

# Evolution thermique d'une sonde électrostatique dans un gaz raréfié et partiellement ionisé

M. A. DUDECK

Laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S., 4ter, route des Gardes, F-92190 Meudon, France

(Reçu le 16 Avril 1986)

**Résumé**—Une sonde électrostatique doit permettre, selon la théorie classique de Langmuir et dans certains gaz ionisés, une mesure simple de la température, de la densité et de la fonction de distribution électroniques. Cependant, dans le cas des jets de plasmas que nous étudions expérimentalement, la caractéristique de sonde reliant le potentiel appliqué au courant total recueilli présente des effets d'hystérésis reproductibles et complexes perturbant les mesures. Ces effets, qui diminuent lorsque la fréquence d'alimentation en potentiel de la sonde augmente, sont liés à l'évolution thermique de la surface de la sonde. Cette évolution thermique est calculée en fonction de la fréquence d'alimentation en tenant compte de l'énergie apportée par le plasma, de l'énergie rayonnée et de l'énergie transmise par conduction. Ce calcul permet de montrer que l'effet d'hystérésis apparaissant sur la courbe caractéristique de la sonde est liée à un effet d'hystérésis thermique.

## 1. INTRODUCTION

UN JET de gaz partiellement ionisé est créé dans un caisson cylindrique en acier inoxydable d'un volume de  $2 \text{ m}^3$ ; ce caisson est relié à un groupe de pompage d'un débit de  $20000 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$  à la pression de  $5 \times 10^{-2}$  Torr.

Le jet est produit par un générateur à arc soufflé. La rotation de l'arc est obtenue par un mouvement de rotation imposé au gaz dans la chambre du générateur. Dans le cas de l'argon, la puissance électrique nécessaire au générateur est comprise entre 1 et 10 kW pour un débit massique de  $0,15 \text{ g s}^{-1}$  et pour un courant électrique compris entre 20 et 480 A. Le rendement du générateur est compris entre 40 et 50%, la moitié de la puissance électrique est donc évacuée par le circuit de refroidissement d'eau.

Les jets obtenus sont libres (sans interaction avec les parois), cylindriques et stationnaires, ils présentent plusieurs zones: l'arc soufflé, une zone supersonique, une onde de choc d'une épaisseur de 5 cm suivant l'axe du jet et une large zone subsonique d'un diamètre de 0,30 m et d'une longueur de 1 m pour une pression statique du caisson de  $5 \times 10^{-2}$  Torr. Dans la zone subsonique, la température électronique est de 3000 K, la densité électronique est de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  et la vitesse de l'écoulement de  $350 \text{ m s}^{-1}$ . Dans cette zone, le plasma, d'un degré d'ionisation de 10%, est en fort déséquilibre chimique et supposé à l'équilibre thermique c'est-à-dire caractérisé localement par une seule température.

La température et la densité électroniques ainsi que la vitesse de l'écoulement sont mesurées par une sonde électrostatique simple. Ces grandeurs sont obtenues à partir de l'analyse de la courbe caractéristique

reliant le courant électrique total recueilli par la surface de la sonde au potentiel appliqué. La température électronique est déterminée à partir de la région de la courbe correspondant au potentiel retardateur, la densité électronique à partir du courant de saturation électronique et la vitesse du jet à partir de la relation établie par Kanal [1] reliant le courant de saturation ionique à l'inclinaison de la sonde. La théorie classique de la sonde électrostatique ou sonde de Langmuir a été présentée dans de nombreux articles (Langmuir [2], Laframboise [3], Schott [4], Clayden [5], par exemple).

Dans de nombreux cas expérimentaux, la courbe caractéristique de la sonde est altérée par des phénomènes de surface rendant délicate ou même impossible la détermination de la température et de la densité électroniques [6-8]. Pour effectuer nos mesures expérimentales, la sonde est reliée à un générateur délivrant des signaux  $V(t)$ , potentiel électrique en fonction du temps, dont la fréquence est réglable dans la gamme  $10^{-1} - 10^4$  Hz. A basse fréquence, la courbe caractéristique de la sonde est fortement affectée par un effet d'hystérésis parfaitement reproductible pour une fréquence fixée. A haute fréquence, l'effet d'hystérésis disparaît et la courbe caractéristique obtenue correspond à celle de la théorie classique de Langmuir. Les valeurs de la température et la densité électronique sont alors en bon accord avec celles déterminées par la méthode d'absorption UV sur l'ion  $\text{Ar}^+$  [6].

