possible les lignes de fuite.

112. - FERMETURE

L'ensemble de la lampe ou des éléments de lampe étant confectionné, la fermeture a pour but de placer tous ces édifices dans une ~~enceinte~~ <sup>enveloppe</sup> qui sera vidée. Dans la plupart des cas, la fermeture se réalise en soudant deux pièces en verre ; cette opération se fait par fusion des bords à réunir sur des machines dans lesquelles les pièces tournent au milieu de chalumeaux. La fig.



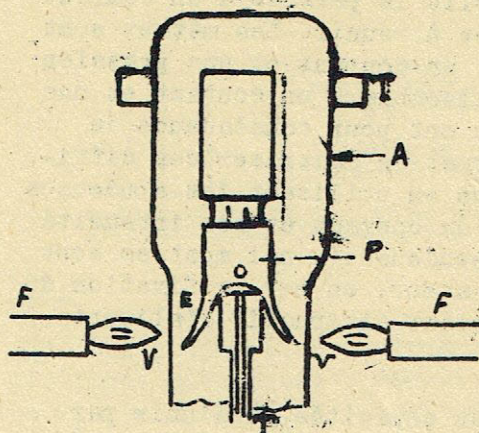


Fig. 209

209 représente schématiquement l'opération. Le pied monté P est placé sur une tête tournante T qui reçoit en même temps l'ampoule A, laquelle coiffe le montage. La tête T est admise à tourner dans les flammes F qui font fondre l'ampoule ; le poids du verre en excédent V tire sur le col qui vient se coller à l'évasement E du pied. La fusion est achevée et la fermeture mise à recuire.

Pour des lampes telles que des lampes de réception, cette opération s'effectue sur des machines à plusieurs têtes qui décomposent les phases de la fermeture de sorte que la cadence de sortie des lampes fermées est de l'ordre de deux par minute.

Pour les lampes d'émission, les opérations sont plus longues, spécialement avec les verres durs et les opérations se font sur la même position pour les lampes de puissance.

### III - POMPAGE. -

113. - L'opération du pompage a pour but non seulement d'évacuer l'air contenu dans le tube, mais encore d'extraire de toutes les parties de la lampe les gaz qui pourraient se dégager en cours de fonctionnement. Il en résulte en particulier que, en principe, les différents éléments devront être chauffés au pompage à une température supérieure à celle qu'ils peuvent atteindre en fonctionnement ; en effet, à part les substances à effet de getter, les corps usuels cèdent d'autant plus leurs gaz occlus qu'ils sont portés à température plus élevée.

Pour permettre l'évacuation des gaz, les lampes sont munies d'un tube appelé "queusot". Celui-ci a la forme d'un tube ordinaire, mais rétréci en un point (Fig. 210) lorsque son diamètre dépasse quelques millimètres : le verre est épaissi en ce point afin de permettre la coupe en fin de pompage par fusion du verre qui vient s'écraser sur lui-même par l'effet de la pression atmosphérique. Certains queusots peuvent d'ailleurs être métalliques et fermés par fusion ou soudure électrique.

Dans les petites lampes, le queusot est en général dans le pied lui-même (Fig. 211) ; dans les lampes de puissance, il est disposé là où il gênera le moins par la suite.

Le cycle des opérations de pompage est le même pour toutes les lampes, en insistant plus ou moins sur les opérations suivant le type et la puissance. C'est schématiquement le suivant :

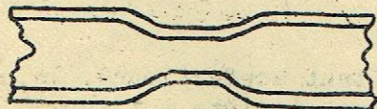


Fig. 210

- étuvage
- dégazage des électrodes



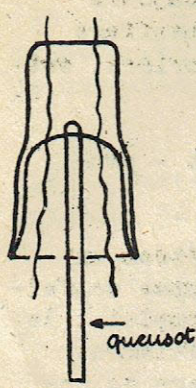


Fig. 211

- bombardement des électrodes
- vaporisation des getters
- coupe.

L'étuvage a pour but principal de faire dégager au verre le maximum possible du gaz qu'il retient à sa surface ; celle-ci est en effet toujours chargée de gaz divers, principalement d'eau. L'étuvage se fera à une température aussi voisine que possible de la température de ramollissement. Les verres durs (silicoborates) sont particulièrement sujets à retenir de l'eau et un étuvage soigné devra toujours être fait pour les lampes de puissance. Pour des lampes de réception ou analogues, en verre mou, l'opération peut être réduite et même supprimée si le pompage a lieu rapidement après la fermeture.

- Le dégazage des cathodes se fait en utilisant le fait qu'elles sont montées pour être chauffées par effet Joule, par une alimentation extérieure. Elles seront chauffées progressivement, jusqu'à atteindre une température supérieure à celle de leur fonctionnement. C'est dans cette phase du pompage que sont introduites, s'il y a lieu, les opérations de traitement telles que la carburation des filaments thoriés.

Le dégazage des autres électrodes doit se faire, au moins au début des opérations, en utilisant une source extérieure ; dans ce but, on utilise largement le chauffage en haute fréquence. Le principe du fonctionnement est le suivant étant donné une self L parcourue par un courant H. F., une pièce conductrice telle qu'un cylindre C, placé à l'intérieur de la self sera parcourue par des courants induits ; les lignes de courant sont contenues dans des plans perpendiculaires à l'axe ; les fréquences les plus commodes à employer dans la technique de fabrication des lampes sont voisines de 300 mètres, sur ces fréquences, les courants induits sont localisés dans une couche mince située à la surface extérieure du cylindre, d'autant plus mince que le métal est plus conducteur et plus magnétique. Pour le nickel à température ordinaire, cette couche est inférieure à 1/10 m/m. Par effet Joule, cette zone s'échauffe et transmet la chaleur produite à l'intérieur du métal. On peut aussi porter les électrodes aux températures voulues en agissant seulement sur un dispositif extérieur à la lampe. Les anodes et les grilles pourront donc être chauffées à des températures déterminées, supérieures à celle de leur fonctionnement.

Il y a exception pour les anodes et les grilles des lampes à circulation d'eau, pour celles-là, l'intérieur de l'anode, situé du côté du vide, ne peut être chauffé et les grilles sont protégées par l'effet d'écran des anodes. Ces électrodes ne peuvent donc être chauffées que par rayonnement ou bombardement.

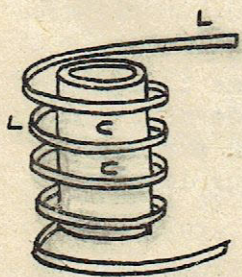


Fig. 212

Pour les lampes telles que les lampes de réception, les opérations de dégazage se limitent à cette action d'un four haute-fréquence. Pour les tubes plus puissants, il est nécessaire dans la plupart des cas de "bombarder" les électrodes à l'aide d'un courant émis par la cathode elle-même. Les pièces frappées par le courant sont portées à une température qui est déterminée par ce courant et la tension de l'électrode collectrice. Cette opération



est celle qui doit être admise pour les grilles, lesquelles sont toujours plus ou moins protégées par l'effet d'écran de l'anode contre un chauffage par H. F. extérieur. Pour les cathodes à oxydes et les cathodes thoriées, cette méthode contribue également à la formation de la cathode.

Les deux procédés - échauffement en H. F. et par bombardement - peuvent être employés simultanément.

A la fin de ces opérations successives, qui peuvent être répétées un grand nombre de fois, le pompage lui-même est terminé. Dans les lampes de faible puissance, il n'a pas été suffisant pour assurer un dégazage complet : le vide sera donc amélioré par l'emploi de getters. Ceux-ci sont généralement constitués par des pastilles de magnésium, de baryum ou d'un alliage de ces deux métaux. Elles sont portées par une pelle métallique qui est chauffée en haute fréquence jusqu'à ce que le métal se sublime ; il se forme par un nuage de métal chimiquement très actif qui absorbe les gaz résiduels ; en même temps le dépôt constitué sur l'ampoule constitue une réserve de getter actif pour capter les dégagements produits en cours de fonctionnement.

La lampe est ensuite séparée de la pompe par fusion du queusot.

Ces opérations de pompage se font soit sur bâti fixe soit, pour les lampes de faible puissance qui n'ont pas besoin d'un pompage très poussé, sur machines rotatives. Celles-ci ont l'avantage d'imposer une cadence et des conditions d'exécution rigoureuses. Une bonne machine à pomper peut produire cinquante à deux cents lampes par heure, suivant la puissance des lampes.

#### IV - FORMATION - DURCISSEMENT

114. - Après leur pompage, les lampes doivent être "formées" et "durcies" ; cette opération est d'autant plus nécessaire que la lampe a été pompée plus rapidement. Elle est également nécessaire dans la plupart des cas pour les lampes à oxydes et les lampes à filament thorié.

Le but de la formation, pour ces lampes, est de créer à la cathode l'état d'équilibre qui assurera une émission régulière durant la vie du tube. Nous savons en effet que l'émission des oxydes est attribuée à une couche de métal alcalino-terreux qui se forme à la surface ; il faut créer cette couche. Il est également nécessaire d'assurer le meilleur contact possible entre le métal support et les oxydes, en même temps que de rendre ceux-ci aussi conducteurs que leur nature le permet.

De même, pour les filaments thoriés, il faut assurer la diffusion du thorium à la surface et organiser l'état d'équilibre entre le thorium, le carbone s'il y a lieu, le thorium et le tungstène.

Dans les deux cas, le processus de la formation est le même : on soumet la cathode à une surchauffe énergique, dont la valeur et la durée sont fonctions de la nature de la cathode et de sa constitution. Pour les oxydes, on poussera la tension à 50 % environ au dessus de la normale ; pour le thorie, il faudra même aller au dessus.

Le plus généralement, durant la formation, la cathode est admise à débiter un courant important.



Après ce traitement qui, s'il est bien conduit, amène la cathode à l'état cherché, la lampe est mise à débiter dans des conditions à peu près normales durant un temps suffisant pour stabiliser ses caractéristiques : c'est le durcissage.

115. - Cette dernière opération est également nécessaire pour les lampes à filament de tungstène, notamment pour les lampes de grande puissance.

Cette fois, elle a pour conséquence, de faire absorber les traces de gaz résiduels par les effets de getter des métaux présents, notamment par le filament. Le durcissage se fait en statique, ou, mieux, en oscillation à faible charge. Les parties actives de la lampe sont alors en jeu dans les conditions de tension maxima que le tube aura à supporter ; si la lampe a été suffisamment bien pompée, les traces de gaz qui se dégagent sont captées par le filament, probablement d'autant mieux que ces gaz ionisés sont chimiquement très actifs.

Cette opération doit être conduite prudemment pour les lampes de puissance, unités de prix qu'il faut soigner et dont la durée dépendra largement de la façon dont le traitement sera conduit.

Elle devra être répétée lorsque le tube sera resté longtemps inutilisé, par exemple durant quelques mois. Dans ce cas en effet, malgré tous les dégazages opérés au pompage, de légers dégagements se produisent et on ne pourra brutalement mettre la lampe en service. C'est pour cela que la meilleure méthode d'exploitation d'un poste est de prévoir dans les étages de puissance une position de rechange toujours équipée et d'assurer le service par permutation des lampes.

La même opération sera faite si la lampe, à la suite d'une surcharge a dégagé de sorte que son courant inverse de grille ne soit plus admissible. Dans ce cas, il sera indiqué de commencer le traitement par l'allumage du filament sans tension sur les autres électrodes.

#### V. - LAMPES A VIDE ENTRETENU OU LAMPES DEMONTABLES

116. - Il y a vingt cinq ans environ, dès l'essor de la télégraphie sans fil et l'apparition d'émetteurs de quelques Kilowatts à ondes entretenues, devant les difficultés de réalisation de tubes puissants rencontrées à ce moment là, le regretté physicien français HOLWECK avait émis l'idée de la lampe démontable.

Afin d'éviter tous les problèmes posés par la fabrication des joints hermétiques, la lampe est laissée en permanence sur son groupe de pompage. En même temps, les joints peuvent être sous une forme telle qu'ils puissent en principe être démontés après une rentrée d'air ; les éléments consommables de la lampe, notamment le filament, peuvent donc être remplacés de sorte que, à ces réparations près, la lampe parait inusable.

Sous sa première forme, la lampe démontable s'est révélée pratiquement inexploitable. Indépendamment des difficultés de dégazage qui existent toujours, les expérimentateurs se sont heurtés à plusieurs difficultés. La première est venue des pompes ; la pompe à diffusion à mercure est inutilisable car elle nécessite des trappes à air liquide et on ne peut songer à employer



cette substance dans une station qui est en général éloignée d'un centre de production. La pompe choisie était la pompe moléculaire d'HOLWECK, dans laquelle un cylindre de métal tourne à très grande vitesse dans un stator ; les diamètres de ces deux pièces ne diffèrent que de quelques  $\mu$  ; cette pompe ne peut pas assurer un service quotidien d'une vingtaine d'heures qui peut être demandé à une station. Elle se grippe pour la moindre poussière, ce qui entraîne une rentrée d'air brutale et la mise hors service de la lampe. En même temps, les joints, coniques, n'étaient démontables que de nom ; ils étaient eux-mêmes grippés après un certain temps de fonctionnement. Le développement rapide de la production des unités scellées et leur commodité d'emploi avaient donc arrêté l'application de cette idée, à priori séduisante.

L'apparition, vers 1932, des pompes à diffusion à vapeur d'huile (cf. N° 92) a redonné un certain essort à la lampe démontable. La tension de vapeur des huiles spéciales employées est suffisamment faible à la température normale pour que des appareils de réfrigération spéciaux ne soient pas nécessaires. En même temps, cette huile elle-même permettait la construction de joints plats, aisément démontables et échangeables. La forme d'une lampe à vide entretenu adoptée généralement est représentée schématiquement fig. 213, sous la forme d'une triode de puissance ; l'anode A, la grille G, la cathode C sont séparées par des isolants I, l'ensemble étant porté par la pompe P, elle-même séparée par un isolant semblable. Les joints a a sont plans, à gorge, ce qui assure un centrage exact et l'étanchéité peut être assurée soit par un joint à huile, soit par un joint en caoutchouc traité. Une trappe T, munie de corps pulvérulents, suffit pour arrêter le retour des vapeurs d'huile qui pourraient à la longue venir dans l'espace actif de la lampe et, notamment, carburer le filament.

La lampe ainsi conçue est mécaniquement viable. En même temps, la nécessité de créer des unités puissantes, destinées aux émetteurs de plusieurs centaines de Kilowatts en crête, conduisait à penser que les unités démontables seraient moins onéreuses que les tubes scellés correspondants.

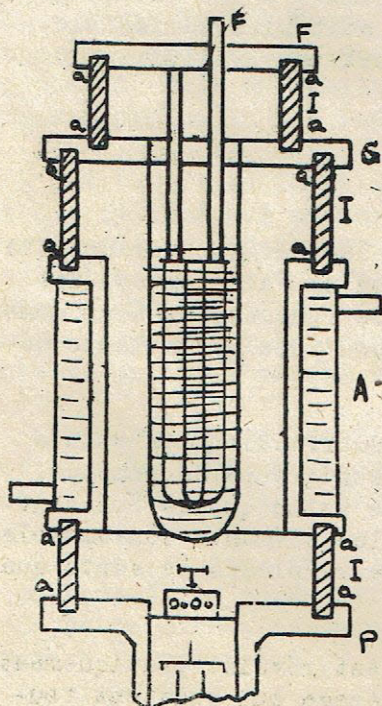


Fig. 213

En fait, la question est loin d'être tranchée. Il y a en effet lieu de considérer le problème sous ses trois aspects :

- le côté économique, qui se ramène au prix horaire du Kilowatt H. F.
- le côté pratique, c'est à dire la commodité d'exploitation
- l'examen des possibilités techniques comparées des deux types de tubes.

Les deux premiers aspects sont liés. Dans le prix de revient de la lampe démontable, doivent intervenir les amortissements des groupes de pompage et le prix de l'entretien, lampes de séchage comprises. Les immobilisations initiales sont fortes. D'autre part, le pompage d'une lampe nécessite de la part du personnel qui en est chargé, quelques connaissances spéciales qui ne rentrent pas dans



le cadre normal de la formation du personnel de la station ; ce besoin est particulièrement sensible lors du démarrage d'une lampe neuve ou réparée, ou en cas de panne. Il est surtout nécessaire d'avoir recours au personnel même du constructeur, ce qui réduit nettement l'avantage qu'on pourrait attendre de l'emploi des lampes à vide entretenu dans des pays lointains.

Au point de vue technique, les lampes démontables modernes, une fois formées, peuvent donner des résultats convenables, avec des tensions anodiques qui ne sont pas aussi élevées que celles rapportées par les lampes scellées. Au démarrage des lampes, on peut cependant rencontrer des difficultés avec la puissance de commande de grille, instable tant que la lampe n'a pas atteint un régime de vide suffisant. Bien que cela paraisse à priori paradoxal, le vide dans les lampes scellées est meilleur que dans les lampes à vide entretenu, par suite des effets de getter du filament.

Du côté des possibilités techniques, la lampe démontable présente une facilité du côté des joints : les isolants peuvent être quelconques et on peut les choisir de sorte que leurs propriétés diélectriques soient excellentes, de même que leurs dimensions peuvent être déterminées à volonté ; aucun assujettissement n'est imposé sur les coefficients de dilatation respectifs des métaux et des isolateurs. Il en résulte que la puissance des types de lampes à construire n'est en principe pas limitée et que des facilités sont offertes par la production des lampes de puissance sur ondes courtes et très courtes. Cet avantage persiste encore à l'heure actuelle, mais la technique des joints scellés fait également de rapides progrès ; on peut actuellement les réaliser avec des diamètres considérables, allant jusqu'à 30 centimètres. La technique des céramiques fait également des progrès et les joints céramique-métal, céramique-verre commencent à apparaître, de sorte que les techniques se rejoignent.

La question semble devoir être définitivement tranchée le jour où les lampes scellées de grande puissance seront elles-mêmes démontables, mais par le constructeur lui-même, en usine.

#### RELÈVE DES CARACTÉRISTIQUES DES LAMPES

117. - Les caractéristiques des lampes doivent être connues en fonction de leur destination. Les valeurs à connaître résultent des études que nous avons faites des lampes en amplificatrices, oscillatrices ou détectrices.

Nous aborderons ce problème en commençant par son aspect le plus simple, celui des lampes de réception.

