

MODELE SIMPLIFIE D'UN JET DE PLASMA D'ARGON DECHARGEANT DANS L'AIR AMBIANT

M. ANNOUN¹, A BRAHIMI²,

Centre Universitaire Yahia Fares de Médéa, Quartier Ain d'Heb 26001 Médéa (Algérie)

1 – (213) 025-58-12-53 moh_announ@yahoo.fr

2- (213)025-58-12-53 ami_brahimi@yahoo.fr

RESUME

Nous avons développé un modèle d'un jet du plasma d'argon déchargeant dans l'air ambiant dans le but de déterminer les profils de température le long du jet. Ce modèle, d'emploi très simple, s'appuie principalement sur deux paramètres K et n (facteur de mélange et le profil de vitesse en sortie de buse). Les résultats ont été comparés avec les données expérimentales de la littérature, Un bon accord a été obtenu pour $K=0.095$ et $n=8$

Mots clés : plasma thermique, jet turbulent, écoulement libre

NOMENCLATURE

C : Fraction massique (mole/g)	r_5 : Rayon où la vitesse est la moitié de vitesse centrale (mm)
c_p : Chaleur massique (J/KgK)	r_i : Rayon du cœur (mm)
c_{Ar} : Concentration de l'argon (mole/g)	r^* : Rayon par rapport à l'axe du jet (mm)
c_{Air} : Concentration de l'air (mole/g)	T : Température (K)
c_p^{Ar} : Chaleur massique de l'argon (J/KgK)	T_0 : Température en sortie de la buse (K)
h : L'enthalpie moyenne de mélange (J/KgK)	T_{moy} : Température moyenne du gaz en sortie de la buse (K)
h_{Air} : L'enthalpie de l'air à ($T=300$ °K) (J/KgK)	T_a : Température ambiante (K)
h_T^{Ar} : L'enthalpie totale de l'argon (J/KgK)	U_a : Vitesse du gaz en sortie de la buse à la température ambiante (m/s)
K : Facteur de mélange	U_{moy} : Vitesse moyenne du gaz en sortie de buse (m/s)
M : Masse molaire moyenne du mélange (mole/g)	U^* : Vitesse locale à r^* (m/s)
M_{Ar} : Masse molaire moyenne de l'argon (mole/g)	U : Variable adimensionnelles ($U = u/u_0$)
M_{Air} : Masse molaire moyenne de l'air (mole/g)	U_c : Variable adimensionnelles ($U_c = u_c/u_0$)
n : Paramètre de vitesse	U_5 : Variable adimensionnelles ($U_5 = u_5/u_0$)
P : La pression (pa)	u : Vitesse locale du jet (m/s)
P_{eff} : La puissance électrique effective fournie (Watt)	u_c : Vitesse axiale du jet (m/s)
Q_{Ar} : Débit à froid de l'argon (L/mn)	u_0 : Vitesse du jet en sortie de la buse (m/s)
R : Constante du gaz universel (J/mol K)	X : Variable adimensionnelles ($X = x/r_0$)
R : Variable adimensionnelles ($R = r/r_0$)	x : Distance axiale par rapport à la buse (mm)
R_5 : Variable adimensionnelles ($R_5 = r_5/r_0$)	ρ : Densité du mélange gazeux (Kg/m ³)
R_i : Variable adimensionnelles ($R_i = r_i/r_0$)	t^* : Contrainte de turbulence (N/m ²)
r : Distance radiale par rapport à l'axe du jet (mm)	

1. INTRODUCTION

Les procédés des plasmas thermiques sont très utilisés dans plusieurs domaines industriels tel que la métallurgie et le traitement des déchets solides. La maîtrise de ces procédés repose essentiellement sur la connaissance des champs de température et de vitesse le long du jet de plasma.

Actuellement, les jets de plasmas thermiques sont calculés à partir des modèles entièrement numériques et qui sont très complexes à développer tel que le modèle k-ε

Dans ce travail, nous développons la théorie du modèle simplifié du jet. Ce modèle permet, en utilisant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (gaz inerte, Mach < 1, Pr = Sc = 1) de calculer la vitesse en tout point du jet d'un plasma d'argon déchargeant dans l'air ambiant par la résolution analytique de l'équation de conservation de quantité de mouvement. La température du jet est calculée à partir du théorème de CROCCO.