L'effet d'hystérésis observé est relié à l'évolution thermique de la surface de la sonde. A basse fréquence, l'état de surface est instationnaire et la température de la surface de la sonde peut varier de plusieurs centaines de degrés durant un cycle. A haute fréquence,



atteignant 2000 K, le courant de thermoémission, de l'ordre de  $10^{-2}$  mA mm $^{-2}$ , est négligeable devant le courant de saturation électronique.

Le flux d'énergie cinétique des particules venant frapper la surface de la sonde est évalué à partir de la fonction de distribution en vitesses: il est supposé entièrement collecté par la sonde. Lorsque la sonde est portée à un potentiel négatif par rapport à celui de plasma, le flux d'énergie ionique est donné par l'intégrale

$$q_+ = \frac{1}{2} m_+ n_+ \left( \frac{m_+}{2\pi k T_+} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{e V_s}{k T_+} \right] \int_{\sqrt{(-2eV_s/m_+)}}^{\infty} v_z \times \exp \left[ -\frac{m_+ + v_z^2}{2k T_+} \right] dv_z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \times \exp \left[ -\frac{m_+}{2k T_+} (v_x^2 + v_y^2) \right] dv_x dv_y, \quad (3)$$

où la limite inférieure de la première intégration est associée à la valeur minimale de la vitesse ionique après la traversée de la gaine de potentiel. A la surface de la sonde, la vitesse électronique étant comprise entre 0 et  $\infty$ , le flux d'énergie électronique s'exprime par

$$q_e = \frac{1}{2} m_e n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left[ \frac{e V_s}{k T_e} \right] \int_0^{\infty} v_z \times \exp \left[ -\frac{m_e v_z^2}{2k T_e} \right] dv_z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \times \exp \left[ -\frac{m_e}{2k T_e} (v_x^2 + v_y^2) \right] dv_x dv_y. \quad (4)$$

On obtient ainsi

$$q(V_s \leq 0) = 4\pi \left[ m_e n_e \left( \frac{k T_e}{2\pi m_e} \right)^{3/2} \exp \left[ \frac{e V_s}{k T_e} \right] + m_+ n_+ \left( \frac{k T_+}{2\pi m_+} \right)^{3/2} \left( 1 - \frac{e V_s}{2k T_+} \right) \right] \quad (5)$$

et, par un calcul analogue

$$q(V_s \geq 0) = 4\pi \left[ m_e n_e \left( \frac{k T_e}{2\pi m_e} \right)^{3/2} \left( 1 + \frac{e V_s}{2k T_e} \right) + m_+ n_+ \left( \frac{k T_+}{2\pi m_+} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{e V_s}{2k T_+} \right] \right]. \quad (6)$$

La contribution au flux d'énergie est donc ionique pour un potentiel de sonde  $V_s$  inférieur à  $-2V$  ( $q \approx 1$  mW mm $^{-2}$  pour les conditions  $T_e =$

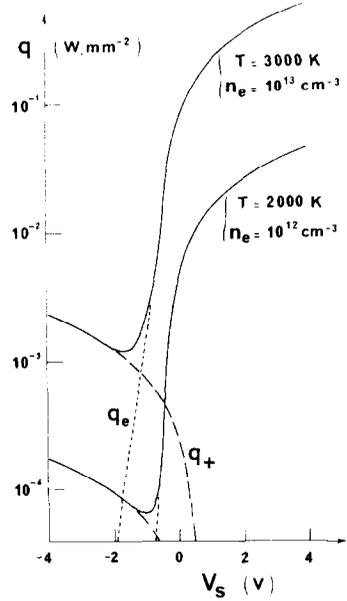


FIG. 1. Evolution des flux d'énergie provenant du plasma en fonction du potentiel de la sonde ( $q$ :—;  $q_e$ :---;  $q_+$ :—).

