

Etude Numérique d'un Jet Plan à Masse Volumique Variable en Régime Laminaire

W. Kriaa*, H. Mhiri*, S. El Golli*, G. Le palec** et Ph. Bournot**

*Laboratoire de Mécanique des Fluides et Thermique, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Tunisie
Email : hatem.mhiri@enim.rnu.tn

** Institut de Mécanique de Marseille, 60 rue Juliot Curie Technopôle de Château-Gombert MARSEILLE, France

Résumé – Une méthode aux différences finies est utilisée pour résoudre les équations régissant un écoulement de type jet plan isotherme à masse volumique variable en régime laminaire. Les résultats obtenus pour différents gaz éjectés à la sortie de la buse, nous ont permis d'étudier

l'influence du rapport de densité initial w ($w = \frac{\rho_\infty}{\rho_{01}}$) sur les grandeurs caractéristiques du jet

dans une large gamme ($0.22 \leq w \leq 7.23$). Nous montrons aussi l'influence des nombres de Reynolds et de Galileo sur les grandeurs du jet. La discussion porte essentiellement sur la longueur du noyau de concentration et la distance de la zone de panache à la buse. On propose une corrélation qui détermine cette distance.

Abstract – A finite difference scheme is used to solve equations governing variable density isotherm laminar plane jet. Results gotten for different gases ejected to the exit of the nozzle,

permitted us to study the influence of the initial density ratio w ($w = \frac{\rho_\infty}{\rho_{01}}$) on the characteristic

moments of the jet in a large range ($0.22 \leq w \leq 7.23$). We show also the influence of Reynolds and Galileo numbers on jet moments. The discussion focuses on the length of the concentration core and the distance of the plume region to the nozzle. We suggest a correlation that determines this distance.

Mots clés: Jet plan - Masse volumique variable - Laminaire - Noyau de concentration - Zone de panache

1. INTRODUCTION

Les processus thermiques et hydrodynamiques qui se produisent dans la nature et la technologie provoquent souvent des écoulements où la masse volumique varie fortement. Ceci constitue l'un des sujets actuels de la thermophysique moderne. Ces écoulements se rencontrent dans différentes applications industrielles, liées à l'énergétique et à la propulsion. La variation de la masse volumique peut être provoquée soit par des grands écarts de température ou des réactions chimiques au sein de l'écoulement, soit par le mélange de plusieurs écoulements de compositions différentes.

L'écoulement de type jet ne fait pas l'exception à cet égard, en effet, il est devenu dans le présent, l'un des plus grands problèmes de mécanique des fluides, attirant ainsi l'attention des spécialistes des divers domaines de recherche comme la météorologie, l'océanologie etc.

Sur le plan pratique, les écoulements de type jet à masse volumique variable sont turbulents. Des études expérimentales ont été effectuées pour déterminer le comportement d'un jet axisymétrique dans ses différentes zones [1-9], en effet l'intensité relative des forces de flottabilité vis à vis des forces d'inertie, peut faire passer l'écoulement du régime du jet inertiel à celui de panache à travers le régime transitoire.

Sur le plan numérique, le jet axisymétrique à densité variable en régime turbulent a été analysé en adoptant des modèles de turbulence au premier et au second ordre [10,11]. Les différences observées sur les résultats obtenus par ces différents modèles ont été analysées par Sanders [12], qui a montré que le modèle de fermeture au second ordre décrit le mieux les résultats expérimentaux.

Cette revue de la littérature révèle donc que les travaux effectués sur les jets à masse volumique variable ont traité principalement le cas où ce jet est axisymétrique. Par contre peu d'études ont été effectuées sur les écoulements de type jet plan à masse volumique variable. Kotosovinos [13] a traité le problème expérimentalement pour le cas d'un jet d'eau chauffé. Numériquement So et Aksoy ont présenté des solutions numériques pour un jet plan turbulent à masse volumique variable dans les trois régions du jet en utilisant une méthode intégrale [14]. Mhiri et al [19] ont étudié l'influence des conditions d'émission sur un écoulement de type jet plan laminaire incompressible isotherme ou chauffé. Les forces de flottabilité sont écrites en adoptant les approximations de Boussinesq.

L'objectif de notre recherche est d'étudier l'isolation aérodynamique d'une cavité par un jet à masse volumique variable. A priori cette isolation est plus efficace en régime laminaire.

Dans ce contexte et avant d'aborder le couplage entre la cavité et le jet plan, nous avons voulu dans une première approche étudier le comportement d'un jet libre plan débouchant dans une atmosphère de densité différente. Le but de ce travail consiste donc à traiter un écoulement de type jet plan compressible en régime laminaire pour différents gaz neutres.

2. HYPOTHESES

On considère un écoulement de type jet plan vertical, débouchant dans une atmosphère composée d'un fluide de masse volumique différente. Les dimensions de la buse sont réduites vis à vis de l'enceinte ou du milieu ambiant dans lequel débouche l'écoulement. Les paramètres caractérisant le jet en sortie de buse sont la vitesse uniforme u_{01} , la fraction massique m_{01} et les propriétés thermophysiques du fluide éjecté.

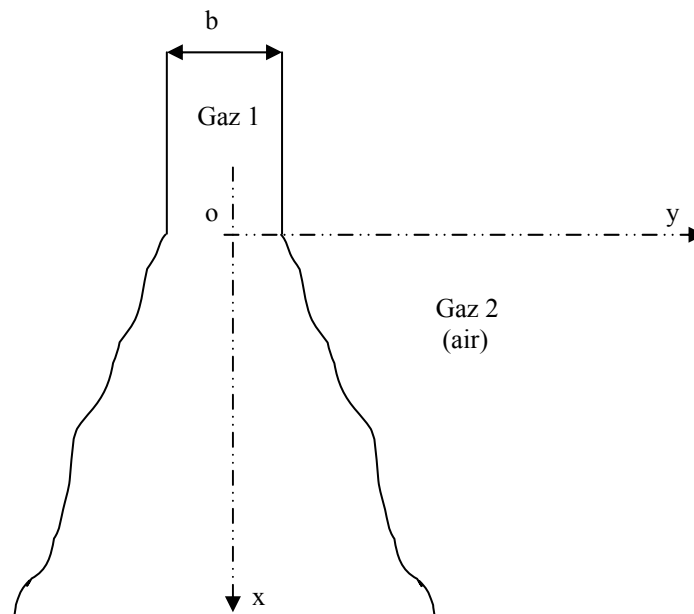


Fig. 1: Configuration du jet

Nous supposons également une largeur de la buse très grande devant son épaisseur, de sorte que l'on puisse considérer le problème comme bidimensionnel, le régime d'écoulement est supposé laminaire, stationnaire et les propriétés thermophysiques varient en fonction de la concentration massique. On traite le cas d'un mélange à deux constituants non réactifs et des écoulements dilatables, c'est à dire pour des nombres de Mach inférieurs à 0.3. Les gaz émis se comportent comme des gaz parfaits et les hypothèses de la couche limite sont admises.

