

PROCHAINE RÉUNION

MERCREDI 24 FÉVRIER 1926

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale,

44, RUE DE RENNES, 44

Communications.

2^e Conférence de documentation par M. R. JOUAUST.

Les progrès récents dans la construction et l'emploi des lampes à plusieurs électrodes.

Lois d'émission du tungstène pur et thorié. — Phénomènes de charge d'espace et d'émission secondaire. — Ondes ultra-courtes. — Nouvelles triodes puissantes d'émission. — Projections.

Communication de M. JAMMET.

Système de communications électriques secrètes.

Le problème du secret des communications en général. — Quelques mots sur les solutions précédentes. — Principe de la solution présentée. — Réalisation et premiers résultats obtenus. — Projections.

Réunion du mercredi 19 mars 1926.

Communications probables.

Communication de M. PAGÈS

Présentation d'un amplificateur B. F. à résonance réglable.

Des inconvénients que l'on rencontre quand on utilise la rétroaction dans les amplificateurs B. F.: une bonne sélectivité ne s'obtient qu'au détriment de la constante de temps de l'appareil. — Un moyen simple de tourner la difficulté: emploi d'un système de rétroaction en opposition de phases. — Présentation d'un amplificateur basé sur ce principe et expériences.

Date des réunions ultérieures

Mercredi 21 avril 1926.

Mercredi 19 mai 1926.

Mercredi 16 juin 1926.

Mardi 6 juillet 1926.

LES PROGRÈS RÉCENTS DANS LA CONSTRUCTION DES LAMPES À PLUSIEURS ÉLECTRODES (1)

Par R. JOUAUST

Sous-directeur du Laboratoire Central d'Électricité.

SOMMAIRE. — Les lois de l'émission d'électrons par les métaux portés à haute température sont encore assez mal connues et les formules établies par divers physiciens donnant la valeur de cette émission par unité de surface en fonction de la température sont assez différentes.

Quoi qu'il en soit, le fait d'utiliser des filaments recouverts d'une couche monomoléculaire de thorium a permis de réaliser des lampes de réception de faible consommation et des lampes d'émission puissantes fonctionnant sous des tensions plaque peu élevées.

La cause des bruits si gênants dans les lampes de réception est encore inconnue. On ne peut l'attribuer, comme l'avait fait Schrottky, à un phénomène physique.

L'émission d'électrons est accompagnée de phénomènes secondaires dont il faut tenir compte, car, dans bien des cas, ils sont susceptibles d'influer sur le fonctionnement des lampes à l'émission.

Lampes à filament thorié. — L'emploi du filament de tungstène thorié constitue certainement le progrès le plus important apporté pendant ces dernières années à la fabrication des lampes.

La lampe à filament de tungstène pur nécessitait un courant de chauffage assez important, de l'ordre de 0,6 à 0,7 ampère pour les lampes de réception ordinaire. Un courant de cette valeur ne pouvait être fourni que par des accumulateurs, appareils délicats dont l'entretien et surtout la charge constituaient une grosse sujétion.

Était-il possible de le réduire ?

Pour un filament de surface S la quantité d'énergie rayonnée par unité de temps w est, en désignant par T la température absolue du filament,

$$w = S F(T) \quad (1)$$

Le courant maximum (courant de saturation) I_s est également de la forme

$$I_s = S \phi(T) \quad (2)$$

donc

$$\frac{I_s}{w} = \psi(T) \quad (3)$$

(1) Conférence de documentation faite à la Société des Amis de la T. S. F., le 24 février 1926.

Autrement dit, pour une température donnée, le rapport du courant de saturation à la puissance consommée par le chauffage du filament est une constante.

Si l'on diminue la puissance w consommée par le filament, on diminue le courant de saturation que le triode peut émettre.

Il est vrai que pratiquement, par suite de ce qu'on appelle la charge d'espace, le courant électronique débité par le filament est inférieur au courant de saturation et, dans une lampe à trois électrodes dans les conditions ordinaires, ce courant est indépendant dans les conditions où est utilisée la lampe de la température du filament, du moins dans certaines limites.

Il ne dépend que des tensions de la grille et de la plaque.

On peut réduire la tension aux bornes de la lampe et par suite le courant de chauffage dans certaines limites sans modifier ses propriétés amplificatrices.

Mais si on pousse trop loin cette réduction, la valeur minima de courant que permet la charge d'espace dans les conditions indiquées devient égale ou supérieure au courant de saturation, la lampe perd toutes ses propriétés ⁽¹⁾. Avec les lampes ordinaires, la réduction de puissance de chauffage compatible avec un bon fonctionnement de la lampe est peu important.

On peut toutefois réaliser et on a réalisé des lampes à filament de tungstène pur ayant une consommation moindre que les lampes ordinaires.

Diminuons la surface S , c'est-à-dire utilisons un filament plus fin, on pourra lui faire atteindre la même température absolue avec une consommation de puissance moindre pour le chauffage.

Le courant de saturation sera également moindre.

Toutefois par un dimensionnement convenable des données géométriques de la lampe, on pourra faire en sorte que le courant qui permet la charge d'espace ne soit qu'une fraction du courant de saturation.

C'est le principe des lampes dites « W » construites par M. Beauvais et utilisées pour certaines applications par la Radiotélégraphie militaire.

Mais, d'une part, de semblables lampes nécessitent un filament plus mince, par suite très fragile.

D'autre part, la nécessité de ne pas avoir une résistance interne

⁽¹⁾ Voir Eugène Bloch. Conférences rapports de documentation, « Les phénomènes thermoioniques », chap. IV.

trop élevée ne permet pas de faire décroître en dessous de certaines limites le courant filament plaque correspondant au fonctionnement, car ce courant est un des facteurs qui déterminent la résistance interne.

D'autre part, la considération de la formule (3) nous montre que si nous disposons d'une substance autre que le tungstène telle que la valeur du rapport $\frac{I_s}{w}$ fût pour une température donnée plus grande que pour le tungstène, on pourrait, en faisant travailler le filament à une température moindre que celle à laquelle travaille le filament de tungstène dans les lampes ordinaires, obtenir le même courant de saturation avec une consommation de puissance moindre dans le chauffage et par suite, par simple substitution dans une lampe au filament de tungstène ordinaire, se trouver dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Ceci nous amène à parler des lois de l'émission thermionique.

Lois de l'émission thermionique. — Richardson avait montré que le courant de saturation, par unité de surface, due à l'émission [thermoionique était reliée à sa température absolue T par une relation de la forme

$$i' = A T^{1/2} e^{-\frac{b}{T}}$$

A et b étant des constantes caractéristiques de la substance portée à haute température en émettant des électrons ⁽¹⁾.

Plus tard, en s'appuyant sur d'autres considérations, Richardson a été conduit à la formule ⁽²⁾

$$i' = C T^2 e^{-\frac{b}{T}}$$

Il est à remarquer que ces deux formules concordaient également bien avec les expériences entreprises pour les vérifier.

Plus tard Dushman est arrivé à la relation

$$i' = B T^2 e^{-\frac{b}{T}}$$

qui diffère de la formule identique de Richardson par ce fait que la constante B ne dépend plus de la nature du métal émetteur, mais est une constante universelle ayant pour valeur ⁽³⁾

$$B = 60,2$$

⁽¹⁾ Pour la démonstration de cette formule voir Bloch, « Les phénomènes thermoioniques », chap. III.

⁽²⁾ Bloch, *loc. cit.*

⁽³⁾ Dushman, *Physical Review*, 1922, t. 20, p. 109; *American Electrotechnical Society*, t. 44, pp. 101-116.

Finalement, d'après Dushman ⁽¹⁾, l'émission en ampères par centimètre carré de tungstène pur à la température absolue T serait donnée par la relation ⁽²⁾

$$I = 60,2 T^2 e^{-\frac{52600}{T}}$$

ou sous forme logarithmique

$$\log I = 1,7792 + 2 \log T - \frac{52600}{2,303 T}$$

On voit que, d'une façon générale, pour augmenter l'émission, il y aurait intérêt à prendre un corps pour lequel la constante que nous avons désignée par b soit faible.

De quoi dépend cette constante?

On sait que les métaux peuvent être considérés comme contenant des électrons libres, ceux-ci formant une espèce de gaz électronique dans lequel baignent les atomes du métal. Si ce gaz électronique intérieur ne s'échappe pas, c'est qu'il existe à la périphérie du métal une couche double dont la face positive est tournée du côté du métal et la face négative vers l'extérieur.

Cette couche est formée par des électrons qui s'étant échappés du métal et l'ayant par suite laissé chargé positivement ont été attirés par lui et sont venus s'accumuler à sa périphérie.

Si on désigne par V la différence du potentiel créée par cette couche double entre le métal et l'extérieur, un électron ne peut s'échapper du métal qu'en effectuant un travail eV , e charge de l'électron.

On démontre que

$$b = \frac{eV}{K}$$

K étant la constante des gaz rapportée à l'électron et pour laquelle on trouve une valeur comprise entre $1,25$ et $1,27 \times 10^{-16}$ erg par degré, suivant qu'on admet pour constante d'Avogadro 60 ou 68×10^{23} .

D'autre part, Richardson a montré que la différence entre les facteurs b correspondant à deux métaux différents était proportionnelle à leur différence de potentiel au contact.

Pour obtenir une grande émission électronique, il y aurait donc lieu de choisir un corps fortement électropositif.

C'est ainsi qu'on peut se rendre compte que le sodium à 400° K a une émission égale à celle du tungstène à 2000° .

Mais à 400° la tension de vapeur du sodium serait telle que le fonctionnement de la lampe serait impossible.

