



**HAL**  
open science

## Relation entre la température de la cathode et la tension d'arc

R. Basile, J.-M. Lagrange

► **To cite this version:**

R. Basile, J.-M. Lagrange. Relation entre la température de la cathode et la tension d'arc. J. Phys. Phys. Appl., 1963, 24 (S3), pp.69-75. 10.1051/jphysap:0196300240306900 . jpa-00212912

**HAL Id: jpa-00212912**

**<https://hal.science/jpa-00212912v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## RELATION ENTRE LA TEMPÉRATURE DE LA CATHODE ET LA TENSION D'ARC

Par R. BASILE et J.-M. LAGRANGE,  
Laboratoire de physique nucléaire, Orsay (France).

**Résumé.** — Au cours de la mise au point d'une source d'ions lourds multichargés, les auteurs ont été amenés à entreprendre l'étude théorique d'une source réflex. Ils démontrent que le nombre élevé d'oscillations des électrons impose l'existence d'un champ électrique non nul en bord de cathode. Comme celle-ci n'est chauffée que par les ions qui la bombardent et le rayonnement du plasma, sa température, donc le courant qu'elle émet est relié à la tension d'arc qui s'établit toujours à une valeur d'autant plus élevée que le chauffage de la cathode est plus faible ou son refroidissement plus soigné.

Les résultats expérimentaux confirment ces conclusions et montrent en particulier l'importance primordiale des conditions de refroidissement sur le fonctionnement de ce type de source.

**Abstract.** — As part of the construction programme of an ion source for multiply-charged heavy ions, the authors have undertaken a theoretical study of a reflex ion source. They show that the large number of electron oscillations implies the existence of an electric field near the cathode edge. As the cathode is only heated by the ions which strike it and by the plasma radiation, its temperature, hence its current output, is related to the arc voltage. A maximum value of arc voltage is obtained for minimum cathode heating or most efficient cooling.

The experimental results confirm these conclusions and show clearly the dominant influence of cooling conditions on the operation of this kind of source.

**Introduction.** — Un précédent article [1] a exposé certains des résultats que nous avons obtenus en étudiant la source d'ions lourds multichargés destinée au cyclotron synchrone à énergie variable en construction au Laboratoire de Physique Nucléaire d'Orsay.

Cette source à électrons oscillants comprend (fig. 1) une cathode de tungstène et un réflecteur

(ou anticathode) portés à une tension négative de 400 à 800 volts ainsi qu'un corps de source ou anode en cuivre refroidi mis à la masse. L'ensemble est plongé dans un champ magnétique homogène parallèle à l'axe de la décharge.

Après avoir quitté la cathode, les électrons arrivent dans le plasma avec toute l'énergie que leur fournit la traversée de la différence de potentiel existant aux extrémités de la gaine <sup>(1)</sup>. Leur parcours est alors de plusieurs dizaines de fois supérieur à la longueur du plasma, et le champ magnétique leur imposant un rayon de giration extrêmement faible (de l'ordre du 1/100 de mm), ils vont osciller entre cathode et réflecteur jusqu'à avoir perdu toute leur énergie. L'étude de ces oscillations fera l'objet d'un travail ultérieur. Pour l'instant, nous appellerons  $K$  le nombre de réflexions (nombre d'allers et retours effectués par un électron primaire avant d'être thermalisé).  $K$  est de l'ordre de 20 à 50.

**I. Gaine de cathode.** — Au voisinage de la cathode, il existe un nombre important d'atomes arrachés par pulvérisation cathodique. En cet endroit il y aura donc aussi un nombre considérable d'ions de tungstène participant au plasma. Nous appellerons  $J_i$  la densité totale de courant d'ions (azote ou argon et tungstène) venant frapper la cathode. De même la densité de courant d'électrons  $J_e$  comprendra à la fois ceux d'origine thermoélectronique et ceux qui ont été arrachés à la cathode par le bombardement ionique. Nous

<sup>(1)</sup> Cet article a fait l'objet d'une communication au « Congrès de Physique sur les Méthodes de Séparation Électromagnétique », Paris, Orsay, juillet 1962,

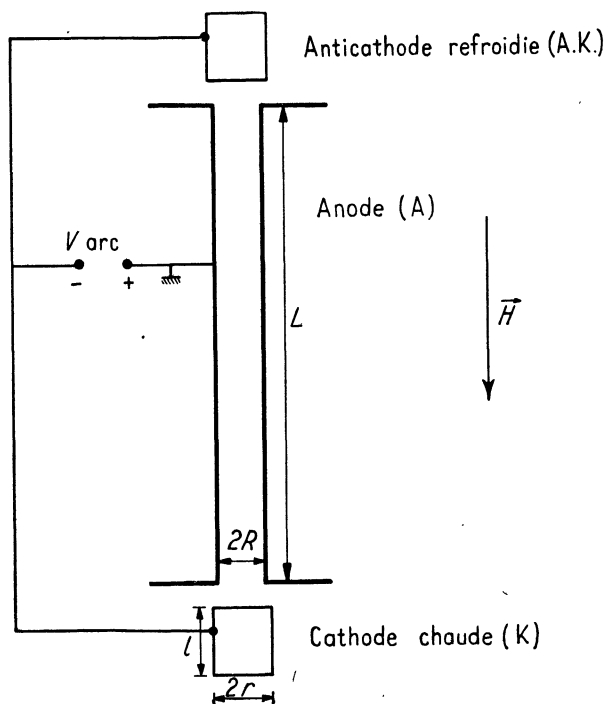


FIG. 1. — Schéma de la source d'ions à électrons oscillants.