Les équations décrivant l'écoulement sont écrites dans un système de coordonnées tel que l'origine des axes se trouve au milieu de la section de sortie de la buse (figure 1).

3. EQUATIONS ET METHODE NUMERIQUE

3.1. Mise en équations

D'après ce qui précède, les équations fondamentales régissant l'écoulement d'un jet libre et d'un mélange de deux gaz parfaits s'écrivent de la façon suivante:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \pm g(\rho - \rho_\infty) \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial m_1}{\partial x} + \rho v \frac{\partial m_1}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{1m} \frac{\partial m_1}{\partial y} \right) \quad (3)$$

Notons que l'on traite dans ce travail le cas d'un jet « favorable » : dans l'équation (3), le signe (-) représente le cas où le rapport de densité initial w est supérieur à un. Alors que le signe (+) représente le cas où le rapport de densité initial w est inférieur à un. Aux équations précédentes sont associées les conditions aux limites suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } y = 0 \quad v = \frac{\partial m_1}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \\ \text{Pour } y \rightarrow \infty \quad u = 0, \quad m_1 = 0 \end{array} \right. \quad (4)$$

Les conditions d'émission à la sortie de la buse s'écrivent de la façon suivante :

Pour $x = 0$; $v = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Si } 0 \leq y < \frac{b}{2} \\ u = u_{01}, \quad m_1 = m_{01} = 1 \\ \text{Si } y \geq \frac{b}{2} \\ u = m_1 = 0 \end{array} \right. \quad (5)$$

3.2. Equations adimensionnées

A ce stade, nous introduisons les variables sans dimensions suivantes:

$$X = \frac{x}{b} ; \quad Y = \frac{y}{b} ; \quad U = \frac{u}{u_{01}} ; \quad V = \frac{v}{u_{01}} ; \quad F_1 = \frac{m_1}{m_{01}}$$

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_{01}} ; \mu^* = \frac{\mu}{\mu_{01}} ; D_{1m}^* = \frac{D_{1m}}{D_{12}} \quad (6)$$

Le système d'équations s'écrit alors :

$$\frac{\partial(\rho^* U)}{\partial X} + \frac{\partial(\rho^* V)}{\partial Y} = 0 \quad (7)$$

$$\rho^* U \frac{\partial U}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \pm \frac{Ga}{Re^2} (\rho^* - w) \quad (8)$$

$$\rho^* U \frac{\partial F_1}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial F_1}{\partial Y} = \frac{1}{Sc \cdot Re} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\rho^* D_{1m}^* \frac{\partial F_1}{\partial Y} \right) \quad (9)$$

On note que dans le cas d'un mélange gazeux constitué de deux espèces le $D_{1m}^* = 1$ puisque le $D_{1m} = D_{12}$. A ces équations sont associées les conditions aux limites:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } Y = 0 \\ \text{Pour } Y \rightarrow \infty \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} V = \frac{\partial F_1}{\partial Y} = \frac{\partial U}{\partial Y} = 0 \\ U = F_1 = 0 \end{array} \right. \quad (10)$$

Les conditions initiales adimensionnées s'écrivent de la façon suivante:

$$\text{Pour } X=0; V=0 \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \text{Si } 0 \leq Y < 1/2 \\ U = F_1 = 1 \\ \text{Si } Y \geq \frac{1}{2} \\ U = F_1 = 0 \end{array} \right. \quad (11)$$

3.3. Propriétés thermo-physiques des fluides

Les propriétés thermo-physiques d'un mélange gazeux constitué par N composants peuvent être déterminées à l'aide des relations suivantes[15-16-17]:

- Masse volumique $\rho = \frac{P}{RT \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{M_i}}$ (12)

R étant la constante universelle des gaz parfaits.

On pose aussi $\rho = \sum_{i=1}^N \rho_i$ (13)

- Viscosité moléculaire $\mu = \sum_{i=1}^N \frac{y_i \mu_i}{\sum_{j=1}^N y_j a_{ij}}$ (14)

Avec

$$\mu_i = 2,6693.10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma^2 \Omega_n} \quad (15)$$

$$a_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right)^2 \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-1/2} \quad (16)$$

σ et Ω_n sont respectivement le diamètre de collision et l'intégrale de collision du gaz i.

- Diffusivité moléculaire donnée par la théorie cinétique des gaz

$$D_{ij} = D_{ji} = D = \frac{0.00266 T^{1.5}}{P M_{\text{mix}}^{1/2} \sigma_{\text{mix}}^2 \Omega_D} \quad (17)$$

$$\text{avec } M_{\text{mix}} = \frac{2}{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j}} ; \quad \sigma_{\text{mix}} = \frac{\sigma_i + \sigma_j}{2} \quad (18)$$

σ_{mix} et Ω_D sont respectivement le diamètre effectif de collision et l'intégrale de collision définie pour la diffusivité moléculaire.

On note que pour calculer les propriétés thermophysiques d'un mélange gazeux à l'aide des relations ci-dessus, on doit préciser les paramètres caractéristiques des gaz étudiés (la masse volumique M , la température de collision ϵ_k et le diamètre de collision σ).

3.4. Méthode de résolution numérique

Le modèle numérique élaboré est basé sur une méthode aux différences finies. Pour des raisons de stabilité numérique, on a opté par un maillage décalé, l'équation de continuité étant discrétisée aux nœuds $(i+1/2, j+1/2)$ alors que les équations de mouvement, et de conservation des espèces sont discrétisées aux nœuds $(i+1/2, j)$. Cette procédure a été déjà utilisée dans un travail antérieur [18].

