



HAL
open science

Caractéristiques d'un plasma d'argon fortement ionisé dans une décharge pulsée à basse pression

J. Jolly

► **To cite this version:**

J. Jolly. Caractéristiques d'un plasma d'argon fortement ionisé dans une décharge pulsée à basse pression. *Journal de Physique*, 1977, 38 (6), pp.659-667. 10.1051/jphys:01977003806065900 . jpa-00208625

HAL Id: jpa-00208625

<https://hal.science/jpa-00208625>

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.

Classification
 Physics Abstracts
 6.700

CARACTÉRISTIQUES D'UN PLASMA D'ARGON FORTEMENT IONISÉ DANS UNE DÉCHARGE PULSÉE A BASSE PRESSION

J. JOLLY

Laboratoire de Physique des Plasmas (*), Université Paris XI, Bâtiment 212, 91405 Orsay, France

(Reçu le 30 décembre 1976, accepté le 25 février 1977)

Résumé. — On développe un modèle théorique de la colonne positive d'une décharge permettant de calculer la température électronique, la densité électronique et le champ électrique en fonction des paramètres de la décharge : densité de courant, pression de remplissage et rayon du tube. Ce modèle s'applique aux décharges pulsées fonctionnant à basse pression (10^{-2} - 10^{-1} torr) et pour de fortes densités de courant (100 à 1 500 A/cm²). Les valeurs calculées sont en bon accord avec de nombreux résultats expérimentaux.

Abstract. — A theoretical model of the positive column is used to calculate electron temperature, electron density and electric field as a function of the discharge parameters : current density, filling pressure and tube radius. This model is applicable to pulsed discharges in the low pressure range (10^{-2} - 10^{-1} torr) and high current density (100 to 1 500 A/cm²). The calculated values are in good agreement with a number of experimental results.

1. **Introduction.** — Les décharges électriques dans des tubes de faibles diamètres (1 à 10 mm) permettent d'obtenir des plasmas fortement ionisés et sont utilisées, notamment, pour la réalisation de lasers ioniques. La mesure des caractéristiques de ces plasmas présente de grandes difficultés principalement en ce qui concerne la température électronique. Il est donc intéressant de pouvoir calculer les grandeurs fondamentales de tels plasmas et plus particulièrement la densité électronique, la température électronique et le champ électrique, à partir des paramètres extérieurs de la décharge facilement accessibles à la mesure tels que la densité de courant, la pression de remplissage et le rayon du tube. Le modèle théorique de la colonne positive développé dans cette étude s'applique à une décharge fonctionnant en régime pulsé avec des densités de courant importantes. La durée de l'impulsion doit être suffisante pour que s'établisse un régime quasi-stationnaire. Les équations de base sont l'équation de conservation des particules chargées, l'équation de conservation de l'énergie et la loi d'Ohm. On fait de plus l'hypothèse de la neutralité en volume du plasma.

Les calculs semblables publiés précédemment [1-5] ne sont pas toujours en accord avec les résultats expérimentaux, principalement pour les fortes densi-

tés de courant. Ces désaccords proviennent d'hypothèses pas toujours bien justifiées. Certains auteurs [1] ont négligé les collisions électrons-ions dans le terme de mobilité de la loi d'Ohm, alors que ce terme est prépondérant devant les collisions électrons-neutres aux fortes densités de courant. Dans de nombreux calculs [1-4], il n'a pas été tenu compte de la diminution de la densité du gaz neutre due aux ionisations. Enfin dans toutes les théories existantes, les auteurs ne considèrent que l'ionisation en une seule étape alors que l'ionisation par l'intermédiaire d'états excités joue un rôle au moins égal dans ce type de plasma. Sobolev *et al.* [7] ont attiré l'attention sur l'importance de cet effet.

2. **Modèle théorique.** — 2.1 EQUATIONS DE BASE. — Pour une pression de remplissage donnée on a, à la température ambiante, la densité de gaz n_g . On suppose que la densité se conserve pendant l'impulsion c'est-à-dire que même si des effets thermiques importants interviennent (chauffage des atomes et des ions) le gaz n'a pas le temps de quitter le tube. On peut donc écrire,

$$n_g = n_0 + n_i = n_0 + n_e, \quad (1)$$

où n_0 , n_i et n_e sont respectivement les densités moyennées radialement d'atomes neutres, d'ions et

(*) Laboratoire associé au C.N.R.S.

d'électrons pendant l'impulsion. On néglige dans cette équation la densité des ions multichargés.

Les ions sont créés par ionisation en volume et sont détruits par recombinaison sur les parois. L'équation de conservation s'écrit sous forme intégrée,

$$\pi R^2 n_e n_0 C_i = \frac{2 \pi R}{e} j_p. \quad (2)$$

R est le rayon du tube, $C_i = \langle Q_i w_e \rangle$ le coefficient d'ionisation par collisions électroniques englobant tous les mécanismes d'ionisation et j_p la densité de courant ionique sur les parois du tube.

Dans la colonne positive le courant est essentiellement électronique et la loi d'Ohm s'écrit,

$$j = n_e \cdot e \cdot \mu_e \cdot E \quad (3)$$

où E est le champ électrique longitudinal et μ_e la mobilité électronique donnée par

$$\mu_e = \frac{e}{m_e} \frac{1}{n_0 C_{e0} + n_e C_{ei}} \quad (4)$$

e et m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron, $C_{e0} = \langle Q_{e0} w_e \rangle$ et $C_{ei} = \langle Q_{ei} w_e \rangle$ les coefficients de transfert de quantité de mouvement pour les collisions électron-neutre et électron-ion.