#### 119. - LAMPES DE RÉCEPTION.

Il est essentiel de connaître le facteur d'amplification et la pente. Il est en général inutile d'avoir tout le réseau des caractéristiques, sauf pour les lampes B. F. Dans ce cas même, les régions employées correspondent le plus souvent aux tensions négatives de grille.

La méthode la plus simple en usine consiste à relever les caractéristiques point par point : la lampe peut en effet supporter le régime correspondant. Pour les triodes, le coefficient d'amplification est mesuré en faisant varier la tension de grille de un volt et déterminant la variation de tension



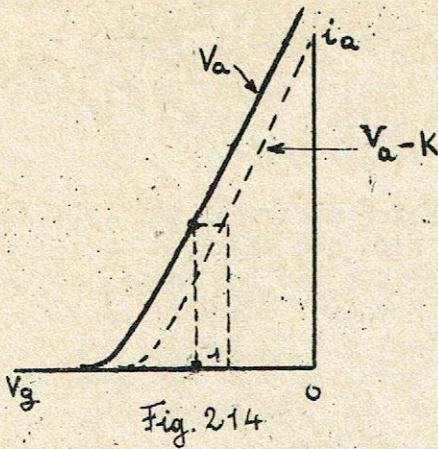


Fig. 214

plaque qui ramène le courant anodique à sa valeur initiale. Le coefficient d'amplification est égal à cette valeur.

La pente est mesurée en laissant la tension anodique constante et mesurant la variation de courant anodique qui correspond à une variation de un volt de la tension de grille.

La résistance peut être mesurée directement, mais cette mesure n'est précise qu'avec des systèmes de compensation du courant au point de mesure, et, en général, cette grandeur est déterminée par le rapport des valeurs précédentes :

$$\rho = \frac{K}{S}$$

Pour les pentodes ou les tétrodes, la mesure directe du coefficient d'amplification n'est plus possible, mais dès qu'on est assuré de ce que la résistance interne est nettement supérieure à celle du circuit d'utilisation, la pente seule importe et elle s'obtient comme pour les triodes. La mesure de la résistance interne en un point ne signifie pas grand chose pour une triode, ou même pour une pentode, à cause des phénomènes secondaires (émission secondaire) qui peuvent faire varier localement la résistance  $\frac{dV_a}{di_a}$  en un point : la caractéristique complète devra être tracée pour s'assurer de sa régularité. Elle peut également être obtenue par points pour les lampes de réception.

119. - Les mesures précédentes conviennent en Laboratoire ou pour l'établissement d'un prototype d'appareil. Elles deviennent impraticables dans d'autres cas ; par exemple, le contrôle d'une fabrication en série sera difficilement effectué par des mesures par points. La quantité fondamentale à vérifier est, en plus d'autres d'un ordre différent, la pente : c'est en effet cette grandeur qui sera fonction de l'émission de la cathode. Avec un outillage et un contrôle mécanique corrects, le facteur d'amplification restera toujours entre les limites imposées. La pente est mesurée sur machines automatiques en remarquant que l'amplification en volts

$$A = \frac{K R}{R + \rho}$$

s'écrit

$$A = S R$$

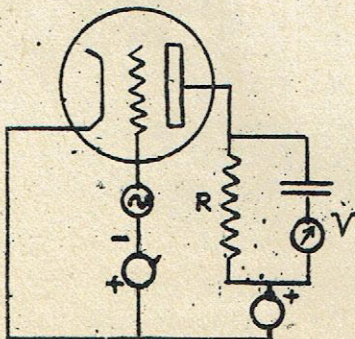


Fig. 215

dès que la résistance d'emploi est faible devant  $\rho$ . Le montage consistera donc (Fig. 215) dans l'insertion dans le circuit anodique d'une résistance  $R$  petite devant  $\rho$  et ayant en parallèle un voltmètre  $V$  dont la résistance est supérieure à  $R$ . En appliquant à la grille une tension alternative de 1 volt efficace, le voltmètre indiquera une tension de  $S \cdot R$  volts efficaces et pourra être étalonné directement en pente. La mesure est instantanée.



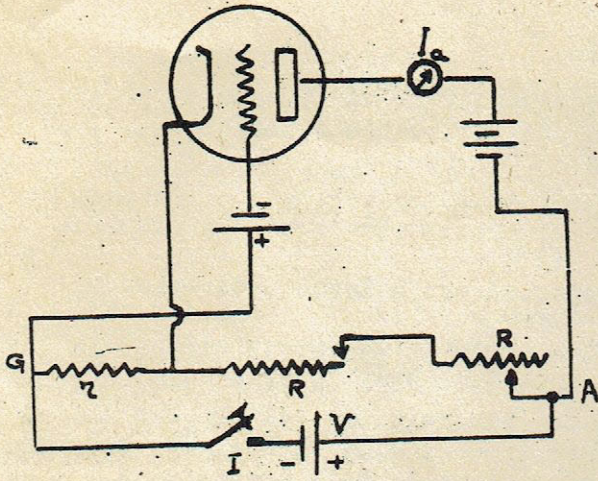


Fig. 216

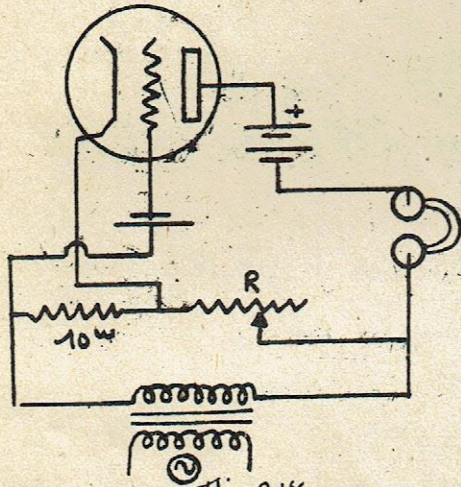


Fig. 217

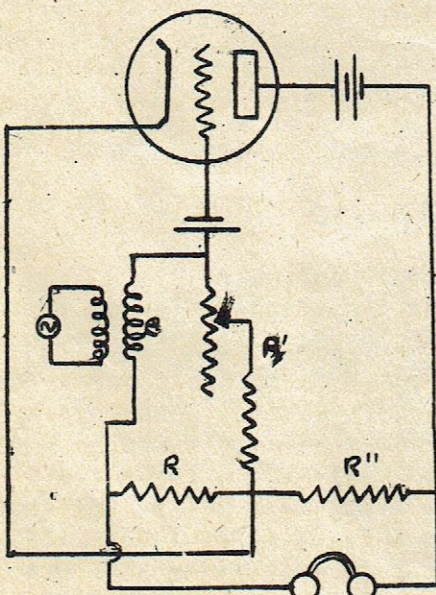


Fig. 218

120. - Les méthodes suivantes permettent de grouper le matériel de mesures en un appareil commun, qui fournira les trois grandeurs fondamentales des lampes de réception  $K$ ,  $S$  et  $\rho$ .

La mesure rigoureuse du facteur d'amplification fait appel au schéma de la fig. 216. Entre grille et anode est branché un circuit constitué par une source  $V$  et deux résistances  $r$ ,  $R$ ; la première est située du côté grille, la seconde du côté anode. Le courant débité par la source peut être interrompu ou mis en action par l'interrupteur  $I$ ; par définition même du facteur d'amplification, la manœuvre de cette clé n'aura pas d'action sur le courant anodique  $I_a$  si :

$$K = \frac{R}{r}$$

En prenant pour  $r$  une valeur décimale simple, par exemple 10 ohms, et fractionnant la résistance  $R$  en rhéostats de 10, 100, 1000 ohms... etc... l'appareil donnera  $K$  par lecture directe.

La méthode sera particulièrement commode en employant une alimentation en fréquence audible et pour appareil de mesure un casque; les rhéostats  $R$  seront ajustés pour donner un minimum d'audition au casque (Fig. 217)

Afin de mesurer la résistance interne, la même résistance  $R$  que dans le montage précédent est cette fois insérée dans le circuit d'alimentation de grille (Fig. 218), qui comporte lui-même une résistance  $R'$ . On verra que si  $e$  est la tension appliquée à la grille, la tension qui apparaît sur l'anode est

$$e \frac{K R'}{R + R'} \cdot \frac{R''}{R'' + \rho}$$

et la tension sur  $R$  étant égale à  $e \cdot \frac{R'}{R + R'}$ , le minimum d'audition au casque est donnée par l'égalité de ces deux valeurs, ou :

$$R = K \frac{R''}{R'' + \rho} \cdot R'$$

Suivant les grandeurs à mesurer,  $R$  est un multiple décimal de  $K$ . Par exemple 10  $K$  et on prendra pour  $R''$  une puissance de 10 par exemple 1.000 ohms. D'où :



$$\rho = 1000 \left[ \frac{R'}{10} - 1 \right]$$

et si  $R'$  est elle-même composée d'une résistance fixe de 10 ohms en série avec une résistance ajustable  $\mu$ , on aura :

$$\rho = 100 \mu$$

L'appareil est à lecture directe.

Pour mesurer la pente, le circuit de la fig. 219 peut être utilisé, dans lequel  $R_2$  aura toujours une valeur très inférieure à  $\rho$  ; dans ce cas, les tensions opposées dans le téléphone sont :

$$SR_2 e \frac{R'}{R+R'}$$

et

$$e \cdot \frac{R}{R+R'}$$

D'où, un minimum de perception :

$$S = \frac{R}{R_2 R'}$$

Il suffira de choisir pour  $R_2$  et  $R'$ , des multiples de dix en rapport avec l'ordre de grandeur de la pente à mesurer pour avoir un appareil à lecture directe. Pour une triode, de faible résistance interne, on prendra par exemple :

$$R_2 = 100 \text{ ohms} \quad R' = 1.000 \text{ ohms}$$

D'où :

$$S = R \cdot 10^{-5}$$

Si  $R$  est en centaines d'ohms, la pente sera lue directement en milliam-pères/volt.

Les trois montages peuvent être placés dans le même appareil et on passera de l'un à l'autre par des manœuvres de clés.

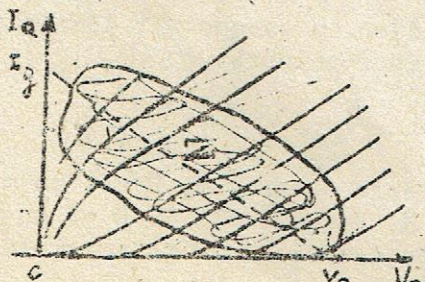


Fig. 220

120. - La connaissance des caractéristiques entières est au contraire indispensable pour les lampes destinées à produire une certaine puissance. Nos études des conférences précédentes nous ont montré en effet qu'il est nécessaire dans le diagramme de Kellog de pouvoir disposer des caractéristiques dans la région Z (Fig. 220). Nous avons même montré que pour les lampes finales H F, le facteur d'amplification et la résistance interne ne sont pas les facteurs fondamentaux.



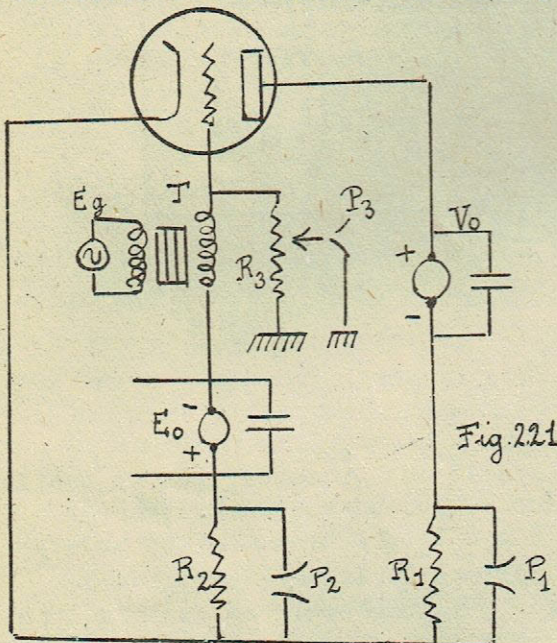
Or, pour ces lampes, le relevé des caractéristiques par points ne peut être complet : la lampe serait détruite, soit par détérioration définitive de la cathode, soit par dissipation exagérée des électrodes.

Par exemple, pour la lampe de la fig. 149, le relevé par points nécessiteront en  $A_2$  une dissipation anodique de plus de deux cents Kilowatts, ce qui mettrait la lampe hors service avant qu'on ait le temps de faire la mesure.

Les mesures par points ne permettront donc d'atteindre que "le bas" des caractéristiques. Celles-ci seront utiles pour déterminer les polarisations et le point initial de fonctionnement, mais elles ne peuvent suffire.

On a donc dû imaginer des méthodes qui permettent d'atteindre les points du diagramme sans dépasser les valeurs maxima autorisées. En principe, la lampe est excitée par impulsions courtes de manière que le courant moyen reste faible et les crêtes obtenues pour les courant et les tensions sont relevées à l'oscillographe : les phénomènes sont synchronisés de sorte que les courbes obtenues sur l'écran puissent être examinées à loisir.

Les phénomènes sont synchronisés de sorte que les courbes obtenues sur l'écran puissent être examinées à loisir.



La méthode la plus simple consiste à réaliser le montage de la fig. 221 : la grille est très fortement polarisée par la source  $E_0$ , c'est à dire par une tension très supérieure, en valeur absolue, à la tension de blocage pour la tension anodique  $V_0$ . La grille est excitée par une tension, sur la fréquence du secteur par exemple, suffisamment élevée pour atteindre les régions de grille positive désirées. La lampe ne débite donc que pendant une fraction de la période qui peut être réduite.

Sur l'anode est placée une résistance faible  $R_1$ , dont la tension développée aux bornes est appliquée à une paire d'électrodes déviatrices de l'oscillographe :

les valeurs du courant anodique sont ainsi repérés ; une résistance  $R_2$  donnera de même celles du courant grille ; un potentiomètre  $R_3$  fournira enfin les valeurs de la tension instantanée de grille. L'association  $P_1 P_3$  donnera sur l'écran la courbe ( $e_g, i_a$ ) ;  $P_3 P_2$ , la courbe ( $e_g, i_g$ ). Ces courbes sont fixes sur l'écran puisque les valeurs relevées sont synchrones.

Ce dispositif convient bien jusqu'aux lampes de quelques kilowatts.

Mais son application aux lampes très puissantes soulève des difficultés : Le transformateur  $T$  devient d'une construction délicate, car il doit pouvoir donner des tensions élevées sans déphasage important en crête de tension, au moment où il doit débiter le courant grille ; celui-ci atteint des valeurs élevées, de l'ordre de la vingtaine d'ampères, pour des amplitudes totales de deux à trois mille volts. Les déphasages doivent être éliminés pour que l'on puisse avec sécurité associer les valeurs relevées pour la tension grille et les courants. L'appareillage devient alors très coûteux. De plus, la grille



doit supporter des tensions continues très élevées, ce qui peut entraîner des décharges ou phénomènes parasites.

121. - La méthode a été perfectionnée par M. Suart en adoptant un système tel que la lampe n'est admise à débiter que durant une période sur cinq ou dix, ou même moins. Avec une fréquence d'alimentation de 50 périodes/rec, la courbe est donc tracée 1 à 5 fois par seconde. Elle "clignote" sur l'oscillographe, mais cela n'est pas un inconvénient, car elle peut être photographiée ou dessinée sur calque.

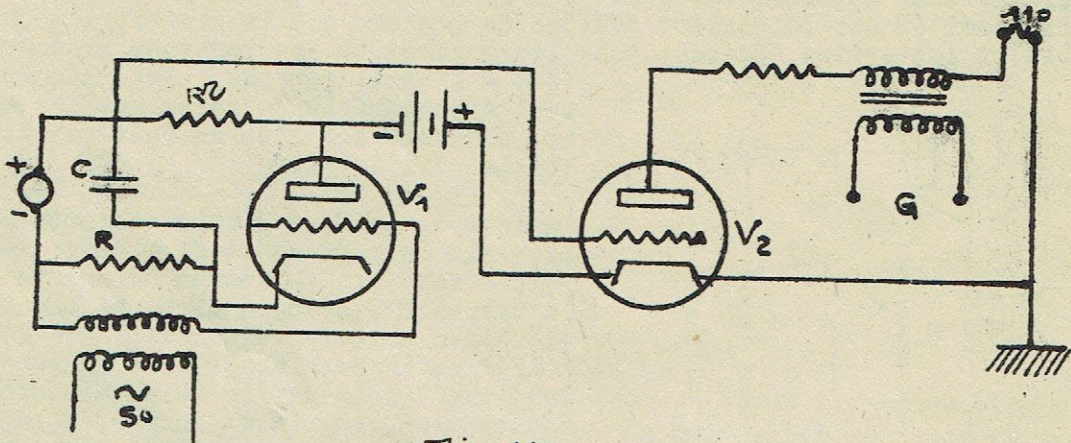


Fig. 222

Dans cette méthode, l'excitation de la grille est commandée par un oscillateur de relaxation synchronisé sur le secteur. Celui-ci est constitué par l'étage  $V_1$  (Fig. 222), dans lequel une valve à gaz  $V_1$  est branchée sur un circuit à constante de temps  $1/CR$  voisine de la période à obtenir, par exemple 5 par seconde. La capacité se charge et le tube s'allume pour une certaine tension d'amorçage développée aux bornes de C ; le moment exact de la décharge est commandé par une grille alimentée sur le secteur à 50 périodes. Ce circuit est analogue à celui qui a été décrit pour un balayage de télévision.

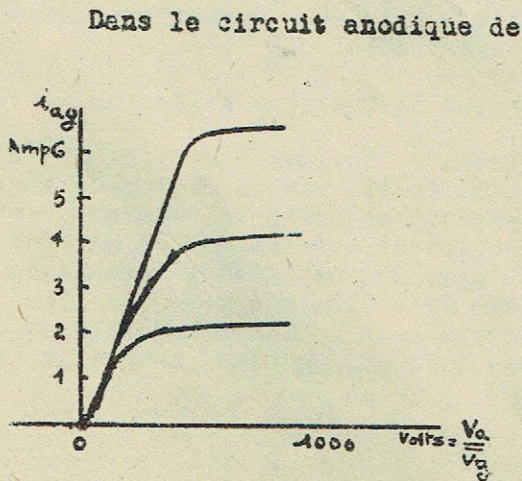


Fig. 223

Dans le circuit anodique de la valve  $V_1$  est placée une résistance  $r$  qui, par conséquent, est parcourue par un courant de décharge par exemple 5 fois par seconde. La tension correspondante sert à débloquer une autre valve à gaz  $V_2$ , alimentée en alternatif et dont le courant de débit sera suffisant pour commander la grille  $G$  de la lampe à étudier. On peut d'ailleurs intercaler s'il est nécessaire une troisième valve plus puissante.