L'équation de continuité discrétisée aux nœuds $(i+1/2, j+1/2)$, s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{1}{4} \left[\frac{(\rho_{i+1,j}^* + \rho_{i+1,j+1}^*)(U_{i+1,j} + U_{i+1,j+1})}{\Delta X} - \frac{(\rho_{i,j}^* + \rho_{i,j+1}^*)(U_{i,j} + U_{i,j+1})}{\Delta X} \right] + \frac{1}{4} \left[\frac{(\rho_{i+1,j+1}^* + \rho_{i,j+1}^*)(V_{i+1,j+1} + V_{i,j+1})}{\Delta Y} - \frac{(\rho_{i+1,j}^* + \rho_{i,j}^*)(V_{i+1,j} + V_{i,j})}{\Delta Y} \right] = 0 \quad (19)$$

Les équations de transport peuvent être exprimées de la manière ci-dessous :

$$\rho^* U \frac{\partial \Phi}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial \Phi}{\partial Y} = \frac{1}{Gr} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\rho^* D^* \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right) + S_\Phi \quad (20)$$

($\Phi=U$ ou F_1). D^* et S_Φ sont respectivement les coefficients de diffusion associés à la variable considérée (U ou F_1) et les termes sources (nul pour l'équation de la diffusion). Le groupement Gr est égal à Re pour l'équation de mouvement et $Re \times Sc$ pour l'équation de la diffusion.

Ces équations sont discrétisées aux nœuds $(i+1/2, j)$ et s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned}
 & \rho_{i+1/2,j}^* U_{i+1/2,j} \left(\frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i,j}}{\Delta X} \right) + \rho_{i+1/2,j}^* V_{i+1/2,j} \frac{1}{2} \left(\frac{\Phi_{i+1,j+1} - \Phi_{i+1,j-1}}{2\Delta Y} + \frac{\Phi_{i,j+1} - \Phi_{i,j-1}}{2\Delta Y} \right) \\
 & = \frac{\rho_{i+1/2,j}^* D_{i+1/2,j}^*}{Gr} \frac{1}{2} \left[\frac{\Phi_{i+1,j+1} + \Phi_{i+1,j-1} - 2\Phi_{i+1,j}}{\Delta Y^2} + \frac{\Phi_{i,j+1} + \Phi_{i,j-1} - 2\Phi_{i,j}}{\Delta Y^2} \right] \\
 & \quad + \frac{1}{4Gr} \left[\frac{\Phi_{i+1,j+1} - \Phi_{i+1,j-1}}{2\Delta Y} + \frac{\Phi_{i,j+1} - \Phi_{i,j-1}}{2\Delta Y} \right] \\
 & \quad \left[\frac{(\rho_{i+1,j+1}^* D_{i+1,j+1}^*) - (\rho_{i+1,j-1}^* D_{i+1,j-1}^*)}{2\Delta Y} + \frac{(\rho_{i,j+1}^* D_{i,j+1}^*) - (\rho_{i,j-1}^* D_{i,j-1}^*)}{2\Delta Y} \right] + S_{\Phi_{i+1/2,j}} \quad (21)
 \end{aligned}$$

$$\text{avec :} \quad A_{i+1/2,j} = \frac{A_{i,j} + A_{i+1,j}}{2} \quad A = (U, V, D^*, \rho, S_{\Phi}) \quad (22)$$

Le maillage utilisé dépend de la nature des gaz éjectés et des nombres de Reynolds et de Galileo adoptés . Il est non uniforme suivant la direction longitudinale, en effet, le pas est pris très petit au voisinage de la buse ($\Delta X_1 = 10^{-3}$ pour $0 < X \leq 1$), un peu plus loin on augmente le pas de calcul ($\Delta X_2 = 10^{-2}$ pour $1 < X \leq 20$), pour pouvoir descendre très bas dans le jet, on adopte dans la région de panache un pas un peu plus grand ($\Delta X_3 = 10^{-1}$ pour $X > 20$). Dans la direction transversale, le pas de calcul est constant ($\Delta Y = 10^{-2}$), et sa valeur impose un nombre de points n suffisant dans cette direction pour que le jet ne soit pas coupé.

La convergence de la solution globale obtenue avec cette méthode est considérée atteinte lorsque le changement relatif de U lors de deux itérations successives est inférieur à 10^{-7} pour chaque nœud du domaine.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

4.1. Jet libre plan isotherme à masse volumique variable

On s'intéresse essentiellement à l'influence du rapport de densité initial w , auquel correspondent différents fluides éjectés à la sortie de la buse dans les mêmes conditions géométrique et dynamique c'est à dire pour un même épaisseur de buse égale à $3 \cdot 10^{-2}$, et une même vitesse uniforme $u_{01} = 0.231$ m/s. On traite le cas d'un jet favorable, c'est à dire de sorte que les forces de flottabilité soient dirigées suivant l'accélération de la pesanteur : pour $w > 1$ le jet est ascendant, alors que pour $w < 1$ le jet est descendant. Les différentes caractéristiques des mélanges gazeux traités sont données dans le tableau 1.

Ce tableau montre que tous les nombres de Froude considérés sont inférieur à 1, sauf pour le cas du jet air/air : pour tous ces cas le jet est en régime de convection naturelle et les forces de flottabilités influent d'une façon significative sur l'écoulement. le cas du jet air/air a été étudié afin de valider notre code de calcul numérique, les résultats obtenus pouvant être comparés avec ceux données dans la littérature.

Sur la figure (2), on a représenté les profils de la vitesse longitudinale au centre pour différents gaz en sortie de buse : on remarque qu'elle augmente en fonction de X, sauf pour $w=1$, cas du jet d'air dans de l'air. Ceci s'explique par le fait que la force de portance due au

Tableau 1 : Caractéristiques des cas traités

Cas	Fluides	W	Re	Ga	Sc	Fr	To
1	Hélium /air	7.23	56	$1.74 \cdot 10^4$	1.72	0.02	298
2	Néon /air	1.43	183	$1.86 \cdot 10^5$	1.16	0.42	298
3	Air /air	1	446	$1.1 \cdot 10^6$	0.75	∞	298
4	Argon /air	0.72	500	$1.36 \cdot 10^6$	0.707	0.65	298
5	Krypton /air	0.34	950	$4.9 \cdot 10^6$	0.47	0.27	298
6	Xénon /air	0.22	1620	$1.44 \cdot 10^7$	0.33	0.23	298

gradient de concentration a pour effet d'augmenter la quantité de mouvement en fonction de la distance axiale. Pour $w=1$, la comparaison entre nos résultats et ceux trouvés par Mhiri et al [19](figure 2a), montre un accord satisfaisant dans les trois zones du jet, ce qui présente une première validation de notre modèle numérique.