considérons que ces densités de courant sont invariables dans la gaine que nous décrivons à l'aide de l'équation de Poisson [2] et [3].

a) CONSERVATION DU COURANT D'IONS. — En appelant :  $Z$  la charge moyenne des ions et  $M$  leur masse,

$V(x)$  le potentiel négatif en un point  $x$  de la gaine (en volts), (l'origine des  $x$  est indifférente pour l'instant),

$V_k$  le potentiel négatif de cathode,

$n_+(x)$  la densité d'ions au point  $x$  (par  $\text{cm}^3$ ),

$n_i$  la densité d'ions dans le plasma en bord de gaine (par  $\text{cm}^3$ ),

$v(x)$  la vitesse des ions au point  $x$  (en  $\text{cm}/\text{sec}$ ),

$v(i)$  la vitesse des ions dans le plasma au bord de la gaine (en  $\text{cm}/\text{sec}$ ),

la conservation du courant d'ions dans la gaine s'écrit

$$J_i = Z en_i v_i = Z en_+(x) \sqrt{v^2 - \frac{2ZeV(x)}{M}}$$

au point  $x$  la densité de charges positives  $en_+(x)$  s'écrit donc :

$$en_+(x) = \frac{J_i \sqrt{M} \sqrt{2Z}}{\sqrt{E_i - eV}}$$

$$E_i = \frac{1}{2} M v_i^2.$$

b) CONSERVATION DU COURANT D'ÉLECTRONS. — Nous admettrons qu'à chaque aller et retour un électron primaire traversant le plasma perd la même quantité  $e\Delta V$  d'énergie (Ceci est une bonne approximation entre 800 et 20 eV si on se réfère aux courbes de section efficace d'ionisation-excitation actuellement connues) [4], [5], [6]. Nous avons alors  $\Delta V = V_k/K$ . Dans ces conditions, nous diviserons l'épaisseur (mesurée en volts) de la gaine en  $K$  intervalles de  $V$  volts. Dans le premier intervalle ( $V_k < V < V_k - \Delta V$ ) soit  $n_-(x)$  le nombre d'électrons par  $\text{cm}^3$ , on a

$$J_e = -en_-(x) \sqrt{\frac{2e(V - V_k)}{m}}$$

où

$$\begin{aligned} -en_-(x) &= \frac{\sqrt{m} \sqrt{2e} \cdot J_e \sqrt{V - V_k}}{V_k = K\Delta V,} \\ &= \frac{\sqrt{m} \sqrt{2e} \cdot J_e \sqrt{V - V_k}}{V_k - \Delta V = (K - 1)\Delta V,} \\ &= \frac{\sqrt{m} \sqrt{2e} \cdot J_e \sqrt{V - V_k}}{V_k - i\Delta V = (K - i)\Delta V,} \\ &= \frac{\sqrt{m} \sqrt{2e} \cdot J_e \sqrt{V - V_k}}{V_k - (K - 1)\Delta V = \Delta V,} \\ &= \frac{\sqrt{m} \sqrt{2e} \cdot J_e \sqrt{V - V_k}}{V_k - K\Delta V = 0.} \end{aligned}$$

Dans le deuxième intervalle :

$$V_k - \Delta V < V < V_k - 2\Delta V$$

$$en_-(x) = -J_e \sqrt{m} \sqrt{2e} \left( \frac{1}{\sqrt{V(x) - V_k}} + \frac{2}{\sqrt{V(x) - V_k + \Delta V}} \right).$$

Dans le  $i^{\text{ème}}$  intervalle

$$V - (i - 1)\Delta V < V < V - i\Delta V,$$

$$en_-(x) = -J_e \sqrt{m} \sqrt{2e} \left( \frac{1}{\sqrt{V(x) - V_k}} + 2 \sum_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\sqrt{V(x) - V_k + j\Delta V}} \right).$$

Le dernier intervalle est celui pour lequel  $i = K$ . Il faudrait prendre en compte les électrons thermiques du plasma qui remontent. Nous ne le ferons pas, leur influence étant négligeable pour la suite.

c) ÉQUATION DE POISSON. — Nous pouvons écrire alors l'équation de Poisson dans le  $i^{\text{ème}}$  intervalle.