Avec ce système qui permet de réduire à une fraction de seconde aussi faible qu'on le désire le temps de débit de la lampe en expérience, les inconvénients de la méthode simple décrite précédemment disparaissent et les résultats sont bons. La fig. 223 montre une



courbe de saturation d'une lampe de 20 Kilowatts (E 1656) à divers chauffages de la cathode ; on reconnaît la région dans laquelle le courant est indépendant du chauffage et les régions de saturation ; le courant de saturation est ainsi directement mesuré.

Le relevé des caractéristiques pourra se faire à tension anodique fixe (méthode qui vient d'être décrite) ou à tension de grille fixe et avec impulsions sur l'anode.

Le calcul des éléments à adopter pour ne pas dépasser les valeurs limites autorisées se fait par des méthodes analogues à celles qui ont été employées pour l'étude des fonctionnements en régime B ou C et il est inutile de le répéter ici.

D'autres méthodes peuvent encore être imaginées, telles que celles qui emploient la décharge d'un condensateur alimenté par commutateur tournant. Leurs principes se ramènent à ceux des méthodes précédentes et il est inutile de les décrire en détail.

Il n'est toutefois pas nécessaire d'avoir les caractéristiques statiques des lampes avec une grande approximation pour les lampes de grande puissance ; elles servent à déterminer les conditions de travail des lampes, mais non pas à calculer exactement les détails de fonctionnement tels que les facteurs de distorsion ; ceux-ci sont obtenus à partir des courbes dynamiques telles que celles de la fig. 138.

Il suffit donc dans la plupart des cas de donner des caractéristiques obtenues par extrapolation à partir de régimes qui peuvent être atteints sans les montages décrits précédemment. Ceux-ci serviront à vérifier que les courbes données sont suffisamment exactes.

La méthode d'extrapolation suivante, due à GOSLING, est très commode pour déterminer le courant total émis par la cathode.

Si nous nous reportons à l'étude de la diode équivalente à une triode (ou polyode, aux expressions près), nous savons que les caractéristiques relevées en reliant grille et anode sont déterminées par la tension

$$V_g \left(1 + \frac{1}{K}\right) = V$$

Le courant de la diode est en  $V^{3/2}$

$$I = A \cdot V^{3/2}$$

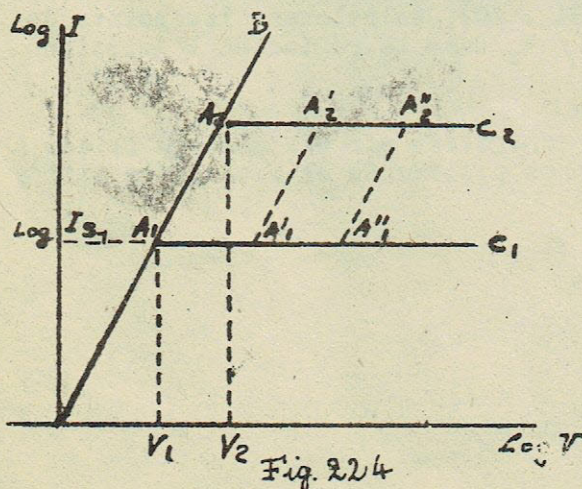


Fig. 224

de sorte que, si on passait brusquement du régime de charge d'espace à la saturation, la courbe caractéristique aurait l'allure de la courbe  $C_1$  de la figure 224, prise dans des coordonnées  $\text{Log } I$  et  $\text{Log } V$  ; la portion en charge d'espace est une droite  $OB$ , de pente  $3/2$ , jusqu'au point  $A_1$  d'ordonnée  $\text{Log } I_{s1}$  et de  $A_1$  à  $C_1$  la saturation est obtenue. Pour une autre valeur de la saturation  $I_{s2}$ , la courbe serait  $O A_2 C_2$  ; on re-



marquera que les régions  $A_1 C_1$  et  $A_2 C_2$  sont parallèles par nature, c'est-à-dire que les segments  $A'_1 A'_2, A''_1$

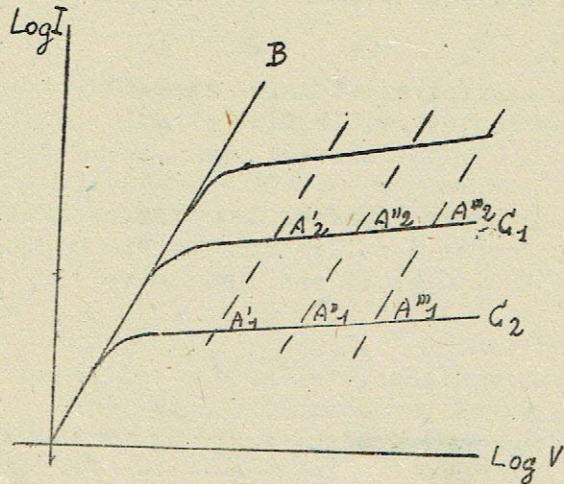


Fig. 225

$A''_2$  parallèles à  $O B$  sont égaux ; d'ailleurs, si le courant le long de  $O B$  est multiplié par  $n$ , les tensions correspondantes sont multipliées par  $n^{2/3}$  c'est en particulier le cas pour les tensions de saturation  $V_1$  et  $V_2$ . La méthode d'extrapolation consiste à généraliser cette propriété pour les courbes  $C$  réelles, c'est-à-dire dans lequel le passage du régime de charge d'espace au régime saturé est progressif ; c'est-à-dire que les segments  $A'_1 A'_2 \dots$

pris entre deux courbes  $C_1 C_2$  parallèlement à  $O B$  sont égaux. Cette extension est vérifiée expérimentalement de manière satisfaisante. Les relevés expérimentaux seront donc les suivants : la portion  $O B$  sera relevée par points sur la lampe avec son chauffage normal jusqu'aux valeurs de courant le plus élevées possible ; une courbe  $C$  complète sera tracée par points au chauffage réduit le plus fort possible sans que la lampe soit abîmée. Si  $I_s$  est la valeur de saturation normale de la lampe, la courbe caractéristique en diode  $\Gamma$  se déduira de  $C$  par transport de  $C$  parallèlement à  $O B$  de  $I_s I_{s1}$ .

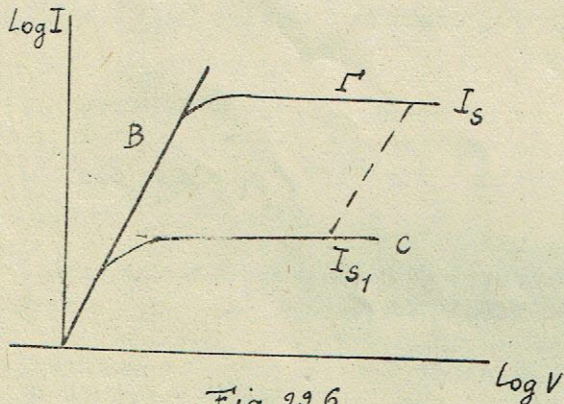


Fig. 226

Enfin, les courbes complètes en  $V_g V_a$  se déduiront de la précédente par la notion de tension équivalente à  $V - V_g (1 + \frac{1}{K})$ , remplacée par  $V_g + \frac{V_a}{K}$ .

Pour les tensions de grille positive, le courant anodique devra être déduit du précédent en lui retranchant le courant de grille. On utilise dans ce but

les remarques faites au paragraphe 36 (Fig. 80), en relevant les points de la courbe  $I_g / I_a + I_g$  en fonction de  $V_g / V_a$  dans la région où l'émission secondaire disparaît.

Les caractéristiques obtenues sont contrôlées par des mesures faites à l'aide des méthodes décrites aux paragraphes précédents et retouchées s'il y a lieu.



CHAPITRE N° 11  
 =====

NOTIONS SUR LE CALCUL DES LAMPES

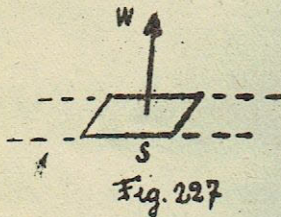
PARTICULARITES RELATIVES AUX LAMPES D'EMISSION DE PUISSANCE

122. - Il ne faut pas penser que les lampes peuvent se calculer entièrement, même comme une machine électrique dont les caractéristiques se pré-déterminent déjà avec un important appel à l'empirique.

Sur le papier, on peut établir des projets de lampes complète, mais qui ne seraient pas viables ; un facteur fondamental du problème est la durée de la lampe, fonction de son emploi ; les lampes de réception doivent être prévues pour mille heures au moins ; en fait, elles durent en moyenne davantage. Les lampes d'émission de puissance, unites de prix, doivent atteindre plusieurs milliers d'heures. Ceci signifie non seulement que les filaments ne sont pas rompus au bout de ce temps, mais qu'aucun phénomène parasite ne se développe, qui viendrait perturber le fonctionnement.

Seule l'expérience des tubes antérieurement construits peut donner les directives à suivre, de sorte que le calcul des lampes se ramène le plus souvent à déduire les types nouveaux des anciens qui ont fait leurs preuves.

FILAMENTS ET CATHODES



125. - Le principe qui précède est particulièrement appliqué au calcul des cathodes. Au point de vue absolu, la température d'une surface S chauffée par effet Joule dans le vide, supposée isolée par la pensée d'un filament infiniment long est déterminée par le rayonnement de cette surface ; en état d'équilibre la puissance W apportée par unité de surface sera entièrement rayonnée. Le facteur fondamental est donc le puissance de chauffage par cm<sup>2</sup>. On sait, d'après les lois du rayonnement que la température absolue T d'équilibre est donnée par :

$$W_s = \Sigma \cdot T^4 \quad (171)$$

$\Sigma$  caractérisant les propriétés spécifiques du rayonnement. La courbe de la fig. 228 donne l'exemple de courbe correspondante pour le tungstène (en log.log). Le calcul "absolu" d'une cathode partira donc de la valeur de  $\Sigma$  et de la température à atteindre T ; celle-ci doit être avant tout déterminée par la durée de la cathode à préparer : pour le tungstène,

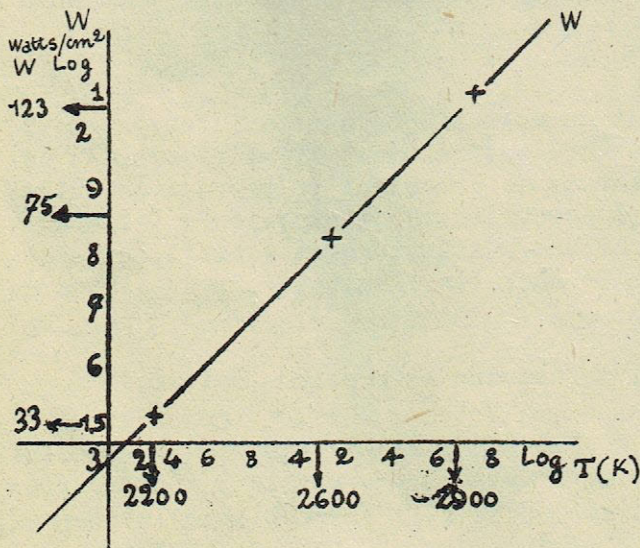


Fig. 228



celle-ci est fixée par l'évaporation du filament ; on peut admettre que le filament sera près de sa rupture lorsque son diamètre aura diminué de 10 % : la température T est ainsi déterminée. Le facteur fondamental n'est donc en pratique ni  $\Sigma$  ni T, mais la quantité  $W_s$  en watts/cm<sup>2</sup> qui caractérisera la cathode et sa température ; d'où ses propriétés émissives. Pour le tungstène, cette valeur est voisine de 80 watts/cm<sup>2</sup> ; pour la thorie 28-30 watts/cm<sup>2</sup> et pour l'oxyde 5-6 watts/cm<sup>2</sup>.

Si l'émission totale à atteindre est  $I_s$ , l'émission spécifique par cm<sup>2</sup> de cathode pour les puissances spécifiques précédentes étant  $i_s$ , la surface totale de la cathode sera :

$$S = \frac{I_s}{i_s} \quad (172)$$

et la puissance de chauffage à prévoir

$$W = S \cdot W_s \quad (173)$$

W, puissance à fournir, est dépensée par effet Joule dans la cathode de résistance R à la température considérée. Si  $V_t$ ,  $I_t$  sont les tensions et courant de chauffage de la cathode, le paramètre  $V_t$  est en général fixé par les conditions d'emploi. La résistance R du filament est donc donnée par :

$$R = \frac{V_t^2}{W}$$

La longueur l et le diamètre d du filament seront ainsi fixés par les relations :

$$\left. \begin{aligned} R &= 4\rho \frac{l}{\pi d^2} \\ \pi l d &= S = \frac{I_s}{i_s} \end{aligned} \right\} \quad (174)$$

$\rho$  étant la résistivité du métal à la température de fonctionnement.

Il se peut que les valeurs ainsi trouvées ne soient pas compatibles avec la technique de préparation du métal cathodique ou avec une bonne tenue mécanique de la cathode. Dans ce cas, il restera la ressource d'employer plusieurs brins en parallèle.

124. - En fait, le calcul n'est conduit de cette façon que pour des cathodes nouvelles dont le technicien n'a pas encore suffisamment l'expérience. En général, ce n'est pas le cas, et les cathodes se calculent en partant de celles des lampes déjà éprouvées par l'expérience. Il s'agit alors de prévoir une température de cathode qui soit la même que celle dont les résultats ont été satisfaisants.

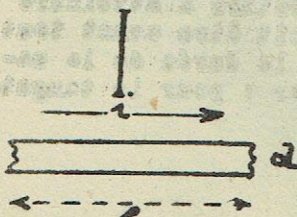


Fig. 229

Cherchons donc à résoudre le problème suivant.

Etant donné une cathode de diamètre  $d_1$ , parcourue par un courant  $i_1$ , quel sera le courant  $i_2$  à adopter pour qu'un fil de diamètre  $d_2$  soit porté à la même température ?



La puissance calorifique perdue par le premier fil peut s'écrire :

$$W_{\ell} = \pi \ell d_1 \varphi(T) \quad (175)$$

$\varphi(T)$  étant une fonction de la température qui caractérise le mode de déperdition de la chaleur. En même temps, par écriture de la loi de Joule, nous avons :

$$W_{\ell} = 4\rho \cdot \frac{\ell}{\pi d_1^2} i_1^2$$

et, par conséquent, en égalant ces expressions :

$$\frac{i_1^2}{d_1^3} = \frac{\pi^2}{4\rho} \cdot \varphi(T) \quad (176)$$

Pour une même substance, employée dans les mêmes conditions, si la température est la même, le deuxième membre est le même dans les divers cas et nous aurons par conséquent :

$$\frac{i_1^2}{i_2^2} = \frac{d_1^3}{d_2^3}$$

ou :

$$\frac{d_1}{d_2} = \left(\frac{i_1}{i_2}\right)^{2/3} \text{ ou } \frac{i_1}{i_2} = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^{3/2} \quad (177)$$

En même temps, nous pouvons comparer les chutes de potentiel par unité de longueur dans chaque cas, et nous aurons, en désignant par  $u_1$  et  $u_2$  les valeurs correspondantes :

$$u_1 = 4\rho \frac{i_1}{\pi d_1^2} \quad u_2 = 4\rho \frac{i_2}{\pi d_2^2}$$

D'où, en partant de l'expression (177) :

$$\frac{u_1}{u_2} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{1/2} \quad (178)$$

Les deux relations (177) et (178) sont les équations fondamentales du calcul des cathodes.

Supposons en effet que la lampe éprouvée ait une émission  $I_{S1}$  pour un filament de longueur  $\ell$  et de diamètre  $d$ , alimenté sous la tension  $E_1$ , avec le courant  $I_1$ . On aura déterminé que la lampe nouvelle doit être capable d'une émission  $I_{S2}$ ; la puissance de chauffage sera par conséquent :

$$W_2 = W_1 \cdot \frac{I_{S2}}{I_{S1}} = E_2 I_2$$

$E_2$  est choisie d'après les conditions d'emploi;  $I_2$  se trouve donc déterminée. La relation (177) fournit ainsi le diamètre du filament; celui-ci porté dans la relation (178) donne la chute de potentiel par unité de longueur. Puisque la tension  $E_2$  est déterminée, la longueur du filament est ainsi atteinte.

Nous remarquerons d'autre part que la relation (175) est générale; elle suppose seulement que la déperdition est proportionnelle à la surface, ce qui est vrai dans tous les modes de pertes calorifiques rayonnement, conduction. Les relations (177) et (178) sont donc valables pour toutes les cathodes, par exemple pour les cathodes à chauffage indirect.

Dans une cathode de cette nature décrite au n° 96 (fig. 194), la subs-



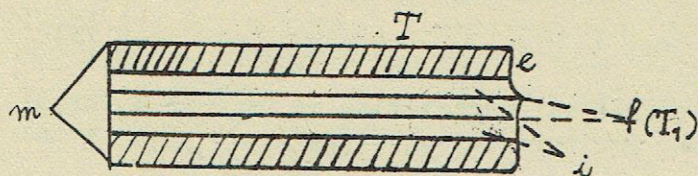


Fig. 230

re à l'émission est encore donnée par l'expression 171 et, pour toute la surface extérieure S :

$$W = S \Sigma T^4$$

mais cette fois, cette énergie, émise du filament doit être transmise par conduction à travers l'isolant et le métal ; le filament devra donc être à une température  $T_1 > T$ , d'une quantité qui dépendra de la conductibilité thermique des deux couches, suivant des lois qui sont semblables à la loi d'Ohm, dans laquelle les quantités de chaleur remplacent les intensités et les températures les potentiels.