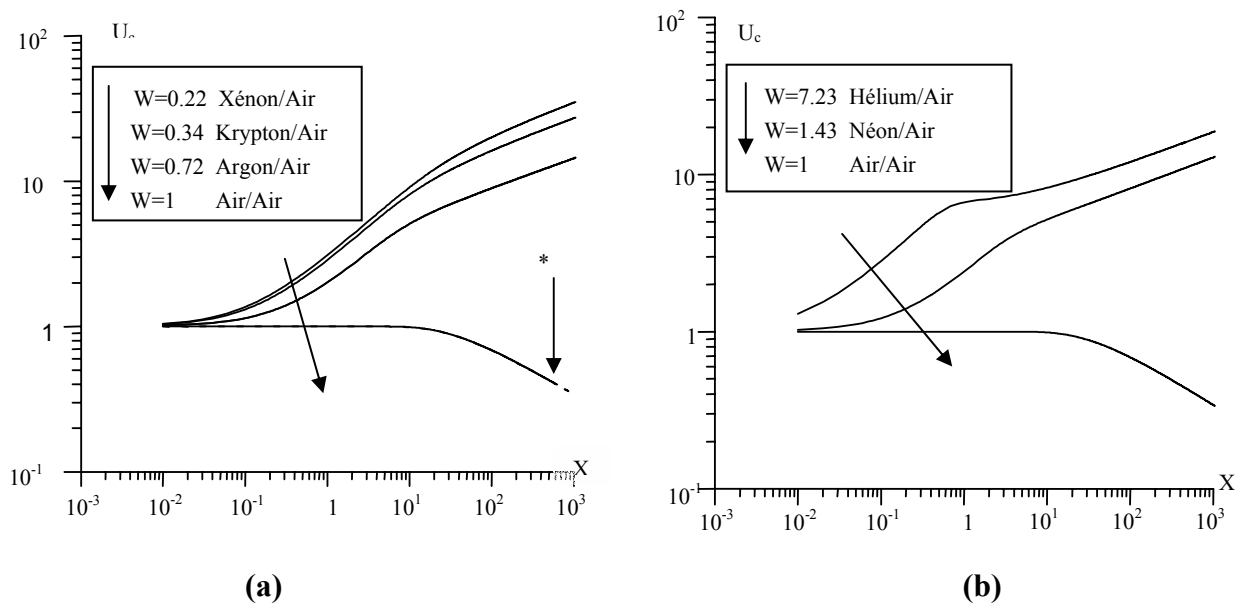


Fig. 2: Evolution de la vitesse longitudinale au centre (U_c en fonction de X) ; (a) pour $w \leq 1$, (b) pour $w \geq 1$; * Résultats de [19] , $u_{01}=0.231\text{m/s}$ $b=3 \cdot 10^{-2}\text{m}$

On constate aussi, que dans la zone du noyau potentiel la vitesse longitudinale au centre du fluide conserve une valeur constante, égale à celle à la sortie de la buse. Par contre, pour des grandes valeurs de X , l'écoulement est géré par les forces de viscosités, ce qui entraîne une diminution de la vitesse au centre. Sur cette même figure, on donne pour $w < 1$ (cas d'un jet descendant) l'évolution de U_c en fonction de X : plus le rapport de densité w tend vers zéro plus le nombre de Froude est faible et les forces de flottabilités sont importantes, ce qui génère un taux d'accélération beaucoup plus intense du jet. Sur la figure(2b), on traite les cas ou $w > 1$ (cas d'un jet ascendant) et on relève que plus w s'éloigne de 1 plus le taux d'accélération du jet est important. on remarque aussi que pour le cas du jet d'hélium dans l'air, le taux de croissance de la vitesse longitudinale au centre est important au voisinage de la buse: en effet, pour ce gaz les forces de flottabilités influent d'une manière significative dès

la sortie de la buse et s'ajoutent aux forces d'inertie pour engendrer une accélération plus grande du jet.

Sur la figure (3a), on représente pour un rapport de densité initial $w=0.725$ qui correspond à un jet descendant d'argon dans l'air et un nombre de Galileo constant égal à 10^5 , la vitesse longitudinale au centre pour différents nombres de Reynolds. On remarque que plus le nombre de Reynolds est petit plus l'accélération du jet est importante à cause de l'influence de plus en plus faible des forces d'inertie. Ceci est confirmé sur la figure(3b) où la même grandeur est tracée pour un nombre de Reynolds égal à 1500 et différents nombres de Galileo: une augmentation du nombre de Galileo s'accompagne d'une accélération plus importante du jet et la zone d'accélération se situe de plus en plus près de la buse et à fort nombre de Galileo, les forces de flottabilité influent de façon significative sur l'écoulement même dans la région proche de la source d'émission.