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi \left( \frac{J_i \sqrt{M} \sqrt{2Z}}{\sqrt{E_i - eV}} - J_e \sqrt{m} \sqrt{2e} \frac{1}{\sqrt{V(x) - V_k}} + 2 \sum_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\sqrt{V(x) - V_k + j\Delta V}} \right).$$

En multipliant par  $2dV/dx$  et en intégrant il vient, après avoir négligé  $E_i$  devant  $eV$

$$\begin{aligned} \left( \frac{dV}{dx} \right)^2 - \left( \frac{dV}{dx} \right)_{V=V_k}^2 &= 16\pi \left[ J_i \sqrt{M} \sqrt{2Ze} (\sqrt{-V(x)} - \sqrt{-V_k}) \right. \\ &+ J_e \sqrt{m} \sqrt{2e} \left( \sqrt{V(x) - V_k} \right. \\ &\left. \left. + 2 \sum_{j=1}^{i-1} \sqrt{V(x) - V_k + j\Delta V} \right) \right] \end{aligned}$$

Au raccord gaine-plasma ( $V = 0$ ), nous admettrons que  $(dV/dx)_{V=0} = 0$  ce qui représente la neutralité approximative du plasma et entraîne la détermination de la constante d'intégration :

$$\left( \frac{dV}{dx} \right)_{V=V_k}^2 = 16\pi \left[ J_i \sqrt{M} \sqrt{2Ze} \sqrt{-V_k} - J_e \sqrt{m} \sqrt{2e} \left( \sqrt{-V_k} + 2 \sum_{j=1}^{K-1} \sqrt{-V_k + j\Delta V} \right) \right].$$

Si  $K$  est assez grand, la parenthèse peut être assimilée à l'intégrale  $\frac{2}{\Delta V} \int_0^{V_k} \sqrt{-V_k + x} dx$ , calculée par la méthode de Simpson. C'est ce que nous ferons en écrivant

$$\left( \frac{dV}{dx} \right)_{V=V_k}^2 = 16\pi \left[ J_i \sqrt{M} \sqrt{2Ze} \sqrt{-V_k} - J_e \sqrt{m} \sqrt{2e} \frac{4}{3} \frac{K}{3} \sqrt{-V_k} \right].$$

Si on se pose comme problème celui du calcul de l'épaisseur de gaine, on peut continuer l'intégration commencée mais à vrai dire les conditions de fonctionnement de la cathode dépendent peu de cette épaisseur. Par contre, une étude plus approfondie des conditions aux limites et de la forme du potentiel dans les premiers intervalles va nous amener à des conclusions importantes.

En utilisant les notations employées par Langmuir [2] posons :

$$\alpha = \frac{4KJ_e\sqrt{m}}{J_i 3\sqrt{M|Z}}. \quad \text{Nous avons :}$$

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{V=V_K}^2 = 16\pi\sqrt{-V_k} J_i \sqrt{M|2Ze} (1 - \alpha).$$

D'après la mise en équation que nous avons faite, nous voyons que  $\alpha$  ne saurait être supérieur à 1. Si  $\alpha$  pouvait être égal à 1,  $(dV/dx)_{V=V_k} = 0$ , il y aurait limitation du courant d'électrons par charge d'espace comme dans les gaines classiques [2], [3] dans lesquelles on néglige l'énergie thermique initiale des électrons issus de la cathode [7], [8], [9]. En fait la possibilité  $\alpha = 1$  n'existe même pas. En effet, dans ce cas la fonction  $V(x)$  a bien une évolution correcte au début mais on peut s'apercevoir, en effectuant complètement les calculs, que  $(dV/dx)^2$  passe par un maximum, décroît, s'annule et change de détermination, ce qui implique des nœuds et des ventres de potentiel dans la gaine, entraînant des oscillations ou des relaxations.

Seules sont acceptables les valeurs de  $\alpha$  qui excluent ces instabilités.

Le calcul exact de la valeur maximum de  $\alpha$  est possible mais ne présente pas d'intérêt, car, à partir du moment où  $\alpha < 1$ , on a au bord de la cathode un champ électrique non nul qui attire les électrons. Des relations extrêmement rigides sont alors nécessaires entre les différents paramètres de fonctionnement. En particulier, et c'est là l'aspect fondamental de cette démonstration, la température de la cathode ne peut pas dépasser la valeur pour laquelle le courant thermoélectronique est égal au courant admissible par le plasma.

**II. Température de cathode.** — Comme conséquence, il nous faut admettre que le courant d'électrons fourni par la cathode sera à tout moment égal à son courant de saturation. Nous allons étudier le cas où la cathode est exclusivement chauffée par le bombardement ionique et le rayonnement du plasma car ce sont les conditions dans lesquelles nous avons fait l'essentiel de nos expériences.

La puissance nécessaire au chauffage est assez bien connue, car la cathode est supportée très légèrement par une toute petite rondelle de graphite et toutes les surfaces voisines sont refroidies à l'eau. La conduction peut donc être négligée ainsi que le rayonnement des parois environnantes. Par ailleurs, la convection ne joue absolument aucun rôle dans le vide ( $10^{-4}$  mmHg) où se trouve la cathode.

En résumé toute la puissance est dissipée sous forme de rayonnement électromagnétique, ce qui va nous permettre de définir l'équilibre de température de la cathode à partir d'une loi de dissipation en  $aT^{4.5}$ , ce qui représente bien les phénomènes dans le cas du tungstène vers 3 000 °K [10].