$T_+ = 3000$  K et  $n_e = n_+ = 10^{13}$  cm $^{-3}$ ) et électronique pour  $V_s$  supérieur à  $-2V$ . La variation des flux d'énergie en fonction du potentiel de sonde est présentée sur la Fig. 1 pour un plasma d'argon dans la gamme de température 2000–3000 K et une densité électronique comprise entre  $10^{12}$  et  $10^{13}$  cm $^{-3}$ .

Si on admet que tous les ions argon sont neutralisés électriquement à la surface de la sonde, la possibilité d'une réflexion étant donc exclue, l'énergie dégagée par cette neutralisation est

$$n_+ \left( \frac{k T_+}{2\pi m_+} \right)^{1/2} q^* \quad \text{et} \quad n_+ \left( \frac{k T_+}{2\pi m_+} \right)^{1/2} q^* \exp \left[ -\frac{e V_s}{k T_+} \right]$$

respectivement pour  $V_s < 0$  et pour  $V_s > 0$ , et où  $q^*$  représente l'énergie de recombinaison ( $q^* = 2,52 \times 10^{-18}$  J part $^{-1}$  [9]). Cette énergie, de l'ordre de 8 mW mm $^{-2}$  à une température ionique de 3000 K ainsi que l'énergie dissipée par effet Joule seront négligées dans le calcul d'évolution de la température de la sonde.

L'évolution thermique a été déterminée numériquement pour une sonde cylindrique en tungstène, d'un diamètre de 0,1 mm et d'une longueur de 4 mm. Dans ce cas, la longueur de Debye est très inférieure au diamètre de la sonde

$$\lambda_D(\text{Debye}) \ll \phi(\text{diamètre}) \ll \lambda_{ee} = \lambda_{ii}.$$

Le flux de conduction thermique radial dans la sonde est négligé devant le flux axial et l'évolution est unidimensionnelle suivant l'axe des  $x$ . A chaque instant la sonde est supposée équipotentielle.

L'équation d'évolution thermique instationnaire de la sonde prenant en compte le flux de conduction,

l'énergie provenant du plasma et l'énergie rayonnée s'écrit en variables adimensionnées

$$\frac{\partial}{\partial t} = C_1 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}^2} + C_2 \left[ q(\bar{t}) - C_3 \bar{T}^4 \right] \quad (7)$$

avec

$$\bar{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \bar{t} = \frac{t}{\tau}, \quad \bar{x} = \frac{x}{l'}$$

La température de référence  $T_0$  est la température initiale de la sonde ( $T_0 = 300$  K) et  $\tau$  représente la durée d'un signal triangulaire délivré par le générateur alimentant la sonde. Les paramètres sans dimension  $C_1(\bar{T})$ ,  $C_2(\bar{T})$  et  $C_3(\bar{T})$  sont définis par les relations

$$C_1(\bar{T}) = \frac{\lambda \tau}{\rho c l'^2}, \quad C_2(\bar{T}) = \frac{4\tau}{\phi \rho c T_0}, \quad C_3(\bar{T}) = \varepsilon \sigma T_0^4. \quad (8)$$

A partir de valeurs tabulées, les coefficients de conductivité thermique, d'émissivité et la capacité thermique du tungstène ont été exprimés par des polynômes en fonction de la température. Pour la résolution numérique, la température initiale de la sonde est  $\bar{T}(\bar{x}, 0) = 1$ , le flux d'énergie provenant de plasma est recueilli pour  $0 \leq \bar{x} \leq 1$  et la conduction thermique est étudiée pour  $0 \leq \bar{x} \leq m$ . En  $\bar{x} = m$ , la température  $\bar{T}$  de la sonde est imposée constante et égale à l'unité. L'équation non linéaire de l'énergie (7) est discrétisée à partir d'une méthode explicite de différences finies, soit

$$\begin{aligned} \bar{T}_{i,j+1} = & \frac{C_1 \Delta \bar{t}}{(\Delta \bar{x})^2} \left[ \bar{T}_{i+1,j} - \bar{T}_{i-1,j} \right] \\ & + \bar{T}_{i,j} \left[ 1 - \frac{2C_1 \Delta \bar{t}}{(\Delta \bar{x})^2} \right] + C_2 \Delta \bar{t} q \\ & - C_2 C_3 \Delta \bar{t} \bar{T}_{i,j}^4 \end{aligned} \quad (9)$$

où  $q(V_s)$  est évalué en admettant que le plasma est localement à l'équilibre thermique. Cette formule est utilisée pour déterminer la température inconnue  $\bar{T}_{i,j+1}$  au point  $i, j+1$  du maillage, en fonction des températures  $\bar{T}_{i-1,j}$ ,  $\bar{T}_{i,j}$  et  $\bar{T}_{i,j+1}$ . Pour représenter la condition limite en  $x = 0$ , nous introduisons un point fictif (Smith [10]).