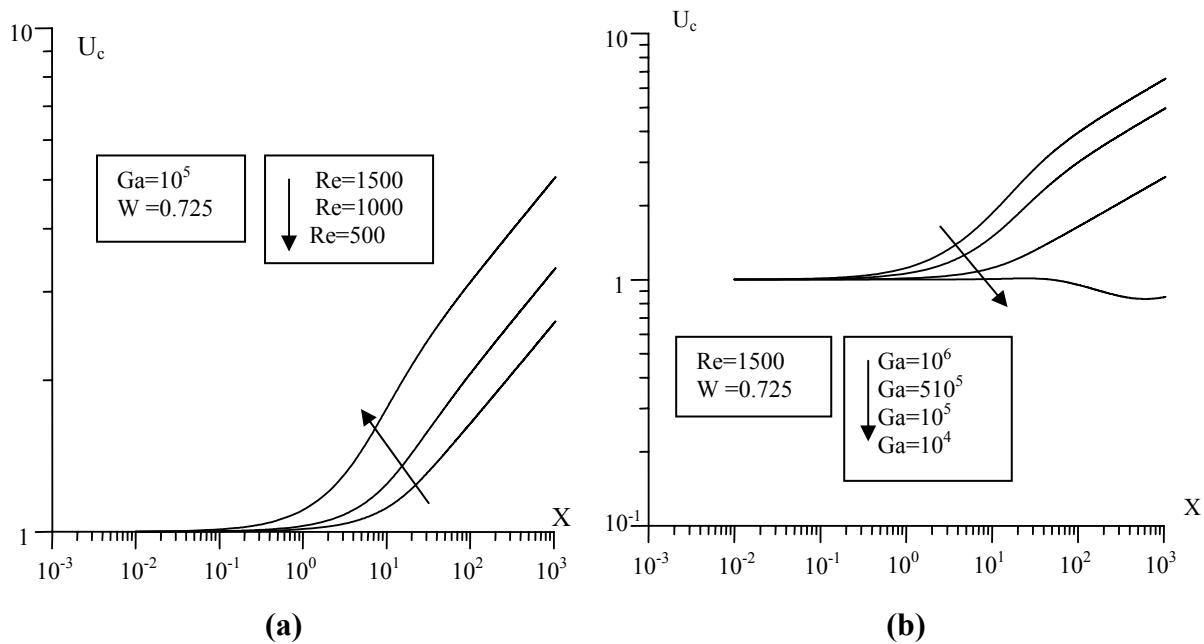


Fig. 3: Evolution longitudinale de la vitesse verticale au centre (U_c en fonction de X)
(a) différents nombres de Reynolds (b) différents nombres de Galileo

Pour délimiter la zone de panache, on propose une corrélation qui relie la vitesse longitudinale modifiée et l'abscisse modifiée définies ci-dessous :

$$U_m = U (Re/Ga|1-w|)^{1/4} \quad X_m = X \left((Ga|1-w|)^3 / Re^7 \right)^{1/4} \quad (23)$$

Nous représentons donc, sur la figure (4), pour un rapport de densité initial $w=0.725$, la vitesse longitudinale modifiée au centre U_{mc} en fonction de X_m . Les résultats obtenus pour un profil dynamique initial uniforme ne coïncident que dans la région de panache à partir d'une distance modifiée $X_{mp} \approx 3$ pour une marge d'erreur de 10^{-2} . Ainsi, pour un rapport de densité initial w fixé, différents nombres de Galileo et de Reynolds, la distance à la buse X_p qui délimite la zone de panache est déterminée par la corrélation suivante :

$$X_p = 3 \left((Ga|1-w|)^3 / Re^7 \right)^{-1/4} \quad (24)$$

Cette dernière est valable pour différents rapports de densité initiaux correspondants à différents gaz éjectés de la buse, sauf dans le cas d'un jet d'air dans l'air pour lequel une corrélation a été déterminée dans un travail antérieur[20].

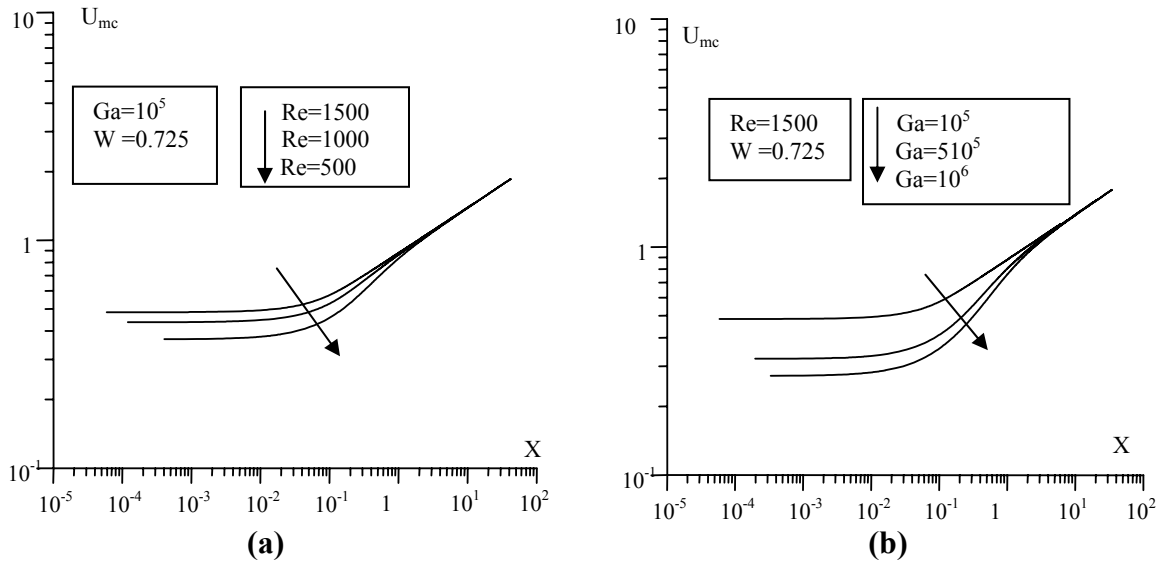


Fig. 4: Evolution longitudinale de la vitesse verticale modifiée au centre. (U_{mc} en fonction de X_m) (a) différents nombres de Reynolds (b) différents nombres de Galileo

En ce qui concerne la fraction massique adimensionnée au centre, la figure (5) montre que cette grandeur reste constante est égale à 1 dans une région proche de la buse : elle correspond à la zone du noyau de concentration et on constate également que la longueur de cette zone dépend de la nature du gaz éjecté par la buse: en effet, plus la masse molaire du gaz est grande, plus cette longueur devient importante, ceci est notamment déterminant lors du processus tels que le soudage et, d'après nos résultats, le gaz qui conviendrait le mieux pour ce processus serait le xénon qui possède le plus long noyau de concentration($X_f \approx 3,69$). Le tableau 2 donne les longueurs des noyaux potentiels de concentration des différents gaz neutres étudiés dans ce travail .