L'énergie électrique fournie au plasma est dissipée sur les parois et sous forme de rayonnement. Le terme de perte par rayonnement est très difficile à évaluer car il dépend des populations de tous les états excités atomiques et ioniques. Cependant on considère généralement [1-6] que ce terme reste petit devant l'énergie perdue sur les parois. Dans cette hypothèse le bilan d'énergie s'écrit,

$$\pi R^2 j E = 2 \pi R j_p \left(V_p - \langle V \rangle + V_i + 2 \frac{k T_e}{e} \right), \quad (5)$$

où V_p est le potentiel paroi par rapport à l'axe du tube, $\langle V \rangle$ le potentiel moyen dans le plasma et V_i l'énergie d'ionisation. $V_p - \langle V \rangle$ et $2 k T_e / e$ représentent respectivement l'énergie perdue par un ion et par un électron atteignant la paroi.

Ces équations permettent de déterminer les grandeurs caractérisant le plasma, n_0 , n_e , T_e , E en fonction des paramètres de la décharge n_g , j , R si on sait exprimer : le coefficient d'ionisation C_i , les coefficients de transfert de quantité de mouvement C_{e0} et C_{ei} , la densité de courant ionique sur les parois j_p et les potentiels V_p et $\langle V \rangle$.

2.2 CALCUL DU COEFFICIENT D'IONISATION. — Nous allons montrer que l'ionisation en plusieurs étapes contribue sensiblement à la production d'ions dans un plasma suffisamment ionisé. Les ions sont créés par collisions entre les électrons et les atomes. Le taux d'ionisation s'écrit

$$C_i = C_0^+ + \sum_j \frac{n_j}{n_0} C_j^+, \quad (6)$$

où C_0^+ représente l'ionisation directe à partir du niveau fondamental et $\sum_j C_j^+$ l'ionisation des niveaux excités. C'est ce terme que nous allons calculer maintenant.

On peut écrire que le nombre total d'états excités produits à partir du niveau fondamental doit être égal au nombre total d'ionisations d'états excités plus le nombre de désexcitations vers l'état fondamental, car les transitions entre états excités ne modifient pas la population globale et les fuites ne se réalisent que par l'ionisation et par le fondamental. Si on néglige les collisions entre particules lourdes, on a

$$n_0 n_e \sum_j C_0^j = n_e \sum_j n_j (C_j^+ + C_j^0) + \sum_j n_j g_0^j A_j^0. \quad (7)$$

Au premier membre figurent les termes de création et au second membre les termes de destruction. A et g représentent respectivement les probabilités de transition d'Einstein et les coefficients de piégeage du rayonnement. A doit être pris égal à zéro pour les transitions optiquement interdites. Pour chaque coefficient l'indice inférieur et supérieur représente respectivement l'état initial et l'état final.

Les sections efficaces n'étant pas connues pour l'ensemble des niveaux de l'argon il n'est pas possible de calculer la contribution à l'ionisation de tous les niveaux excités. On choisit un modèle simplifié de l'atome d'argon en se limitant aux premiers niveaux $3p^5 4s$ (2 métastables et 2 résonnants) et $3p^5 4p$ (10 niveaux radiatifs) en faisant l'hypothèse que la contribution des niveaux d'énergie supérieurs est négligeable. L'expression précédente s'écrit,

$$\begin{aligned} n_0 n_e (C_0^s + C_0^p) = \\ = n_e [n_s (C_s^+ + C_s^0) + n_p (C_p^+ + C_p^0)] + n_s g_0^s A_s^0. \end{aligned} \quad (8)$$

Les indices s et p identifient les coefficients relatifs aux niveaux $4s$ et $4p$. Dans le terme radiatif du second membre ne figurent que les niveaux résonnants $4s$, les autres n'étant pas reliés optiquement au fondamental.

On peut montrer (voir appendice A), après avoir calculé les différents coefficients, que les ionisations sont largement dominantes. Les coefficients de collisions superélastiques sont beaucoup plus faibles que les coefficients d'ionisation, ($C_s^0 \ll C_s^+$ et $C_p^0 \ll C_p^+$) et la désexcitation radiative des niveaux résonnants devient négligeable du fait du piégeage du rayonnement (voir appendice B) dès que

$$n_e n_0 > 10^{28} \text{ cm}^{-6}. \quad (9)$$

Dans les plasmas où cette condition est satisfaite la relation (8) s'écrit

$$n_0 (C_0^s + C_0^p) = n_s C_s^+ + n_p C_p^+, \quad (10)$$

et le taux d'ionisation défini par la relation (6) devient,

$$C_i = C_0^+ + C_0^s + C_0^p. \quad (11)$$

On a représenté figure 1 C_i et C_0^+ en fonction de l'énergie des électrons kT_e . On constate que les taux d'ionisation à partir du fondamental et par l'intermédiaire d'états excités sont du même ordre de grandeur.

Dans les décharges faisant l'objet de cette étude [8], la condition (9) est le plus généralement satisfaite, avec de plus $n_0 < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, limite au-delà de laquelle les collisions atome-atome ne sont plus négligeables.

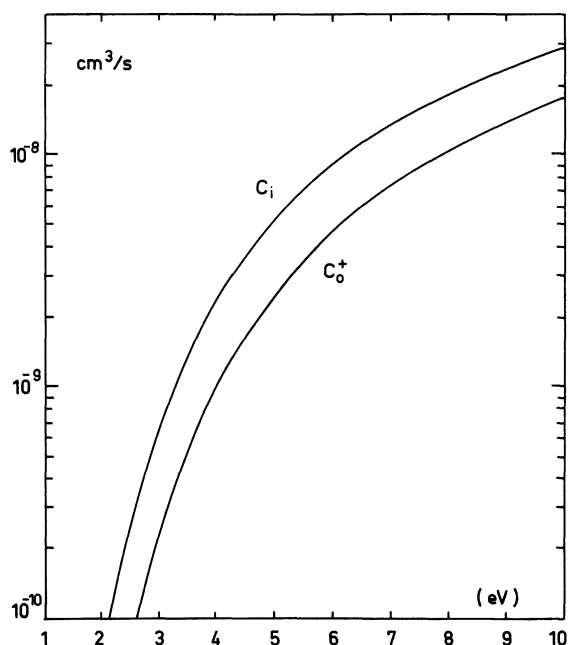


FIG. 1. — Coefficients d'ionisation par collisions électroniques : C₀⁺ ionisation en une seule étape à partir du niveau fondamental et C_i ionisation totale.