Une curieuse remarque attira l'attention de Langmuir sur les propriétés du tungstène incandescent recouvert d'une couche mince d'une autre substance et l'amena à la réalisation du filament thorié.

Depuis longtemps, les fabricants de lampes à incandescence incorporaient un peu d'oxyde de thorium dans le filament de tungstène pour le rendre moins fragile ⁽¹⁾.

On s'aperçut que dans certaines lampes à trois électrodes construites avec des filaments contenant de l'oxyde de thorium, l'émission thermionique était particulièrement élevée dans certains cas. Ce phénomène se produisant particulièrement dans les lampes à plaque de cuivre ou de nickel mélangé de cuivre.

Il est probable que le cuivre était volatilisé par la chaleur due au bombardement cathodique pendant la fabrication. La vapeur de cuivre réduisait l'oxyde de thorium et l'émission électrique était momentanément très accrue. C'est ainsi que Langmuir fut conduit à la préparation des filaments thoriés.

Le mode de préparation de ces filaments ⁽²⁾ est le suivant : une proportion de 1 à 2 % d'oxyde de thorium est incorporée au filament. Ce filament est porté quelques secondes à une température comprise entre 2600 et 2900° K, puis quelques minutes à une température comprise entre 2000 et 2100° K.

La première opération de chauffage a pour but de débarrasser le filament de ses impuretés gazeuses et en même temps de provoquer la transformation de l'oxyde de thorium en thorium métallique, la seconde de déclencher le phénomène de diffusion qui a pour effet de recouvrir le filament d'une mince couche de thorium.

Sous l'effet de la chaleur, en effet, le thorium diffuse de l'intérieur du filament vers la périphérie, de même que dans la cémentation du fer le carbone diffuse de la périphérie vers le centre. Les lois de cette diffusion ont du reste été étudiées par Langmuir.

En vertu de cette diffusion, l'épaisseur de la couche de thorium qui recouvre le filament de tungstène devrait croître indéfiniment. Mais elle est limitée par l'adsorption du thorium. Il se produit à ce sujet un phénomène assez curieux. A côté de l'évaporation normale du thorium, il se produit ce que Langmuir a appelé l'évaporation induite.

⁽¹⁾ Thomson et Bartlett, « Thermionic valves with dull-emitting filaments », *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, t. 62, août 1924, pp. 689-700.

⁽²⁾ Langmuir, *Physical Review*, t. 22, octobre 1923, pp. 357-368.

⁽¹⁾ Dushman et Ewald, *General Electric Review*, vol. 26, n° 3, mars 1923, p. 154.

⁽²⁾ Roy, *Phil. Mag.*, t. 47, 1924, p. 561, arrive à une conclusion identique.

Lorsqu'un atome de thorium provenant de l'intérieur du filament arrive à la surface en un point où se trouve déjà du thorium, il facilite son évaporation.

Le résultat de ces divers phénomènes est le suivant. Pourvu que la température du filament ne soit pas supérieure à 2000° K, le filament est recouvert uniformément d'une couche monomoléculaire de thorium, qui s'entretient, le thorium évaporé étant immédiatement remplacé par du thorium diffusé.

Cette couche monoatomique de thorium fournit une émission bien supérieure à celle du tungstène pur, elle est, à température égale, près de 10 000 fois plus grande.

D'après Langmuir (1), cette forte émission n'est pas due aux propriétés du thorium, mais à la différence de potentiel au contact thorium-tungstène qui faciliterait l'émission des électrons.

D'après Dushman et Ewald (2), l'émission thermionique par cm² de surface à la température absolue T serait en ampères

$$I = 60,2 T^2 e^{-\frac{34.100}{T}}$$

au contraire, d'après Kingdon (3), elle serait jusqu'à 2 000° absolus égale à

$$I = 7 T^2 e^{-\frac{32.100}{T}}$$

Ces deux formules conduisent à des résultats assez différents.

Ainsi, d'après Dushmann et Ewald, l'émission à 1900° serait de 3,55 ampères par cm²; d'après Kingdon, elle ne serait que de 1,16 ampère.

Nous donnons ci-dessous quelques résultats déduits de la formule de Kingdon.

T	$\frac{J}{\text{Ampères cm}^2}$	$\frac{J}{\text{E}}$ milliampères par watt
1400	$1,51 \times 10^{-3}$	0,39
1500	8×10^{-3}	1,42
1600	$3,5 \times 10^{-2}$	4,4
1700	$1,3 \times 10^{-1}$	11,8
1800	$4,1 \times 10^{-1}$	28,4
1900	1,16	62
2000	2,96	122

(1) *Physical Review*, t. 22, 1923, pp. 357-368.

(2) Dushman et Ewald, *loc. cit.*

(3) Kingdon, *Physical Review*, t. 24, 1924, pp. 512-524.

La valeur de l'émission en fonction de la puissance de chauffage a été déduite de la formule

$$\log E = 3,680 (\log T - 3,3) - \frac{1040}{T} + 1,25$$

E représentant les watts rayonnés par centimètre carré.

A partir de 2000 degrés, le rapport de vitesse de diffusion à la vitesse d'évaporation est tel que la couche monomoléculaire de thorium ne peut se maintenir complètement. Le filament de tungstène n'est plus que partiellement recouvert de thorium.

Dans ces conditions, d'après Kingdon (4), l'émission en ampères par cm² pourrait se déduire de la formule

$$I = (a_1 \theta + a_2 (1 - \theta) - 1) T^2 e^{-\frac{b_1 \theta + b_2 (1 - \theta)}{T}}$$

θ étant le rapport entre la surface totale et celle recouverte de thorium avec

$$a_1 = 7 \quad a_2 = 60 \quad b_1 = 32.100 \quad b_2 = 52.200.$$

Comme on le voit, il convient de ne jamais faire travailler les lampes à filament thorié à une température supérieure à 2000°.

La couche de thorium est excessivement sensible aux traces de gaz que peut contenir la lampe. Une des raisons est que ces traces de gaz peuvent être ionisées par choc et les ions positifs venir bombarder le filament. Ce bombardement peut détruire la couche de thorium. La manière dont se produit cette destruction a été étudiée par Langmuir et Kingdon (5).

Des traces d'oxygène qui viennent former une mince couche au-dessus de la couche de thorium diminuent beaucoup l'émission.

Il est donc nécessaire, non seulement de faire un très bon vide, mais d'empêcher les corps solides contenus dans la lampe (électrodes, paroi intérieure de l'ampoule) de dégager la mince couche de gaz adsorbé qui les recouvre. Tous les corps solides sont en effet recouverts d'une mince couche gazeuse. On est encore mal fixé sur la nature du phénomène qui retient cette couche, mais on lui a donné le nom d'adsorption (6).

Il convient donc de débarrasser le mieux possible les électrodes des gaz occlus.

Il est plus difficile de purger la grille des gaz occlus. Thomson (7)

(4) Kingdon, *loc. cit.*

(5) *Physical Review*, t. 22, 1923, pp. 148-160.

(6) Dunoyer, *La technique du vide*, p. 168.

(7) Thomson et General Electric Cy, brevet anglais 169546.

recommande le procédé suivant : recouvrir la grille d'un vernis constitué par du celluloid mélangé d'un peu de phosphore rouge dissous dans l'acétate d'amyle dilué d'alcool éthylique. Ce vernis, lorsque la grille a légèrement chauffé, l'enduit de telle sorte que les gaz occlus ne peuvent pas s'échapper.

Pendant la fabrication de ces lampes, on place sur la plaque un peu de magnésium. La lampe terminée et vidée, au moyen de courants induits de haute fréquence, on porte la plaque au rouge. Le magnésium se volatilise et vient se déposer sur l'ampoule.

L'action du magnésium est double. Il parfait le vide de la lampe par un mécanisme analogue à celui du getter dans les lampes à incandescence⁽¹⁾.

De plus la couche de magnésium qui vient tapisser intérieurement la paroi intérieure de l'ampoule s'oppose à l'émission des gaz absorbés par cette paroi.

Une remarque s'impose dans la construction des lampes en tungstène thorié.

Une lampe de cette espèce ne donnerait pas exactement les mêmes caractéristiques qu'une lampe à filament de tungstène pur.

La caractéristique serait légèrement décalée vers les abscisses positives⁽²⁾.

Cela tient à la différence de potentiel au contact tungstène thorium.

Cette différence de potentiel au contact a pour effet de donner aux abscisses représentant la tension grille un déplacement dans le sens positif de 1,5 volt.

Il importe de tenir compte de ce fait dans la prédétermination des constantes géométriques de la lampe.

Nous n'insisterons pas sur les différents types de lampes de réception réalisés avec le filament thorié.

Tout le monde sait qu'on est arrivé à construire des lampes donnant toute satisfaction et consommant comme courant de chauffage dans le filament 0,07 ampère sous 4 volts.

Toutefois l'emploi de ces lampes est plus délicat que celui des lampes à filament de tungstène pur.

Il faut éviter de pousser le filament et de dépasser la température de 2000 K. sinon, comme nous l'avons dit, le thorium s'évapore trop rapidement et cesse de recouvrir toute la surface du filament. Il est

⁽¹⁾ Dunoyer, *La technique du vide*, p. 212.

⁽²⁾ Thomson et Bartlett, *loc. cit.*

possible, il est vrai, de régénérer le filament partiellement détérioré. Ces lampes sont aussi beaucoup plus irrégulières que les lampes à tungstène pur. La valeur de l'émission varie beaucoup avec la durée de fonctionnement et leurs propriétés amplificatrices diminuent rapidement.