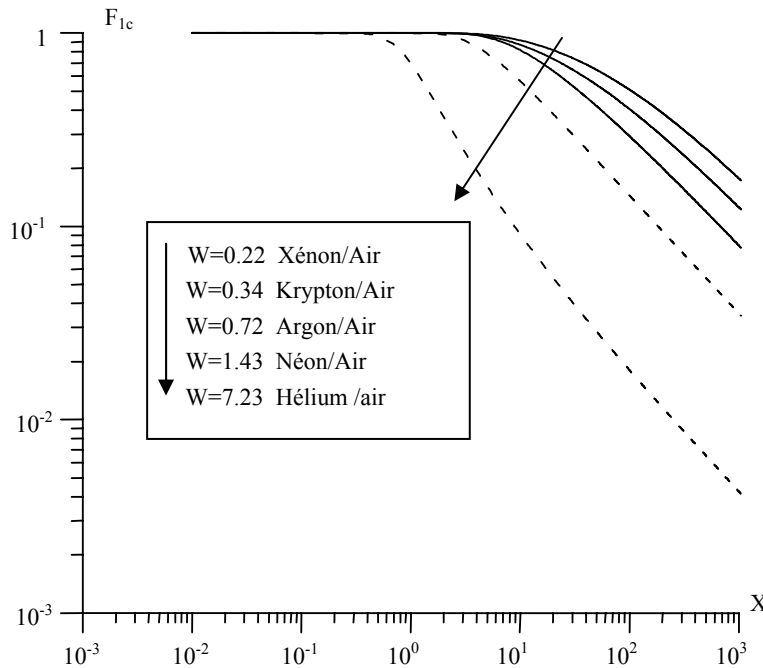


Fig. 5: Evolution longitudinale de la fraction massique adimensionnée au centre (F_{1c} en fonction de X), _____ $w < 1$ - - - - - $w > 1$; $u_{01} = 0.231 \text{ m/s}$ $b = 310^{-2} \text{ m}$

Tableau 2: Longueurs des noyaux potentiels de concentration

Cas	Fluides	X_f
1	Hélium / air	0.39
2	Néon / air	1.69
3	Argon / air	3.09
4	Krypton / air	3.29
5	Xénon / air	3.6 9

Pour des grandes valeurs de X , la fraction massique adimensionnée au centre décroît: en effet, lorsqu'un fluide est éjecté par un orifice dans un milieu de densité différente, il se produit aux limites du jet incident un échange d'impulsion avec l'air du local et, en même temps, un phénomène de mélange se produit ce qui entraîne une variation de la masse volumique et des différentes propriétés physiques du mélange. Au fur et à mesure que la distance à la buse d'éjection augmente, ce phénomène de mélange entraîne la diminution de la fraction massique adimensionnée du fluide sortant de la buse. Si on compare l'évolution de la fraction massique au centre pour les différents rapports de densité initiaux considérés, on relève que le taux de décroissance de cette grandeur augmente avec w , c'est à dire pour les gaz les plus légers.

Sur la figure(6), on donne l'évolution de la fraction massique adimensionnée modifiée au centre $F_{1mc} = F_{1c} (Re/Ga|1-w|)^{1/4}$ en fonction de la distance modifiée $X_m = X \left((Ga|1-w|)^3 / Re^7 \right)^{1/4}$ pour le cas d'un jet descendant d'argon dans l'air, on remarque que les résultats obtenus pour différents nombres de Reynolds et Galileo ne coïncident dans chaque cas que dans la région de panache à partir d'une distance $X_{mp} \approx 3$ pour une marge d'erreur égale à 10^{-2} .

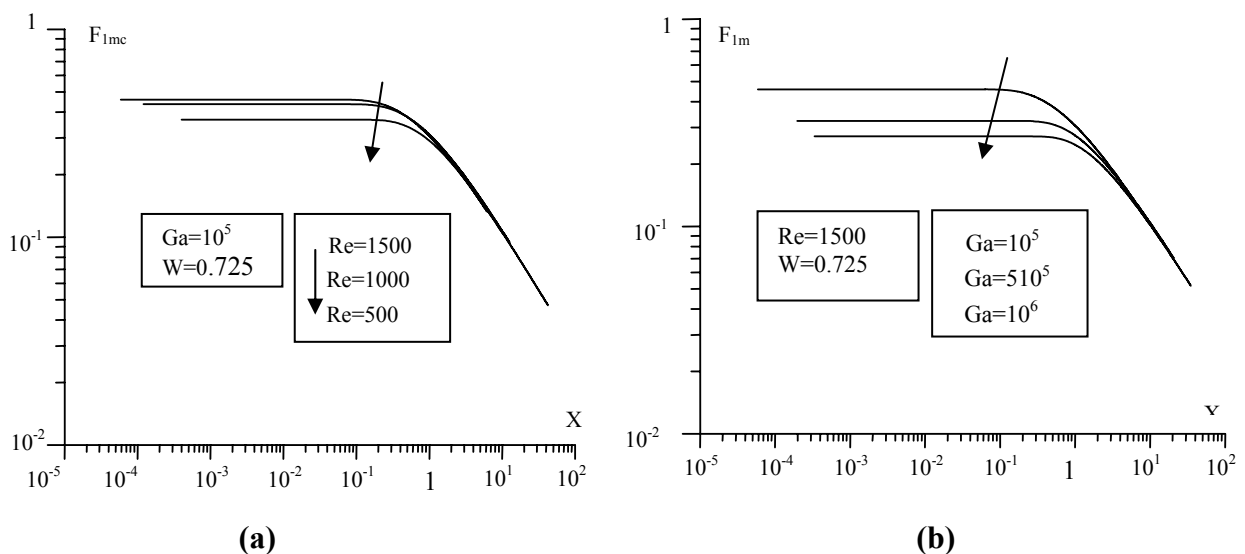


Fig. 6 : Evolution de la fraction massique adimensionnée modifiée au centre (F_{1mc} en fonction de X_m), (a) différents nombres de Reynolds , (b) différents nombres de Galileo

En se référant à la figure (7), ou on a représenté la demi épaisseur dynamique du jet, définie comme étant l'ordonnée correspondante à la vitesse $U_c/2$, on remarque que cette grandeur demeure constante au voisinage de la buse, puis diminue dans la zone de transition avant d'augmenter linéairement dans la zone de panache. Ceci signifie qu'au voisinage de la buse les forces d'inertie sont plus importantes que les forces de flottabilité, et par conséquent l'expansion du jet est faible. Dans la zone de transition, les forces de flottabilité sont du même ordre de grandeurs que les forces d'inertie, ce qui génère un taux d'accélération plus important du jet et explique la diminution de la demi épaisseur. On note que plus les forces de flottabilité sont importantes plus cette diminution est grande. Dans la troisième zone (zone de panache), les forces d'inertie sont moins importantes, ce qui permet d'avoir une évolution linéaire croissante de la demi épaisseur et une expansion du jet encore plus grande.