Soit  $\lambda$  le coefficient de conductibilité thermique de tungstène qu'on peut calculer à partir de la formule de Drude-Lorenz [11] et des tables à température ordinaire.

$$\lambda(273 \text{ °K}) = 1,6 \text{ watt-cm}^{-1} (\text{°K})^{-1}. \quad [12]$$

Conductibilité électrique du tungstène à 273 °K :  
 $5,00 \times 10^{-6} \text{ } \Omega\text{cm}.$

Conductibilité électrique du tungstène à 2 900 °K :  
 $88,3 \times 310^{-6} \text{ } \Omega\text{cm}. \quad [13]$

Ceci nous donne

$$\lambda(2 \text{ 900 °K}) = 960 \text{ watt-cm}^{-1} (1 \text{ 000 °K})^{-1}.$$

*Remarque :* Nous compterons toujours  $T$  en 1 000 °K.

Pour la constante  $a$ , nous adopterons la valeur  
 $a = 1,11 \text{ watt-cm}^{-2} (1 \text{ 000 °K})^{-4.5},$

que nous avons calculée à partir de la valeur 0,329 du facteur total d'émission du tungstène à 2 900 °K [14] et de la valeur

$$5,67 \times 10^{-12} \text{ watt cm}^{-2} (\text{°K})^{-4}$$

de la constante de Stephan [15].

Le régime d'équilibre satisfait à l'équation différentielle du transfert de chaleur

$$\pi r^2 \lambda (d^2 T/dx^2) = 2\pi r a T^{4.5}, \quad (1)$$

où nous négligeons tout ce qui n'est pas rayonnement. Les notations sont celles de la figure 2.

La continuité du flux énergétique aux deux extrémités fournit les conditions aux limites,  $W$  étant

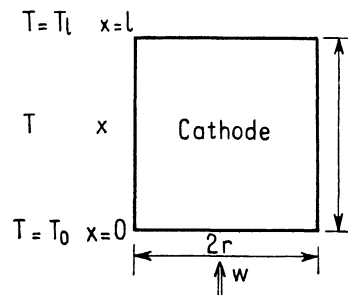


FIG. 2.

l'énergie fournie à la cathode par le plasma soit sous forme de bombardement ionique, soit sous forme de rayonnement calorifique :

$$W - \pi r^2 a T_0^{4.5} = - \lambda \pi r^2 (dT/dx)_{x=0}, \quad (2)$$

$$\pi r^2 a T_l^{4.5} = - \lambda \pi r^2 (dT/dx)_{x=l}. \quad (3)$$

Le bilan énergétique correspond à une combinaison de ces trois équations.

L'intégration peut être menée à bien au 1<sup>er</sup> ordre sans trop de peine et on arrive ainsi à une relation entre les paramètres accessibles expérimentalement  $W$  et  $T_0$ . Un raisonnement élémentaire per-

met d'en apprécier l'essentiel : Pour cela en ajoutant (2) et (3)

$$-\pi r^2 \lambda \left( \left( \frac{dT}{dx} \right)_{x=0} + \left( \frac{dT}{dx} \right)_{x=l} \right) = W - \pi r^2 a T_0^{4,5} + \pi r^2 a T_l^{4,5},$$

au premier ordre, on peut négliger les termes  $-\pi r^2 a T_0^{4,5} + \pi r^2 a T_l^{4,5}$  et écrire

$$\left( \frac{dT}{dx} \right)_0 + \left( \frac{dT}{dx} \right)_l = -2 \frac{T_0 - T_l}{l}$$

soit

$$T_0 - T_l = \frac{Wl}{2\pi r^2 \lambda}. \quad (4)$$

Par ailleurs au 1<sup>er</sup> ordre nous avons aussi :

$$as \left( \frac{T_0 + T_l}{2} \right)^{4,5} \simeq W,$$

où  $s$  est la surface totale de la cathode, ce qui entraîne

$$T_0 + T_l = 2 \left( \frac{W}{as} \right)^{1/4,5}, \quad (5)$$

et nous permet d'obtenir approximativement

$$T_0 = \left( \frac{W}{as} \right)^{1/4,5} + \left( \frac{Wl}{4\pi r^2 \lambda} \right). \quad (6)$$

Le calcul rigoureux oblige à rajouter un terme, petit d'ailleurs, égal à  $Wl^3/3\lambda s^2$ . Si on assimile  $s^2$  à  $(2\pi rl)^2$ , ce qui est justifié dans notre cas,

$$T_0 = \left( \frac{W}{as} \right)^{1/4,5} + \left( \frac{Wl}{3\pi r^2 \lambda} \right). \quad (7)$$

Connaissant la puissance de chauffage appliquée à la cathode nous pouvons en déduire sa température et le courant qu'elle émet à saturation soit par les tables [13] soit par la formule de Dushman [16].

**III. Vérifications expérimentales.** — Le résultat obtenu au paragraphe précédent peut donc être interprété sous la forme d'une relation reliant la puissance de chauffage  $W$  au courant électronique  $I_e$ . La courbe des figures 3, 4, 5, 6, représente cette relation calculée à partir des tables de la référence [13].