D'après White⁽¹⁾, lorsque des lampes à filament thorié sont mises en essai de durée (grille réunie au négatif du filament tension normale appliquée à la plaque), l'émission électronique commence par croître, puis décroît.

Ainsi White signale des résultats obtenus sur « des radiotrons modèle 210 A de la General Electric Cy ».

L'émission initiale était d'environ 40 milliampères et la lampe était considérée comme hors d'usage lorsque cette émission était tombée à 20 milliampères.

Parmi les lampes essayées certaines n'eurent qu'une durée de 100 heures, d'autres une durée de 1000 heures. Mais dans tous les cas, l'émission électronique augmenta pendant la moitié de la vie, pour diminuer pendant la deuxième moitié. D'après Thomson et Bartlett, ces variations d'émission ne se produiraient pas si la pression de gaz restait toujours inférieure à 0,00001 millimètre.

Il est difficile d'utiliser des tensions élevées sur les plaques des lampes à filament thorié.

La raison en est la suivante :

Tous les électrons ne vont pas à la plaque, quelques-uns vont bombarder le verre et cela avec une vitesse d'autant plus grande que la tension filament plaque est plus élevée. Il en résulte un échauffement local du verre d'autant plus élevé que la vitesse de l'électron est plus grande et par suite une libération du gaz adsorbé au point d'impact.

La valeur de la tension maximum admissible dépend des dimensions de l'ampoule. Elle est d'autant plus grande que l'ampoule est elle-même plus grande.

Tout récemment des perfectionnements ont été apportés dans la fabrication du filament de tungstène thorié.

On a constaté que l'addition d'un peu de carbone au filament le rendait moins sensible à l'action des gaz. C'est avec ce filament nommé « XL » que la General Electric Cy a pu construire récemment des lampes d'émission donnant 1 kilowatt sous 2000 volts⁽²⁾.

⁽¹⁾ *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 13, oct. 1925, pp. 625-645.

⁽²⁾ Warner et Pike, *Transactions of the Institute of Radio Eng.*, t. 13, oct. 1925, p. 589.

Dans ces lampes le filament fonctionne à 2000° K avec une émission d'environ 100 milliampères par watt.

Le filament thorié et carburé est-il le dernier perfectionnement d'ici quelques années dans la construction des lampes. Certaines publications faites par Langmuir et Kingdon sur leurs travaux peuvent nous laisser espérer que d'autres perfectionnements seront réalisés d'ici peu.

Nous avons signalé que la présence de gaz dans une lampe à filament thorié diminuait l'émission et qu'une partie de cette diminution était due à une adsorption du gaz autour du filament. Mais cette action ne se produit pas avec tous les gaz, au contraire, c'est ainsi que Kingdon (1) a constaté qu'avec des traces d'azote dans une lampe à filament thorié, l'émission était quintuplée.

Ceci serait dû, d'après Kingdon, à une modification de la constante de la formule de Richardson. Il suffirait d'une pression d'azote de 0,1 μ dans l'ampoule pour arriver à ce résultat.

D'autre part Kingdon et Langmuir (2) ont étudié l'émission de filaments de tungstène ayant adsorbé de la vapeur de cæsium. Tout d'abord il semble que l'émission est maximum lorsque le cæsium ne recouvre que les 98 centièmes de la surface du filament.

D'autre part, si on fait adsorber au filament de tungstène de l'oxygène avant de le traiter par la vapeur de cæsium, l'émission est fortement augmentée.

Nous nous bornerons à ces quelques citations de travaux qui ne sont pas encore sortis du domaine du laboratoire. L'avenir nous apprendra si ces recherches conduisent à quelques applications pratiques en radiotélégraphie.

Les bruits dans les lampes.

On sait que toutes les lampes placées sur un amplificateur donnent naissance à des bruits dans les écouteurs placés dans la plaque de la dernière lampe. Ces bruits ont évidemment pour cause des variations brusques dans le courant de plaque des lampes et ce sont en particulier les variations de courant dans la première lampe qui, amplifiées, se font entendre dans le téléphone.

Ces bruits parasites limitent beaucoup le rôle des amplificateurs.

Il faut que la transmission à amplifier ait déjà une certaine intensité pour qu'après amplification, elle se détache sur les bruits parasites

(1) *Physical Review*, t. 24, 1924, pp. 512-522.

(2) *Ibid.*, t. 23, 1924, pp. 112-113.

qui créent ainsi une sorte de seuil auditif qui serait notablement abaissé si le courant plaque des lampes restait parfaitement stable. Il semble évident que ces bruits parasites sont dus à des défauts de fabrication et il serait intéressant d'en connaître la cause pour chercher à les éliminer.

On distingue deux sortes de bruits : 1° un souffle continu analogue à un bruit de vagues, 2° des crépitements.

Il nous a semblé qu'on pourrait attribuer le premier à des traces de gaz restant dans des lampes. Le fait est qu'il augmente beaucoup lorsqu'on chauffe l'ampoule ce qui provoque un dégagement du gaz adsorbé.

Les crépitements, par contre, semblent provenir du filament. Les fabricants estiment en effet que certains échantillons de fil de tungstène donnent des crépitements et d'autres n'en donnent pas. D'autre part, nous avons eu, il y a quelques années, l'occasion de faire faire par l'habile spectroscopiste qu'était M. de Grammont l'examen de divers échantillons de tungstène. Dans l'un donnant de très forts crépitements, il avait trouvé les raies ultimes du molybdène.

Il est vrai que King (1) affirme que les bruits des lampes sont dus à des inégalités d'absorption des électrons par la grille et qu'ils dépendent de l'impédance placée dans le circuit plaque.

Nous avons n'avoir pas très bien compris le mécanisme du phénomène ainsi invoqué. Mais alors que tous les efforts étaient tournés vers la recherche des causes accidentelles de ces crépitements pour chercher de suite à les éliminer, un travail du physicien allemand Schottky est venu jeter le trouble dans l'esprit de tous ceux qui s'occupent de la question des lampes. D'après Schottky (2), ces brusques variations du courant plaque ne seraient nullement dues à des causes accidentelles, mais constitueraient un phénomène physique caractéristique de l'émission thermionique.

On sait à l'heure actuelle qu'il n'y a pas de phénomènes physiques continus pas plus qu'il n'y a de matière homogène. S'il nous paraît en être autrement, c'est que nous portons nos observations sur des temps relativement grands ou sur des quantités de matière assez considérables. Ainsi 2 cm³ prélevés dans une solution nous paraissent contenir la même quantité du corps dissous, mais si nous pouvions faire l'analyse de volumes très petits de la solution, nous constaterions qu'en réalité les proportions des corps dissous varient beaucoup

(1) *The Bell System Technical Journal*, t. 11, oct. 1923, p. 63.

(2) *Annales der Physik*, t. 57, 1918, pp. 541-567.

d'un volume à l'autre. Il y a ce qu'on appelle des fluctuations du corps dissous dans le solvant et c'est ainsi qu'on arrive à expliquer par exemple les phénomènes d'opalescence qu'on constate dans certaines solutions (1). Au fond, la continuité apparente que nous constatons dans la plupart des phénomènes physiques ne serait qu'un équilibre statique.

C'est ainsi que le courant dû à l'émission thermionique ne nous paraît constant que parce que nous l'observons pendant un temps assez long. Mais il présente par rapport à l'état moyen que nous observons des fluctuations d'autant plus espacées que leur amplitude est plus grande.

Schottky avait fait une étude complète du phénomène auquel il avait donné le nom de « Schroteffekt » (effet de grains de plomb).

D'après Schottky, si dans une diode on intercale un circuit oscillant constitué par une inductance et une capacité en dérivation, le « Schroteffekt » a pour conséquence de produire des oscillations dans ce circuit, oscillations dont l'amplitude dépend de la valeur « e » charge de l'électron. Plusieurs formules relatives à l'amplitude de ces oscillations ont été proposées par Schottky, par Fürth (2) et par Fry (3).

Ainsi, d'après ce dernier auteur, la tension efficace aux bornes du condensateur du circuit oscillant pourrait se déduire de la formule

$$V^2 = \frac{ei}{2C^2} \frac{L}{C \left(1 + \frac{L}{RR_1C}\right)} \left[1 + \frac{C}{L} \frac{R^2}{1 + \frac{R}{R_1}}\right]$$

e charge de l'électron, L et C inductance et capacité du circuit oscillant, R résistance de la bobine de self-induction, R_1 résistance du circuit filament plaque.

Des vérifications ont été tentées par divers physiciens, vérifications qui se justifient du reste assez mal.

Hartmann trouva pour valeur de $e = 4,6 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques C.G.S.

Hull et Williams (4) trouvent $4,76 \times 10^{-10}$.

Mais Fürth trouve des valeurs variant de $2,2 \times 10^{-10}$ à $8,2 \times 10^{-10}$. La valeur généralement admise pour e est $4,2 \times 10^{-10}$.

Quoi qu'il en soit, si les bruits que nous constatons dans nos

(1) Perrin, *Les atomes*, chap. V.

(2) *Physikalische Zeitschrift*, t. 23, 1922, p. 354.

(3) *Journal of the Franklin Institute*, t. 199, 1925, p. 263.

(4) Hull et Williams, *Physical Review*, t. 25, 1925, pp. 147-173.

lampes avaient une cause de physique générale comme celle invoquée par Schottky, ils seraient inhérents au phénomène utilisé et on ne saurait songer à s'en affranchir par un perfectionnement dans la construction des lampes.