### 3. RESULTATS NUMERIQUES ET DISCUSSION

A partir de la relation (9), l'évolution thermique a été calculée pour différentes fréquences du signal délivré par le générateur: 100, 10, 1 et 0,1 Hz. Dans un cycle, le potentiel électrique appliqué à la sonde est de forme triangulaire, d'une amplitude de 12 V et d'un rapport temps de montée/temps de descente égal à 4. Le potentiel plasma est égal à 0,5 V. Les différents potentiels sont évalués par rapport à la masse du caisson d'expérience.

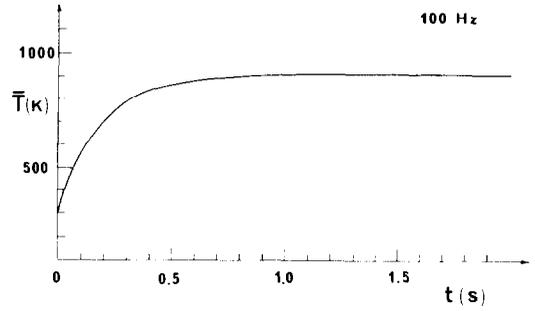


FIG. 2. Température moyenne de l'élément de sonde chauffé par le plasma avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ .

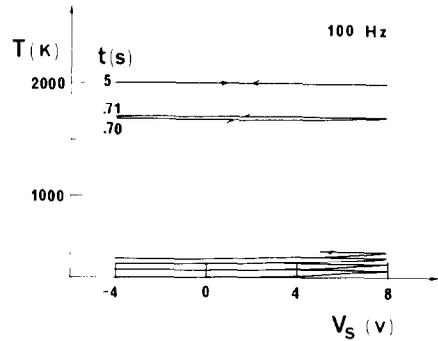


FIG. 3. Température à l'extrémité libre ( $\bar{x} = 0$ ) de la sonde en fonction du potentiel de sonde pour une fréquence de 100 Hz et avec la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ .

#### 3.1. 100 Hz

Pour une fréquence de 100 Hz, la convergence du calcul est obtenue pour un pas  $\Delta \bar{t}$  sur les temps adimensionnés égal à  $10^{-3}$  et pour un pas  $\Delta \bar{x}$  égal à  $10^{-1}$ . Lorsqu'une température de 300 K est imposée en  $\bar{x} = 1$ , la température moyenne de l'élément sensible de la sonde se stabilise à 920 K, à partir du centième cycle (Fig. 2). Sur un cycle, la température de la sonde suit l'évolution du signal  $V(t)$ . A l'extrémité libre de la sonde, l'écart maximal de température sur un cycle évolue au cours de temps puis se stabilise à 12 K. Au cours d'un cycle stabilisé, la température en  $\bar{x} = 0$  atteint la valeur maximale de 1260 K.

Lorsqu'une température de 300 K est imposée en  $\bar{x} \rightarrow \infty$ , la température maximale atteinte à l'extrémité libre de la sonde est de 1532 K au cinquantième cycle.

Au centième cycle, la température moyenne de l'élément sensible est de l'ordre de 1700 K. L'écart maximal de température au cours de ce cycle est inférieur à 10 K et la puissance rayonnée est de 0,1 W. La température moyenne de la sonde au 500ème cycle, donc après 5 s, se stabilise à la valeur de 1993 K (températures extrêmes 1991 et 1994 K).

L'évolution de la température en  $\bar{x} = 0$  est présentée sur la Fig. 3 en fonction du potentiel de sonde et sur la Fig. 4 en fonction du temps.

La puissance rayonnée par la surface totale de la sonde est de l'ordre de  $5 \times 10^{-2}$  W; la Fig. 5 montre l'influence de la condition limite imposée sur la température ( $\bar{T}(1) = 1$  et  $\bar{T}(\infty) = 1$ ) sur la puissance transmise par conduction en  $\bar{x} = 1$ .