[Coefficient of ionization by electronic collisions : C₀⁺ one step ionization from fundamental level and C total ionization rate.]

2.3 RÉOLUTION DES ÉQUATIONS. — Pour les décharges à basse pression dans lesquelles fonctionnent les lasers ioniques en régime pulsé on utilise le plus souvent [1-5] la théorie de la chute libre de Tonks et Langmuir [6] pour déterminer la distribution de potentiel et les densités de courant de particules chargées sur les parois. On a, en unité M.K.S.

$$j_p = 0,546 \cdot n_e \cdot e \cdot \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}, \quad (12)$$

où n_e est la densité électronique moyennée radialement et m_i la masse des ions. Le potentiel paroi par rapport à l'axe s'écrit,

$$V_p = \text{Ln} \left(1,045 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{kT_e}{e} \right), \quad (13)$$

et le potentiel moyen du plasma

$$\langle V \rangle = 0,3 \frac{kT_e}{e}. \quad (14)$$

Il reste à exprimer les coefficients de transfert de quantité de mouvement. Pour les collisions électrons-neutres on a,

$$C_{e0} = \langle Q_{e0} w_e \rangle = 3,18 \times 10^{-14} \frac{kT_e}{e}. \quad (15)$$

Cette expression approxime à mieux que 5 %, dans la gamme d'énergie utilisée, la formule analytique calculée par Popovic *et al.* [9]. Pour les collisions électrons-ions, le coefficient de diffusion coulombienne s'écrit [10],

$$C_{ei} = \langle Q_{ei} \cdot w_e \rangle = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{e^4 \text{Log } \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 (kT_e)^{3/2}} \quad (16)$$

avec

$$\Lambda = \frac{12\pi}{n_e^{1/2}} \left(\frac{\epsilon_0}{e} \right)^{3/2} \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{3/2}. \quad (17)$$

On peut maintenant résoudre les équations et déterminer les caractéristiques du plasma. L'équation (2) compte tenu de (12) peut s'écrire pour l'argon,

$$n_0 R = 1,69 \times 10^3 \frac{1}{C_i} \frac{kT_e}{e}^{1/2}. \quad (18)$$

Nous avons représenté figure 2 la variation de l'énergie des électrons en fonction de $n_0 R$, pour le taux d'ionisation C_i calculé précédemment et également en ne considérant que les ionisations en une seule étape. En ne considérant que les ionisations

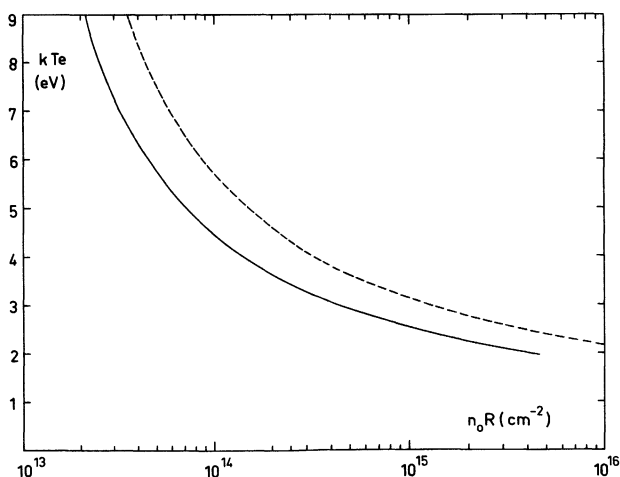


FIG. 2. — Variation de la température électronique en fonction du produit $n_0 R$. Courbe en trait plein pour le coefficient d'ionisation C_i et en pointillé pour C_0^+ .

[Plot of electron temperature as a function of the product $n_0 R$. Solid line for the ionization coefficient C_i and dashed line for C_0^+ .]

directes on surestime la température électronique de l'ordre de 25 à 30 %.

L'équation (18) compte tenu de (1) permet de déterminer la densité électronique en fonction de kT_e/e pour n_g fixé. En éliminant E entre les relations (3) et (5), on obtient

$$j = \sqrt{\frac{n_e^2 A(\beta)}{R[n_e B(\beta) + n_g]}}, \quad (19)$$

avec $\beta = kT_e/e$

$$B(\beta) = \frac{C_{ei}}{C_{e0}} - 1 \quad (20)$$

$$A(\beta) = 7,58 \times 10^{-24} \frac{1}{C_{e0}} \beta^{1/2} (7,35 \beta + V_i). \quad (21)$$

$A(\beta)$ et $B(\beta)$ ne dépendent que de T_e si on néglige la lente variation de $\ln A$ en fonction de n_e . En réalité nous avons opéré par itérations en calculant une première fois n_e et T_e en fonction de j pour une valeur de A donnée, puis en calculant A avec les valeurs trouvées on détermine à nouveau n_e et T_e . La convergence est très rapide et deux itérations suffisent. Enfin à partir des résultats précédents on peut déterminer E en utilisant les expressions (3) ou (5).

On a alors déterminé n_e , T_e et E en fonction de la densité de courant j lorsque les valeurs des paramètres n_g et R sont fixées.