Toutefois nous devons remarquer que Schottky lui-même estimait que le « Schroteffekt » ne pouvait s'opposer qu'à la perception de transmissions radiotélégraphiques donnant à la réception une puissance de l'ordre de 10^{-14} watt, c'est-à-dire bien inférieure aux puissances des transmissions que le bruit des lampes nous empêche de percevoir. L'étude du « Schroteffekt » a été reprise récemment par Johnson (1).

Johnson, utilisant des circuits oscillants de basse fréquence, arrive à la conclusion que le « Schroteffekt » est fortement affaibli par la charge d'espace et que ce sont probablement des migrations d'ions qui produisent ces bruits parasites si gênants dans l'emploi des lampes.

Il semble donc possible pour les fabricants d'arriver à améliorer la construction des lampes.

Nous devons mentionner que d'après Thomson et Bartlett, les lampes à filament thorié étaient exemptes de ces bruits. Nous devons malheureusement déclarer que nous avons constaté qu'il n'en était pas toujours ainsi.

Nous sommes du reste d'accord avec les deux auteurs cités pour reconnaître qu'en outre ces lampes donnent ce qu'ils appellent des bruits microphoniques, c'est-à-dire de fréquence musicale, provoqués par les vibrations du filament, vibrations que peuvent amorcer les moindres secousses auxquelles les lampes sont soumises.

Les radiations secondaires dans les lampes à trois électrodes.

Jusqu'ici, nous sommes habitués à considérer le phénomène qui se passe dans les lampes sous la forme suivante :

Sous l'action combinée du champ produit par la plaque et la grille, des électrons sortent du métal incandescent. Quelques-uns sont arrêtés au passage par la grille, mais la plus grande partie va à la plaque.

En réalité les phénomènes peuvent être beaucoup plus complexes.

(1) *The Bell System Technical Journal*, oct. 1925; *Physical Review*, t. 26 juillet 1925.

Souvent en traçant des caractéristiques de lampes, nous avons constaté certaines anomalies dans ces courbes, le courant plaque passait, même dans des lampes parfaitement vidées, par des maximum ou des minimum.

Il semble que ce soit Appleton ⁽¹⁾ qui ait pensé à attribuer au rayonnement secondaire des électrons ces anomalies. L'idée a été reprise par Gill ⁽²⁾. C'est d'ailleurs sur cette émission d'électrons secondaires qu'était basé le principe du dynatron de Hull, mais il semble que pendant un certain temps on ait hésité à admettre qu'une semblable émission secondaire pouvait avoir lieu sous de faibles tensions.

Ces émissions d'électrons secondaires ont donné lieu ces dernières années à de nombreux travaux ⁽³⁾.

Les résultats de ces recherches sont parfois contradictoires. Nous essayerons dans la mesure du possible de mettre en évidence les résultats les plus vraisemblables et de montrer les conséquences qui peuvent en résulter dans le fonctionnement des lampes à trois ou quatre électrodes.

Considérons avec Lange ⁽⁴⁾ la caractéristique d'une lampe à trois électrodes obtenue dans les conditions suivantes :

La température du filament peu poussé est très faible, la charge

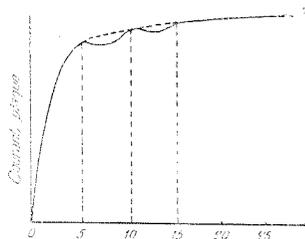


Fig. 1.

d'espace par suite l'est également et il est très possible d'arriver à obtenir le courant de saturation avec de faibles tensions sur les électrodes.

⁽¹⁾ *Radio Review*, sept. 1921, p. 504, janv. 1922, p. 55.

⁽²⁾ *Philosophical Magazine*, t. 45, 1923, p. 866.

⁽³⁾ Tank, *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, 1922, p. 20. Farnsworth, *Proceedings National of the Academy of Science*, t. 8, 1922, pp. 251-254.

Davison et Kunsman, *Physical Review*, t. 14, 1922, p. 253.

Horton et Davies, *Philosophical Magazine*, t. 46, 1923, p. 129.

Gill, *Philosophical Magazine*, t. 46, 1923, p. 994.

⁽⁴⁾ *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, t. 26, avri 1925, p. 37.

La grille est maintenue à une tension constante 7 volts et on fait croître progressivement le courant plaque.

La caractéristique ainsi obtenue a la forme représentée dans la figure 1.

On voit qu'entre 5 et 9 volts la caractéristique présente une première bosse, une autre se manifeste entre 10 et 15 volts.

Nous allons voir comment Lange explique ces deux anomalies.

Remarquons tout d'abord que la vitesse d'impact de l'électron sur la plaque ne dépend que du potentiel de cette plaque. Cette vitesse v est en appelant V le potentiel de la plaque, celui du filament étant pris égal à 0, donnée par la relation :

$$1/2 m v^2 = e V$$

m masse de l'électron, e sa charge. Autrement dit, cette vitesse est proportionnelle à la racine carrée de la tension plaque.

Lorsque la vitesse d'impact est faible, comprise entre des limites correspondant à 5 et 9 volts, les électrons éprouvent une réflexion sur la plaque et sont renvoyés vers la grille ce qui explique la diminution du courant plaque. C'est pour les vitesses correspondant à 7 volts, que cette réflexion est maximum.

Lorsque la vitesse d'impact devient plus grande, un autre phénomène se produit ; à partir des vitesses correspondant à 10 volts, il y a émission d'électrons secondaires par la plaque. Ces électrons sont renvoyés vers la grille.

Mais à ce moment la plaque est à une tension supérieure à celle de la grille. Ce n'est donc que par suite de leur vitesse initiale que les électrons secondaires peuvent atteindre la grille. Cette vitesse initiale ne leur permet que de surmonter une différence de potentiel de 8 volts, donc quand la plaque sera à une tension supérieure à 15 volts la tension grille étant de 7 volts, les électrons secondaires devront revenir à la plaque et le courant filament plaque reprendra la valeur qu'il aurait eue sans cette émission secondaire.

Dans la figure 1, on a pu tracer en pointillé, en se basant sur le phénomène de continuité, l'allure qu'aurait dû avoir le courant plaque s'il n'avait été troublé par aucun phénomène secondaire.

La connaissance de cette caractéristique du courant plaque abstraction faite des phénomènes secondaires.

On peut démontrer ⁽¹⁾ que lorsque les électrons quittent le filament sans vitesse initiale, la manière dont ils se partagent entre la

⁽¹⁾ Tank, *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, t. 20, 1922, p. 83.

grille et la plaque, c'est-à-dire le rapport $\frac{i_g}{i_p}$ ne dépend que du rapport des tensions plaque et grille, autrement dit :

$$\frac{i_g}{i_p} = F\left(\frac{v_g}{v_p}\right)$$

ceci bien entendu lorsque la saturation est atteinte.

Le procédé que nous venons de décrire qui permet par une interpolation précise de déterminer $\frac{i_g}{i_p}$ en fonction de $\frac{v_g}{v_p}$ permettra, lorsqu'on obtiendra des courbes déformées par des émissions secondaires, de tracer les caractéristiques telles qu'elles auraient dû être sans ces émissions.

Soient i_{g_1} et i_{p_1} les courants observés.

Le courant de saturation est :

$$i_s = i_{g_1} + i_{p_1}$$

d'autre part on doit avoir pour une tension plaque et une tension grille données :

$$\frac{i_g}{i_p} = F\left(\frac{v_p}{v_g}\right)$$

Ces deux équations permettent de calculer i_g et i_p .

Mentionnons, d'autre part, que Van der Pol avait signalé depuis longtemps (1) que lorsque $V_g = V_p$ pour une lampe donnée, $\frac{i_g}{i_p} = c''$ et que par suite les valeurs sont les mêmes qu'il y ait ou non émission d'électrons secondaires.

Nous avons exposé d'une façon très affirmative les lois d'émission des électrons secondaires, ceci pour rendre notre exposé plus clair. En réalité ces lois sont loin d'être nettement établies et les travaux cités peuvent prêter à discussion. Mais il ne faut pas oublier que notre but était précisément d'attirer l'attention sur ces travaux.

Voyons maintenant comment ces phénomènes vont influer sur la manière dont se comportent les lampes dans les conditions d'emploi.

Nous reproduisons d'après Van der Pol (fig. 2) les résultats des relevés des caractéristiques des courants plaque et grille effectués sur une lampe Phillips, les abscisses représentent la tension grille,

les ordonnées les courants plaque et grille, la plaque est maintenue à une tension constante de 150 volts. Les courbes en pointillé représentent la forme que devraient avoir les caractéristiques s'il n'y avait pas d'émission secondaire. On voit qu'entre 15 et 120 volts le courant

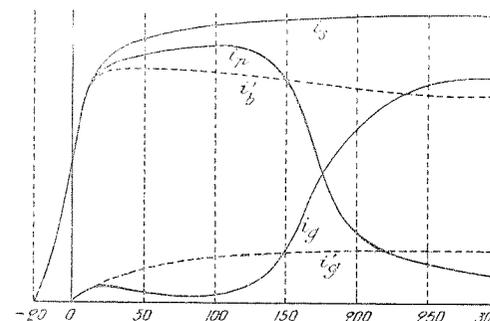


Fig. 2.

grille qui avait augmenté présente une déflexion, le courant plaque étant au contraire plus grand que la valeur qu'il aurait dû avoir normalement.

Pour $V_g = V_p = 150$ volts, les deux courants ont leur valeur normale, puis le courant plaque décroît rapidement, le courant grille croissant au contraire rapidement et devenant plus grand que le courant plaque pour $V_g = 170$ volts.