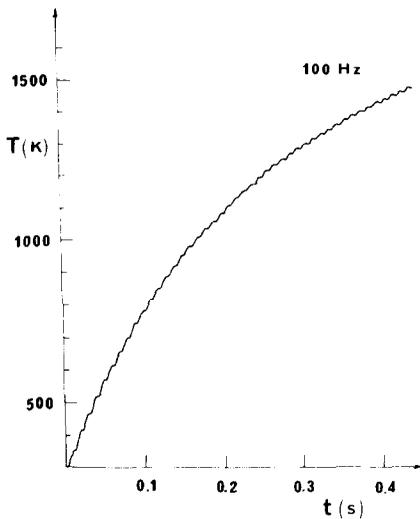


FIG. 4. Température en  $\bar{x} = 0$  en fonction du temps pour une fréquence de 100 Hz et avec la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ .

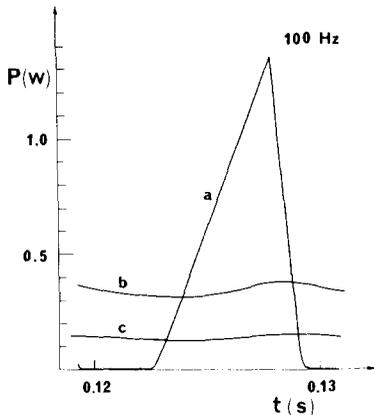


FIG. 5. Comparaison entre la puissance provenant du plasma (courbe a) et la puissance transmise par conduction en  $\bar{x} = 1$  avec les conditions limites  $\bar{T}(1) = 1$  (courbe b) et  $\bar{T}(\infty) = 1$  (courbe c).

### 3.2. 10 Hz

La convergence de la résolution numérique est obtenue pour cette fréquence avec  $\Delta\bar{x} = 10^{-1}$  et  $\Delta\bar{t} = 5 \times 10^{-3}$ . Avec la condition aux limites  $\bar{T}(1) = 1$ , l'amplitude de l'oscillation thermique se stabilise à partir d'une seconde à la valeur de 120 K sur la température moyenne (Figs. 6 et 7). Dans le cas où  $\bar{T}(\infty) = 1$ , la stabilisation thermique est plus lente, environ 5 s, et l'amplitude en température sur un cycle stabilisé est de 22 K à l'extrémité libre de la sonde (Fig. 8).

### 3.3. 1 Hz

Pour une fréquence de 1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ , l'évolution thermique se stabilise dès le premier cycle à moins de  $10^{-2}$  K. A l'extrémité libre de la sonde, la température maximale atteinte est de 1808 K et la température minimale est de 599 K.

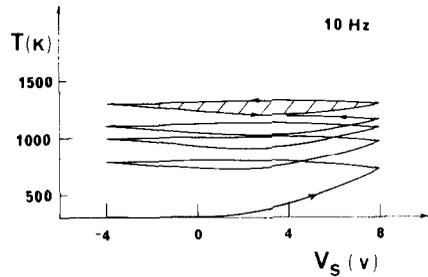


FIG. 6. Température à l'extrémité libre,  $\bar{x} = 0$ , en fonction du potentiel de sonde pour une fréquence de 10 Hz avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$  (le cycle stabilisé est hachuré).

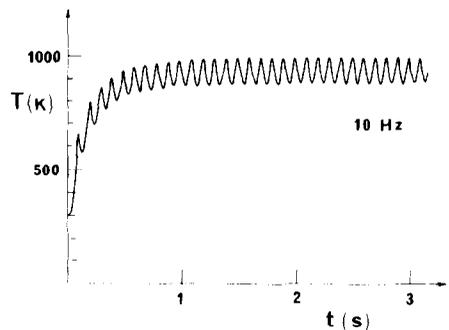


FIG. 7. Température en  $\bar{x} = 0$  en fonction du temps pour une fréquence de 10 Hz et avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ .

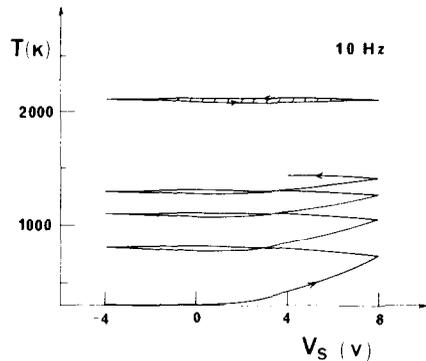


FIG. 8. Température à l'extrémité libre  $\bar{x} = 0$  en fonction du potentiel de sonde pour une fréquence de 10 Hz avec la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ .

L'évolution thermique en différents points de l'élément sensible de la sonde est présentée sur la Fig. 9. L'énergie apportée par le plasma dépend de l'écart entre le potentiel de la sonde et celui du gaz, la Fig. 10 montre l'influence du potentiel plasma sur la température en  $\bar{x} = 0$ . Dans le cas où on impose la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ , on obtient un échauffement plus important dû à une conduction plus faible (Fig. 11). Les températures maximales et minimales à l'extrémité libre de la sonde sont respectivement de 1948 et 2252 K.

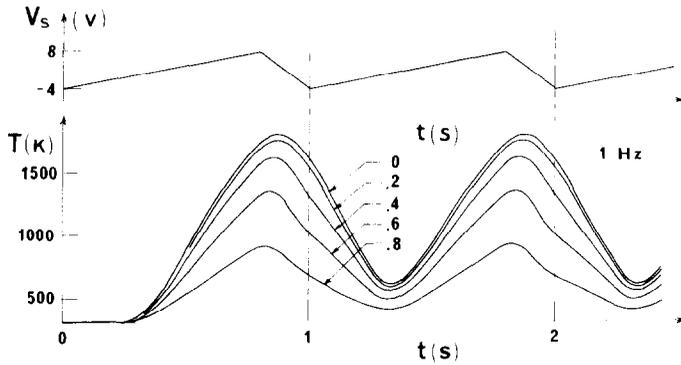


FIG. 9. Evolution de la température en différents points de la sonde pour une fréquence de 1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ .

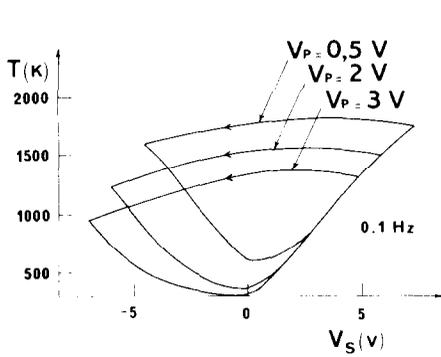


FIG. 10. Influence du potentiel plasma sur la température en  $\bar{x} = 0$  avec une fréquence de 1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ .

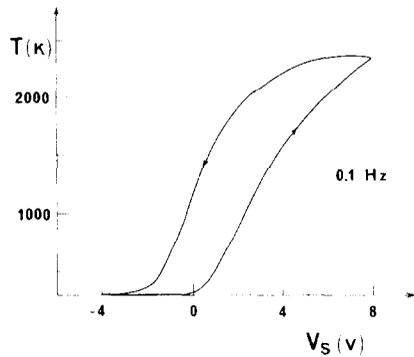


FIG. 12. Température en  $\bar{x} = 0$  en fonction du potentiel de la sonde pour une fréquence de 0,1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ .

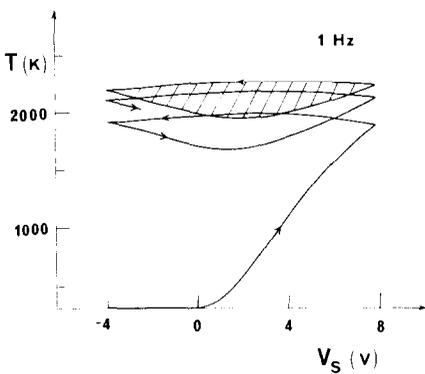


FIG. 11. Température en  $\bar{x} = 0$  en fonction du potentiel de sonde pour une fréquence de 1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ .

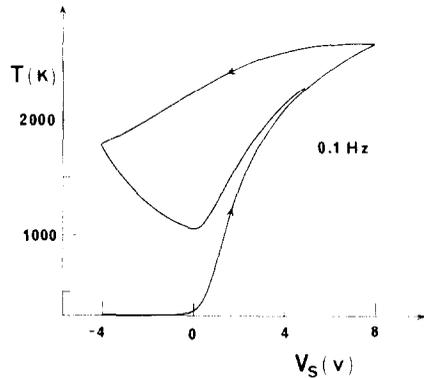


FIG. 13. Température en  $\bar{x} = 0$  en fonction du potentiel de la sonde pour une fréquence de 0,1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ .

3.4. 0,1 Hz

Pour cette fréquence, une convergence satisfaisante est obtenue avec les pas  $\Delta \bar{r} = 10^{-4}$  et  $\Delta \bar{x} = 10^{-1}$ . De même que pour la fréquence de 1 Hz et avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$ , le cycle de température est stabilisé dès la première période; la température maximale à l'extrémité libre de la sonde est de 2365 K (Fig. 12). Pour cette fréquence, le premier cycle thermique est aussi stabilisé à la première période lorsqu'on impose la condition  $\bar{T}(\infty) = 1$ , les températures extrêmes sont

comme pour les autres fréquences ( $T_{\max} = 2656$  K,  $T_{\min} = 1067$  K), supérieures à celles obtenues avec la condition  $\bar{T}(1) = 1$  et décalées par rapport aux instants correspondant aux valeurs extrêmes du potentiel appliqué à la sonde (Fig. 13). La forme du profil de température en  $\bar{x} = 0$  dépend de la forme du potentiel appliqué à la sonde en fonction du temps, comme le montre la Fig. 14 tracée en faisant varier seulement le rapport entre le temps de montée et le temps de descente.

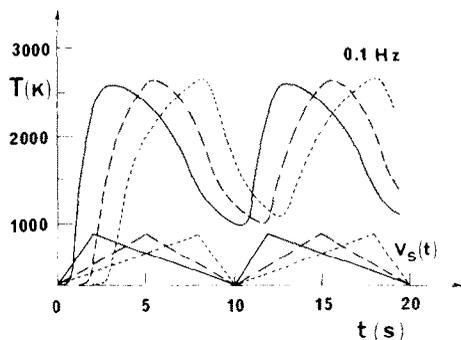


FIG. 14. Influence de la forme du potentiel  $V_s(t)$  sur la température en  $\bar{x} = 0$  pour une fréquence de 0,1 Hz.

#### 4. CONCLUSIONS

L'effet d'hystérésis mis en évidence expérimentalement sur les courbes caractéristiques courant-tension est fonction de la fréquence choisie pour le balayage en potentiel de la sonde.

Le calcul numérique a montré que l'hystérésis thermique d'un cycle stabilisé est négligeable pour une fréquence de 100 Hz. Par ailleurs, pour cette fréquence, les expériences ont montré qu'aucun phénomène d'hystérésis n'était décelable sur les courbes caractéristiques  $I(V)$ . Pour des fréquences inférieures à 100 Hz, il y a, d'une part, un effet d'hystérésis observé expérimentalement sur les courbes  $I(V)$  et, d'autre part, un hystérésis thermique  $T(V)$  dont l'amplitude augmente lorsque la fréquence diminue. Cependant, quelles que soient la fréquence et la forme du signal, le calcul numérique n'a pas mis en évidence, sur les courbes  $I(V)$ , des boucles comparables à celles observées expérimentalement sur les courbes caractéristiques; cependant, il a permis de montrer la simultanéité existant entre l'apparition des phénomènes d'hystérésis sur les courbes  $I(V)$  et  $T(V)$ .

Précédemment, une modélisation basée sur la thermodynamique des phénomènes irréversibles introduite dans le cas d'une gaine de potentiel non-collisionnelle et prenant en compte des cinétiques d'absorption-désorption et de neutralisation des espèces chargées a conduit à des caractéristiques sans hystérésis [11]. L'étude des effets d'hystérésis doit donc se poursuivre en multipliant les expériences, en employant d'autres matériaux de sonde et d'autres gaz plasmagènes, et en améliorant la modélisation numérique de l'évolution thermique afin de tenir compte d'effets chimiques de surface.