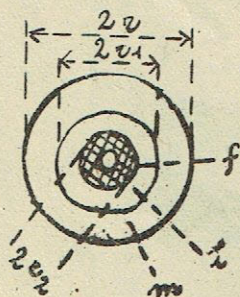


Fig. 231

En assimilant cette cathode complexe à celle dont la coupe est représentée en fig. 231 on verra que si  $\gamma_1$  est la conductibilité thermique du métal,  $\gamma_2$  celle de l'isolant, la température du filament chauffant sera déterminée par :

$$T_1 - T = 2 \pi W \left[ \frac{1}{\gamma_1} \log \frac{r}{r_1} + \frac{1}{\gamma_2} \log \frac{r_1}{r_2} \right] \quad (179)$$

Le calcul "absolu" d'une cathode chauffage indirect est donc délicat, d'autant plus que bien d'autres facteurs interviennent dans sa détermination : l'inertie de l'allumage ne doit pas être trop élevée pour que le poste ne mette pas trop de temps à fonctionner ; enfin, le filament est soumis à des effets mécaniques qui peuvent être considérables aux allumages et aux extinctions. Il est donc particulièrement indiqué de partir d'une cathode connue qui a donné de bons résultats. Avec des couches d'isolant et de métal identiques, les formules (177) et (178) sont encore valables et le filament chauffant pourra être calculé en conséquence. Les retouches nécessaires seront faites pour tenir compte des variations possibles des épaisseurs à traverser.

125. - Dans tout ce qui précède, la cathode a été supposée à température uniforme sur toute sa longueur.

Cette condition n'est pas tout à fait satisfaite car les supports de la cathode ou du filament refroidissent les extrémités. C'est l'"effet des bouts froids", nuisible à plus d'un point de vue. D'autre part l'émission est réduite ; d'autre part, ces points travaillent avant les autres en "région saturée", de sorte qu'ils sont responsables pour la plus grande part des phénomènes parasites de renflements et autres perturbations (chauffage en alternatif). Dans les lampes de puissance à tension élevée, le champ électrique en ces points n'est pas annulé par la charge d'espace, et ils peuvent être l'origine de décharges intempestives.

Les bouts froids doivent donc être réduits le plus possible. Dans les

ance émissive est à l'extérieur d'un tube métallique de d'épaisseur e ; la chaleur est produite dans l'élément chauffant f, isolé du tube m par un isolant i, que nous pouvons ramener à un cylindre d'épaisseur  $\epsilon$ . La puissance nécessaire pour porter 1 cm<sup>2</sup> de surface extérieure à la température T, nécessai-



cathodes à chauffage indirect, le remède est relativement simple : le filament sera spiralé plus serré aux extrémités qui perdent de la chaleur par conduction (Fig. 232).

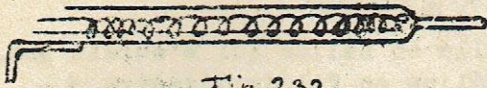


Fig. 232

Pour les lampes à filament de petite puissance, il n'y a pas grand chose à faire que de ne pas employer des filaments trop courts.

Pour les lampes importantes, la position des aménages de courant doit être étudiée de près. Celles-ci sont échauffées par conduction à partir du filament et par effet Joule ; diminuer le diamètre des montants diminue la conduction, mais augmente l'effet Joule et réciproquement ; il y aura donc lieu de choisir judicieusement ce diamètre pour diminuer l'effet des bouts froids et pour obtenir des passages métal-verre qui ne soient pas à température trop élevée. L'étude complète sortirait du cadre de ces conférences, et nous nous bornons à signaler ce problème et ses facteurs.

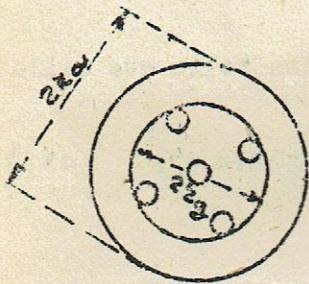


Fig. 233

### FACTEUR D'AMPLIFICATION

186. - Les formules adoptées pour la détermination des coefficients d'amplification possèdent un point de départ théorique, celui du calcul des capacités partielles  $C_{ac}$ ,  $C_{gc}$  qui ont été introduites lors de la définition de  $K$  (n° 36, formule 54). Les cas relativement simples à traiter sont :

- celui de la lampe cylindrique à filament coaxial unique

- celui de la lampe à électrodes planes

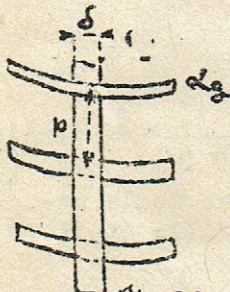


Fig. 234 a

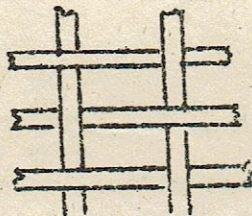


Fig. 234 b

Nous ne donnerons d'ailleurs que les résultats des calculs, ceux-ci étant des calculs classiques d'électrostatique sans intérêt instructif.

Considérons d'abord la lampe cylindrique (Fig. 233).

Le coefficient d'amplification dépendra évidemment des diamètres de grille et d'anode  $2r_g$  et  $2r_a$  et de ce que la grille sera plus ou moins "serrée" dans son action. Le spiralage de la grille n'est pas seul à intervenir, mais également les montants ou les supports qui se trouvent dans les faisceaux électroniques. La grille peut être munie de montants du type 234 a, ou en toile (234 b), avoir plusieurs fils... etc... Les grandeurs fondamentales à faire intervenir sont :

- la quantité  $a$ , rapport de la surface couverte par les fils et montants à la surface totale de la grille

- la quantité  $L$ , longueur totale active des fils de grille par unité de longueur axiale de la grille.

Avec ces définitions, le coefficient d'amplification de la grille cylindrique



drique de la fig. 233 est :

$$K = \frac{L \log \frac{r_a}{r_g}}{\log \coth \pi a} \quad (180)$$

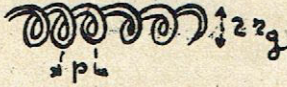


Fig. 235

Par exemple pour une grille en hélice qui n'aurait pas de montant (Fig. 235), hélice en fil de diamètre  $d_g$  au pas  $p$ , on aura :

$$\begin{cases} L = \frac{2\pi r_g}{p} \\ a = \frac{d_g}{p} \end{cases} \quad (181)$$

Pour une grille en hélice avec des montants de diamètre  $\delta$ , au nombre de  $n$  (Fig. 234 a) :

$$\begin{cases} L = \frac{2\pi r_g - n\delta}{p} + n \\ a = \frac{L d_g + n\delta}{2 r_g} \end{cases} \quad (182)$$

127. - De même, pour une lampe à électrodes planes indéfinies telle que celle de la fig. 236 (coupe),  $a$  étant défini de la même façon :

$$K = \frac{2\pi r_g}{p} \cdot \frac{\frac{r_a}{r_g} - 1}{\log \frac{1}{\pi a}} \quad \text{si } d_g \ll p \ll \alpha g \cdot \pi a < 1 \quad (183)$$

avec les mêmes définitions.

Plus généralement on peut écrire, en désignant par  $r_a$  et  $r_g$  les paramètres indiqués sur les figures dans chaque cas :

$$\frac{K_{\text{plan}}}{K_{\text{cylindrique}}} = \frac{\frac{r_a}{r_g} - 1}{\log \frac{r_a}{\pi r_g}} \quad (184)$$



Fig. 236

$$K_{\text{plan}} = L \cdot \frac{\frac{r_a}{r_g} - 1}{\log \coth \pi a} \quad (185)$$

$L$  étant défini, dans le cas de la cathode plane comme si la grille était cylindrique de diamètre  $2 r_g$ .

128. - Les cas pratiques sont en général plus complexes. En pratique, on aura en effet à traiter le plus souvent les cas dont les coupes sont représentées en fig. 237. (Ensemble plan - cylindrique) ou fig. 238 (ensemble cylindrique), avec tous les intermédiaires.

Les formules données aux paragraphes précédents sont appliquées en remplaçant les dimensions  $r_a$  et  $r_g$  par les valeurs moyennes obtenues en prenant la moyenne des distances de la surface cathodique aux surfaces de grille et d'anode dans les zones efficaces *c. a. l.* (extension de la formule 185).

Il en est de même de la lampe cylindrique, si le diamètre de la structure cathodique,  $d_c$ , est petit devant celui de la grille, c'est la formule des électrodes cylindriques qui sera appliquée. Si, au contraire, le diamètre



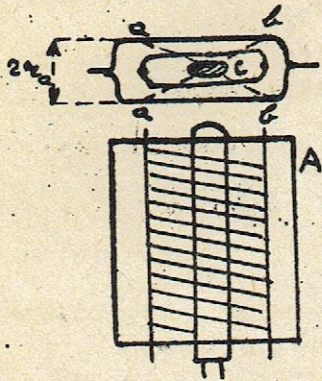


Fig. 237

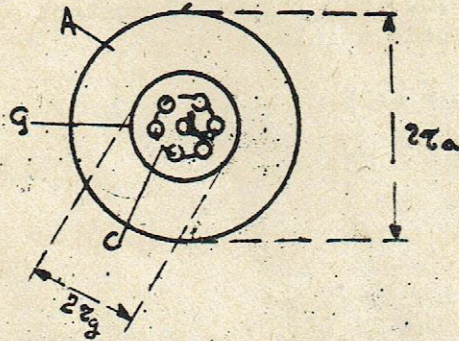


Fig. 238

$d_c$  est voisin du diamètre de grille, on appliquera la formule pour les électrodes planes, en prenant les moyennes de distance dans les zones voisines de chaque filament.

Il résulte de cet examen que les formules servent d'abord à donner l'ordre de grandeur du coefficient d'amplification lors d'un premier projet,

mais elles sont ensuite surtout utilisées pour déterminer les corrections à apporter pour amener le coefficient à la valeur exacte voulue, à partir du résultat expérimental trouvé sur le prototype.

On remarquera enfin que si le calcul des coefficients d'amplification peut se faire à peu près correctement pour les triodes, ou pour l'ensemble cathode-grille de contrôle - grille écran d'une polyode, les autres facteurs d'amplification ne sont guère calculables avec quelque intérêt ; une grille-écran par exemple ne se calcule pas en pratique "a priori" ; les facteurs fondamentaux de sa détermination sont son effet d'écran et sa consommation qui ne sont déterminés correctement que par l'expérience. Les formules du paragraphe précédent serviront également à retoucher les résultats expérimentaux dans le sens voulu.

129. - Ex. de calcul de coefficient d'amplification. (Ces cas ne correspondent pas à des cas pratiques, mais fournissent des exemples de calcul simple pour des grilles complexes).

1) Anode : diamètre intérieur 4 c/m

Grille : diamètre extérieur 2 c/m. Toile de fil de 0,36 m/m en maille carrée de 3 m/m, sans montant intermédiaire (hauteur 10 c/m).

Filament en deux brins en V, 7 m/m en haut, 3 m/m en bas. On verra que (cotes en c/m)



Fig. 238

$$p = 0.3$$

$$L = 42$$

$$\pi a = 0.77$$

$$d_g = 0.036$$

$$\log_{10} \coth \pi a = 0.189$$

$$r_a \text{ moy} = 1.75$$

$$r_g \text{ moy} = 0.75$$

$$\log_{10} \frac{r_a}{r_g} = 0.37$$

$$K = 80$$



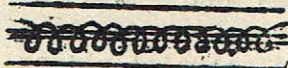


Fig. 239

2) Anode cylindrique, rayon  $0,205 = r_a$

Grille rayon  $0,099 = r_g$

Grille hélicoïdale avec un montant, fil de diamètre  $0,033$  c/m par  $0,167$  montant de diamètre  $0,056$  m/m cathode axiale.

$$L = 4,38 \quad \frac{v_a}{v_g} = 2,07 \quad \log_{10} \frac{v_a}{v_g} = 0,316$$

$$\pi a = 0,86 \quad K = 8,3$$

130. - PENTE. -

Les calculs de pente sont encore plus approchés, et, comme pour les facteurs d'amplification, servent plutôt à déterminer le sens des corrections à adopter. Nous avons vu dans la théorie de la diode équivalente que le courant total débité par la cathode peut s'écrire dans la région de charge d'espace :

pour un tube cylindrique :

$$i = 14,7 \cdot 10^{-3} \frac{l}{\beta^2 \pi g} \left( V_g + \frac{V_a}{K} \right)^{3/2} \text{ mA dès que } K \gg 1$$

pour un tube plan

$$i = 2,34 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\pi^2 g} \left( V_g + \frac{V_a}{K} \right)^{3/2} \text{ mA id.}$$

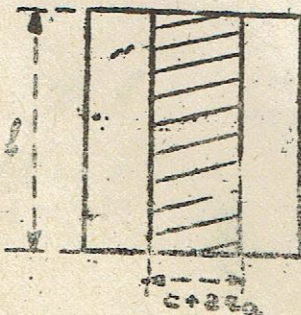
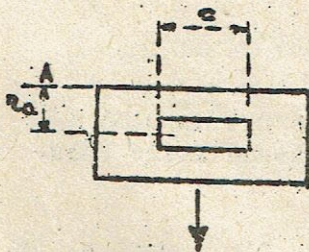
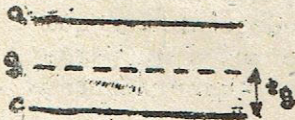


Fig. 240

cette dernière relation étant prise pour des électrodes planes indéfinies, par  $\text{cm}^2$  de ces électrodes. Dans ces relations, on ne tient pas compte d'une chute de potentiel éventuelle le long du filament. La deuxième de ces formules doit être ramenée à la surface réelle des électrodes qui n'est pas infinie : on trouve expérimentalement que la surface effective à adopter est à peu près égale à une bande dont la largeur est égale à deux fois la distance  $r_a$  de l'anode à la cathode, augmentée de la surface de la cathode elle-même ; la surface efficace de l'anode est ainsi

$$A = 2l(c + 2r_a)$$

de sorte que le courant débité par le système d'électrodes planes peut s'écrire :

$$i = 2,34 \cdot 10^{-3} \frac{A}{\pi^2 g} \left( V_g + \frac{V_a}{K} \right)^{3/2} \text{ mA}$$

Ces expressions permettent d'atteindre de manière approchée les caractéristiques et la pente, dans la région de charge d'espace. On peut admettre qu'elles sont valables jusqu'à environ  $1/3$  du courant de saturation, point où la pente atteint son maximum ; celui-ci est d'ailleurs très large, ce qui traduit le fait que les caractéristiques sont linéaires sur une grande étendue. Les expressions précédentes sont donc très approchées. On en retiendra surtout que les variations de pente en un point dues à une variation des dimen-



sions de grille sont en  $r_g$  pour les électrodes cylindriques et  $r_g^2$  pour les électrodes planes.

131. - ANODES

La cathode et la grille étant déterminées, les caractéristiques de l'anode seront principalement fixées par des conditions mécaniques ; il s'agit de loger à son intérieur, avec l'épaisseur d'anode choisie ( $2 r_a$ ) la grille et, le cas échéant, les diverses grilles. On vérifiera alors que, dans les conditions de dissipation maxima, la dissipation max. par  $cm^2$  autorisée pour le métal choisi n'est pas dépassée. Ces valeurs ont été données à propos de l'étude des divers matériaux anodiques (N° 101), mais on devra adopter un facteur de sécurité suffisant pour les lampes qui fonctionnent en dissipation sous des tensions anodiques élevées ; en effet, si nous considérons (fig. 241), une lampe dont la grille est polarisée négativement et dont l'anode a une tension élevée (par exemple 10,000 volts et - 400 volts), les électrons sont concentrés en faisceaux qui viennent frapper la plaque en des zones bien définies ; ce sont donc les zones Z de l'anode qui vont chauffer ; le phénomène est très visible avec des anodes en métal mince mauvais conducteur de la chaleur comme le tantale : l'image des fils de grille se dessine sur l'anode en dissipation statique à tension anodique élevée ; si l'anode n'a pas été largement prévue, elle peut être amenée à la fusion en ces points, ou au moins donner lieu à des dégagements nuisibles.

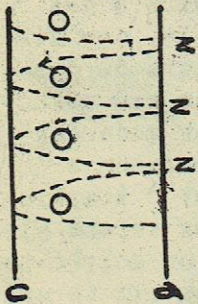


Fig. 241

Le phénomène disparaît en oscillation, où les faisceaux se dispersent par suite des variations des tensions des électrodes ; c'est pour cette raison que, pour des lampes puissantes, les constructeurs peuvent être amenés à donner deux valeurs de dissipation anodique max., l'une en dynamique, l'autre en statique, la première étant supérieure à la seconde.

Si le métal nu, ou traité, n'a pas une dissipation suffisante, l'anode est munie d'ailettes ou de dispositifs qui augmentent son rayonnement ou sa surface de contact avec le fluide réfrigérant.

Enfin on devra tenir compte de ce que l'anode doit évacuer non seulement l'énergie qui est dissipée à sa surface, mais également celles qui lui arrivent par le rayonnement de la cathode et des grilles qu'elle enferme. Dans une lampe à circulation d'eau, la puissance émise par le filament seul est capable de porter à des températures considérables, allant jusqu'au rouge, l'anode si celle-ci ne baigne pas dans sa circulation d'eau ; c'est pourquoi des dispositifs de sécurité doivent être prévus pour qu'il soit impossible d'allumer le filament si l'eau n'est pas admise dans la chemise de refroidissement.

132. - ASSOCIATION DES DIVERS ELEMENTS. -

Nous avons examiné les diverses cathodes possibles, les métaux de grille et d'anode qu'il est indiqué d'employer. Quelques règles vont préciser comment se fixe le choix des matériaux à adopter.

Les cathodes à oxydes ont le meilleur rendement en électrons/watte de chauffage ; elles se prêtent à la fabrication des lampes à chauffage indirect ;



leurs parties constitutives sont en matières relativement simples à fabriquer. Par contre, leur émission est assez capricieuse, la fabrication des cathodes elles-mêmes est soumise à de nombreux aléas. Les grilles sont souvent contaminées par les métaux alcalino-terreux émis, de sorte qu'elles émettent elles-mêmes dès que leur température s'élève en fonctionnement. Elles ne supportent pas des tensions anodiques élevées. Ces cathodes seront donc réservées aux lampes de faible puissance et de moyenne puissance. Dans ce dernier cas, on pourra aller jusqu'à 1.000 watts utiles environ, mais au prix de dimensions considérables. Les anodes associées ne pourront jamais travailler à des températures élevées (200° max. environ) ; le métal anodique sera donc en général du nickel noirci ou du fer recouvert de getters noirs. Les grilles seront en général en molybdène, métal de bonne tenue et se soudant bien ; on peut parfois employer également le nickel, mais sa soudure est délicate pour les fils fins.