Pour expliquer cette forme de courbe, Van der Pol admet qu'à partir de 15 volts la grille émet des électrons secondaires qui vont à la plaque, d'où diminution du courant grille et augmentation du courant plaque. Lorsque le potentiel de grille n'est plus inférieur que d'une vingtaine de volts à celui de la plaque, les électrons secondaires peuvent aller de la plaque à la grille, le courant grille commence à augmenter, le courant plaque à diminuer. Lorsque la tension grille est supérieure à la tension plaque, le nombre des électrons secondaires émanés de la plaque qui peuvent atteindre la grille augmente rapidement d'où chute brusque du courant plaque, augmentation rapide du courant grille. D'après Van der Pol, le nombre d'électrons secondaires émis par une plaque de nickel est proportionnel à la vitesse primaire. En particulier pour une vitesse primaire correspondant à 300 volts, il y aurait autant d'électrons secondaires que d'électrons primaires. Nous devons signaler qu'en opérant sur des lampes de réception Marconi nous avons retrouvé des résultats identiques à ceux signalés par Van der Pol, mais que les lampes de

(1) Voir Appleton, *Radio Review*, t. 3, 1922, p. 55.

Van der Pol, *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, t. 25, n° 5, 1925.

réception française nous ont donné des résultats totalement différents. (Voir figure 3.)

Nous devons également signaler que sur certaines lampes, des lampes d'émission en particulier, nous avons constaté une déflexion beaucoup plus marquée du courant grille et même une inversion. Ajoutons du reste que les conditions expérimentales dans lesquelles

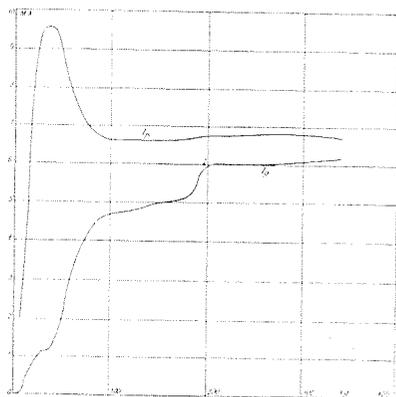


Fig. 3.

nous avons observé cette inversion nous ont laissé supposer que les traces de gaz restant dans la lampe pouvaient jouer, sinon le rôle principal, du moins un rôle accessoire dans cette inversion.

N'existe-t-il pas d'autre moyen que d'admettre une émission secondaire pour expliquer les phénomènes observés?

Si, il est certainement possible de les expliquer en faisant intervenir uniquement la charge d'espace. Nous pouvons exposer à ce sujet les idées contenues dans un travail récent de Gill (1).

L'auteur cherchait à vérifier que quand le filament émettait son courant de saturation pour un rapport donné $\frac{V_g}{V_p}$, le rapport $\frac{E_g}{E_p}$ était aussi constant.

Une tension fixe était appliquée à la grille, une tension fixe à la plaque. On faisait varier l'émission totale du filament en faisant varier le courant de chauffage.

C'est ainsi que l'auteur constatait qu'avec une lampe Mullard, la tension grille étant de 40 volts, la tension plaque de 60 volts, le courant plaque était toujours les 53 % du courant total. Si la tension

(1) Gill, *Philosophical Magazine*, 1925, p. 963.

grille était 40 volts, la tension plaque 10 volts, le courant plaque était les 55 centièmes du courant total.

Dans la lampe Mullard utilisée, le diamètre de la grille était de 4 mm, celui de la plaque de 10 mm.

Reprises avec une lampe Marconi ayant un diamètre de grille de 5 mm, un diamètre de plaque de 25 mm, les résultats furent complètement différents.

La figure 4 représente les résultats obtenus.

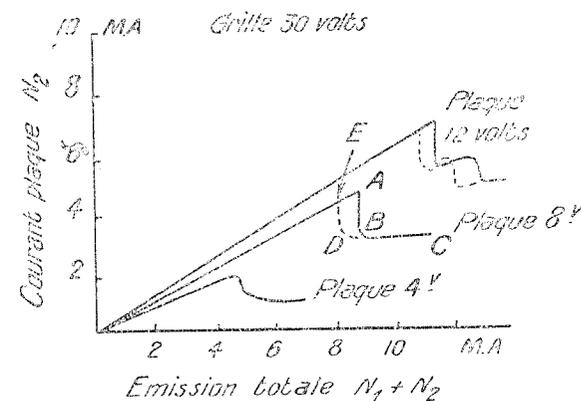


Fig. 4.

Pour faire comprendre l'explication que donne Gill de la diminution brusque du courant plaque, nous croyons utile de revenir tout d'abord sur l'explication qu'a donnée Langmuir du rôle de la charge d'espace (1).

Considérons un diode, on sait que tant que la tension plaque n'est pas suffisamment élevée, le courant filament plaque est inférieur au courant de saturation correspondant à la température du filament et est de la forme

$$i' = \frac{K V^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

d distance des deux électrodes supposées 2 plans,

V potentiel de la plaque (celui du filament est supposé nul),

K une constante dépendant de la forme des électrodes.

Cette formule avait du reste été primitivement donnée par Child (2).

(1) Bloch, *Phénomènes thermoioniques*, chap. VI.

(2) *Physical Review*, t. 32, 1911, p. 498.

Pourquoi tous les électrons que le filament est susceptible d'émettre ne vont-ils pas à la plaque? La raison en est grossièrement la suivante. Les électrons déjà émis et qui cheminent du filament vers la plaque, repoussent ceux qui tendent à sortir. C'est ce qu'on appelle l'effet de charge d'espace. Mais l'analyse mathématique nous permet d'aller plus loin.

En un point quelconque entre la cathode incandescente (supposée plane) et la plaque, on aura en vertu du théorème de Poisson

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho$$

V potentiel, ρ densité électrique (nous mettons le signe moins parce qu'il s'agit d'électricité négative).

Si la densité électrique ρ est nulle, l'intégration de cette expression donne une formule linéaire.

Mais si ρ n'est pas nulle, on trouve pour expression de V en fonction de x , une formule parabolique tournant sa concavité vers les ordonnées positives.

Lorsque ρ croît en valeur absolue, il arrive un moment où la déformation de la courbe des potentiels s'accroît, cette courbe devient tangente à l'axe des x . $\frac{dV}{dx}$ est alors nul pour $x=0$; mais $\frac{dV}{dx}$ pour $x=0$, c'est précisément le champ électrique à la surface de la

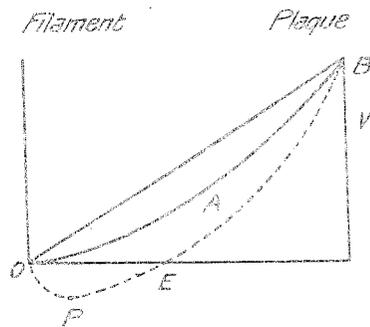


Fig. 5.

cathode : ce champ étant nul, aucune action ne s'exerce plus sur les électrons et le courant ne peut croître au delà de la limite fixée par la valeur de ρ qui annule $\frac{dV}{dx}$ pour $x=0$.

La répartition des potentiels entre filament et plaque est représentée par la courbe OAB (fig. 5).

Mais cette démonstration suppose que les électrons sortent du filament sans vitesse initiale.

Or il n'en est rien. Ils ont une vitesse initiale qui leur permet de sortir du filament même si le champ électrique est nul, et l'émission ne s'arrête que lorsque la densité a une valeur telle qu'au voisinage du filament le champ électrique ait une valeur suffisante pour s'opposer à la sortie des électrons. La répartition des potentiels est alors représentée par une courbe comme celle tracée en pointillé sur la figure. On voit qu'au voisinage du filament il y a une inversion du potentiel. La véritable formule donnant le courant n'est plus

$$i' = \frac{K V^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

mais

$$i' = \frac{K (V + v)^{\frac{3}{2}}}{d_1^2}$$

d , étant la distance entre la plaque et le point P de la courbe des potentiels à la tangente est horizontale (champ nul) et v la différence de potentiel changée de signe du point P .

C'est un raisonnement du même genre que Gill' applique à l'espace grille plaque de la lampe.

Quoique la plaque soit à un potentiel plus faible que la grille, les électrons arrivent sur la grille avec une certaine vitesse qui leur permet d'en franchir les mailles.

On peut encore écrire dans l'espace grille plaque.

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho$$

Il en résulte que le potentiel ne décroît pas linéairement entre la grille et la plaque, mais suivant une courbe parabolique qui peut présenter un minimum égal à zéro.

Soit d la distance entre la grille et la plaque, x la distance de la grille à laquelle se trouve ce minimum. Le courant qui, en vertu de la formule de Langmuir, peut aller à la grille plaque est

$$i' = \frac{K (V_p)^{\frac{3}{2}}}{(d-x)^2}$$

Or le nombre d'électrons qui franchissent la grille pendant l'unité de temps, c'est-à-dire l'intensité i' du courant qui traverse la grille ne dépend que du potentiel V_g de la grille et de la température du filament. Si les conditions sont telles que

$$i_1 > i'$$

tous les électrons qui ont franchi la grille ne peuvent aller à la plaque, quelques-uns doivent revenir à la grille.

On comprend très bien que dans les expériences citées, l'augmentation de la température du filament puisse produire des conditions telles que les conditions nécessaires pour que tous les électrons ne puissent parvenir à la plaque soient remplies et qu'on observe une diminution du courant plaque.

En tout cas, il existe un fait certain, c'est que dans un triode, lorsque la tension grille devient presque égale à la tension plaque, le courant plaque diminue brusquement et le courant grille augmente.

Or, dans un poste à lampes, pendant que la tension grille croît, la tension plaque décroît. On risque donc d'arriver dans des conditions telles que presque tous les électrons iraient à la grille, l'échauffant inutilement sans fournir d'énergie à la plaque.