Pour la détermination des points expérimentaux il faut définir :

1) LE COURANT ÉLECTRONIQUE  $I_e$ . — L'anticathode étant rigoureusement refroidie dans les expériences dont nous ferons état, le courant d'anticathode est composé exclusivement du courant d'ions et du courant d'électrons arrachés. D'après P. F. Little [17] la charge moyenne des ions d'Argon ou d'Azote étant environ 2 on peut évaluer à 0,15 le nombre d'électrons arrachés par charge ionique arrivant sur la cathode dans le cas de l'Argon, à 0,20 dans le cas de l'Azote. Nous admettrons que les ions de tungstène n'arrachent qu'une quantité négligeable d'électrons. De plus nous négligerons l'effet photoélectrique. En effet en admettant que l'énergie moyenne des photons ne

dépasse pas 10 eV (1 200 Å), avec, pour cette énergie, un rapport nombre d'électrons sur nombre de photons égal à  $10^{-4}$  [18].

2) LA PUISSANCE DE CHAUFFAGE  $W$ . — Si, sur les bases précédentes nous calculons  $W$  par le simple produit  $V_{\text{arc}} I_{\text{ions}}$  les résultats concordent très mal avec la courbe calculée, la divergence allant de 10 % à 40 % lorsque  $I_e$  passe de 1 à 14 A/cm<sup>2</sup> (fig. 3). En fait l'énergie fournie à la cathode a deux

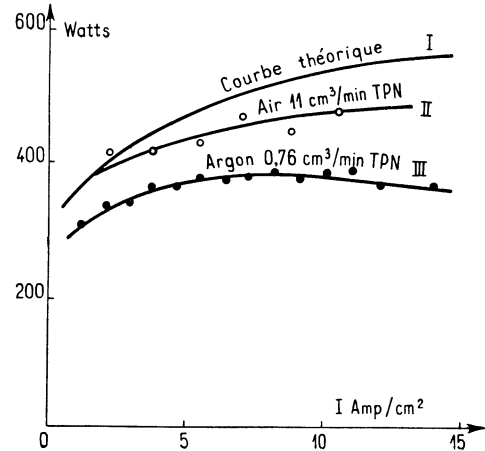


FIG. 3.

Courbe I : Puissance à fournir théoriquement à la cathode pour qu'elle puisse émettre un courant  $I$ .  
 Courbe II } Puissance fournie dans deux expériences types  
 Courbe III } par bombardement ionique seulement,

origines : le bombardement ionique et le rayonnement du plasma, qui, s'il n'est pas capable d'arracher un nombre important d'électrons à la cathode peut, par contre, contribuer au chauffage. En effet, toute la puissance fournie au plasma par le courant électronique  $V_{\text{arc}} I_{\text{elect}}$  est pratiquement transformée, en fin de compte, par des processus divers, en rayonnement qu'on retrouvera sous forme de chauffage aux cathodes et à l'anode. Pour tenir compte de cet élément nous avons admis :

a) que le plasma rayonne la totalité de sa puissance sur toute la surface ( $S_T = 30 \text{ cm}^2$ ) dont  $S_K = 0,55 \text{ cm}^2$  pour la cathode ;

b) qu'il rayonne aux différents endroits proportionnellement à la densité d'ions présents au voisinage (l'angle solide éliminant les parties éloignées du plasma). Si on admet ces deux hypothèses, il faut ajouter à la puissance ionique de chauffage

un terme en :  $\frac{S_T}{S_K} V_{\text{arc}} I_{\text{elect}} \eta$ ,  $\eta$  étant proportionnel

au nombre d'ions présents dans le plasma au voisinage de la cathode, c'est-à-dire à  $n_i(1 + k)$ ,  $k$  étant la proportion de la densité d'ions de tungstène à celle des ions du gaz d'apport.

Dans les expériences que nous avons sélectionnées pour cette étude, nous avons systématiquement

quement utilisé des cathodes plates (non usées) pour lesquelles la consommation tungstène est environ de 2 g/h (pulvérisation cathodique). Les atomes ainsi expulsés vers le plasma ont un libre parcours moyen de l'ordre de 2 mm. Dans cette zone, le plasma est donc très riche en ions de tungstène (plusieurs  $10^{+13}$  part/cm<sup>3</sup>). Par divers recoupements, nous sommes arrivés à la conclusion que, sur le courant d'ions arrivant à la cathode, la moitié environ était due au tungstène. C'est ce chiffre que nous adopterons. Il entraîne sur la densité d'ion un  $k$  de l'ordre de 2,1 lorsque le gaz est de l'argon et de l'ordre de 3,5 lorsqu'on étudie l'azote. Les températures des ions de tungstène et de ceux du gaz d'apport sont supposées les mêmes

deux expériences à fort débit de gaz (4,5 et 11 cm<sup>3</sup>/min) avec de l'air (fig. 4). Aucune expérience de ce genre n'a été faite en Argon.

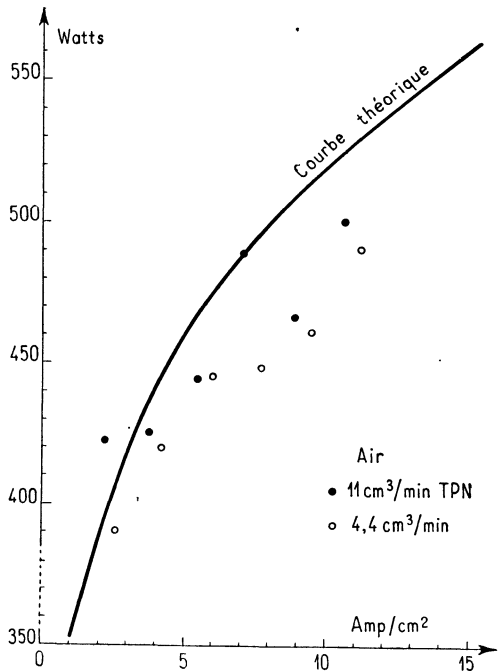


FIG. 4.

au centre du plasma, environ 3 000 °K. Sur ces bases, la puissance rayonnée par le plasma sur la cathode se trouve être égale à  $0,061 V_{arc} \cdot I_e$  lorsque le gaz d'apport est l'argon et à  $0,074 V_{arc} \cdot I_e$  lorsque le gaz d'apport est de l'azote.