Les résultats sont présentés sur les figures 3a, b et c pour différentes pressions de remplissage et $R = 3$ mm et figure 4 pour différentes valeurs de R et

$$p = 5 \times 10^{-2} \text{ torr}.$$

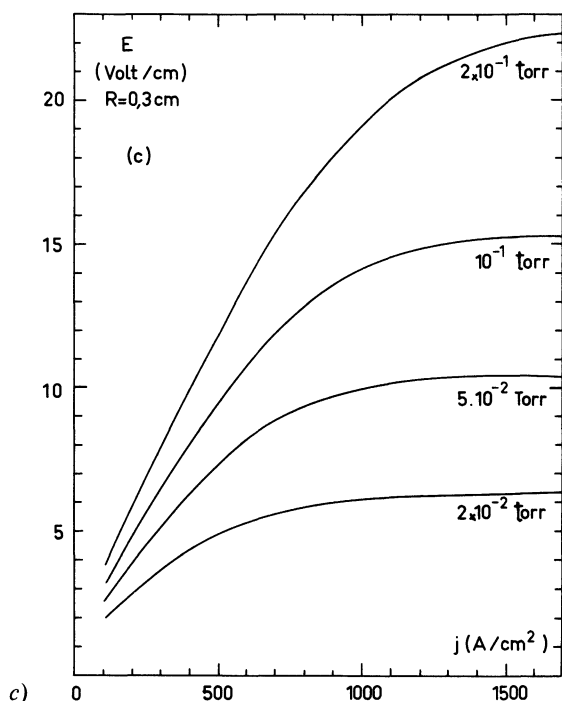
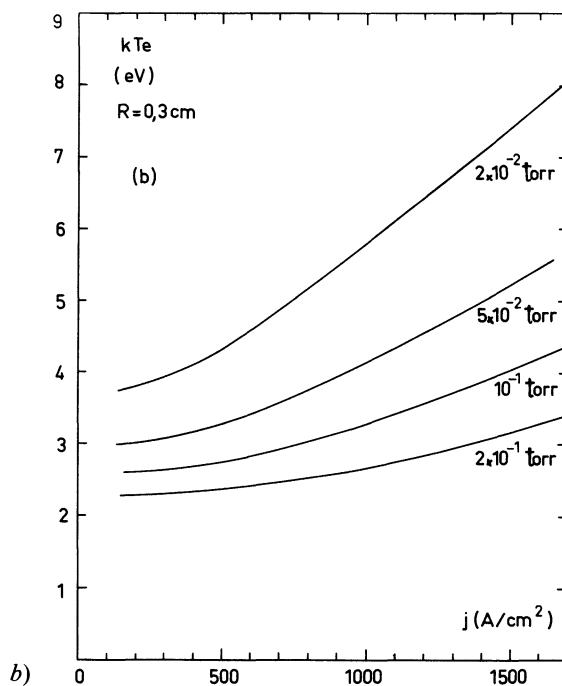
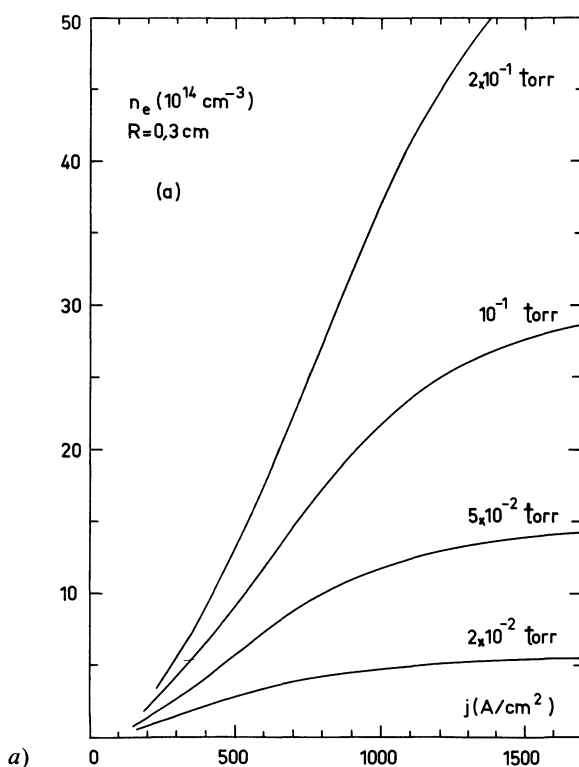


FIG. 3. — Variation en fonction de la densité du courant pour plusieurs pressions de remplissage, a) de la densité électronique, b) de la température électronique, c) du champ électrique. [Variation as a function of current density for various filling pressures, of : a) the electron density, b) the electron temperature, c) the electric field.]

3. Comparaison avec les résultats expérimentaux. —

3.1 RÉSULTATS PRÉSENTÉS DANS LA LITTÉRATURE. — Il existe assez peu de résultats expérimentaux publiés concernant les caractéristiques du plasma des lasers

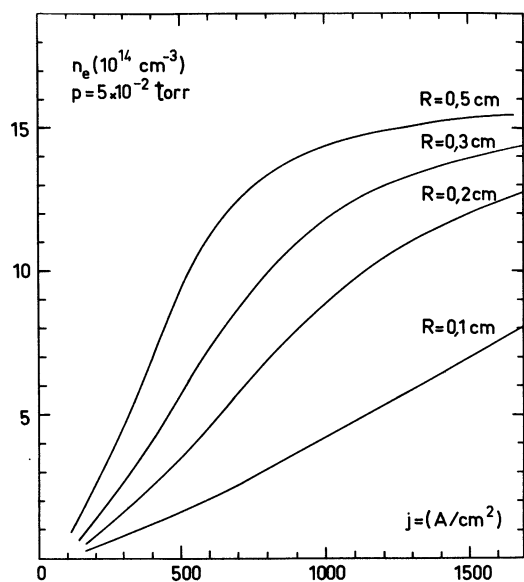


FIG. 4. — Densité électronique en fonction de la densité du courant pour plusieurs diamètres de tube.

[Electron concentration as a function of current density for various tube radii.]

ioniques en régime pulsé [11]. La grandeur la plus généralement mesurée est la densité électronique obtenue au moyen de plusieurs méthodes telles que les doubles sondes [12], l'interférométrie laser [13], les cavités hyperfréquences [14] et l'élargissement

Stark des raies H_α et H_β de l'hydrogène à l'état de trace [15]. Seules les mesures faites pendant des impulsions assez courtes (5 à 100 μs) et correspondant à une pression de remplissage inférieure à 2×10^{-1} torr peuvent être comparées aux valeurs calculées précédemment. Les résultats sont présentés dans le tableau I. On constate que les valeurs calculées sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux de Raff et George et de Hattori et Goto mais différents notablement de ceux de Fujimoto *et al.* qui emploient une impulsion plus longue (200 μs à mi-hauteur) et mesurent la densité électronique pendant le temps de descente du courant.