2. DESCRIPTION DU JET

D'après plusieurs études expérimentales [1-2], la structure d'un jet issu d'une buse de diamètre D peut être composée en deux régions distinctes :

- En sortie de buse, les propriétés du jet (vitesse, température, densité...) sont considérées comme étant constantes. Cette région est appelée le cœur du jet. Le rayon extérieur de cette région r_i diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la buse, et au-delà de ce rayon r_i les propriétés du jet ne sont plus constantes.
- Après cette région on observe alors une décroissance des propriétés centrale, c'est la région développée.

Afin de décrire ces deux régions, deux profils de vitesse sont utilisés par WARREN [2]. Ces profils sont :

- Pour la région de Cœur

$$1) \quad r > r_i \quad \bar{u} = u_0 \exp \left[-I \left(\frac{r^2 - r_i^2}{r_s^2 - r_i^2} \right) \right] \quad (1)$$

$$2) \quad r < r_i \quad \bar{u} = u_0 \quad (2)$$

- Pour la région développée

$$\bar{u} = u_c \exp \left[-I \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \right] \quad (3)$$

avec $I = \ln 2$.

3. DEFINITIONS DES AUTRES PROPRIETES DU JET

3.1 Expression de la vitesse et de la température de plasma d'argon en sortie de buse

pour la vitesse u_0 et la température T_0 du gaz plasmagène en sortie de buse (vitesse et température maximales), elles ont été déterminées de façon indirecte de la puissance effective (P_{eff}) fournie au gaz. Cette puissance contribue à augmenter l'enthalpie et l'énergie cinétique du gaz et s'exprime par la relation suivante[3] :

$$P_{eff} = m_{Ar} C_p^{Ar} (T_{moy} - T_a) + \frac{1}{2} m_{Ar} (U_{moy}^2 - U_a^2) \quad (4)$$

Si on suppose que le plasma suit la loi de gaz parfait, on peut alors écrire :

$$U_{moy} = U_a \frac{T_{moy}}{T_a} \quad (5)$$

les expressions (4) et (5) permettent ainsi de décrire T_{moy} et U_{moy} .

u_0 et T_0 sont déduits de U_{moy} et T_{moy} à partir des expressions suivantes [4]

$$u_0 = \frac{U_{moy}}{h} \quad (6)$$

et

$$T_0 = \frac{T_{moy}}{h} \quad (7)$$

où

$$h = 1 - \frac{2}{(n+2)} \quad (8)$$

n est un paramètre décrivant le profil de vitesse et de température à l'intérieur de la conduite anodique (buse). Par exemple, la valeur $n = 2$ décrit l'écoulement laminaire interne.

3.2 Expression de la concentration

En appliquant le théorème de CROCCO on trouve [1] :

- Concentration du gaz du jet (argon) $C_{Ar} = \frac{\bar{u}}{u_0}$ (9)

- Concentration du gaz environnant (air) $C_{air} = 1 - \frac{\bar{u}}{u_0}$ (10)

3.3 Expression de la chaleur spécifique massique

La chaleur massique pour un mélange gazeux est donnée par l'expression suivante [5] :

$$\bar{C}_p = C_{Ar} C_p^{Ar} + C_{air} C_p^{air} \quad (11)$$

d'après les équations (9) et (10) on trouve :

$$\bar{C}_p = (C_p^{Ar} - C_p^{air}) \left(\frac{\bar{u}}{u_0} \right) + C_p^{air} \quad (12)$$

3.4 Expression de la Température

D'après le théorème CROCCO [6] et les conditions aux limites du jet de plasma l'enthalpie h s'exprime par la relation suivante en tout point du jet :

$$h = h_{air} + (h_T^{Ar} - h_{air}) \left(\frac{\bar{u}}{u_0} \right) - \left(\frac{u_0^2}{2} \right) \left(\frac{\bar{u}^2}{u_0^2} \right) \quad (13)$$

Nous pouvons par ailleurs exprimer la température locale du jet par la relation suivante :

$$h = \bar{C}_p T \quad (14)$$

avec \bar{C}_p désigne la chaleur massique moyenne du mélange gazeux

3.5 Expression de la masse molaire

la masse molaire du mélange gazeux qui s'exprime par la relation suivante :

$$M = \left[\left(\frac{1}{M_{Ar}} + \frac{1}{M_{air}} \right) \left(\frac{\bar{u}}{u_0} \right) + \frac{1}{M_{air}} \right]^{-1} \quad (15)$$