C'est du reste ainsi qu'on peut expliquer comment dans des relevés oscillographiques on a obtenu comme forme du courant plaque certaines formes telles qu'on voit le courant plaque croître, puis décroître et croître de nouveau.

Un semblable fonctionnement ne peut être que nuisible à la lampe, car on échauffe inutilement la grille sans en augmenter le rendement.

C'est pour cela que Prince (1) recommande de prédéterminer les postes de telle façon que la tension maximum grille ne dépasse pas les 80 centièmes de la tension minimum de plaque.

On voit aussi que jamais le courant plaque ne peut atteindre sa valeur de saturation correspondant à la température du filament et que par suite tous les calculs de postes basés sur cette donnée doivent être erronés.

Nous avons vu aussi que la manière dont se comporte le courant grille vis-à-vis du courant plaque semble dépendre beaucoup des dimensions géométriques de la lampe.

La comparaison signalée des lampes Marconi et T. M. le montre bien ainsi que les deux expériences de Gill.

Il y aurait donc peut-être intérêt pour les constructeurs à construire des lampes pour lesquelles le courant plaque ne diminue pas trop vite. On pourrait augmenter la puissance qu'il est possible de tirer de la lampe.

De même nous avons vu que le courant grille est susceptible de

s'inverser. Il en résulte ce que Prince appelle le blocage, c'est-à-dire un arrêt des oscillations de la lampe. Là encore, il semble que les dimensions géométriques de la lampe jouent un rôle (ce qui écarterait l'hypothèse d'une émission secondaire). Il y aurait intérêt de la part des constructeurs à vérifier s'il en est bien ainsi et à construire des lampes telles que cette inversion ne puisse pas se produire.

Nous voulons attirer l'attention sur divers points peut-être trop négligés jusqu'ici et dont l'étude pourrait apporter d'importants perfectionnements à la technique des lampes.

Les ondes très courtes.

Nous n'envisagerons dans cet exposé des ondes très courtes que celles qui semblent produites par des phénomènes intérieurs aux lampes.

Nous laisserons de côté les ondes courtes obtenues par les montages ordinaires des postes à lampes ainsi que celles obtenues par résonance des harmoniques comme l'ont fait MM. Gutton et Pierret (1).

En 1919, Whiddington (2) signalait que dans certaines lampes contenant des traces de gaz, des oscillations s'amorçaient sans aucun circuit oscillant extérieur lorsque la plaque étant à un potentiel élevé, la grille était portée à un certain potentiel positif par rapport au filament.

La fréquence de ces oscillations qu'on pouvait recevoir par la méthode hétérodyne dans un circuit accordé voisin ne dépendait que des dimensions géométriques de la lampe et de la tension de la grille.

Whiddington donne l'explication suivante de la production de ces oscillations.

Il admet que sur le filament de tungstène incandescent se trouvent des points particuliers dus probablement à des impuretés et qui par moments émettent des électrons. Ces électrons traversent la grille, arrivés dans l'espace filament plaque ionisent les gaz. Les ions positifs ainsi formés viennent bombarder le filament; au point d'impact la température s'élève, et pendant quelques instants le point ainsi frappé donne lieu à une émission particulièrement élevée d'électrons. Le phénomène produit par les points particuliers de la surface s'entretient ainsi.

La fréquence des oscillations dépend du temps nécessaire à l'ion

(1) *Proceedings of Institute of Radio Engineers*. Voir aussi Van der Pol et Posthumus, *Onde Électrique*, août 1925, p. 334.

(1) *Onde Électrique*, 4^e année, n° 45, sept. 1925, pp. 387-393.

(2) *Radio Review*, t. 1, n° 2, nov. 1919, p. 53.

positif pour aller de la grille au filament, ce mouvement étant uniformément accéléré et la vitesse d'arrivée de l'ion au filament étant donnée par la formule

$$v^2 = 2V \frac{e}{m_i}$$

v vitesse, V potentiel grille, $\frac{e}{m_i}$ rapport de la charge à la masse de l'ion envisagé.

Dans ses expériences, Whiddington a constaté que le carré de la fréquence des oscillations était bien proportionnel à la tension comme le veut le développement de la théorie ébauchée ci-dessous.

Les fréquences observées semblaient indiquer que les ions positifs produisant le phénomène étaient dus à l'ionisation par choc de la vapeur de mercure.

Whiddington arriva ainsi à produire des ondes de 77 centimètres.

Mais de semblables phénomènes ne peuvent se produire qu'avec des lampes douces ou tout au moins mal vidées, car, nous l'avons observé dans les laboratoires de la Radiotélégraphie militaire avec des lampes qui avaient la prétention d'être des lampes dures.

En 1920, Barkhausen et Kurz ⁽¹⁾ signalaient un phénomène particulièrement curieux.

Dans une lampe parfaitement vidée un potentiel positif élevé fut appliqué à la grille, la plaque au contraire était à un potentiel légèrement négatif. Dans ces conditions toutefois on a constaté l'existence d'un courant filament plaque que les auteurs attribuèrent à l'existence d'oscillations de haute fréquence dans la lampe.

Pour mettre ces oscillations en évidence, Barkhausen et Kurz utilisèrent le procédé des fils de Lecher avec deux fils réunis d'une part à la plaque, d'autre part à la grille, et constatèrent que les ondes produites étaient de l'ordre du mètre.

Le courant de chauffage du filament jouait un rôle important. Le fait de le faire passer de 0,8 à 1,15 ampère faisait passer la longueur d'onde de 2 m 14 à 1 m 31.

De même pour une tension plaque de + 4 volts, la longueur d'onde était de 2 m 40 et tombait à 1 m 31 si la tension plaque était de - 300 volts. L'augmentation de la tension grille réduisait aussi la longueur d'onde.

Schrenk ⁽²⁾ a repris les expériences de Barkhausen et Kurz et obtenu des ondes de 30 à 330 centimètres.

⁽¹⁾ *Physikalische Zeitschrift*, 1^{er} janvier.

⁽²⁾ *Annales der Physik*, t. 73, 1923, p. 54.

Le procédé de Barkhausen et Kurz a donné lieu également à de nombreuses recherches faites à l'Université d'Oxford par Gill et Morrell ⁽¹⁾.

Dans une première série d'expériences, Gill et Morrell attachaient à la plaque et à la grille d'une lampe deux fils de Lecher, la grille était portée à un potentiel assez élevé par rapport au filament, la plaque au contraire était au même potentiel que le filament.

La figure 6 donne le schéma du montage.

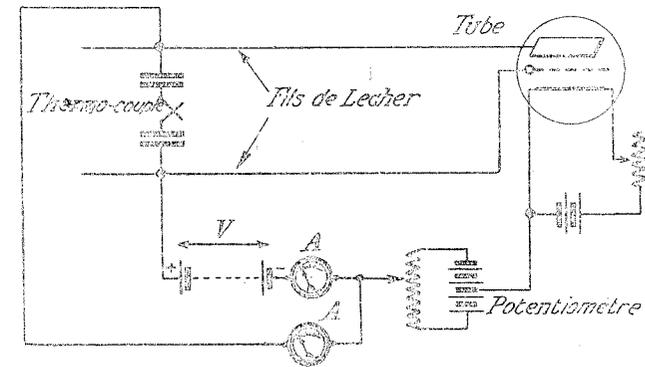


Fig. 6.

En déplaçant sur les fils le pont contenant le couple, on constatait la présence d'ondes stationnaires.

La longueur de ces ondes ne dépendait ni de la longueur des fils, elle variait peu avec le chauffage du filament, mais dépendait essentiellement de la tension plaque.

Soit V cette tension plaque, Gill et Morrell constatèrent que le produit $\lambda^2 V$ était constant.

Dans une autre série d'expériences, Gill et Morrell opérèrent en portant la plaque à un certain potentiel positif V_p , tout en maintenant la condition $V_g > V_p$; V_g potentiel grille.

La figure 7 donne le schéma du montage.

Comme on le voit, un système de fils de Lecher de longueur variable était connecté d'une part à la plaque et à la grille, d'autre part aux deux armatures d'un condensateur C d'environ un microfarad.

Les armatures de ce condensateur constituant des nœuds de potentiel, on pouvait donc sans inconvénient y connecter les batteries.

⁽¹⁾ Gill et Morrell, *Philosophical Magazine*, t. 44, 1922, p. 161.

Gill, *Experimental Wireless*, oct. 1923.

Gill et Morrell, *Philosophical Magazine*, fév. 1925, pp. 360-370.

On réglait la longueur des fils de Lecher jusqu'à ce que de brusques variations des indications des deux milliampèremètres A_g et A_p indiquassent l'amorçage d'oscillations.

La fréquence de ces oscillations était mesurée au moyen d'un deuxième système de fils de Lecher parallèle au premier.

Si par exemple le galvanomètre relié au couple T donnait ses dévia-

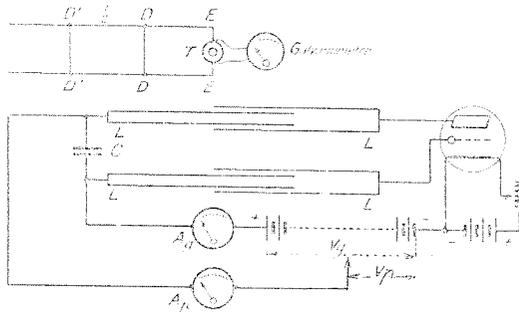


Fig. 7.

tions maximum pour deux positions DD et D'D' du pont mobile, la longueur d'onde des oscillations se déduisait de la relation.

$$DD' = \frac{\lambda}{2}$$

Voici quelques détails sur les résultats obtenus.