Pour la température électronique les résultats expérimentaux sont moins abondants car les mesures directes sont très difficiles à mettre en œuvre. Dans les lasers ioniques en régime pulsé deux méthodes ont été utilisées : (1) Les doubles sondes [12] dont l'utilisation peut présenter des difficultés, d'une part car les sondes deviennent incandescentes et d'autre part car elles perturbent le plasma de la décharge principalement dans les tubes de faibles diamètres. (2) Une méthode dérivée de la théorie de Kagan et Perel [16] qui relie la température des atomes et la température transverse des ions, déterminées expérimentalement, à celle des électrons. Les valeurs de T_e obtenues par cette méthode ne peuvent être d'une grande fiabilité, d'une part car le plasma ne remplit pas exactement les conditions imposées par la théorie et d'autre part à

TABEAU I

Comparaison entre les résultats théoriques (cette étude) et expérimentaux obtenus pour la densité électronique avec diverses valeurs des paramètres de la décharge

[Comparison between theoretical results (this work) and experimental results of the electron density obtained for various values of the discharge parameters]

$j \text{ A/cm}^2$	$R \text{ cm}$	$p \text{ torr}$	n_e calculée ce travail cm^{-3}	n_e mesurée cm^{-3}	Méthode de mesure	Auteur
250	0,1	0,04	6×10^{13}	8×10^{13}	Mesures hyperfréquence	Raff et George (1971) [12]
320	—	—	8×10^{13}	1×10^{14}		
480	—	—	$1,2 \times 10^{14}$	$1,5 \times 10^{14}$		
640	—	—	$1,9 \times 10^{14}$	$2,1 \times 10^{14}$		
250	0,1	0,1	$1,1 \times 10^{14}$	$1,3 \times 10^{14}$		
320	—	—	$1,5 \times 10^{14}$	$1,8 \times 10^{14}$		
480	—	—	$2,4 \times 10^{14}$	$2,8 \times 10^{14}$		
640	—	—	$3,5 \times 10^{14}$	$3,7 \times 10^{14}$		
250	0,5	0,037	$3,1 \times 10^{14}$	$3,0 \times 10^{14}$	Doublés Sondes	Hattori et Goto (1969) [10]
500	—	—	$7,5 \times 10^{14}$	$8,4 \times 10^{14}$		
750	—	—	$1,0 \times 10^{15}$	$1,2 \times 10^{15}$		
250	0,5	0,026	$2,9 \times 10^{14}$	$2,8 \times 10^{14}$		
500	—	—	$6,6 \times 10^{14}$	$6,5 \times 10^{14}$		
750	—	—	8×10^{14}	$9,3 \times 10^{14}$		
200	0,4	0,02	6×10^{13}	1×10^{14}	Interférométrie Laser	Fujimoto Ogata Fukuda (1970) [11]
400	—	—	$1,3 \times 10^{14}$	$2,9 \times 10^{14}$		
600	—	—	$2,2 \times 10^{14}$	$4,1 \times 10^{14}$		
800	—	—	$3,5 \times 10^{14}$	5×10^{14}		

cause des faiblesses de la théorie elle-même (voir par exemple Sze et Bennett [17]). Les résultats obtenus avec cette méthode par Klein [18] font apparaître un accroissement de la température électronique pendant l'impulsion, à courant constant, ce qui est en contradiction avec les résultats de Hattori et Goto [12] obtenus par la méthode des doubles sondes. Les valeurs théoriques de T_e déterminées à l'aide de notre modèle sont en bon accord avec les résultats de Hattori et Goto pour ce qui est de la dépendance de la température électronique en fonction de la densité de courant mais elles sont systématiquement inférieures de 15 à 20 %.

3.2 NOS RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Nous avons également effectué une étude expérimentale de ce type de plasma [8]. Le plasma est obtenu dans une décharge électrique pulsée pour des pressions d'argon comprises entre 2×10^{-2} et 2×10^{-1} torr. Les impulsions de courant de forme rectangulaire durent 25 μ s et leur intensité peut être réglée entre 50 et 300 A (175 à $1\,050$ A/cm² dans un tube de diamètre 6 mm). Nous avons déterminé n_e à partir de la mesure de l'élargissement par effet Stark de la raie H β .

En toute rigueur les valeurs théoriques doivent être corrigées avant d'être comparées aux résultats expérimentaux car nous avons supposé dans le modèle théorique qu'entre deux impulsions le gaz est à la température ambiante. Ceci n'est vrai que pour des taux de répétition très faibles. Pour le dispositif expérimental utilisé le taux de répétition est de 10 Hz et le gaz n'a pas le temps de revenir à la température ambiante entre deux impulsions. On a mesuré avec un thermocouple la température du tube en fonctionnement pour chaque valeur du courant de décharge et on a calculé les densités de gaz correspondantes. Les résultats sont présentés sur la figure 5a. On a représenté pour chaque pression de remplissage la courbe théorique corrigée des effets thermiques et les points expérimentaux.

Nous avons aussi déterminé expérimentalement le champ électrique longitudinal en mesurant la différence de potentiel aux bornes de la décharge en fonction du courant pour deux tubes de même diamètre intérieur et de longueur l_1 et l_2 . On s'affranchit ainsi des chutes de potentiel au niveau des électrodes. On a pour le champ électrique,

$$E = \frac{\Delta V_1 - \Delta V_2}{l_1 - l_2}. \quad (22)$$

ΔV_1 et ΔV_2 sont les différences de potentiel aux bornes des tubes de longueur l_1 et l_2 . Les valeurs obtenues pour le champ électrique sont en bon accord avec celles mesurées par Hattori et Goto [12], avec des sondes, dans un tube de même diamètre. La figure 5b présente les courbes théoriques corrigées des effets thermiques et les points expérimentaux.