Ces dernières hypothèses présentent un aspect très grossier que nous pouvons tempérer de la façon suivante : lorsque le débit de gaz est très élevé, le facteur de réflexion est faible, le nombre d'atomes présents très grand et il devient difficile d'admettre que le nombre d'ions de tungstène formés à partir de la pulvérisation cathodique puisse jouer un bien grand rôle. Lorsque le débit mesuré est nettement supérieur à 1 cm<sup>3</sup>/min on peut alors négliger la présence de tungstène pour le calcul de la densité de rayonnement du plasma en prenant  $k = 0$ , ce que nous avons fait dans

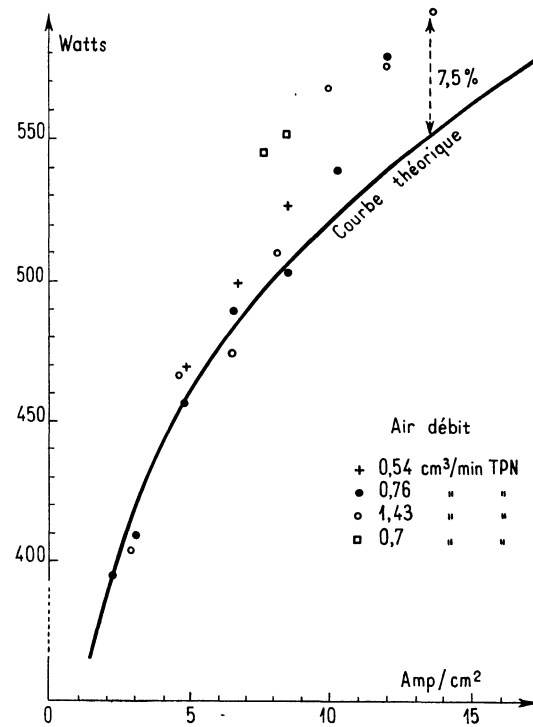


FIG. 5.

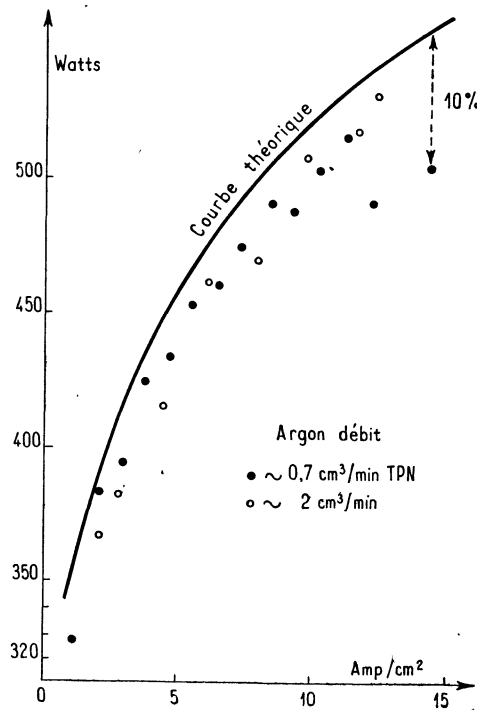


FIG. 6.

Sur les figures 4, 5 et 6, pour que les différences relatives soient plus claires nous avons largement dilaté les ordonnées du fait qu'une faible variation du chauffage entraîne une grande variation du courant émis.

Dans les différentes expériences reportées nous avons sur la figure 4 la courbe correspondant à un fort débit d'Air, sur la figure 5 la courbe correspondant à un faible débit d'Air, sur la figure 6 la courbe correspondant à un faible débit d'Argon.

Les résultats expérimentaux et théorique manifestent bien les mêmes tendances, les expériences concernant l'Argon étant d'ailleurs particulièrement probantes.

**IV. Conséquences sur le fonctionnement et les caractéristiques de l'arc.** — La fonction que nous venons d'étudier peut s'écrire

$$W = f(J_e)$$

$$\text{avec } W = \pi R^2 V_{\text{arc}} (J_{\text{gaz}} + J_{\text{tungst}})_{\text{longitudinal}} + \frac{1}{2} \pi R^2 (1 + k) \frac{R}{L} V J_e.$$

Un bilan énergétique grossier donne :

$$\pi R^2 V J_e = 2\pi RL(J_i)_{\text{trans.}} \cdot \beta,$$

avec  $\beta$  : nombre de volts nécessaires pour créer un ion,

$$\beta = \frac{dE/dx}{\sum n_i \sigma_i}$$

$dE/dx$  étant la perte d'énergie d'un électron primaire par cm de parcours dans le plasma, compte tenu évidemment des interactions électrons-électrons,  $\sigma_i$  étant la section efficace d'ionisation des différents ions.