La lampe était du modèle M T₅ Marconi, la grille était à 312 volts, la plaque à 127.

On constatait l'existence d'oscillations de longueur d'onde comprise entre 176 et 194 centimètres, mais l'oscillation la plus énergique correspondait à 188 centimètres. C'est cette longueur d'onde donnant l'amplitude maximum que nous désignerons par λ .

En faisant varier V_g et V_p , les auteurs constatèrent que pour $V_g - V_p = c^1$, λ restant constant et que d'une façon générale on avait

$$\lambda^2 (V_g - V_p) = c^1.$$

Quelle peut être la cause de ces oscillations, Barkhausen et Kurz se bornèrent à signaler les phénomènes observés sans en donner aucune explication.

D'après Van der Pol (1) lorsque V_p est plus petit que V_g , un certain nombre d'électrons qui ont franchi la grille et se sont dirigés vers la plaque reviennent vers la grille, la traversent de nouveau et vont aug-

(1) *Physica*, t. 5, pp. 1-8.

menter la charge spatiale du côté du filament. Mais l'état qui se produit n'est pas stable, il en résulte des oscillations dans la charge spatiale qui engendrent à leur tour des oscillations dans le circuit oscillant relié à la grille et à la plaque.

Ainsi pour Van der Pol comme pour Barkhausen et Kurz, les oscillations existent dans la lampe, les fils de Lecher ne servent qu'à les étudier? Il semble au contraire que pour Gill et Morrel, l'existence du circuit oscillant que constituent les fils est nécessaire à la production des oscillations?

Gill et Morrell ont cherché à expliquer la production de ces oscillations, l'explication qu'ils en donnent est un peu artificielle. Nous chercherons tout d'abord à en faire ressortir le principe essentiel.

Examinons d'abord le cas de la première expérience. Pour que des oscillations s'entretiennent, il faut que la batterie de piles alimentant la grille fournisse de l'énergie au circuit oscillant et, pour cela, il faut que dans le circuit filament grille existe une différence de potentiel alternative et un courant alternatif ayant une composante en opposition de phase avec cette différence de potentiel.

Les oscillations elles-mêmes créent la différence de potentiel alternative. Voyons comment le courant d'électrons arrivant à la grille peut être variable et convenablement décalé.

Les électrons arrivent sur la grille avec une certaine vitesse v qui en appelant V le potentiel de la grille peut se déduire de la formule

$$eV = 1/2 m v^2$$

Ils franchissent la grille et se trouvent dans un champ retardateur. La vitesse diminue et devient nulle lorsqu'on se trouve dans la région de potentiel zéro. S'il n'y avait pas d'oscillations, cette vitesse serait nulle un peu avant la plaque. Aucun électron n'arriverait à la plaque, tous reviendraient à la grille.

Mais par suite des oscillations, il y a des moments où le potentiel plaque est positif, les électrons qui arrivent au point où leur vitesse devrait être nulle à un moment où le potentiel plaque est positif sont attirés par la plaque. Ceux au contraire qui se trouvent en présence d'une plaque négative sont attirés vers la grille.

On conçoit déjà que le courant électronique grille est variable. Quant à sa phase, elle dépend évidemment de l'instant où les électrons arrivent au point où leur vitesse devrait devenir nulle.

Ceci a lieu un certain temps après leur passage à travers la grille, temps très court évidemment, mais qui n'est plus négligeable quand il s'agit de courtes longueurs d'onde.

Ce temps qui est à peu près égal à

$$T = d \sqrt{\frac{2m}{V}}$$

d étant la distance entre la plaque et la grille commande le déphasage du courant par rapport à la tension et on conçoit que, pour certaines données, ce déphasage peut être convenable pour l'entretien d'oscillations.

Gill et Morrell (1) calculent le travail effectué dans leur trajet de retour par les électrons qui reviennent à la grille; travail qui ne dépend que de T .

Dans certaines conditions, ce travail peut être négatif, ce qui correspond à l'entretien d'oscillations et on constate que dans ces conditions on doit bien avoir $\lambda^2 V = ct$.

Dans la seconde expérience, on a trouvé la relation $\lambda^2 (Vg - Vp) = ct$, ceci montre que ce sont les électrons secondaires qui se déplacent dans la lampe sous le potentiel accélérateur $(Vg - Vp)$ qui doivent jouer un rôle. La figure 8 qui donne la caractéristique de la lampe

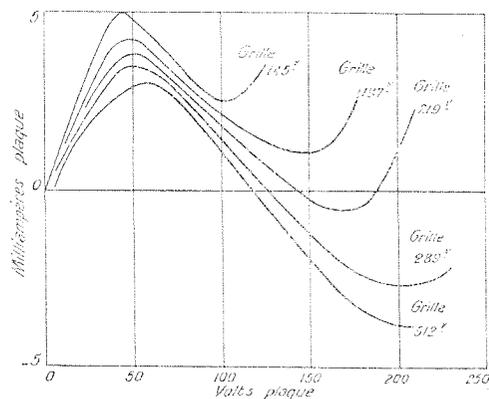


Fig. 8.

dans des conditions voisines de celles où se produisent ces oscillations semblent montrer que cette émission secondaire existe bien.

Le mécanisme de production des oscillations est à peu près le même que dans le premier cas, à condition d'envisager seulement le courant grille dû à l'émission secondaire.

(1) Une analyse très complète de l'article de Gill et Morrell a paru dans *l'Onde Électrique*, avril 1924, p. 9 des analyses.

Ici la cause de variation du courant électronique secondaire est la variation de la tension plaque.

Le nombre d'électrons secondaires est proportionnel à la vitesse d'impact de la tension primaire et celle-ci dépend du potentiel plaque.

Or, par suite des oscillations même, ce potentiel n'a pas une valeur fixe Vp , mais une valeur $Vp + V_0 \sin \omega t$.

Comme dans le premier cas, le temps nécessaire à l'électron secondaire pour aller de la plaque à la grille

$$T = d \sqrt{\frac{2m}{e(Vg - Vp)}}$$

détermine la phase de ce courant par rapport à la différence de potentiel, phase qui peut être convenable pour que la batterie de piles alimentant la grille fournisse de l'énergie au circuit oscillant.

Gill et Morrell calculent encore le travail fourni pendant une période par les électrons secondaires quittant la plaque au temps t_0 et trouvent une expression dépendant de T , mais indépendante de t_0 .

Pour que ce travail ait un signe convenable pour l'entretien des oscillations, on est encore conduit à des fréquences telles que

$$\lambda^2 (Vg - Vp) = ct$$

Il est à remarquer que dans tous leurs calculs Gill et Morrell négligent la charge d'espace.

En résumé, on voit que pour expliquer les anomalies dans les caractéristiques des lampes, anomalies qui ont pour conséquence la production des ondes très courtes, les divers physiciens invoquent ou n'invoquent pas l'émission secondaire, utilisent ou négligent l'influence de la charge d'espace, font intervenir ou négligent la vitesse des électrons.

Il y a donc encore là des questions bien mal élucidées et qui nécessitent encore des recherches avant que nous soyons fixés sur le mécanisme des phénomènes que nous observons.

Du reste, la superposition de tous ces phénomènes doit compliquer le phénomène comme l'a montré Goërtz (1).

Remarquons que récemment un expérimentateur a cherché à reproduire les expériences de Barkhausen et Kurz en utilisant des lampes reliées à la pompe et aurait constaté que les oscillations

(1) Goërtz, *Physikalische Zeitschrift*, t. 24, 1923, p. 53.

cessaient lorsque le vide était poussé au delà d'une certaine limite.

Les gaz restants pourraient donc jouer un rôle.

Ceci nous amène à dire quelques mots sur la façon dont la présence de traces de gaz peut modifier les caractéristiques.

Nous allons voir que ces modifications rappellent beaucoup celles qu'on attribue au rayonnement secondaire.

Influence des traces de gaz (1).

Considérons un triode. Supposons qu'on applique à la grille un potentiel V_1 , à la plaque un potentiel retardateur V_a , celui-ci restant fixe. Le premier est variable de 0 à 40 volts par exemple.

Deux cas peuvent se présenter suivant que V_a est grand ou petit, par rapport au potentiel d'ionisation du gaz.

1^{er} cas : V_a est grand.

Tant que V_1 est inférieur au potentiel retardateur, aucun courant ne peut atteindre la plaque. Les électrons qui ont franchi la grille voient leur vitesse annulée et changée de signe avant d'atteindre la plaque.

Lorsque V_1 est égal au potentiel d'ionisation, il se forme des ions positifs qui sont attirés par la plaque. On constate dans le circuit plaque l'apparition du courant croissant avec V_1 et qui correspond à une absorption d'ions positifs par la plaque.

2^e cas : V_a est petit (de l'ordre de 1 ou 2 volts).

Lorsque V_1 est faible, la vitesse d'arrivée des électrons à la grille est trop faible pour leur permettre de surmonter l'action du potentiel retardateur, puis pour une valeur suffisante de V_1 quelques électrons arrivent à la plaque. Le courant plaque augmente jusqu'au moment où V_1 atteint la valeur du potentiel d'ionisation du gaz. A ce moment le choc des électrons ionisent les molécules gazeuses au voisinage de la grille. Les électrons perdant leur vitesse ne peuvent plus atteindre la plaque.

Lorsque V_1 augmente, la région d'ionisation se rapproche du filament, les électrons après les chocs peuvent acquérir une certaine vitesse et arriver de nouveau à la plaque. Le courant plaque retombe de nouveau, lorsque la grille atteint une tension double du potentiel d'ionisation, une nouvelle ionisation se produisant près de la grille, etc.