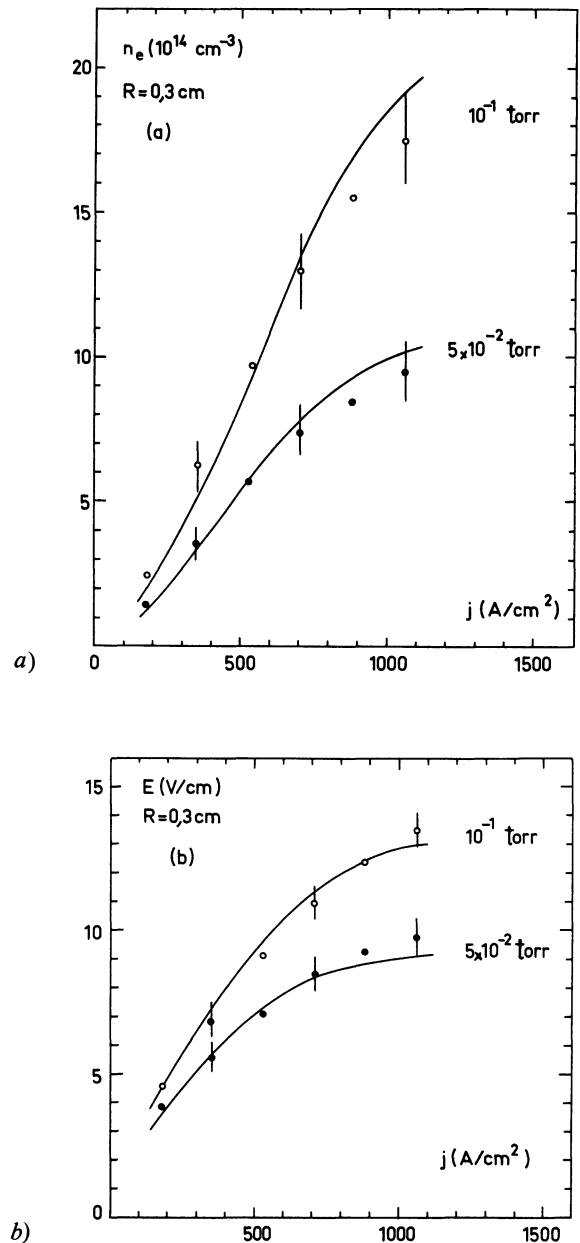


FIG. 5. — Courbe théorique et point expérimentaux pour la variation en fonction de la densité du courant, a) de la densité électronique, b) du champ électrique.

[Theoretical curve and experimental points showing the variation as a function of current density of, a) the electron density, b) the electric field.]

4. Discussion. Domaine d'application du modèle. — L'utilisation de la théorie de la chute libre de Tonks et Langmuir pour déterminer la distribution radiale de potentiel ainsi que la densité de courant d'ions sur les parois restreint le domaine d'application de notre modèle aux basses pressions. Webb [19] a montré que la théorie de la chute libre s'applique dans tout le domaine où $\lambda_i \gtrsim 0,3 R$ avec $\lambda_i = 1/n_0 \sigma_{i0}$. λ_i étant le libre parcours moyen des ions et σ_{i0} est la section

efficace de transfert de quantité de mouvement pour les collisions ion-neutre. Dans l'argon

$$\sigma_{i0} \simeq 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ [20] ,}$$

ce qui donne $n_0 R \lesssim 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

La théorie de Tonks et Langmuir impose un taux de création d'ion proportionnel à la densité électronique. Ceci n'est pas en contradiction avec le fait de tenir compte des ionisations intervenant par l'intermédiaire des premiers niveaux excités de l'argon. En effet l'expérience montre qu'en augmentant le courant dans une décharge la population des niveaux 4s et 4p de l'argon atteint une saturation et devient indépendante de la densité électronique. C'est ce que l'on appelle le régime de saturation électronique, caractérisé par le fait que la destruction par collisions électroniques est dominante devant les autres mécanismes de perte. Le seuil de saturation électronique se situe entre 30 et 50 A/cm² c'est-à-dire pour des courants inférieurs à ceux utilisés dans cette étude.

Une autre limitation est imposée par l'hypothèse que nous avons faite de négliger la densité des ions multichargés. Il est évident qu'aux fortes densités de courant la concentration des ions Ar²⁺ peut devenir importante. Si on compare les fréquences d'ionisation $n_0 \langle \sigma_+, w_e \rangle$ et $n_e \langle \sigma_{++}, w_e \rangle$ en supposant grossièrement que $n_0 = n_e$ les sections efficaces calculées par Lotz [21] donnent à 4 eV

$$\frac{n_0 \langle \sigma_+, w_e \rangle}{n_e \langle \sigma_{++}, w_e \rangle} \simeq 45. \quad (23)$$

Cependant les sections efficaces σ_+ et σ_{++} ne concernent que les ionisations à partir des niveaux fondamentaux respectivement de ArI et ArII et ne tiennent pas compte des ions créés par l'intermédiaire d'états excités. Le rapport des fréquences d'ionisation est sûrement plus faible car le seuil de la réaction ArII → ArIII plus élevé que celui de ArI → ArII laisse penser que l'ionisation par étapes joue un rôle plus important pour la création des ions Ar²⁺ que pour Ar⁺.

Compte tenu du manque de section efficace il n'est pas possible de calculer la limite supérieure de densité de courant pour laquelle l'hypothèse $n_i^+ \gg n_i^{++}$ reste vérifiée. Cependant le bon accord entre les valeurs calculées et les résultats expérimentaux permet de supposer que cette hypothèse s'applique avec une assez bonne précision jusqu'à 1 500 A/cm².