Une analyse de nos résultats montre que  $\beta$  varie peu tant que le débit ne varie pas, diminue rapidement quand le débit de gaz augmente, est de l'ordre de 100 volts/ions pour un débit de l'ordre du  $\text{cm}^3/\text{min}$ , descend à 50 volts pour  $2 \text{ cm}^3/\text{min}$  et peut monter à 170 volts pour  $0,6 \text{ cm}^3/\text{min}$  (conditions où l'on voit apparaître les ions  $\text{N}^{5+}$ ).

En combinant les équations précédentes ( $c$  étant le rapport des courants longitudinaux et transversaux, nous avons vérifié qualitativement que les courants d'ions longitudinaux et transversaux sont du même ordre de grandeur,  $c$  atteignant au maximum la valeur 2). Nous arrivons à

$$\pi R^2 \frac{R}{L} \left[ c \frac{V^2 J_e}{\beta} + \frac{1}{2} (1 + k) V J_e \right] = f(J_e),$$

$$\pi R^2 \frac{R}{L} \left[ c \frac{V}{\beta} + \frac{1}{2} (1 + k) \right] V J_e = f(J_e).$$

Les résultats obtenus au paragraphe précédent, comparés à cette formule donnent pour  $c$  une valeur voisine de 2 lorsque  $\beta$  est de l'ordre de 100 volts et  $V$  de l'ordre de 500 volts.

La formule du bilan énergétique n'est pas assez

élaborée pour que nous puissions donner des résultats quantitatifs très précis. C'est pourquoi, bien que la dernière relation écrite soit capable de donner une très bonne représentation des phénomènes, nous nous contenterons de faire une analyse qualitative des caractéristiques de l'arc. Nous admettons pour cela que  $f(J_e)$  est une constante (Cette fonction varie de 50 % lorsque  $J_e$  passe de 1 à  $14 \text{ amp/cm}^2$ ).

a) VARIATION DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE EN FONCTION DU COURANT A DÉBIT DE GAZ CONSTANT. — Lorsque le courant augmente la tension baisse et sa variation est approximativement défini par  $V^2 J_e = \text{constante}$ . D'autre part :  $V^2 J_e = V(VJ_e)$ , la puissance injectée étant  $VJ_e$ ,  $V$  diminuant,  $VJ_e$  augmente, ce qui fait augmenter  $J_i$ . La figure 7 montre qu'effectivement  $1/V^2$  varie linéairement en première approximation avec  $J_e$ .

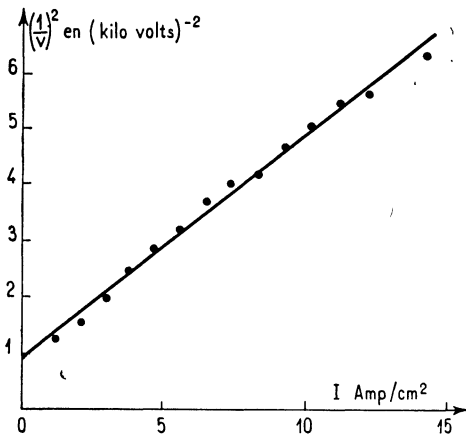


FIG. 7.

b) VARIATION DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE EN FONCTION DU DÉBIT DE GAZ A COURANT CONSTANT. — Si le débit de gaz augmente,  $\beta$  diminue,  $V^2 J_e/\beta$  étant constant,  $V$  diminue comme la racine carrée de  $\beta$ , la puissance injectée diminue comme  $\sqrt{\beta}$  et  $J_i \sim VJ_e/\beta$  augmente. Il semble paradoxal de voir le courant d'ions augmenter alors que la puissance injectée diminue. Ceci est en fait provoqué par la plus grande facilité d'ionisation lorsque la densité d'atomes ou d'ions peu chargés est plus grande.

e) INFLUENCE DU REFROIDISSEMENT DES CATHODES. — Pour avoir des conditions de fonctionnement comparables (même courant d'arc par exemple), si on refroidit l'anticathode au maximum, la cathode doit fournir la totalité du courant d'électrons donc être plus chauffée, ce qui entraîne une légère augmentation de la tension d'arc. Il est donc plus favorable pour l'obtention de multi-

charges de refroidir l'anticathode. Dans notre cas, cela nous a apporté un gain de tension de 10 à 20 % pour un même courant d'arc. La température de l'anode ne joue apparemment aucun rôle.

d) RELATION DITE DU « MINIMUM DE PRESSION ». — L'équation du bilan énergétique et celle qui définit  $\alpha$  au paragraphe I sont extrêmement voisines l'une de l'autre. En les combinant, nous arrivons à :

$$\frac{3}{4} R \sqrt{M/Zm} = 2 \int \alpha C \gamma \sum_1 n_i \sigma_i$$

$\gamma \simeq \sqrt{2}$ , tient compte de la giration des électrons dans le champ magnétique.