3.6 Expression de la masse volumique

Pour un gaz obéissant à la loi des gaz parfaits, la masse volumique est définie comme suit :

$$\mathbf{r} = \frac{PM\bar{C}_p}{Rh} \quad (16)$$

En remplaçant les expressions de \bar{C}_p , h et M dans l'équation (16) on trouve :

$$\mathbf{r} = \frac{P \left[(C_{p^{Ar}} - C_{p^{air}}) \frac{\bar{u}}{u_0} + C_{p^{air}} \right]}{R \left[\left(\frac{1}{M_{Ar}} + \frac{1}{M_{air}} \right) \left(\frac{\bar{u}}{u_0} \right) + \frac{1}{M_{air}} \right] \left[h_{Ar} + (h_{Ar}^T - h_{air}) \left(\frac{\bar{u}}{u_0} \right) - \left(\frac{u_0^2}{2} \right) \right]} \quad (17)$$

3.7 Détermination de r_1 , r_5 et de U_c

les rayons r_1 et r_5 respectivement dans la région du cœur et dans la région développée du jet et la vitesse centrale U_c le long sont calculés à partir du modèle

4. DESCRIPTION DU MODELE

Les éléments du modèle sont tirés des références [1-2] travaux réalisés par C.D. DONALDSON et K.E. GRAY.

Le jet est considéré initialement irrotationnel est symétrique par rapport à son axe.

Le gaz constituant le jet et le gaz ambiant sont considérés comme parfaits et chimiquement inerte.

A partir des équations classiques de la dynamique de fluide (continuité, conservation de quantité de mouvement, de la matière et de l'énergie) un certain nombre d'hypothèses classiques sont formulées :

- Les nombres de Prandtl et Schmidt du jet de gaz et de l'air ambiant sont égaux à 1.
- Les grandeurs définissant le jet ($\mathbf{r}, \mathbf{m}, \mathbf{u}, \dots$) se définissent sous la forme d'une valeur moyenne additionnée d'une valeur de fluctuation.

Il en résulte que les équations de conservation de quantité de mouvement, de conservation de masse (du gaz et l'air ambiant) et de conservation de l'énergie deviennent identiques. On peut alors combiner l'équation de continuité et l'équation de conservation de quantité de mouvement on obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{d}{dx} \int_0^{r^*} \overline{\mathbf{r} \cdot \mathbf{u}}^2 r dr = \overline{u}^* \frac{d}{dx} \int_0^{r^*} \overline{\mathbf{r} \cdot \mathbf{u}} r dr + \mathbf{t}^* r^* \quad (18)$$

avec \mathbf{t}^* : désigne la contrainte de Turbulence qui s'exprime par la relation suivante [1-2] ;

$$\mathbf{t}^* = -\overline{\mathbf{r} u' V'} = K \mathbf{r} u^* L^* \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) \quad (19)$$

On considère ensuite, deux rayons particuliers :

- Rayon r_5 (rayon où la vitesse est la moitié de la vitesse centrale) et on a donc :

$$\frac{d}{dx} \int_0^{r_5} \bar{r} \bar{u}^2 r dr = \bar{u}_5 \frac{d}{dx} \int_0^{r_5} \bar{r} \bar{u}^2 r dr + \mathbf{t}_5 r_5 \quad (20)$$

avec :

$$\mathbf{t}_5 = K \mathbf{r} (r_5 - r_i) \left(\frac{\bar{u}_c}{2} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) \quad \text{pour la région du cœur:} \quad (21)$$

$$\mathbf{t}_5 = K \mathbf{r} (r_5) \left(\frac{\bar{u}_c}{2} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) \quad \text{pour la région développée} \quad (22)$$

- Si r est très grand, ($r \rightarrow \infty$)

les deux termes du côté droit de l'équation (II-28) tendent vers 0 (si $r \rightarrow \infty \Rightarrow u \rightarrow 0$ et $\mathbf{t} \rightarrow 0$). Par conséquent, le flux Total de mouvement en un plan perpendiculaire à l'axe est constant et donc égal à sa valeur de départ, il en résulte que :

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\infty} \bar{r} \bar{u}^2 r dr = 0 \Rightarrow \int_0^{\infty} \bar{r} \bar{u}^2 r dr = cst \quad (23)$$

d'où :

$$\int_0^{\infty} \bar{r} \bar{u}^2 r dr = \frac{\bar{\mathbf{r}}_0 \bar{\mathbf{u}}_0 r_0^2}{2} \quad (24)$$

Introduisons dans les équations (20) et (24) les variables adimensionnelles suivantes : $R = \frac{r}{r_0}$, $U = \frac{u}{u_0}$ et

$X = \frac{x}{r_0}$; où r_0 désigne le rayon de la buse.