Remerciements. — Nous remercions le Professeur J. L. Delcroix pour ses encouragements et ses suggestions à la lecture du manuscrit.

Appendice A : Calcul des coefficients d'excitation et d'ionisation des niveaux 4s et 4p de ArI. — Les coefficients de réaction ont été calculés, en supposant

une fonction de distribution maxwellienne des vitesses des électrons, au moyen de l'expression [22],

$$\langle \sigma w_e \rangle = \left(\frac{8 kT}{\pi m_e} \right)^{1/2} \sum_{i=1}^n (\alpha_i + 2 kT_e) (a_i - a_{i-1}) \exp - \frac{\alpha_i}{kT_e}. \quad (A.1)$$

Les a_i sont définis à partir de la relation

$$a_i = \frac{\beta_{i+1} - \beta_i}{\alpha_{i+1} - \alpha_i} \text{ avec } a_0 = a_n = 0, \quad (A.2)$$

où α_i et β_i sont respectivement les abscisses et ordonnées d'un grand nombre de points de la courbe $\sigma(E)$ représentant la variation de la section efficace en fonction de l'énergie, α_1 étant le seuil en énergie de la réaction.

— On a calculé les coefficients d'excitation par collisions électroniques, à partir du niveau fondamental, des premiers niveaux excités de l'argon. Pour le niveau 3p⁵ 4s on a considéré d'une part les deux niveaux métastables ³P₀ + ³P₂ et on a utilisé la section efficace mesurée par W. L. Borst [23] qui est en bon accord avec les mesures relatives effectuées par Lloyd *et al.* [24] et d'autre part les niveaux résonnants ¹P₁ et ³P₁ en utilisant les sections efficaces semi-empiriques de Peterson et Allen [25] qui concordent avec les résultats de McConkey et Donaldson [26]. Pour le niveau 3p⁵ 4p les sections efficaces d'excitation des dix niveaux ont été mesurées par Zapochynyi et Feltsan [27], mais des travaux plus récents semblent indiquer que les valeurs absolues données par ces auteurs sont trop élevées. Nous avons préféré utiliser la section efficace globale pour l'excitation des dix niveaux donnée dans la référence [25].

— Pour calculer les coefficients d'ionisation par collisions électroniques nous avons utilisé d'une part la section efficace de Lotz [28] pour l'ionisation à partir du niveau fondamental et d'autre part les sections efficaces mesurées par Dixon *et al.* [29] et celles calculées par Vriens [30] pour l'ionisation à partir des niveaux métastables.

A partir des coefficients C_0^s présentés précédemment on peut calculer les coefficients C_s^0 à partir du principe de microréversibilité,

$$C_i^j = \frac{g_j}{g_i} C_j^i \exp \frac{E_i - E_j}{kT_e}. \quad (A.3)$$

Les coefficients de réaction ont été calculés entre 1 et 10 électrons-volts. Les résultats sont représentés sur les figures A.1 et A.2.

On constate que la désexcitation vers le fondamental par collisions superélastiques est négligeable devant l'ionisation dès que la température électronique est

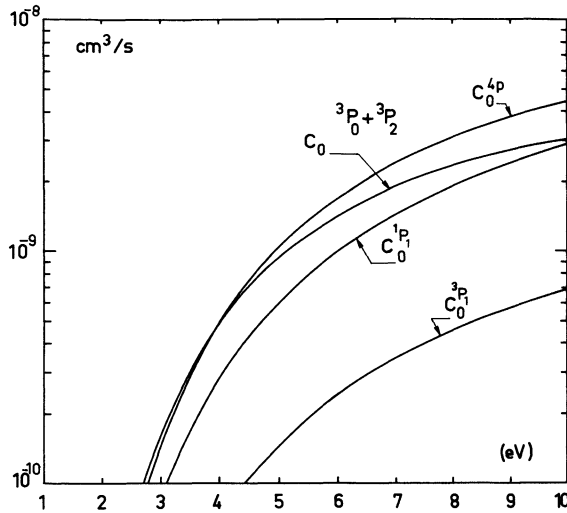


FIG. A. 1. — Coefficients d'excitation par collisions électroniques en fonction de l'énergie kT_e .
[Coefficients of excitation by electronic collisions as a function of energy kT_e .]

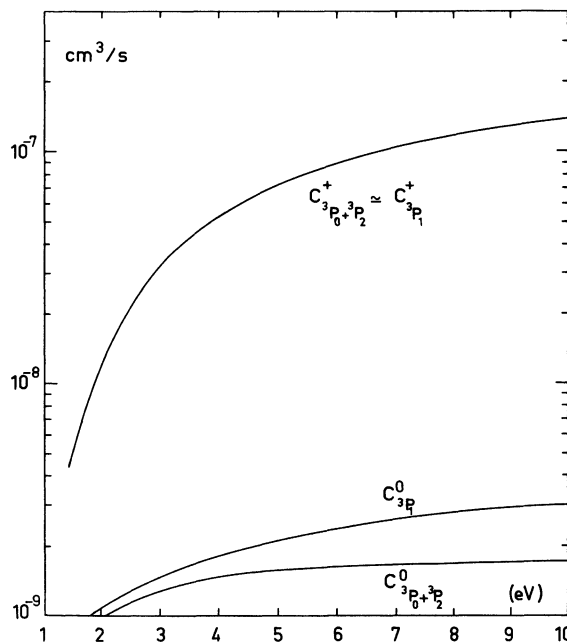


FIG. A. 2. — Coefficients d'ionisation et de destruction par collisions superélastiques en fonction de l'énergie kT_e .
[Ionization and superelastic collisions coefficients as a function of energy kT_e .]

supérieure à 2 eV. On a

$$C_s^0 \ll C_s^+ \quad \text{et} \quad C_p^0 \ll C_p^+$$

le coefficient C_p^+ n'a pas été calculé précédemment, faute de sections efficaces connues, mais il a été évalué à partir des données de Drawin [31].