Les cathodes thoriées ont un bon rendement ; elles ne peuvent actuellement exister que sous la forme de filaments. Leurs résultats techniques en fabrication sont bons à la condition que le filament lui-même soit convenable ; or il est difficile d'avoir avec régularité du thorié de haute qualité. Les filaments carburés sont fragiles ; le transport des lampes nécessitera des précautions spéciales. Les lampes pourront avoir, à puissance égale, des dimensions plus réduites qu'avec les lampes à oxydes, ce qui permettra de descendre en ondes courtes. Le thorié est très sensible aux traces de gaz et notamment aux ions résiduels ; les tensions anodiques devront rester modérées (3.000 à 5.000 volts). Le thorié sera adopté pour les lampes de puissance moyenne, par exemple de 50 à 5.000 watts. Les anodes travailleront à température déjà élevée pour les lampes à refroidissement naturel : elles seront alors en tantale ou en molybdène traité. Les grilles seront en tantale ou molybdène. Les lampes plus puissantes seront refroidies par un fluide (eau ou air forcé).

Le tungstène servira dans les lampes de grande puissance. Le métal anodique dans les lampes à refroidissement naturel pourra travailler à température élevée ; ce sera du tantale ou du molybdène. Pour les autres, l'anode sera en cuivre refroidie. Les grilles seront en molybdène, tungstène ou tantale.

#### PARTICULARITÉS RELATIVES AUX LAMPES D'ÉMISSION DE PUISSANCE. -

133. - L'emploi des lampes nécessite des précautions qui, en général, résultent des études précédentes. Pour tous les types de lampes en effet, on devra veiller par exemple à ne pas surchauffer la cathode, ne pas dépasser les dissipations permises ... etc... ce sont des conditions imposées par le bon sens, en tenant compte des valeurs définies par le constructeur.

Pour les lampes d'émission de grande puissance, des précautions supplémentaires doivent être prises, qui résultent de phénomènes qui leur sont particuliers.

134. - La première concerne l'allumage du filament. Les filaments sont en tungstène ; ce métal a une résistivité qui dépend considérablement de la température de sorte qu'un filament possède à froid une résistance qui est à peine égale au  $\frac{1}{10}$  de sa résistance à chaud ; un chiffre exact ne peut être donné car, à froid, la résistance du filament est déterminée non seulement par le filament mais par toutes les résistances de contact et autres. Quoiqu'il en soit, si on appliquait brutalement au filament toute sa tension nominale,



l'impulsion de courant au départ pourrait atteindre dix fois la valeur normale ; pour une lampe de 400 Kilowatts dont le filament consomme 600 ampères, l'impulsion initiale serait de 6.000 ampères ; or le filament constitue une

cage dont les brins forment des circuits qui ont tendance à augmenter leur surface, suivant les lois de l'électromagnétisme ; les forces qui s'exercent sur les brins sont en  $i^2$ ,  $i$  courant dans un brin (fig. 242) ; les brins seraient donc soumis à une force de cent fois supérieure à celle qu'ils ont à supporter en régime normal, au moment même où le filament, encore froid, est très cassant : le filament se romprait donc.

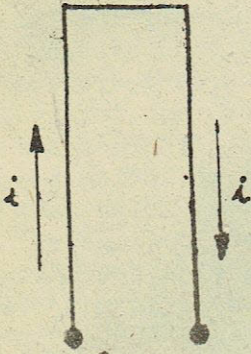


Fig. 242

D'où la règle de sécurité qui devra être admise ; à l'allumage du filament, l'opération sera conduite de sorte que le courant normal d'emploi ne soit jamais dépassé ; elle se fera plus ou moins lentement suivant le type et, en général, par paliers.

135. - Examinons maintenant les conditions de tension auxquelles sont soumises les électrodes d'un tube d'émission en fonctionnement, complètement excité. Supposons l'anode chargée par un circuit exactement accordé ; nous savons que grille et anode sont en opposition de phase ; la première est soumise à des amplitudes de tension qui sont par exemple de 2.500 volts ; son potentiel, en classe C, pris par rapport à zéro (filament), pour une polarisation de 800 volts, atteindra donc des valeurs négatives de 3.300 volts en sommet de cycle. L'anode, alimentée à 18.000 volts, oscillera entre 3.000 et 33.000 volts ; elle pourra même avoir des amplitudes plus élevées dans certains systèmes où les tensions de déchet peuvent être négatives. Il en résulte qu'en crête, la tension entre grille et anode pourra atteindre 36.000 et même 40.000 volts.

Des conditions instantanées encore plus sévères seront rencontrées en modulation par contrôle d'anode où, en pointe de modulation, la tension anodique est doublée.

Le premier effort du constructeur de lampes est de chercher à réaliser un vide aussi poussé que possible. Nous avons vu (N° 91) que, techniquement, celui-ci est caractérisé par le courant ionique de grille pour une certaine tension négative de celle-ci. Cette définition n'est tout à fait exacte que pour les lampes de vide moyen, mais, pour les lampes de vide très poussé, il est impossible d'annuler complètement le courant inverse ; celui-ci tend vers une limite qui ne suit plus les mêmes lois que le courant de vide ; de nombreux essais ont montré qu'il faut attribuer ce courant résiduel aux électrons émis par la grille sous l'effet des rayons X produits par l'anode. C'est un effet photoélectrique analogue à celui qui a été étudié dans notre première conférence.

136. - Cette constatation prouve que la technique sait donc pousser le vide des lampes au degré le plus parfait.

Cependant l'expérience montre que cette précaution, si elle est nécessaire, ne suffit pas à éliminer tout phénomène dû à la présence de tensions aussi élevées ; on rencontre encore un effet dit "Rocky-point" qui a été extrêmement gênant lors de l'établissement des premiers émetteurs de grande puissance (par exemple 50 à 100 Kw portouse). Ce phénomène, dont le nom vient



de la première station où il a exercé ses ravages, est le suivant. On a constaté que, même dans une lampe très bien vidée, alimentée par exemple par un redresseur muni d'un filtre avec une capacité terminale C (Fig. 243), brusquement, la lampe est traversée par une décharge qui met la lampe hors service si elle n'est pas protégée. Cette décharge ne s'annonce par aucun indice visible sur les indicateurs normaux de la station ou même sur des mesures courantes comme celle du courant inverse. L'apparition des décharges n'a pas de rapport avec le degré de vide des lampes, au moins jusqu'à la limite où la lampe ne tient plus la tension pour mauvais vide, phénomène normal d'aspect bien différent. En fait,

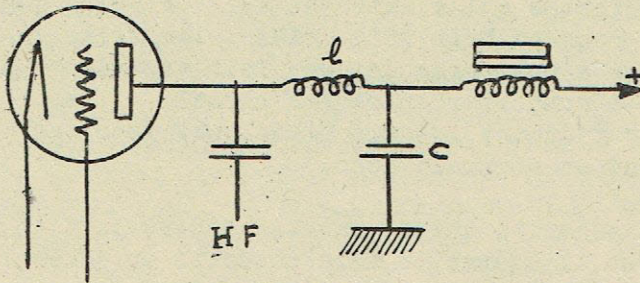


Fig. 243

les lampes parfaitement vidées présentaient parfois plus de rocky point que les autres.

De nombreuses recherches ont jeté quelque lumière sur cet effet et ont permis de limiter son apparition et ses conséquences. Si, à l'aide d'instruments de mesure sensibles à quelques centièmes de micro-ampère on étudie le comportement de l'isolement entre électrodes d'un tube parfaitement vidé, on constate par moments l'apparition de légers courants : ceux-ci peuvent être dus à l'action locale des champs très élevés qui règnent dans la lampe ; ils peuvent avoir pour effet, en un point donné où se trouvent une poussière, une particule formant aspérité.... d'extraire des électrons qui sont la source de l'établissement du courant. Si les distances entre électrodes sont convenables, ces électrons commencent leur travail d'ionisation ; le courant augmente et si rien ne s'oppose du côté de la construction de la lampe à cet accroissement, la décharge s'établit ; si la source est incapable d'un débit instantané considérable, les conséquences ne sont pas graves. La décharge s'éteint d'elle-même probablement par destruction du centre émetteur initial, mais si l'alimenta-

tion est telle qu'elle puisse donner une énergie instantanée considérable, toute celle-ci passe dans la décharge et la lampe est mise hors service.

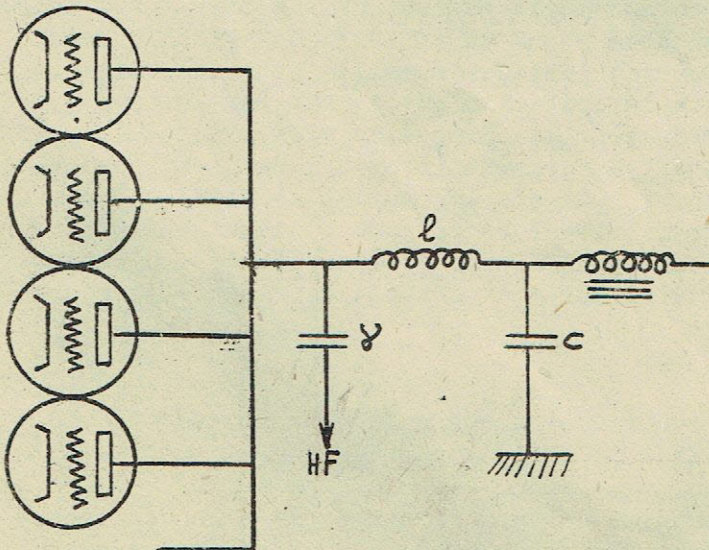


Fig. 243 bis

C'est exactement ce qui se passait dans les premières stations puissantes où, faute d'unités suffisamment importantes, le dernier étage comportait un grand nombre d'unités en parallèle (Fig. 243 bis) sans autre protection. Les lampes, de petites dimensions, étaient déjà sujettes en elles-mêmes à présenter des rocky-points, surtout sous leur forme initiale et, en même temps, les capacités H. F. ( $\gamma$ ) et de filtre C



étaient prévues pour la puissance totale du poste ; en particulier C, très importante renfermait une énergie  $1/2 C V_a^2$  considérable ; au premier rocky-point dans une lampe, Y et C se déchargeaient : la lampe était mise hors service, accident d'autant plus fréquent que, parfois, l'étage comportait jusqu'à douze lampes en parallèle. On a souvent attribué à des amorçages parasites entre lampes ces décharges intempestives ; en fait, si ceux-ci peuvent exister, ils n'ont pas le même caractère d'apparaître au hasard et la plupart des accidents constatés venaient bien des décharges dans les lampes.

L'étude des conditions d'établissement de l'effet rocky-point a permis d'améliorer les lampes de faible puissance elles-mêmes (par exemple 30 Kw), mais le risque ne peut être entièrement éliminé, et, du côté des circuits et de l'alimentation, il avait été nécessaire de diviser les capacités de sorte que chaque lampe avait en somme son filtre individuel. En même temps, les anodes étaient protégées par une résistance r limitant le courant de pointe en cas de décharge.

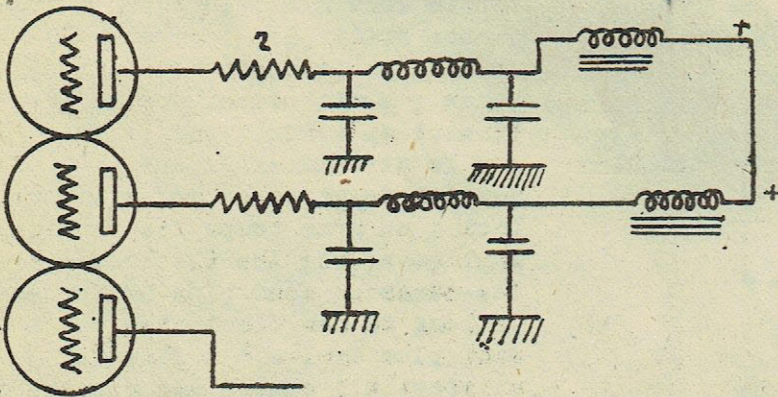


Fig. 243 ter

La véritable solution a été apportée par les unités de grande puissance dont les dimensions et l'écartement entre électrodes peuvent être choisis de sorte que la décharge ne puisse s'organiser jusqu'à un régime disruptif ; ces tubes ne présentent plus que très peu d'effets rocky-point.

Cependant, il sera toujours prudent de protéger

l'anode par une résistance, dans les limites où celle-ci n'amènera pas une baisse de rendement ou de qualité de modulation trop sensibles.



LES LAMPES EN ONDES COURTES ET ULTRA COURTES :

LAMPES CLASSIQUES ET TUBES SPECIAUX

I - LAMPES CLASSIQUES ET LEURS CIRCUITS

137. - A mesure que croît la fréquence des ondes sur lesquelles sont employées les lampes, les premiers éléments dont l'action se fait sentir sont les capacités et les selfs des éléments constitutifs de la lampe. Une triode par exemple (fig. 246) a des capacités propres  $C_{gp}$ ,  $C_{gc}$ ,  $C_{ga}$  et de selfs propres  $L_a$ ,  $L_g$ ,  $L_c$  qui viennent se brancher sur les circuits extérieurs ; les tensions d'entrée sont appliquées aux bornes a a du système complexe, dont les bornes de

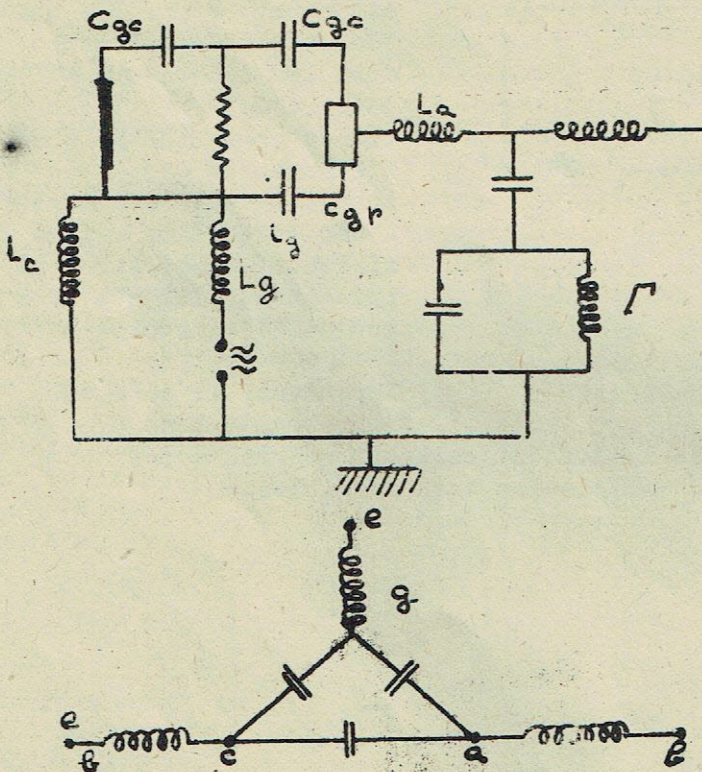


Fig. 244

sortie sont b b ; lorsque la fréquence croît, les paramètres de ce système prennent de l'importance ; pratiquement, cette influence se traduit par le fait que le circuit extérieur  $\Gamma$  devient de moins en moins important ; en même temps les tensions appliquées sur les électrodes elles-mêmes ne sont plus uniformes le long de ces électrodes et ne sont plus égales à celles qui existent à l'entrée des connexions de la lampe.

On n'est donc plus maître des différences de phase entre électrodes ; or nous savons que pour obtenir le meilleur rendement, grille et anode doivent être en opposition de phase ; pour pouvoir tirer le maximum d'énergie de la lampe, il faut également pouvoir adapter la charge à la lampe elle-même, ce qui devient de plus en plus difficile puisque le circuit se réduit aux éléments de la lampe sur lesquels on n'a plus

d'action. Par conséquent, le rendement du tube décroît et la puissance qu'on en peut tirer également.

Une autre conséquence est sensible dans les lampes à plusieurs électrodes : les grilles écran ou grilles d'arrêt ne sont plus à des tensions haute-fréquence nulles ; elles ne jouent plus le rôle auquel elles étaient destinées : on peut arriver à rattraper ce défaut lorsque la fréquence n'est pas trop élevée, par des systèmes de circuits de compensation. Mais ce procédé n'est plus applicable lorsque la tension H. F. n'est plus la même le long de l'électrode ; c'est le cas pour les pentodes d'émission de grandes dimensions (Fig. 245) où,



si les grilles ne sont sorties que par une extrémité, les tensions au sommet et en bas des grilles ne sont pas les mêmes. On peut considérer en effet que les électrodes constituent des sections de lignes de transmission à capacités et selfs réparties, dont une extrémité est mise au potentiel nul en H. F. L'efficacité des grilles d'écran et autres est donc diminuée et même annihilée.

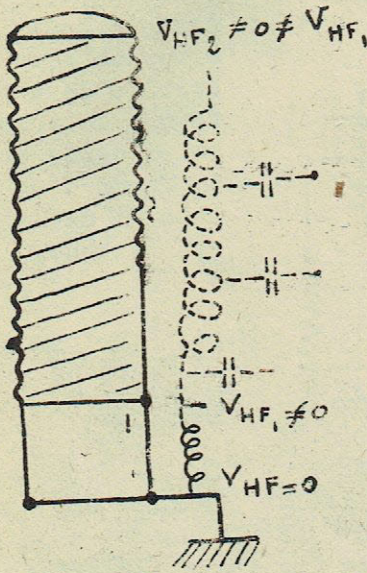


Fig. 245

massées.

138. - Les conséquences de ces observations concernent les lampes d'une part et leurs circuits associés d'autre part.

Dans les lampes modernes, les techniciens s'efforcent de diminuer le plus possible la longueur des connexions ; les électrodes sont fixées de plus en plus près des sorties des conducteurs et, dans cette technique, les pieds moulés décrits fig. 206 sont très utiles ; les lampes modernes perdent l'apparence qui les rapprochait plus ou moins des lampes à incandescence ; elles ressemblent de plus en plus à des boîtes en verre ou métalliques, très ra-

Les grilles des pentodes de puissance, notamment les grilles d'arrêt, ne sont plus sorties uniquement à l'une de leurs extrémités, mais à leurs deux bouts, ce qui permet de déterminer le potentiel des deux extrémités.

C'est ainsi que l'on peut arriver à construire des lampes classiques qui donnent encore plus de cent Kilowatts à 13 mètres, des pentodes de puissance de 1.000 à 50 watts dont la longueur d'onde limite d'emploi va de 6 à 2 mètres. Les lampes de réception de petites dimensions descendent au dessous du mètre et permettent encore des amplifications de quelques unités. Dans cette catégorie de lampes, rentrent les "lampes-gland", dont les sorties se font vers le 1/3 inférieur de l'ampoule par des brèches latérales (Fig. 246) ; ces lampes vont jusqu'à cinquante centimètres environ, mais au prix de difficultés de construction considérables.