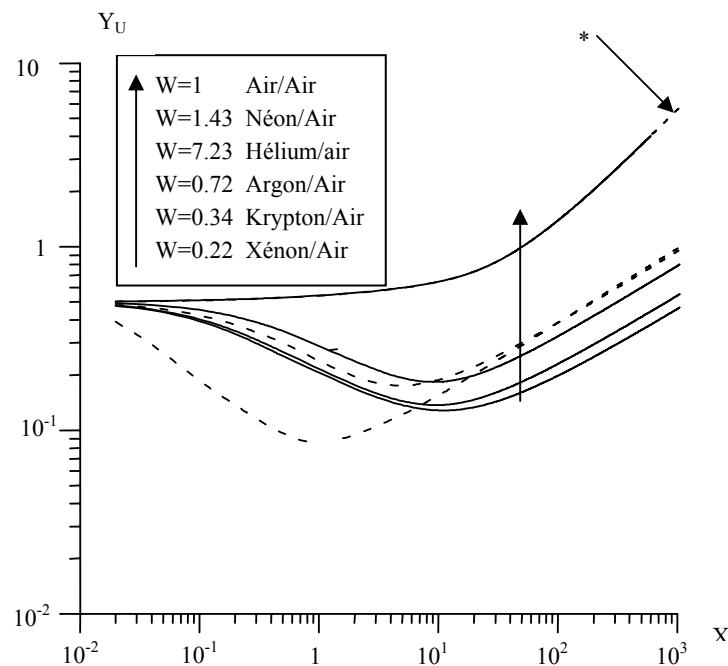


Fig. 7: Evolution longitudinale de la demi épaisseur dynamique du jet (Y_d en fonction de X). * Résultats de [19], ___ $w \leq 1$, - - - - $w > 1$ $u_{01} = 0.231 \text{ m/s}$ $b = 310^{-2} \text{ m}$

En comparant, les demi épaisseurs dynamiques du jet obtenues pour différents rapports de densité initiaux pour $w < 1$, on constate que plus le rapport de densité initial s'éloigne de 1 moins l'épanouissement du jet est important. Pour $w > 1$, contrairement au cas précédent, l'augmentation de w s'accompagne d'une expansion plus importante du jet. L'expansion maximale est atteinte dans le cas d'un jet d'air dans de l'air, et, dans ce cas on remarque que nos résultats tendent bien vers ceux proposés par Mhiri et al [19], ce qui apporte une deuxième validation de notre code de calcul numérique.

Enfin la figure (8), donne l'évolution de la vitesse transversale limite du jet pour différents rapports de densité initiaux. On remarque que cette grandeur diminue avec la distance X , ce qui traduit le fait que plus on s'éloigne de la buse, moins le débit d'air extérieur entraîné par l'écoulement est important. En comparant l'évolution de la vitesse transversale limite du jet pour différents w , on constate que plus le rapport de densité initial s'éloigne de 1, plus l'entraînement de l'air ambiant est important. Dans le cas d'un jet d'air dans de l'air, la comparaison de nos résultats avec ceux proposés par Mhiri et al.[19] montre une bonne correspondance dans les trois zones du jet.

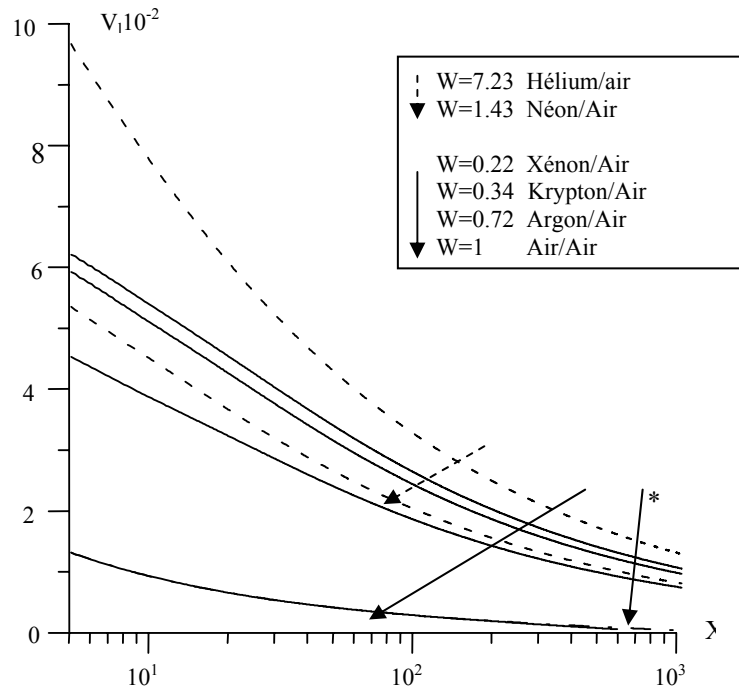


Fig. 8: Evolution longitudinale de la vitesse transversale limite (V_1 en fonction de X)

* Résultats de [19], _____ $w \leq 1$, - - - - - $w > 1$, $u_{01} = 0.231 \text{ m/s}$, $b = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$

5. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté une étude numérique sur le comportement d'un écoulement de type jet libre plan laminaire isotherme d'un gaz neutre dans l'air ambiant. Pour valider notre code de calcul numérique, la comparaison entre nos résultats et ceux d'autres auteurs pour le cas particulier d'un jet air-air, conduit à un accord satisfaisant dans les trois zones du jet.