Nous en déduisons les équations adimensionnelles de conservation de flux de quantités de mouvement respectivement pour $R = R_5$ et pour $R \rightarrow \infty$

- ❖ Pour : $R = R_5$

$$\frac{d}{dX} \int_0^{R_5} \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{air}} \right) U^2 R dR = U_5 \frac{d}{dX} \int_0^{R_5} \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{air}} \right) U R dR + \frac{\mathbf{t}_5}{(\mathbf{r}_{air} U_0^2)} \quad (25)$$

- ❖ Pour : $R \rightarrow \infty$

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{air}} \right) U^2 R dR = \frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{r}_0}{\mathbf{r}_{air}} \right) \quad (26)$$

après manipulation algébrique des équations (25), (26), (21) et (22) avec les équations (1), (2) et (3) et par résolution analytique on détermine les rayons r_i , r_5 et U_c dans les deux régions du jet[6]

Le profil de vitesse et de température peut être donc calculer le long du jet

5. RESULTATS

5.1 Choix des paramètres K et n

Pour ajuster les paramètres K et n , nous avons pu principalement nous appuyer sur le travail expérimental de PFENDER [5] relatif aux mesures de températures d'un jet de plasma d'argon déchargeant dans l'air.

a) choix du paramètre K

C.D-DONALDSON et K.E- GRAY [1-2] ont proposé dans leur étude théorique sur les jets froids des valeurs de K comprises entre 0.025 et 0.047. Les résultats obtenus avec ces valeurs de K n'étaient pas satisfaisants. En conséquence, ces valeurs de K ne permettent pas de décrire un jet de plasma d'argon (jets chauds) ; nous avons donc obtenu un ajustement correct avec la valeur de $K = 0.095$ (figure 3). Cette valeur traduit un niveau de turbulence beaucoup plus élevé que dans le cas des jets froids.

b) choix de paramètre n

Dans les conditions opératoires de nos essais théoriques, on est en présence d'un écoulement turbulent en sortie de buse. Ceci contribue à l'aplatissement de profil de vitesse. Nous avons trouvé donc que la valeur $n = 8$ conduisait à des résultats satisfaisants comme le montre la figure 3. Cette valeur est différente de celle utilisée dans les modèles ($K-e$) qui varie entre 2 et 4.

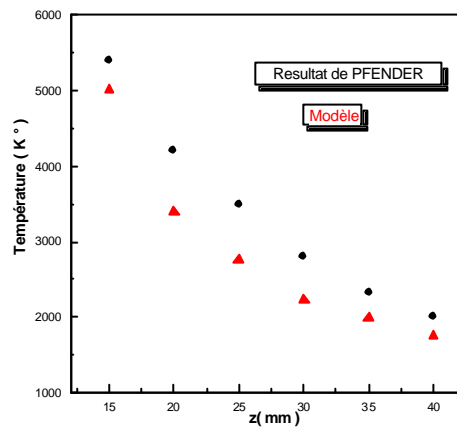


Figure 3 : Comparaison du Modèle avec les mesures de PFENDER [5] ($n = 8$, $K = 0.095$, $P_{eff} = 800$ w, $Q_{Ar} = 15$ l/mn, $D = 8$ mm)

5.2 Influence des paramètres opératoires sur l'évolution du jet de plasma d'argon

Nous avons cherché l'influence des paramètres opératoires (P_{eff} , Q_{Ar} , D) sur l'évolution de la température et de la vitesse le long du jet de plasma d'argon. Dans chaque cas, nous avons calculé les résultats pour n et K ayant des valeurs respectivement de 8 et 0.095.

a) influence de la puissance effective

Pour une buse et un débit d'argon donné, la température et la vitesse le long du jet croît avec la puissance effective fournie au plasma (voir figure III-4 a et b). En effet, la température et la vitesse seraient d'autant plus importantes que l'enthalpie et l'énergie cinétique du jet soient grandes.