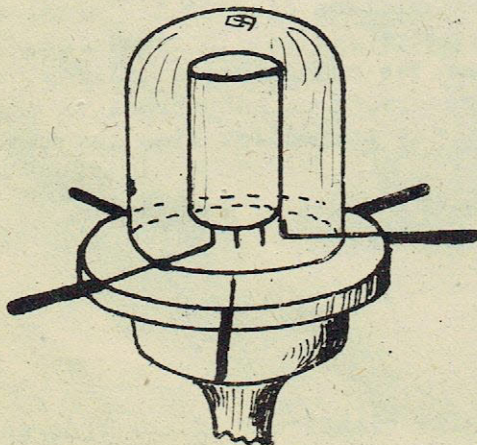


Fig. 246

139. - Mais, quelles que soient les réductions apportées aux amenées de courant et aux supports, les parties actives des électrodes ne peuvent être diminuées exagérément sans baisse de puissance ou d'amplification ; les électrodes conservent un minimum de self et de capacité, sous la forme d'une ligne de transmission ; l'idéal sera de constituer le circuit lui-même par une autre ligne de transmission connectée élément par élément à celle-ci (Fig. 247) ; le circuit extérieur est alors bien développé, peut être adapté et l'énergie utile transmise avec le couplage convenable, alors qu'un circuit à éléments concentrés serait réduit à presque rien. L'impédance de la



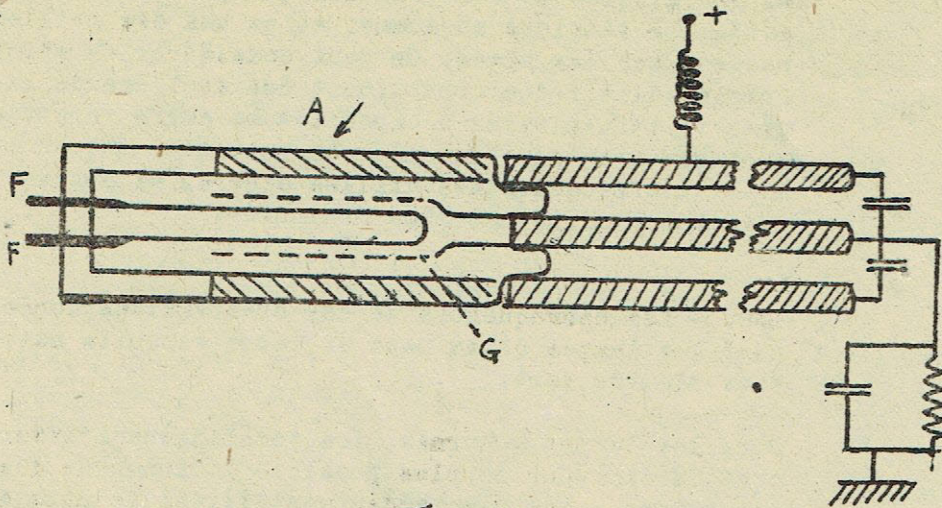


Fig. 247

ligne  $\sqrt{\frac{L}{C}}$  et sa longueur seront adaptées à la lampe, dont la construction sera établie de sorte que le tube se présente sous la forme d'un tronçon de ligne cylindrique.

II - INFLUENCE DU TEMPS DE PARCOURS. -

140. - Cependant, les perfectionnements précédents ne suffisent pas : la limite d'emploi des tubes en est déplacée vers les hautes fréquences, mais on constate toujours qu'à partir d'une certaine limite, fonction de la puissance des tubes, le rendement décroît de manière prohibitive; les tubes n'amplifient plus ou n'oscillent pas.

Il est en effet nécessaire de nous souvenir de l'hypothèse que nous avons conservé jusqu'à présent dans notre étude, celle suivant laquelle les tensions appliquées aux électrodes ne varient que de façon insignifiante durant le temps que mettent les électrons à traverser le dispositif.

Or, le temps mis par un électron pour passer entre deux électrodes planes à une différence de potentiel de 200 volts, situées à 5m/m est d'environ  $10^{-9}$  seconde : cet exemple correspond à peu près à celui d'une lampe de réception ; pour une longueur d'onde de trois mètres (période  $10^{-8}$ ), ce temps est donc déjà égal au 1/10 de la période.

Le temps de parcours pour des électrodes situées à 5 c/m chargées à 10.000 volts (lampe d'émission) est voisin de  $2 \cdot 10^{-9}$  : c'est vers 6 mètres que ce temps commencera à compter devant la période.

Nous devons donc abandonner l'hypothèse en question dès que les ondes à amplifier ou à produire arrivent au dessous du mètre : c'est le domaine des ondes "ultra-courtes". Afin d'étudier et classer les phénomènes complexes qui se présentent lorsqu'intervient le temps de parcours, nous adopterons le même plan que pour les lampes classiques, en considérant en premier lieu les amplificatrices.

Nous appellerons "classiques" les emplois précédemment étudiés en négligeant l'effet des temps de parcours.

141. - LAMPES AMPLIFICATRICES. -

Dans une lampe classique, employée en régime classique, la commande de la grille se fait sans dépense d'énergie si elle ne reçoit pas de courant électronique direct : la grille agit comme une simple capacité dont le courant est



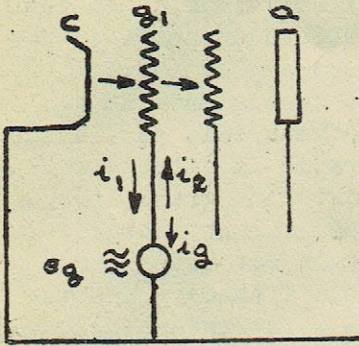


Fig. 248

en quadrature avec la tension ; nous avons en effet acquis (n° 20) la notion qu'un courant passe dans le circuit des électrodes dès qu'un électron est en mouvement entre elles, mais si la tension ne varie pas durant le temps de déplacement, les quantités d'électricité induites au rapprochement et à l'éloignement de l'électron sont les mêmes et l'énergie nécessaire est nulle.

Il en est de même si la tension H. F. appliquée  $e_g$  n'a aucun effet sur l'amplitude du courant qui traverse la grille ; le régime de courant est en effet permanent et aucune énergie n'est nécessaire pour entretenir les variations de  $e_g$ .

Il n'en est plus ainsi si la tension  $e_g$  a pour effet de commander le courant qui traverse l'espace  $c g_1 a$  : c'est ce qui arrive si la lampe est en régime "de charge d'espace". Considérons ce qui se passe lorsque la tension de grille, augmente à partir de sa valeur de polarisation, tout en restant négative pour que la grille ne capte pas d'électrons (région  $\alpha / \beta$ ) ; le courant dans l'espace cathode grille augmente alors que dans l'espace grille anode il ne le fait pas encore ; il peut même encore diminuer puisqu'il a décalage entre les effets ; le courant induit "aller" est donc, au moins dans une fraction du cycle de montée, supérieur au courant retour : c'est le contraire qui va se passer dans une fraction au moins du cycle où la

tension diminue. La différence entre les courants induits aller-retour correspond donc à une composante de courant qui, dans le cas décrit, le plus proche du cas "classique" est en phase avec la tension  $e_g$  : il en résulte une dépense d'énergie, bien que la grille ne capte aucun électron.

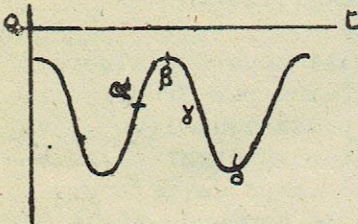


Fig. 249

La commande du faisceau d'électrodes par la grille ne se fait donc plus sans perte ; tout se passe comme si l'espace grille-filament était shunté par une résistance R. Celle-ci peut devenir suffisamment faible pour que le tube ne puisse plus amplifier ou ne puisse plus osciller, la puissance de commande nécessaire à la grille étant supérieure à celle que peut produire le circuit anodique.

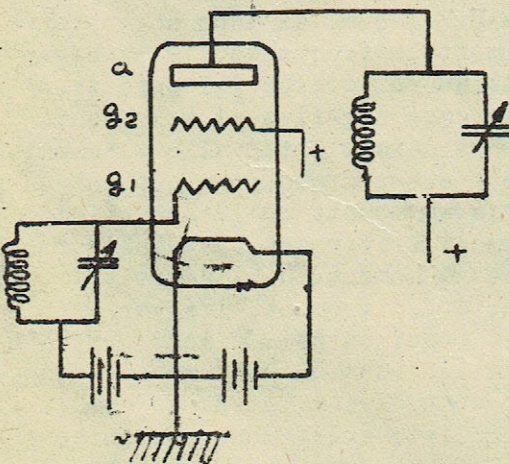


Fig. 250

142. - Il est donc nécessaire de tenir compte de ce résultat nouveau pour essayer de créer un dispositif amplificateur pour ondes ultra-courtes. Nous allons aussi arriver à la notion d'une perte dynamique, distincte de la perte statique rencontrée dans les emplois classiques.

Considérons en effet (fig. 250) une lampe dont le montage sera analogue à celle d'une amplificatrice classique, mais dont le point de fonctionnement sera choisi dans la région saturée de l'émission du



filament, pris sous la forme d'un filament de tungstène ; nous allons montrer que, bien que la tension de  $g_1$  n'ait aucune action sur l'amplitude du courant, nous pourrions avoir amplification en tenant compte des effets du temps de parcours. Si ce résultat est atteint, la lampe sera une bonne amplificatrice, puisque, comme nous venons de le remarquer, la puissance de commande de  $g_1$  est nulle, le courant ne variant pas. Imaginons les électrons émis par la cathode à intervalles réguliers : le temps de leur parcours de la cathode à l'anode dépend de la tension de grille "de contrôle" ; il est plus grand lorsque celle-ci diminue. Si donc nous considérons la demi-période durant laquelle la tension de grille diminue, le temps de trajet d'un électron est inférieur à celui de l'électron qui le suit ; les électrons arrivent à l'anode à des intervalles plus longs qu'ils ne sont partis de la cathode ; inversement, lorsque la tension de grille croît, ils arrivent à une cadence plus élevée qu'au départ ; dans le premier cas, le courant passant à l'anode diminue ; dans le deuxième, il augmente.

On a donc ainsi réalisé un contrôle du courant en très haute fréquence ("pente dynamique"), alors que celui-ci en basse fréquence est nul (pente statique nulle) : cette pente peut devenir du même ordre que la pente statique, par exemple de l'ordre du  $m A/V$ .

Cependant, l'explication suppose que les électrons ne pourront pas se re-

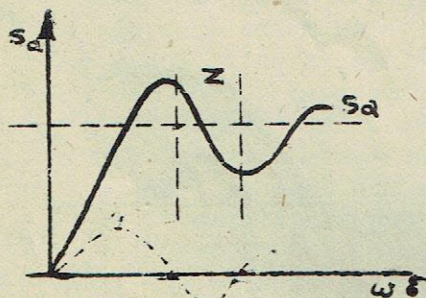


Fig. 251

grouper autrement dans l'intervalle  $g_2$  a : il est nécessaire pour avoir le rendement maximum, que l'espace  $g_2$  a soit traversé en un temps inférieur à la période à amplifier.

L'étude théorique complète nous entraînerait trop loin ; elle a été faite par STRUTT ; indiquons le résultat : la pente dynamique  $S_d$  varie avec le produit  $\omega \tau$ ,  $\omega$  étant la pulsation à amplifier,  $\tau$  le temps de parcours moyen dans l'intervalle de commande.  $S_d$  a l'allure de variations représentée (fig. 251).

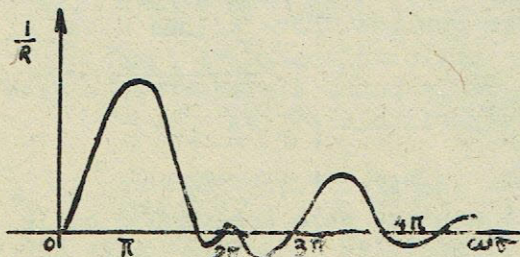
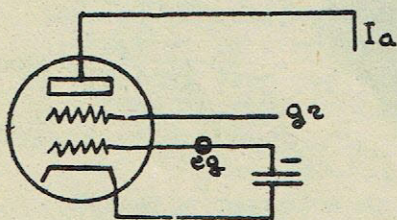


Fig. 252

143. - Enfin, nous remarquerons au sujet de la résistance  $R$  qui shunte la grille en ultra H.F., que, si l'on augmente suffisamment la fréquence, le raisonnement fait au paragraphe 141 conduit à une résistance négative si a le temps de parcours dans l'intervalle filament-grille est assez grand pour que les électrons émis au moment où le potentiel de grille croît traversent systématiquement la grille au moment où il décroît de nouveau ; effectivement, les variations de  $1/R$  en fonction de  $\omega \tau$  sont représentées fig. 252 pour un montage où le courant est contrôlé également en amplitude par la grille ; elles montrent qu'en certains points, la résistance de l'espace grille est effectivement négative ; la lampe apporte une réaction au circuit d'entrée. Il peut donc être avantageux



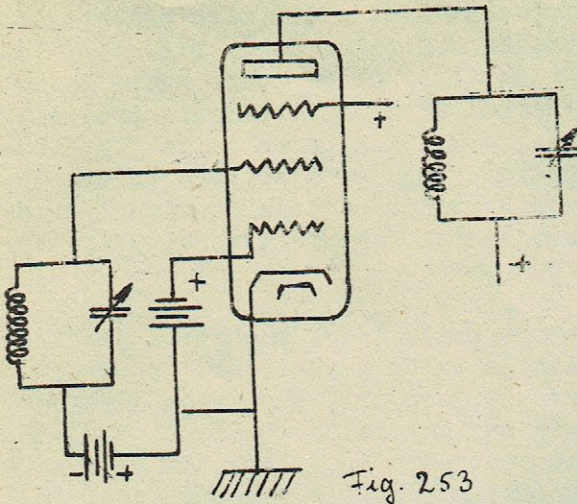


Fig. 253

dans certains domaines de fréquence de laisser une certaine commande d'amplitude à la grille ; la lampe pourra être montée avec une grille de charge d'espace qui donne une certaine souplesse à ce point de vue (Fig. 253).

Ces dispositifs sont donc analogues aux amplificatrices à réaction classique, mais leur caractère en est différent en ce sens qu'ils ne fonctionnent que dans des domaines de fréquences qui dépendent de la lampe et de ses conditions d'alimentation.

C'est ainsi qu'en pratique, la première région pour laquelle la résistance de grille est négative est donnée par :

$$\tau = 0.5 \cdot 10^{-7} \cdot d / \sqrt{V_e} \quad (186)$$

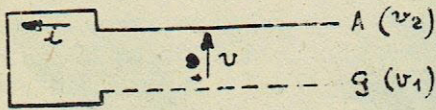


Fig. 254

$V_e$  étant la tension déterminante dans le plan de la grille.

Pour  $V_e = 2$  volts,  $d = 0,3$  m/m, la fréquence correspondante est de 1.000 mégahertz environ ( $d = 30$  c/m).

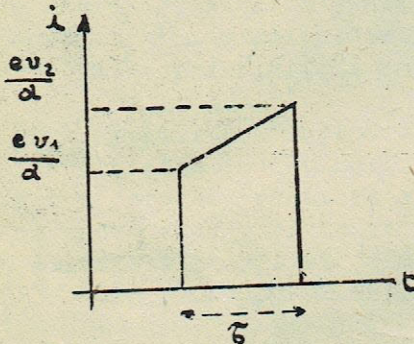


Fig. 255

144. - Nous examinerons plus à fond un cas relativement simple d'effet du temps de parcours, afin de donner la méthode d'étude à employer ; nous rencontrerons ainsi un nouvel effet de détection. Les notions acquises permettent également de préciser quelques points de la théorie qualitative donnée aux paragraphes précédents.

Nous savons d'après le n° 20 que, durant le passage d'un électron entre deux électrodes (Fig. 254) A et G, un courant circule dans le circuit qui les joint égal à :

$$i = e \cdot \frac{v}{d} \quad (187)$$

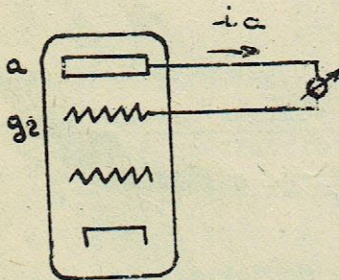


Fig. 256

$v$  étant la vitesse instantanée de l'électron au point considéré,  $d$  la distance entre les électrodes. Si l'électron est uniformément accéléré, la vitesse croît linéairement avec le temps ; si  $v_1$  est la vitesse de l'électron au passage à travers G,  $v_2$  sa vitesse en A, le courant varie en fonction du temps comme l'indique la fig. 255 ( $v_1 < v_2$  dans le cas de la figure) ; on vérifiera que l'aire de cette courbe est bien égale à  $e$ , charge de l'électron. La courbe du paragraphe 20 correspondait au cas  $v_1 = 0$ .

la figure) ; on vérifiera que l'aire de cette courbe est bien égale à  $e$ , charge de l'électron. La courbe du paragraphe 20 correspondait au cas  $v_1 = 0$ .

Appliquons ce résultat à la lampe schématisée fig. 256, en examinant le



courant entre l'anode et la grille  $g_2$  et supposant  $a$  et  $g_2$  au même potentiel : c'est un cas analogue à celui de la fig. 250. Désignons par  $\tau_a$  le temps de parcours entre  $g_2$  et  $a$ . Le courant circulant dans le circuit anodique, pour un électron, a donc la forme de la fig. 257a. Supposons maintenant que les électrons soient émis en impulsions de durées très courtes, périodiques avec la période  $T$ . Comment va se présenter le courant  $i_a$  ?

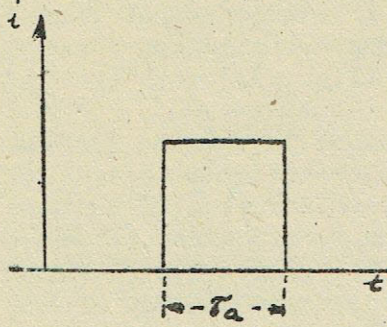


Fig. 257 a

Les impulsions ont produit des paquets d'électrons qui donnent dans le circuit anodique des impulsions de courant de largeur  $\delta$  augmentée, quelque peu par la durée des impulsions ; si  $\tau_a \ll T$ , ces courants restent séparés : c'est la fig. 257b.