(1) Voir Léon Bloch, *Ionisation des gaz et des vapeurs*, p. 43.

Finalement les courbes qu'on observe ont l'allure représentée par la figure 9.

Rappelons que la valeur du potentiel d'ionisation est une constante

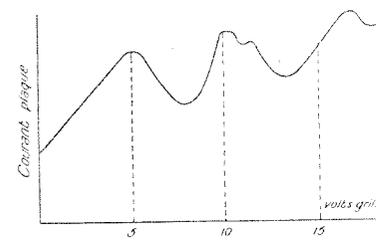


Fig. 9.

caractéristique du gaz qui se trouve dans la lampe.

On explique généralement par la présence des ions positifs les anomalies de la courbe de la figure.

Lampes à deux grilles.

Ces lampes présentent parfois des anomalies curieuses dans leur fonctionnement.

C'est ainsi que dans certaines conditions on constate qu'une augmentation de la tension de la première grille a pour effet de diminuer le courant électronique de cette grille.

Salinger (1) attribue ces anomalies à l'émission secondaire.

Celle-ci peut évidemment jouer un rôle dans certains cas, mais, d'après notre expérience personnelle, nous serions plutôt portés à l'attribuer à une influence de la charge d'espace comme celle indiquée par Gill, car nous avons observé de semblables phénomènes avec des tensions inférieures à 10 volts, trop faibles pour produire une émission secondaire.

Les nouvelles lampes d'émission.

Ce qui limite la puissance d'une lampe d'émission, c'est la puissance que peut dégager la plaque. Si par un refroidissement artificiel de la plaque on peut augmenter cette puissance, on augmente considérablement la puissance utile qu'on peut demander à la lampe.

Mais ce refroidissement artificiel était impossible dans les lampes où la plaque était enfermée dans une ampoule de verre ou de quartz.

(1) Salinger, *Zeitschrift für technische Physik*, t. 5, 1924, p. 96.

Ces dernières années, la solution du refroidissement artificiel de la plaque a reçu deux solutions fort ingénieuses.

L'une est celle du triode démontable dû à Hollweck, l'autre consiste à constituer au moins partiellement l'ampoule par un cylindre métallique qui constitue la plaque.

Tel est le modèle construit en France par la Société Radiotechnique, aux Etats-Unis par la Western et la General Electric Company, en Hollande par la maison Phillips.

Nous nous bornons à mentionner ces lampes qui ont fait déjà l'objet de nombreuses publications dans les journaux techniques.

Signalons toutefois en passant que même dans l'emploi des lampes pour la production d'ondes assez longues, il se produisait en outre simultanément, par suite de la capacité grille plaque, des ondes courtes qui, circulant dans la capacité dans le pied de la lampe, l'échauffaient par hystérésis diélectrique et pouvaient amener sa rupture.

Dans un brevet, la Compagnie Marconi préconise, pour éviter cet inconvénient, l'emploi d'une armature métallique extérieure à la lampe réunie à l'entrée grille et rapprochée de l'entrée plaque.

Dans ces conditions on modifie évidemment la capacité grille plaque et on peut éviter l'inconvénient signalé.

L'emploi des lampes d'émission présentait jusqu'ici un inconvénient. Etant données d'une part l'émission électronique relativement faible des filaments utilisables, d'autre part, la grande résistance interne des lampes, il était nécessaire d'utiliser pour alimenter la plaque des tensions élevées de l'ordre de 10000 volts.

Or il n'est pas possible de construire facilement des machines à courant continu donnant plus de 2000 volts.

Nous disons facilement car on a pu en construire de 5000 et plus.

On était donc obligé pour alimenter les plaques des lampes d'utiliser du courant alternatif mono ou polyphasé redressé.

D'où une grosse complication dans la réalisation des postes à lampes.

Tout récemment le General Electric Company a réalisé des lampes connues sous le nom de UV851, pouvant fournir 1 kilowatt sous 2000 volts (1).

Comment est-on arrivé à ce résultat?

Tout d'abord par l'emploi du filament XL thorié et carburé dont

(1) Warner et Pike, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, t. 13, oct. 1925, p. 587.

nous avons parlé. Ce filament travaillant à la température de 2000° K donne une émission de 118 milliampères par watt.

De plus, il a été possible de diminuer la résistance interne de la lampe. Avec le filament XL pour la même tension aux bornes, puisqu'il est nécessaire de dépenser moins de puissance dans le filament, l'intensité doit être plus faible, la longueur du filament doit être plus grande.

Ainsi pour deux lampes d'émission de 50 watts, l'une à filament de tungstène pur, l'autre à filament thorié alimentées toutes les deux sous une tension de 10 volts, la première consommera 6,5 ampères, le filament aura 10 cm de long, l'autre consommera 3,25 ampères, le filament aura 17 cm de long.

Cet allongement du filament contribue déjà à diminuer la résistance interne.

Mais pour lampe de 1 kilowatt on utilise 4 filaments en Δ en parallèle.

Warner et Pike démontrent que, avec ce dispositif, on arrive à augmenter de 150 % la longueur totale du filament par rapport au filament travaillant sous la même température avec la même consommation.

En effet, à température constante, les intensités dans 2 filaments sont proportionnelles à la puissance $3/2$ des diamètres.

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{3/2}$$

Les tensions varient comme la racine carrée.

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{1/2}$$

D'autre part les longueurs varient comme les tensions

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{V_1}{V_2}$$

d'où

$$\frac{L_1}{L_2} = \sqrt[3]{\frac{I_1}{I_2}}$$

pour deux filaments travaillant à la même température sous la même tension.

Soit donc V la tension aux bornes, n le nombre de filaments en parallèle

I le courant de chauffage total, $\frac{I}{n}$ le courant dans un filament, L la longueur qu'aurait un filament parcouru par le même courant

total, L_n la longueur d'un filament quand n filaments sont en parallèle, on a

$$\frac{L_n}{L} = \sqrt{\frac{1}{n}} = \frac{4}{\sqrt{n}}$$

$$L_n = \frac{4L}{\sqrt{n}}$$

et comme il y a n filaments

$$L_{total} = L\sqrt{n^2}$$

De plus, dans ces lampes, les électrodes ont la forme non plus d'électrodes cylindriques circulaires, mais de cylindres elliptiques.

Cet aplatissement permet à puissance dégradée égale de diminuer beaucoup la résistance interne de la lampe comme on pourrait s'en rendre compte en discutant les diverses formules (King, Miller, etc.) qui permettent de calculer cette résistance interne.

Les données relatives à cette lampe d'un kilowatt sont les suivantes :

Tension aux bornes du filament.	11 volts
Courant de chauffage.	15,5 ampères
Tension plaque.	2000 volts
Puissance que peut dégrader la plaque	750 watts
Résistance interne.	850 ohms
Courant dans la plaque quand la lampe oscille.	875 milliampères
Courant de saturation	20 ampères

Nous devons dire quelques mots des difficultés auxquelles on s'est heurté en cherchant à utiliser les lampes puissantes par la production d'ondes courtes.

Comme l'ont montré Mesny et Chireix, par suite de la capacité qui existe entre la grille et la plaque, les courants de capacité qui circulent dans la lampe ont des valeurs très élevées.

Ainsi d'après Chireix (1), pour une fréquence de 15000000 de périodes sous 8000 volts, le courant de haute fréquence qui circule dans la grille atteint 20 ampères.

Il faut donc que les fils de traversée du verre puissent supporter des courants de cet ordre et doivent être dimensionnés en conséquence.

De plus, il y a toujours des courants qui traversent la capacité ayant pour diélectrique le pied des lampes, courants d'autant plus importants que la fréquence est plus élevée. Il en résulte des pertes

(1) Semaine d'octobre de la Société française des Électriciens, 1925, p. 59.

très élevées par hystérésis diélectrique, pertes qui se traduisent par un échauffement du verre traversé par le courant. Cet échauffement peut amener la fêlure du verre.

Il convient donc d'utiliser des verres donnant de faibles pertes diélectriques.

C'est le quartz qui donne les pertes diélectriques les plus faibles.

Malheureusement la soudure des métaux au quartz est une opération à peu près impossible.

On a été amené à employer des verres dans le genre pyrex contenant beaucoup de silice.

Enfin M. Chireix signale qu'on observe parfois dans la production des ondes courtes, une sorte de modulation qu'il attribue soit à des ionisations par choc des gaz restants, soit à une sorte de schroteffekt de l'émission secondaire.

Il importe donc, pour produire des ondes courtes, d'utiliser des lampes parfaitement vidées.

Conclusion.

Nous n'avons pas eu dans ce qui précède la prétention de faire connaître tous les travaux récents sur les phénomènes qui peuvent se produire dans les lampes à trois électrodes. Nous avons cherché simplement à donner une vue d'ensemble des phénomènes qui peuvent se produire dans ces lampes. La connaissance de ces phénomènes secondaires n'est pas sans importance à l'heure actuelle. Nous avons vu qu'on leur attribue jusqu'à un certain point la limitation de la puissance qu'on peut tirer des lampes, qu'ils peuvent dans certains cas provoquer une modulation des ondes produites, etc.

Mais nous avons vu aussi que la forme de la lampe influait sur la production de ces phénomènes secondaires, comme l'ont montré par exemple les différences de forme des caractéristiques entre les lampes françaises et les lampes Phillips.

Il y a donc un point qui doit attirer l'attention des constructeurs et nous serions très heureux si le travail de compilation auquel nous avons dû nous livrer permettait d'améliorer même légèrement la technique de la fabrication des lampes.

R. JOUAUST.