Appendice B : Piégeage du rayonnement. — La désexcitation radiative des niveaux résonnants est fortement ralentie par le piégeage du rayonnement. Les photons résonnants peuvent être absorbés et réémis un grand nombre de fois avant de sortir du milieu. Holstein [32] a montré que ce phénomène peut être décrit par l'intermédiaire d'un coefficient g appelé facteur de fuite.

Dans une géométrie cylindrique de rayon R , la probabilité pour que le rayonnement traverse la distance R sans être absorbé s'écrit pour une raie présentant un profil Doppler,

$$T(R) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^r \exp -x^2 \exp - (k_0 R \exp -x^2) dx. \quad (\text{A.4})$$

k_0 est le coefficient d'absorption au centre de la raie défini par la relation

$$k_0 = \frac{2}{\Delta\sigma_D} \sqrt{\frac{\text{Ln } 2}{\pi}} \frac{\pi e^2}{mc^2} n_0 f, \quad (\text{A.5})$$

où f est la force d'oscillateur de la raie et $\Delta\sigma_D$ la largeur Doppler.

Pour $k_0 R \gg 1$ l'expression de $T(R)$ est donnée par la relation asymptotique,

$$T(R) = \frac{1}{k_0 R \sqrt{\pi \text{Ln } k_0 R}} \quad (\text{A.6})$$

et le facteur de fuite vaut $g = 1,6 T(R)$.

En négligeant la variation du terme en Log sous le radical dans la formule (A.6), g varie comme $1/n_0$. Pour le niveau résonnant 1P_1 , $f=0,254$, $\lambda=1\,048 \text{ \AA}$ et

$$A = 5,1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}.$$

On a alors $g \simeq 10^{12}/n_0$. Si on compare les termes $g_0^s A_s^0$ et $n_e C_s^+$ de l'équation (8) on constate que la destruction des niveaux résonnants se fait principalement par ionisation dès que le produit des densités $n_e n_0$ est supérieur à 10^{28} cm^{-6} .

Bibliographie

- [1] HERNQVIST, K. G., FENDLEY, J. R., Jr., *IEEE J. Quant. Electronics* QE-3 (1967) 66.
- [2] HERZIGER, G., SEELIG, W., *Z. Phys.* **215** (1968) 437.
- [3] ZAROWIN, C. B., *Appl. Phys. Lett.* **15** (1969) 36.
- [4] BOSCHER, J., KINDT, T., SCHAFFER, G., *Z. Phys.* **241** (1971) 280.
- [5] TACHIBANA, K., FUKUDA, K., *Japan. J. Appl. Phys.* **12** (1973) 895.
- [6] TONKS, L., LANGMUIR, I., *Phys. Rev.* **34** (1929) 876.
- [7] KITAEVA, V. F., ODINTSOV, A. N., SOBOLEV, N. N., *Sov. Phys. Usp.* **12** (1970) 699.

- [8] JOLLY, J., *Rev. Phys. Appl.* **12** (1977) 553.
- [9] POPOVIĆ, M. M., POPOVIĆ, S. S., VUKOVIĆ, S. M., *Fizika* **6** (1974) 29.
- [10] KUNKEL, W. B., Ed. *Plasma Physics in Theory and Application* (McGraw Hill Book Co., New York) 1966.
- [11] GOODWIN, D. W., *Adv. Quant. Electron.* Vol. **3** (Academic Press) 1975.
- [12] HATTORI, S., GOTO, T., *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-5** (1969) 531.
- [13] FUJIMOTO, F., OGATA, Y., FUKUDA, K., *Mem. Fac. Eng. Kyoto Univ.* **32** (1970) 236.
- [14] RAFF, G. J., GEORGE, E. V., *Quarterly Progress Report No 100*. Research Laboratory of Electronics M.I.T. (1970) p. 119.
- [15] KITAEVA, V. F., OSIPOV, Yu. I., SOBOLEV, N. N., *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (1966) 635.
- [16] KAGAN, Yu., PEREL, V. I., *Opt. Spektrosk.* **2** (1957) 298, **4** (1958) 3 et **4** (1958) 285.
- [17] SZE, R. C., BENNETT, W. R., Jr., *Phys. Rev. A* **5** (1972) 837.
- [18] KLEIN, M. B., *Appl. Phys. Lett.* **17** (1970) 29.
- [19] WEBB, C. E., *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 5441.
- [20] CHANIN, L. M., BIONDI, M. A., *Phys. Rev.* **106** (1957) 473.
- [21] LOTZ, W., *Rapport IPP 1/62*, Max Planck-Institut für Plasmaphysik. Garching bei München (1967).
- [22] JOLLY, J., *Rapport L.P. 160* (juin 1976) Laboratoire de Physique des Plasmas Orsay.
- [23] BORST, W. L., *Phys. Rev. A* **9** (1974) 1195.
- [24] LLOYD, C. R., WEIGOLD, E., TEUBNER, P. J. O., HOOD, S. T., *J. Phys.* **B 5** (1972) 1712.
- [25] PETERSON, L. R., ALLEN, J. E., Jr., *J. Chem. Phys.* **56** (1972) 6068.
- [26] MCCONKEY, J. W., DONALDSON, F. G., *Can. J. Phys.* **51** (1973) 914.
- [27] ZAPESOCHNYI, I. P., FELTSAN, P. V., *Opt. Spectros.* **20** (1966) 291.
- [28] LOTZ, W., *Rapport IPP 1/50*, Max Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching bei München (1966).
- [29] DIXON, A. J., HARRISON, M. F. A., SMITH, A. C. H., Abstracts VIII ICPEAC, Belgrade (1973) p. 405.
- [30] VRIENS, L., *Phys. Lett.* **8** (1964) 260.
- [31] DRAWIN, H. W., *Rapport EUR-CEA-FC 383*, Fontenay-aux-Roses (1966).
- [32] HOLSTEIN, T., *Phys. Rev.* **83** (1951) 1159.