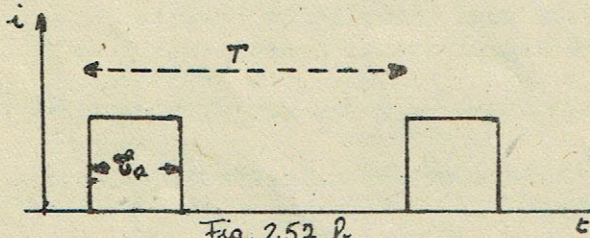


Fig. 257 b

Le courant dans le circuit anodique garde une bonne composante alternative ; le circuit anodique "suit". Si au contraire  $\tau_a = T$ , le courant anodique est continu, car les impulsions de courant se touchent (257 c) : il y a détection ; la lampe est une détectrice d'un mode de fonctionnement nouveau. Si  $\tau_a > T$ , une certaine

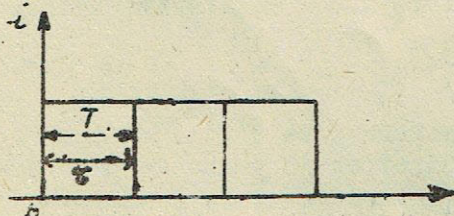


Fig. 257 c

composante alternative réapparaît par chevauchement des impulsions, mais le rendement en courant alternatif est moins bon ; la lampe sera une moins bonne amplificatrice (257 d)

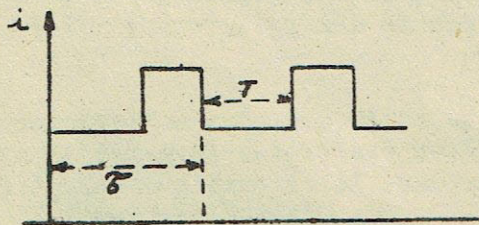


Fig. 257 d

Si ce courant électronique à l'intérieur du tube n'est plus en impulsions, mais sinusoidal, l'allure des phénomènes restera la même et c'est pourquoi, au n° 142, nous avons indiqué que le rendement de l'amplificatrice était optimum lorsque  $\tau_a < T$ .

145. - Les exemples précédents et la théorie de ce cas simple qui vient d'être donnée montrent que nous devons acquérir la notion suivante :

Dans un tube où se fait subir l'influence du temps de parcours, le courant alternatif  $i_a$

qui circule dans un circuit, tel que le circuit anodique, n'est plus égal au courant alternatif  $i_0$  du faisceau ; il en diffère en amplitude, en phase, en forme... etc...

L'exemple suivant, emprunté à STRUTT, le montrera nettement (Fig. 258).

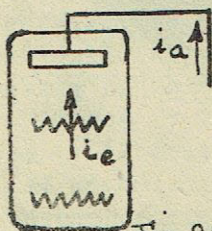


Fig. 258 Soit deux électrodes planes aux potentiels  $V_a$  et  $V_b$  supposés indépendants du temps, et un faisceau électronique entrant dans cet espace en  $O$  ; nous le supposons légèrement modulé avec une amplitude  $i_0$ , sous la forme

$$i_0 e^{j\omega t}$$



Quel sera le courant induit dans le circuit extérieur  $i_e$  ?

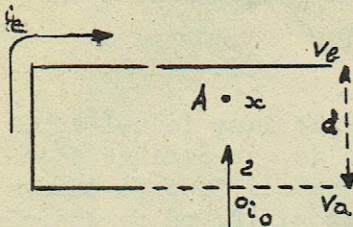


Fig. 259

Considérons le moment où des électrons se trouvent en A ; ils sont entrés dans l'espace depuis le temps  $t_1$ , et leur vitesse est par conséquent :

$$v = v_a + \frac{e}{m} \frac{V_b - V_a}{d} t_1 \quad (188)$$

Le nombre des électrons qui est entré dans l'espace à ce moment, étant  $i_0 \int_0^{t-t_1} dt_1$ , le courant induit total sera obtenu à partir de la formule (187) en intégrant en  $t_1$  de 0 à  $\delta$ , durée de parcours,

l'expression :

$$i_e = \int_{t_1=0}^{t_1=\delta} \frac{i_0 e^{j\omega(t-t_1)}}{d} \cdot v dt_1 \quad (189)$$

Étant donnée par la loi du mouvement uniformément accéléré :

$$d = \delta \cdot \frac{v_a + v_b}{2}$$

Le courant  $i_e$  prend la forme  $I_e e^{j\varphi} e^{j\omega t}$ , c'est à dire que son amplitude et sa phase ne sont plus ceux du courant initial; si l'on pose  $\omega \delta = \alpha$ , on aura les expressions de  $I_e$  et  $\varphi$  en résolvant l'intégrale 189; celles-ci seront tirées du module et de l'argument de l'expression de  $i_e$  :

$$(190) i_e = \frac{i_0}{2} \left[ \frac{v_b - v_a}{\alpha^2} (\cos \alpha - 1) + \frac{v_b}{\alpha} \sin \alpha + j \left\{ \frac{v_b}{\alpha} \cos \alpha - \frac{v_a}{\alpha} - \frac{v_b - v_a}{\alpha^2} \sin \alpha \right\} \right] e^{j\omega t}$$

On remarquera que, si  $\alpha$  est petit, c'est à dire si on est près de l'emploi classique

$$I_e = I_0$$

$$\varphi = -\frac{1}{3} \alpha \cdot \frac{2v_b + v_a}{v_b + v_a} \quad (190)$$

On retrouve bien dans le circuit extérieur le courant électronique de conduction dans le tube, mais avec un déphasage : c'est le début de l'écart au fonctionnement classique déjà signalé.

Si au contraire  $\alpha$  est très grand, c'est à dire pour de très hautes fréquences,  $I_e$  devient très petit ; la lampe ne suit plus : c'est le cas étudié au paragraphe précédent ( $T < \delta$ ).

### III. - LAMPES OSCILLATRICES SPECIALES. -

146. - La production des ondes ultra-courtes ne peut plus se faire par les tubes classiques, mais de même que pour les amplificatrices, des phénomènes nouveaux apparaissent si l'on utilise le fait que, dans un tube, les temps de parcours sont suffisamment longs pour qu'on puisse séparer les effets mêmes sur les électrons des tensions rapidement variables.

En fait, les tubes générateurs actuels utilisent tous les échanges d'énergie entre un faisceau électronique d'intensité variable et le champ électrique lui-même variable aux fréquences voulues. Nous sommes maintenant familiarisés avec la notion qu'un faisceau  $i$  qui traverse des surfaces équipotentiellles  $V_1$   $V_2$  donne lieu à échange d'énergie avec les conducteurs qui créent ce champ. Il



s'agira d'imaginer et de construire des dispositifs dans lesquels de l'énergie puisse être cédée aux électrodes.

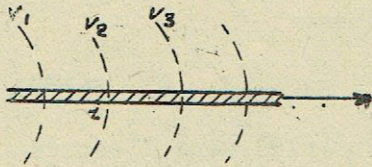


Fig. 260

147. - Le tube le plus simple dans lequel apparait nettement le principe de cet échange d'énergie à l'intérieur du tube est le "tube à puissance inductive". Dans ce dispositif, on ne cherche pas à utiliser les effets du temps de parcours. Son principe est le suivant (Fig. 261). Supposons qu'un faisceau électronique traverse une région F dans laquelle règne un champ de force rapidement variable, produit par un système C ; le faisceau animé d'une certaine vitesse est lancé dans ce champ ; il perdra de son énergie dans la zone F lorsque les champs seront antagonistes et il en gagnera lorsqu'ils seront accélérateurs. Si l'intensité du faisceau est constante, le bilan des échanges est nul ; mais si l'intensité du faisceau lorsqu'il cède de sa vitesse est supérieure à celle qu'il possède lorsqu'il en perd, le système producteur du champ de forces F reçoit de l'énergie qui peut servir à l'entretien d'oscillations.

Pratiquement le tube se composera donc d'un système producteur d'électrons en faisceaux, P ; d'une grille de commande d'intensité G, d'un espace

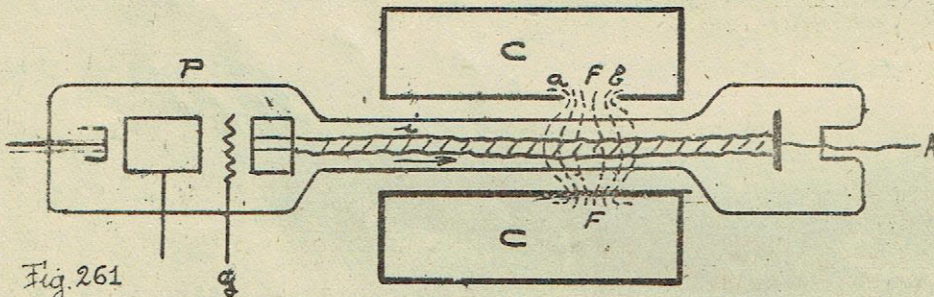


Fig. 261

de parcours qui amène les électrons dans la zone F et d'une anode collectrice A. La zone F est celle qui règne entre les bords d'une fente ménagée dans un résonateur métallique creux accordé sur la fréquence à amplifier ou à engendrer.

Les résonateurs creux sont de plus en plus employés dans la technique des ondes ultra-courtes : ce sont des cavités dont les dimensions et la forme déterminent la fréquence naturelle de vibration ; une sphère par exemple résonne sur une longueur d'onde voisine de son diamètre. Ces résonateurs possèdent l'avantage d'avoir une surtension très élevée puisque leurs pertes par rayonnement sont très faibles lorsqu'on utilise des modes de vibrations où toutes les nappes de courant sont à l'intérieur

Si dans le résonateur de la fig. 261, formé par l'espace compris entre deux tubes cylindriques fermé à ses deux extrémités, la distance de cheminement à l'intérieur du tube entre les bords a et b est de l'ordre de  $\lambda/2$ , le champ entre les lèvres sera important et l'échange d'énergie aura lieu.

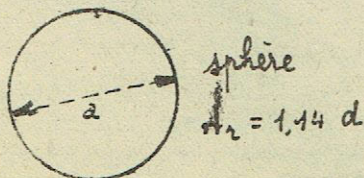


Fig. 262

La grille pourra être excitée indépendamment (amplificateur), ou par couplage sur la cavité ; dans ce cas, avec un sens de couplage convenable, le tube sera auto-oscillateur.

Ce genre de tube fonctionne assez correctement



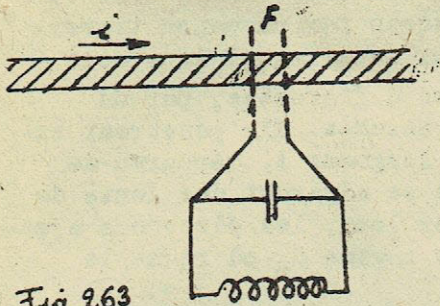


Fig. 263

vers 50 centimètres et au dessus ; les puissances réalisées atteignent la centaine de watts, pour une amplification en puissance voisine de dix.

Il est toutefois difficile de les faire descendre davantage en longueur d'onde, ou, du moins, leur fonctionnement sur ces ondes plus basses, pour être correct, doit rejoindre celui des tubes à modulation de vitesse que nous allons étudier.

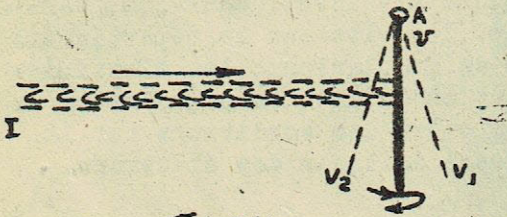


Fig. 264

148. - A part le tube précédent, les divers tubes générateurs actuels se divisent en trois classes :

- les tubes à champ de freinage
- les magnétrons
- les tubes à modulation de vitesse (désignés par T.M.V. par la suite).

Bien que les T.M.V. soient les derniers venus dans la technique, leur fonctionnement est celui qui est le mieux compris à l'heure actuelle et c'est par eux que nous commencerons notre étude.

#### 149. - T.M.V.

Nous cherchons (fig. 263) à exciter un circuit oscillant par un faisceau d'électrons  $i$  qui traverse un espace  $F$  où règne un champ du circuit et nous voulons que le bilan de l'échange d'énergie se traduise par un gain pour le circuit. Si le faisceau a une intensité constante dans la zone d'échange, il est évident que le bilan sera nul. On peut tenter une analogie avec le système mécanique suivant : supposons que nous désirions (Fig. 264) entretenir le mouvement oscillant d'un volet  $V$  autour d'un axe  $A$  par des projectiles tirés du point  $I$  ; si les projectiles ont une vitesse et un nombre constant de fonction du temps (faisceau constant), le mouvement oscillatoire ne pourra être entretenu : on aura tout au plus un déplacement de la position d'équilibre vers la droite.

Mais supposons que les projectiles soient émis en  $I$  pendant un temps constant à la période d'oscillation du volet en deux groupes de vitesses différentes : ils partent au même instant de  $I$ , mais se séparent durant un cheminement dans l'intervalle qui sépare  $I$  du volet ; nous pouvons nous arranger pour que les paquets arrivent bien détachés en  $A$ , les plus rapides en tête, au moment où le volet se déplace vers la droite et nous pouvons faire en sorte que les plus lents restés en arrière, ne rencontrent pas le volet au moment où il revient vers la gauche. L'idéal sera qu'ils soient rattrapés par les projectiles les plus rapides de la deuxième impulsion émise au moment où le volet repartira vers la droite : le mouvement du volet sera ainsi entretenu.



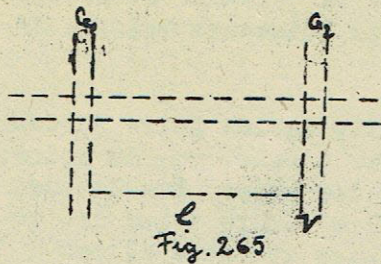


Fig. 265

Nous ferons de même avec les électrons ; ceux-ci (fig. 265), émis en faisceau par un canon traversent un premier espace  $G_1$  dans lequel leur sont communiqués des vitesses différentes, par un champ à la fréquence recherchée. Ils pénètrent ensuite dans un espace de longueur  $l$ , dépourvu de champ ; les plus rapides se séparent des lents de sorte que, si  $l$  est assez long, les électrons arrivent en paquets dans une région  $G_2$  où règne le

champ du circuit de sortie.

Le montage est analogue au système mécanique précédent, sauf que, dans le cas plus simple d'une modulation sinusoïdale, les vitesses se répartissent de manière continue après passage par l'espace de modulation ; les électrodes réunies au circuit devront être placées au point où la mise en paquet sera la plus prononcée, ce qui imposera des conditions sur la longueur  $l$  et sur la vitesse initiale des électrons.

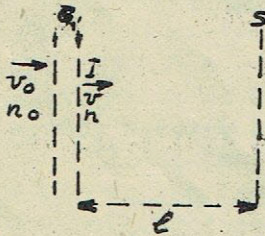


Fig. 266

Les électrons qui parviennent en S à l'instant  $t$  sont partis de I à l'instant

$$\theta = t - \frac{l}{v(\theta)} \quad (191)$$

$v(\theta)$  étant la vitesse de sortie à l'instant  $\theta$ .

Ceux qui défilent à travers S durant le temps  $dt$  sont donc partis dans l'intervalle :

$$d\theta = dt + \frac{l}{v^2} \cdot \frac{dv}{d\theta} \cdot d\theta$$

ou :

$$d\theta = \frac{dt}{1 - \frac{l}{v^2} \cdot \frac{dv}{d\theta}} \quad (192)$$

D'autre part, le principe de la conservation de l'électricité implique que :

$$n \, d\theta = N \cdot dt \quad (193)$$

et :  $n v_\theta = n_0 v_0$  dans l'espace de modulation où l'impulsion de modulation se fait sans déplacement sensible de l'électron. Il résulte de ces équations que :

$$N(t) = \frac{n_0 v_0}{v} \cdot \frac{1}{1 - \frac{l}{v^2} \frac{dv}{d\theta}} \quad (194)$$

Supposons maintenant que la modulation de vitesse soit faible ; on pourra écrire :

$$v = v_0 (1 + \epsilon \sin \omega \theta)$$



et, en remplaçant  $v$  par cette valeur, remarquant que les courants sont donnés par :

$$I_0 = n_0 v_0 e$$

$$I = N v e$$

$$\left. \begin{aligned} I_{(l)}(t) &= \frac{I_0}{1 - \frac{l}{v_0} \varepsilon \omega \cos \omega \theta} \\ t &= \theta + \frac{l}{v_0} (1 - \varepsilon \sin \omega \theta) \end{aligned} \right\} \quad (195)$$

équations qui caractérisent le groupement des électrons à la distance  $l$ .  $I(t)$  est donnée par la courbe (195) définie par l'intermédiaire du paramètre  $\theta$ , qu'on peut réécrire en posant :

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{l \omega \varepsilon}{v_0} & I(t) &= \frac{I_0}{1 - r \cos \varphi} \\ \varphi &= \omega \theta & \omega t &= \varphi - r \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (196)$$

Si  $r$  est petit,  $I$  est très voisin d'une sinusoïde : le faisceau a une faible modulation initiale où l'"espace de glissement"  $l$  est petit. Mais si  $r$  augmente et se rapproche de 1 on voit que la courbe 196 va posséder une branche "infinie" ; ceci ne signifie pas grand chose, outre que la modulation en densité devient considérable (Fig. 267) c'est aux environs des valeurs de  $r \gg 1$ , c'est à dire aux valeurs de  $l$  correspondantes, que devra être placé le circuit collecteur d'énergie.