Comme  $\alpha$  ne peut jamais dépasser une valeur limite voisine de 1,  $\sum_1 n_i \sigma_i$  ne peut pas descendre au-dessous d'une certaine valeur correspondante, ce qui impose un débit minimum. Expérimentalement, lorsqu'on diminue trop le débit de gaz,  $\alpha$  va tendre vers sa valeur maximum, très proche des valeurs pour lesquelles la gaine n'est plus stable. En fait la source se met à osciller à basse fréquence (1 000 Hz environ déterminés par les conditions électriques du circuit). Elle ne s'éteint pas forcément comme dans une source classique.

e) INFLUENCE DE LA FORME GÉOMÉTRIQUE DE L'ANODE. — En explicitant l'expression analytique approchée du chauffage de cathode (formule II, 5), nous obtenons

$$as \left( \frac{T_0 + T_1}{2} \right)^{4,5} = \pi R^2 \frac{R}{L} V J_0 \left[ C \frac{V}{\beta} + \frac{1}{2} (1 + k) \right].$$

Nous pourrions comparer deux sources de géomé-

tries différentes pour une même densité de courant  $J_0$ , c'est-à-dire pratiquement à même  $T_0$  et  $T_1$ , si nous arrivons à obtenir une relation entre  $\beta$  et les dimensions caractéristiques de la source. Ceci fera l'objet d'un travail ultérieur.

**Conclusion.** — Lorsque la géométrie d'une telle source d'ions à électrons oscillants a été déterminée, qu'on s'est fixé le champ magnétique, le débit de gaz et la puissance injectée, l'ensemble de tous les paramètres de la décharge est autodéterminé (densité et courant d'ions, densité et courant d'électrons, tension d'arc, consommation de tungstène, etc...). Dans cette communication, nous avons étudié la température des cathodes qui est intimement liée au comportement des électrons primaires qui perdent la totalité de leur énergie dans le plasma au cours des nombreux allers et retours qu'ils y font. Ils créent ainsi un plasma extrêmement dense en ions et en électrons mais ceux-ci ont de plus en plus de peine à pénétrer dans les gaines au voisinage desquelles la densité en ions se trouve trop importante pour le nombre d'électrons disponibles. La répartition de potentiel ainsi créée entraîne des conditions de température très strictes pour les cathodes d'où les relations que nous avons vues entre la tension et le courant d'arc.

En conclusion, bien qu'apparemment le comportement de ce type de source semble très compliqué et le nombre de paramètres très élevé, on voit que, à partir de considérations relativement simples, on arrive à des relations elles-mêmes simples et vérifiées expérimentalement de façon acceptable.

Manuscrit reçu le 3 août 1962.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] BASILE (R.) et LAGRANGE (J. M.), *J. Physique Rad.*, 1962, **23**, n° 6, 111A.  
 [2] LANGMUIR (I.), *Phys. Rev.*, 1929, **33**, 955.  
 [3] BOHM (D.), The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields. A. Guthies et R. Kwaerling NNES, 1-5, McGraw Hill, 1949, 77.  
 [4] VON ARDENNE (M.), Tabellen des Elektronenphysik, Ionenphysik and Ubermikroskopie. V.c.b. Deutscher Verlag des Wissenschaften, Berlin, 1956, vol. I, 488.  
 [5] KAI SIEGBAHN, Beta and Gamma Rays Spectroscopy. North Holland Pub. Cie, Amsterdam, 1955, Chap. I.  
 [6] MOTT (N. F.) et MASSEY (H. S. W.), The Theory of Atomic Collision, Oxford Clarendon Press 1949, chap. II.  
 [7] LANGMUIR (I.), *Phys. Rev.*, 1923, **21**, 419.  
 [8] ROCARD (Y.), Électricité, Masson et Cie, Paris 1951, 401.  
 [9] BLANC LAPIERRE (A.), GOUDET (G.), LAPOSTOLLE (P.), Électronique Générale, Eyrolle, Paris, 1959, 473.  
 [10] RIBAUD (G.) et BRUN (Ed.), Transmission de la Chaleur, Tome I. Le Rayonnement Thermique, J. et R. Senac, éditeurs, Paris, 1948, 69.  
 [11] FABRY (Ch.), Propagation de la Chaleur, A. Colin, 236, Paris, 1948, 198.  
 [12] FABRY (Ch.), Propagation de la Chaleur, A. Colin, 236, Paris, 1948, p. 213.  
 [13] HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS, The Chemical Rubber Publ. Cic 42th ed., p. 2956 (JONS and LANGMUIR, *Gen. Elec. Rev.*).  
 [14] HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS, The Chemical Rubber Publ. Cic. 42th ed. p. 2957 (ROSER and WENSEL, *Nat. Bur. of*).  
 [15] BIRGE (R. T.), *Rev. Mod. Physics*, 1941, **13**, 233.  
 [16] BLANC LAPIERRE (A.) and All., *op. cit.*, 158 et 177.  
 [17] LITTLE (P. F.), Elektronen Emission. Gasentladungen, I, vol. XXI, 641. Handbuch der Physik (S. Flugge).  
 [18] LITTLE (P. F.), *op. cit.*, 654.  
 [19] BOHM (D.), *op. cit.*, 87.  
 [20] KLAPISCH (R.), Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Paris, 1959, 9.