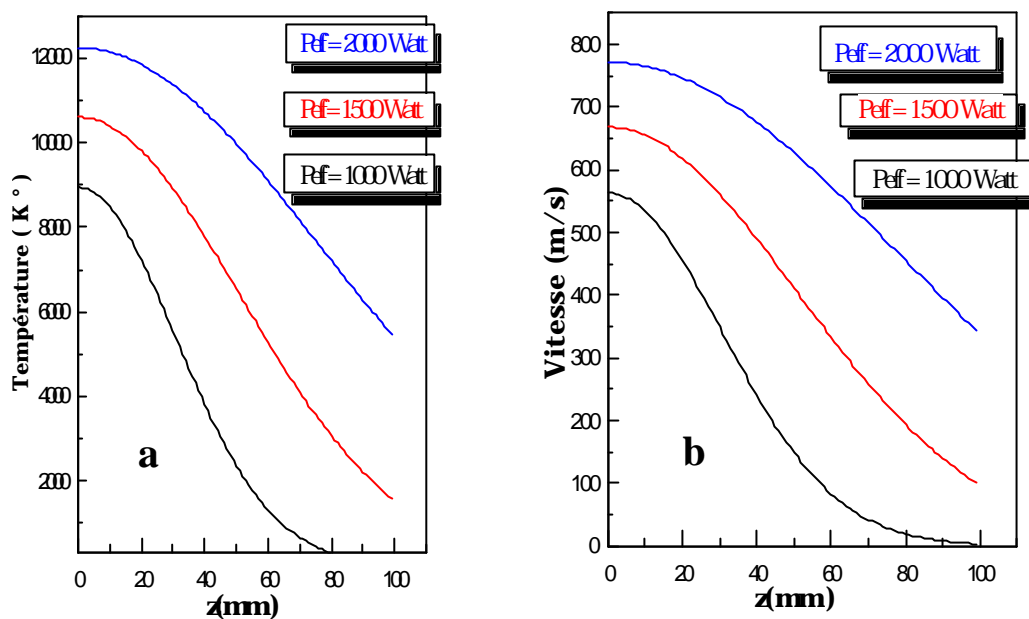


Figure 4 : Profil de température et de vitesse axiale d'un jet de plasma d'argon pour différentes puissances ($n = 8$, $K = 0.095$, $Q_{Ar} = 8$ l/mn $D = 3$ mm)

b) influence du débit d'argon

Pour une même puissance effective et une même buse, un débit d'argon important entraîne l'augmentation de la température en sortie de buse et qui va se répercuter sur le long du jet (Figure 5). Un accroissement du débit du gaz plasmagène, se traduit par une augmentation de l'enthalpie en sortie de buse.

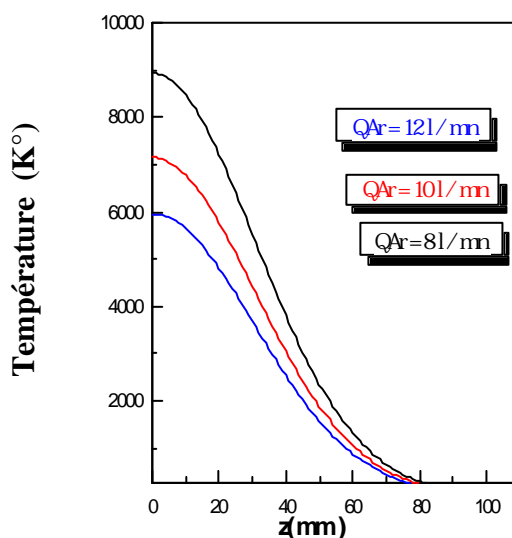


Figure 5 : Profil de température axiale d'un jet de plasma d'argon pour différents débit ($n = 8$, $K = 0.095$, $P_{eff} = 1000$ W, $D = 3$ mm)

c) influence du diamètre de la buse

Pour un débit d'argon et une puissance donné, la vitesse et la température le long du jet croissent avec la diminution du diamètre de la buse (Figure 6). En effet, la diminution du diamètre de la buse se traduit par l'augmentation de l'énergie cinétique avec pour conséquence le déplacement des particules gazeuses chaudes vers les positions plus loin de la buse.