On remarquera d'ailleurs que le courant  $I(t)$  est très riche en harmoniques : ce qui nous intéresse pour le cas de l'amplification sur la pulsation  $\omega$  fondamentale ; nous devons rechercher la valeur de l'intégrale de l'énergie sur le fondamental dans l'espace collecteur ; entre les plateaux de celui-ci règne une différence de potentiel  $V$

$$\sum V_n \cos(n \omega t - \varphi_n)$$

et nous devons décomposer le courant  $I(t)$  en ses composantes fondamentales. On trouve d'après WABSTER que :

$$\frac{I(t)}{I_0} = 1 + 2 \left\{ J_1(r) \cos \omega t + J_2(r) \cos 2 \omega t + \dots + J_n(nr) \cos n \omega t + \dots \right\}$$

les  $J_n$  étant les fonctions de Bessel, d'ordre 1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 6 - 7 - 8 - 9 - 10 - 11 - 12 - 13 - 14 - 15 - 16 - 17 - 18 - 19 - 20 - 21 - 22 - 23 - 24 - 25 - 26 - 27 - 28 - 29 - 30 - 31 - 32 - 33 - 34 - 35 - 36 - 37 - 38 - 39 - 40 - 41 - 42 - 43 - 44 - 45 - 46 - 47 - 48 - 49 - 50 - 51 - 52 - 53 - 54 - 55 - 56 - 57 - 58 - 59 - 60 - 61 - 62 - 63 - 64 - 65 - 66 - 67 - 68 - 69 - 70 - 71 - 72 - 73 - 74 - 75 - 76 - 77 - 78 - 79 - 80 - 81 - 82 - 83 - 84 - 85 - 86 - 87 - 88 - 89 - 90 - 91 - 92 - 93 - 94 - 95 - 96 - 97 - 98 - 99 - 100

Nous supposons que les électrons ne sont pas renvoyés en sens inverse par le collecteur, c'est à dire que l'amplitude de variation de  $V$  reste toujours inférieure à  $V_0$ . Dans ces conditions, l'énergie sur le fondamental est

$$W = I_0 V_1 J_1(r) \cos \varphi_1 \quad (197)$$

et le rendement du tube est :

$$\eta = \frac{I_0 V_1 J_1(r) \cos \varphi_1}{I_0 V_0} = \frac{V_1}{V_0} \cos \varphi_1 J_1(r) \quad (198)$$

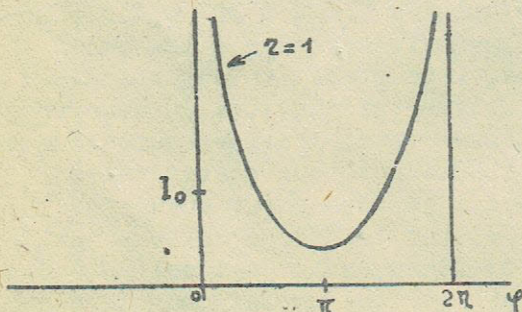


Fig. 267



Dans le cas optimum où  $V_1$ , amplitude sur le fondamental va jusqu'à sa limite extrême  $V_0$  et où  $\varphi_1 = 0$ , le rendement max. sera obtenu pour la valeur de  $r$  qui donne sa valeur max. à  $I_1(r)$ , soit  $r$  voisin de 1,8. Le rendement est alors de 58 %.

On peut donc s'attendre à des fonctionnements avec des rendements satisfaisants.

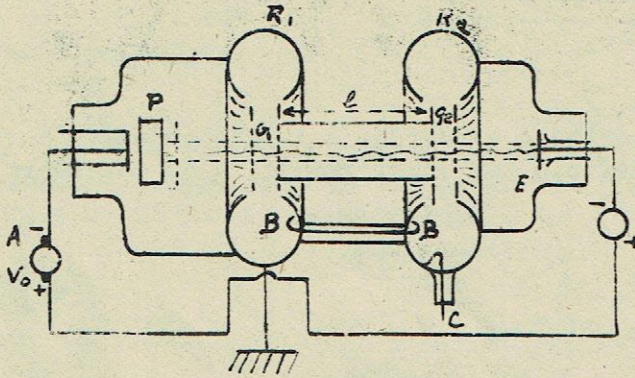


Fig. 268

se trouve constitué par un tube métallique qui joint les deux grilles. Un canon à électrons P produit le faisceau, à une vitesse initiale imposée par la source A, en général connectée de sorte que l'ensemble des résonateurs soit à la masse. Pour que le système puisse osciller en auto-excitation, les deux circuits sont couplés par une boucle B ; enfin, la charge est prise sur une autre boucle C couplée au dernier circuit. Une électrode collectrice E recueille les électrons après leur passage dans le champ d'échange.

Les deux résonateurs  $R_1$  et  $R_2$  doivent être exactement accordés, ce qui doit être fait très progressivement, la surtension des circuits étant considérable (10.000) ; l'accord est obtenu en déformant légèrement les cavités par des effets mécaniques réversibles.

Avec un tube de cette nature et des résonateurs de 15 cm environ de diamètre, pour une longueur convenable de l'espace de glissement, on constate qu'effectivement le tube entre en oscillation pour divers domaines de la tension d'alimentation  $V_0$  : ce sont les valeurs pour lesquelles s'effectue au mieux le rassemblement (Fig. 269)

Les T.M.V. tels que ceux qui sont étudiés en France (Laboratoire C S F par M. Varache et ses collaborateurs) correspondent à des puissances de plusieurs centaines de watts dans le domaine des ondes supérieures à 20 c/m, avec des rendements mesurés de 20 à 30 %.

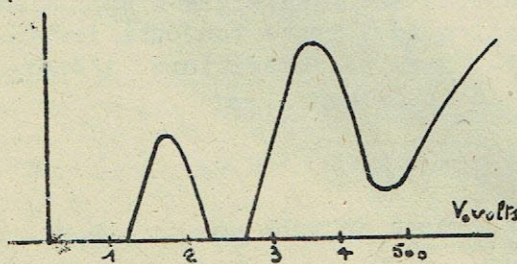


Fig. 269

150. - Pratiquement, les circuits employés pour la modulation et la collecte de l'énergie seront encore des résonateurs creux, tels que ceux représentés fig. 268, en coupe, (circuits  $R_1$  et  $R_2$ ) ceux-ci en forme de tores présentent en leur centre des parois rapprochées munies de grilles  $G_1$  et  $G_2$  la première pour la modulation, la deuxième pour capter l'énergie ; l'espace de glissement l

Leur stabilité est bonne, si on prend quelques précautions au démarrage des tubes pour éviter les phénomènes dus à la dérive thermique. Leur stabilité au fonctionnement de régime est voisine de 1/10.000. Ce sont donc déjà de bons émetteurs en eux-mêmes, se présentant sous une forme robuste et d'un emploi commode ; un de leurs gros avantages réside dans la possibilité de faire varier la longueur d'on-

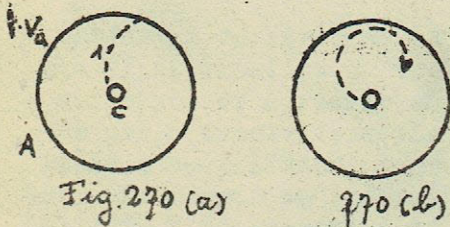


de dans des limites assez larges, par exemple 20 à 25 c/m : c'est déjà une variation de fréquence de  $3 \cdot 10^8$ , égale à près de cent fois tout le domaine de la radiodiffusion et des ondes de trafic normales !

152. - MAGNETRONS -

Dans les magnétrons, les électrons défilent devant les électrodes collectrices d'énergie sous forme de charges spatiales tournantes. Un très grand nombre de modes d'excitation différents peuvent être rencontrés et la question est extrêmement complexe ; nous ne pouvons l'aborder ici, mais les propriétés des magnétrons à anodes divisées doivent être signalées car ce sont des tubes très simples susceptibles de nombreux emplois dans les émetteurs à impulsions ou dans les émetteurs mobiles.

Si nous considérons (Fig. 270) une diode cylindrique formée d'une cathode C et d'une anode A, que nous soumettrons à l'action d'un champ magnétique H perpendiculaire au plan de la figure, la trajectoire des électrons, pour des champs faibles, s'incurve et va atteindre l'anode avec un trajet plus long qu'en l'absence de champ.



A mesure que le champ augmente, les courbes décrites s'incurvent encore davantage jusqu'à un point où elles ne peuvent plus atteindre l'anode Fig. 270 b. Le champ magnétique correspondant est :

$$H_m = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{8mVa}{e}} \quad (200)$$

Le courant recueilli par l'anode a donc l'allure représentée fig. 271.

A partir de ce moment, la cathode est environnée d'une charge spatiale tournante (Fig. 272).

Celle-ci est capable d'engendrer lorsqu'elle traverse des champs de force des modes multiples d'oscillation.

Avec une anode uniforme, en admettant que des oscillations puissent avoir lieu, leur période sera liée à la période de rotation des charges sur leur orbite. En partant du temps ainsi calculé, on trouve que les oscillations correspondantes ont des longueurs d'onde voisines de :

$$\lambda = 2\pi \sqrt{2} \frac{mc}{eH} = \frac{15.000}{H} \text{ cm}^{-1} \quad (201)$$

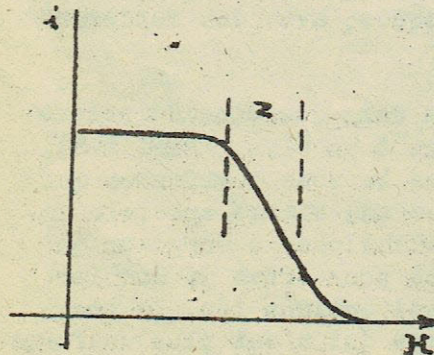


Fig. 271

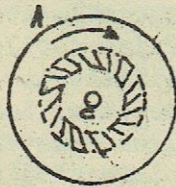


Fig. 272

L'expérience montre que des oscillations se produisent en effet avec une magnétron aussi simple, dans la zone Z (Fig. 271), et que leurs longueurs d'onde sont voisines de celles de la formule (201)



mais elles n'ont pas d'intérêt ; très peu puissantes, capricieuses, elles nécessitent des champs considérables dès qu'on veut atteindre 10 c/m : ce sont des tubes de laboratoire.

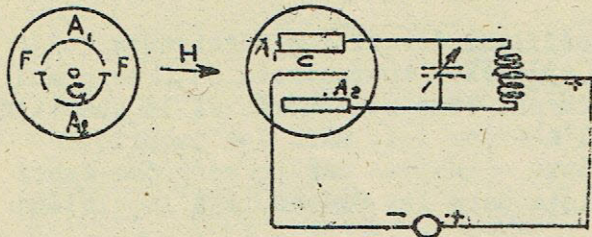


Fig. 273

elles restent supérieures à 70 c/m avec des tubes et des champs normaux, et n'ont plus grand intérêt actuellement.

152. - Un perfectionnement important est atteint en divisant l'anode, d'abord en deux (Fig. 273) et branchant le circuit entre les anodes ; les échanges d'énergie se font alors dans les zones F. F. des fentes. La période est imposée par le circuit et n'a plus de relation avec la formule 201 ; les oscillations se produisent pour des champs supérieurs au champ de blocage avec un bon rendement (50 %) ;

153. - Un perfectionnement encore meilleur est apporté en divisant davantage l'anode, en 8, 12, 16 segments répartis par exemple sur un cylindre de 15 m/m

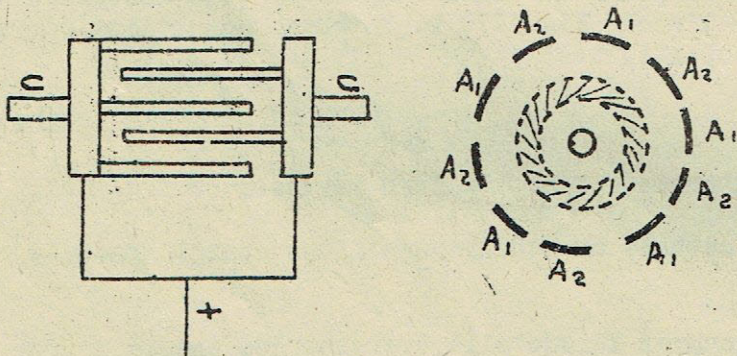


Fig. 274

de diamètre et connectées alternativement à des segments métalliques situés de part et d'autre du système (magnétron H. GUPPON et BERLINE) ; le circuit est constitué par cet ensemble lui-même et l'expérience montre que ces tubes peuvent engendrer des puissances intéressantes sur des longueurs d'onde qui descendent au dessous de 10 c/m, avec des champs faibles de quelques centaines de gauss. Les puissances

atteintes de manière continue ne sont pas considérables (quelques dizaines de watts), mais les tubes se prêtent particulièrement bien aux émissions par impulsions ; des impulsions de tension peuvent être appliquées, de plusieurs milliers de volts, correspondant à des Kilowatts en crête, avec des rendements excellents (50 à 60 %).

La théorie de l'entretien doit être recherchée dans des considérations analogues à celles des T.M.V. En ramenant la structure à un plan, (Fig. 275), l'effet du champ magnétique est de faire défiler dans la zone des fentes qui

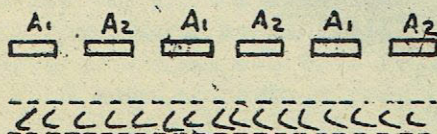


Fig. 275

séparent les anodes une charge spatiale importante. Les oscillations, à supposer qu'elles existent, ont pour effet de moduler l'intensité et aussi quelque peu, la position de cette charge qui n'est plus uniforme le long de sa section. Il en résulte des possibilités d'échanges d'énergie entre le sys-







**TABLE DES MATIERES DE LA 2ème PARTIE**

	<u>Pages</u>
<b>CHAPITRE N° 7</b> =====	
<b><u>LES LAMPES EN AMPLIFICATRICES III</u></b>	<b>1</b>
55 - .....	1
56 - Montage symétrique classé B. (B.F.).....	3
57 - Montage symétrique classe A B. - .....	4
58 - .....	5
59 - .....	7
60 - Fonctionnement dans les domaines de caractéristiques linéaires .....	8
61 - Régime B : Introduction des portions non linéaires des caractéristiques .....	11
62 - Le circuit de charge n'est plus exactement accordé .....	13
63 - Circuit désaccordé, régions non linéaires ..	16
64 - Puissance de commande .....	19
65 - .....	20
66 - .....	22
67 - Exemples numériques .....	25
 <b>CHAPITRE N° 8</b> =====	
<b><u>OSCILLATRICES - DETECTRICES ET REDRESSEURS - LAMPES A FONCTIONS MULTIPLES -</u></b>	<b>27</b>
<b>I - <u>OSCILLATRICES</u></b> .....	<b>27</b>
68 - .....	27
69 - .....	27
70 - .....	30
71 - .....	32
72 - .....	34
73 - Synchronisation .....	36
74 - Conditions particulières aux lampes oscillatrices .....	37
<b>II - <u>LES DETECTRICES</u></b> .....	<b>38</b>
75 - .....	38
76 - .....	38
77 - Détection par diode .....	39
78 - Duo-diodes .....	42
<b>III - <u>LES VALVES REDRESSEUSES A VIDE</u></b> .....	<b>42</b>
79 - .....	42
80 - Exemples .....	45
<b>IV - <u>LES VALVES REDRESSEUSES A GAZ</u></b> .....	<b>46</b>
81 - .....	46
82 - .....	47
83 - .....	48



	<u>Pages</u>
<b>V - <u>LAMPES A FONCTIONS MULTIPLES</u> - .....</b>	<b>48</b>
84 - .....	48
85 - .....	48
86 - .....	49
87 - .....	50
88 - .....	51
89 - .....	52
90 - "Oeil cathodique" .....	52
 <b>CHAPITRE N° 9</b>	
<b>I - <u>LE VIDE</u> - .....</b>	<b>54</b>
91 - .....	54
92 - Les pompes à vides .....	56
93 - Les getters .....	57
 <b>II - <u>LES CATHODES</u> - .....</b>	<b>58</b>
94 - .....	58
95 - Cathodes en tungstène .....	59
96 - Cathodes à oxydes .....	60
97 - Cathodes en tungstène thorié .....	63
 <b>III - <u>LES GRILLES</u> .....</b>	<b>63</b>
98 - .....	63
99 - .....	64
100 - .....	65
 <b>IV - <u>LES ANODES</u> .....</b>	<b>66</b>
101 - .....	66
102 - .....	67
 <b>V - <u>LES VERRES ET LES PASSAGES METALLIQUES</u> - .....</b>	<b>68</b>
103 - .....	68
104 - .....	68
105 - .....	69
106 - .....	69
107 - Passages Verre Métal .....	70
 <b>VI - <u>LES ISOLATEURS D'ESPACEMENT</u> - .....</b>	<b>72</b>
108 - .....	72
 <b>CHAPITRE N° 10</b>	
<b><u>PRINCIPES DE LA FABRICATION DES LAMPES - RELEVÉ</u></b>	
<b><u>DE LEURS CARACTERISTIQUES</u> - .....</b>	<b>74</b>
 <b>I - <u>PREPARATION DES PIECES DETACHEES</u> - .....</b>	<b>74</b>
109 - .....	74
 <b>II - <u>MONTAGE ET ASSEMBLAGE</u> - .....</b>	<b>74</b>
110 - .....	74



	<u>Pages</u>
111 - .....	75
112 - Fermeture .....	75
<b>III - <u>POMPAGE</u> - .....</b>	<b>76</b>
113 - .....	76
<b>IV - <u>FORMATION - DURCISSEMENT</u> - .....</b>	<b>78</b>
114 - .....	78
115 - .....	79
<b>V - <u>LAMPES A VIDE ENTRETENU OU LAMPES DEMONTABLES</u> - ..</b>	<b>79</b>
116 - .....	79
117 - .....	81
118 - Lampes de réception .....	81
119 - .....	82
120 - .....	83
121 - .....	83
<b>CHAPITRE N° 11</b> =====	
<b><u>NOTIONS SUR LE CALCUL DES LAMPES - PARTICULARITES</u></b> <b><u>RELATIVES AUX LAMPES D'EMISSION DE PUISSANCE</u> - ..</b>	<b>89</b>
122 - .....	89
123 - .....	89
124 - .....	90
125 - .....	92
126 - .....	93
127 - .....	94
128 - .....	94
129 - .....	95
130 - Pente .....	98
131 - Anodes .....	97
132 - Association des divers éléments .....	97
133 - .....	98
134 - .....	98
135 - .....	99
136 - .....	99
<b>CHAPITRE N° 12</b> =====	
<b><u>LES LAMPES EN ONDES COURTES ET ULTRA COURTES :</u></b> <b><u>LAMPES CLASSIQUES ET TUBES SPECIAUX</u> - .....</b>	<b>102</b>
<b>I - <u>LAMPES CLASSIQUES ET LEURS CIRCUITS</u> - .....</b>	<b>102</b>
137 - .....	102
138 - .....	103
139 - .....	103
<b>II - <u>INFLUENCE DU TEMPS DE PARCOURS</u> - .....</b>	<b>104</b>
140 - .....	104
141 - Lampes amplificatrices .....	104
142 - .....	105
143 - .....	106
144 - .....	107