#### REFERENCES

1. M. Kanal, Theory of current collection of moving cylindrical probes, *J. Appl. Phys.* **35**, 1697-1703 (1964).
2. I. Langmuir, *Collected Works of Irving Langmuir*, Vol. 4. Pergamon Press, New York (1961).
3. J. C. Laframboise, IUTAS (Toronto) Report 100 (1966).
4. L. Schott, *Reactions Under Plasma Conditions*, Vol. 1. Wiley, New York (1971).
5. W. A. Clayden, Review of electrostatic probe, RARDE Memorandum 32/68 (1968).
6. M. Dudeck, G. Poissant, B. R. Rowe, J. L. Queffelec and M. Morlais, Plasma diagnostics by Langmuir probes and U. V. absorption, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, 995-1005 (1983).
7. S. M. L. Prokopenko, J. C. Laframboise and J. M. Goodings, Orifice probe for plasma diagnostics: III. Experimental considerations, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **7**, 563-568 (1974).
8. G. R. Taylor and K. N. Leung, Minicomputer analysis of multi dipole plasma Langmuir probe characteristics, *Rev. scient. Instrum.* **47**, 614 (1976).
9. T. E. Horton and W. A. Menard, A program for computing shock-tube gasdynamic properties, NASA Technical Report 32-1350.
10. G. D. Smith, *Numerical Solution of Partial Differential Equations: Finite Difference Methods*. Clarendon Press, Oxford (1978).
11. M. Dudeck et R. Prud'homme, Une approche thermodynamique de l'interaction métal-plasma, *C. r. Acad. Sci. Paris* **292** (9 février 1981).

#### THERMAL EVOLUTION OF A PROBE IN A RAREFIED IONIZED GAS

**Abstract**—Based on the classical Langmuir theory, an electrostatic probe can be used in an ionized gas to measure electron temperature, electron density and electron distribution function. In many experimental cases the characteristic curve (applied potential vs total current collected) presents a complex and reproducible hysteresis effect. Consequently, electron measurements are impossible. The hysteresis effect decreases when the probe potential frequency increases and is related to the thermal probe evolution. The thermal probe evolution is determined by a numerical method taking into account plasma energy flux, radiation and probe conduction. The numerical results show that the hysteresis effect appears simultaneously with a thermal probe hysteresis.

### THERMISCHES VERHALTEN EINES FÜHLERS IN EINEM VERDÜNNTEN IONISIERTEN GAS

**Zusammenfassung**—Es beruht auf der klassischen Langmuir-Theorie, daß ein elektrostatischer Fühler zur Messung der Elektronentemperatur, der Elektronendichte und der Elektronenverteilungsfunktion in einem ionisierten Gas benutzt werden kann. In vielen experimentellen Fällen weist die charakteristische Kurve (aufgetragen ist die Spannung gegenüber dem gesammelten Gesamtstrom) einen komplizierten und reproduzierbaren Hysterese-Effekt auf. Folglich sind Elektronen-Messungen unmöglich. Der Hysterese-Effekt verringert sich, wenn sich die Frequenz der Spannung am Fühler vergrößert, und er steht in Zusammenhang mit dem zeitlichen Temperaturverlauf des Fühlers. Dieser wird mittels einer numerischen Methode bestimmt, die den Plasma-Energiestrom, die Strahlung und die Leitung im Fühler berücksichtigt. Die numerischen Ergebnisse zeigen, daß der Hysterese-Effekt gleichzeitig mit einer thermischen Hysterese des Fühlers auftritt.

### ВЫДЕЛЕНИЕ ТЕПЛА В ДАТЧИКЕ, ПОМЕЩЕННОМ В РАЗРЕЖЕННЫЙ ИОНИЗИРОВАННЫЙ ГАЗ

**Аннотация**—Электростатический датчик, разработанный на основе классической теории Лэнгмюра, используется для измерения температуры, плотности и функции распределения электронов в ионизованном газе. В большом числе экспериментов характеристическая кривая (зависимость прикладываемого напряжения от полного тока) показывает сложный (но воспроизводимый) эффект гистерезиса. Следовательно, невозможны электронные измерения. Эффект гистерезиса уменьшается с ростом частоты изменения потенциала датчика и связан с выделением тепла в нем, которое определяется численным методом с учетом потока энергии плазмы, излучения и теплопроводности. Численные результаты показывают, что эффект гистерезиса возникает одновременно с гистерезисом теплового датчика.