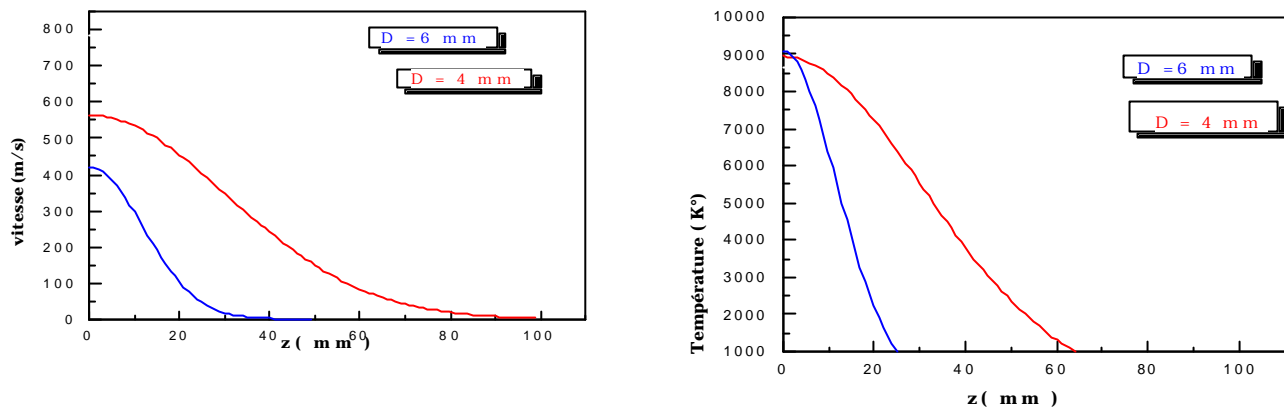


Figure 6 : Profil de vitesse et de température axiale d'un jet de plasma d'argon pour différents diamètres de buse ($n = 8$, $K = 0.095$, $P_{\text{eff}} = 1000 \text{ W}$, $Q_{\text{Ar}} = 8.1 / \text{mm}$)

CONCLUSION

Nous avons présenté l'ensemble des résultats théoriques concernant la modélisation d'un jet de plasma d'argon déchargeant dans l'air ambiant. L'influence des paramètres K et n a été testé. C'est ainsi que nous avons pu ajuster ces paramètres. Un bon accord a été obtenu avec les mesures expérimentales de PFENDER [5] pour des valeurs de K et n respectivement 0.095 et 8. Cette concordance calcul – expérience sur la température axiale du jet de plasma montre que les hypothèses du modèle sont plus ou moins réaliste, malgré l'approche obtenue pour déterminer K et n est trop simplifiée. En fin, nous avons montré que l'évolution de la température et de la vitesse de jet de plasma dépendent aussi des paramètres opératoires notamment (P_{eff} , Q_{Ar} , D).

BIBLIOGRAPHIE

- [1]- C.D. DONALDSON and K.E. GRAY., "Theoretical and experimental investigation of the compressible free mixing of two dissimilar gases", AIAA Aerothermochemistry of Turbulent Flows, paper N°65-882, (SAN DIEGO Dec 13-15, 1965), pp. 1-53,
- [2]- C.D. DONALDSON, K.E. GRAY., "Theoretical and experimental investigation of the compressible free mixing of two dissimilar gases", AIAA Journal, 4, 11, (November 1966) pp.2017-2025,
- [3] M. Announ, J.M Badie, B. Granier, P. Snabre., "Aerodynamic Levitation of Stainless Steel Spheres in Argon Plasma Jet Part I : Hydrodynamics" An International Journal High Temperature Material Processes, Vol 5, N° 4, (2001), pp.446-451
- [4]- Granier B, Badie J.M., "Comparaison des resultants d'un modèle simplifier de jet avec des données expérimentales et des résultats numériques", High Temp Chemical Processes, 1(1992), pp.181-195,
- [5]- M. BROSSA and E. PFENDER., "Probe Measurements in thermal plasma jets, Plasma Chem and plasma processing, 8, 1, (1988), pp.75-90
- [6]- H. SCHLICHTING., "Boundary-layer theory", McGRAW-HILL, (1978). Inc, seventh edition.
- [6]- BRAHIMI Amine., "Modélisation d'un jet de plasma thermique d'argon déchargeant dans l'air ambiant", (2002) C.U Medea