Les principaux résultats établis dans cette étude sont les suivants :

- Pour des rapports de densité initiaux w qui correspondent à différents gaz éjectés à la sortie de la buse de décharge, on a montré l'influence de ces rapports sur les paramètres caractéristiques du jet : on a ainsi pu vérifier que lorsque w tend vers 1 les forces de flottabilité générées par la variation de la masse sont moins importantes, ce qui donne une faible accélération du jet, un entraînement de l'air ambiant moins important, la zone de panache étant alors atteinte pour des distances plus grande de la buse et l'expansion du jet étant plus importante.
- On a aussi montré que la longueur du noyau de concentration dépend du gaz éjecté de la buse : plus la masse molaire du gaz est grande, plus la longueur de cette zone est importante, ce résultat est déterminant lors de processus de soudage par faisceau laser, par exemple, puisqu'il convient alors d'assurer une bonne couverture gazeuse jusqu'au niveau de la soudure. D'après cette étude le gaz qui convient le mieux pour ce processus serait le xénon qui possède le plus long noyau de concentration ($X_f \approx 3,69$).
- Dans ce cadre, nous avons proposé des grandeurs modifiées, en représentant ces grandeurs pour un rapport de densité initial fixé et différents nombres de Reynolds et Galileo. Les résultats obtenus ne coïncident que dans la région de panache. Ceci nous a permis de déterminer une corrélation qui donne la distance de la zone de panache à la buse pour une marge d'erreur égale à 10^{-2} :

$$X_p = 3 \left((Ga|1-w|)^3 / Re^7 \right)^{-1/4}$$

Cette corrélation est valable pour différents gaz éjectés de la buse, sauf pour le cas d'un jet d'air dans l'air.

NOMENCLATURE

b: épaisseur de la buse (m)	g : accélération de la pesanteur (m s ⁻²)
D : coefficient de diffusion (m ² .s ⁻¹)	Mach : nombre de Mach ($\frac{u}{c}$)
Re : nombre de Reynolds ($\frac{u_{01}b}{\nu_{01}}$)	Fr: nombre de Froude ($\frac{Re^2}{Ga(1-w)}$)
Sc : nombre de Schmidt ($\frac{\mu_{01}}{\gamma_{01}}$)	Ga : nombre de Galileo ($\frac{g b^3}{\nu_{01}^2}$)
m : fraction massique du mélange	F : fraction massique adimensionnée.
w : rapport de densité initial ($\frac{\rho_{\infty}}{\rho_{01}}$)	X _f : Longueur du noyau de concentration
Y _u : demi-épaisseur dynamique correspondant à ($\frac{U_{max}}{2}$)	
u, v: composantes, respectivement longitudinale et transversale de la vitesse (m.s ⁻¹)	
U,V : composantes adimensionnées, respectivement longitudinale et transversale de la vitesse.	
x,y: coordonnées, respectivement longitudinale et transversale (m)	
X,Y: coordonnées adimensionnées, respectivement longitudinale et transversale	
Y _F : demi-épaisseur de la fraction massique correspondant à ($\frac{F_{max}}{2}$)	

Symboles Grecs

ρ : masse volumique (kg.m ⁻³)	γ : terme de diffusion
σ : diamètre de collision	Ω : Intégrale de collision
ν : viscosité cinématique du fluide (m ² .s ⁻¹)	

Indices

0: à la sortie de la buse.	C où axe: axe du jet .
1 :Gaz issu de la buse.	m : mélange.
2 ou ∞ :Gaz du milieu ambiant (air).	

REFERENCE

- [1] A. D. Birch, D. R. Brown, M. G. Dodson, and J. R. Thomas, "The turbulent concentration field of a methane jet", J. Fluid Mech, 88, 431 (1978).
- [2] J. C. Chen and W. Rodi, "vertical turbulent buoyant jets : A review of experimental data", Pergamon , New York, 1980.

- [3] W. M. Pitts, “*Effects of global density and Reynolds number variations on mixing in turbulent axisymmetric jets*”, Rapport NBSIR 86-3340, Department of commerce, Washington, 1986.
- [4] L. Fulachier, R. Borghi, F. Anselmet, and P. Paranthoen, “*Influence of density variations on the structure of low speed turbulent flows*” J. Fluid Mech. 203, 577 (1989)
- [5] R. M. C. So, J. Y. Shu, M. V. Otugen, and B. C. Hwang, “*Some measurements in a binary gas jet*”, Exp. Fluids 9, 273, (1990).
- [6] D. R. Dowling and P. E. Dimotakis, “*Similarity of the concentration field of gas phase turbulent jets*” J. Fluid Mech. 218, 109 (1990).
- [7] W. M. Pitts, “*Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior in turbulent axisymmetric jets*”, Exp. Fluids 11, 125 1991.
- [8] W. M. Pitts, “*Reynolds number Effects on the mixing behavior of axisymmetric turbulent jets*”, Exp. Fluids 11, 135, 1991.
- [9] J. C. Sautet and D. Stepowski, “*Dynamic behavior of variable- density, turbulent jets in their near development fields*”, Phys. Fluids 7 (11) (1995).
- [10] L. Joly, A Purwanto et G Harran, “*Modélisation des jets turbulents subsoniques fortement chauffés*”, Rev. Gén. Therm. (1997) 36, 99-112.
- [11] H. Sanders, B Sarh et I Gokalp, “*Etude numérique des jets turbulents à température élevée*”, Rev.Gén. Therm (1996) 35, 232-242.
- [12] H. Sanders, B Sarh et I Gokalp, “*A variable density effects in axisymmetric isothermal turbulent jets : a comparison between a first and a second order turbulence model*”, Int. J. Heat Mass Transfer (1997) 40 (4), 823-842.
- [13] N. E. Kotsovinos, “*Plane turbulent buoyant jets, part 2. Turbulence structure*”, J.Fluid Mech. vol 81. pp.45-62 (1977).
- [14] R. M .C. So and H. Aksoy, “*On vertical turbulent buoyant jets*”, Int. J. Heat Mass Transfer (1993) 36 (13), 3187-3200.
- [15] G. A. Campolina France, M. Fortes et A.Lallemand, “*Méthode de Nachtsheim et Swigert étendue à l’étude des couches limites laminares bidimensionnelles planes ou axisymétriques non isothermes, avec effusion*”, Int. J Heat Mass Tran. 39 (12) (1996) 2525-2537.
- [16] R. C. Reid and T. K. Sherwood, “The properties of gases and liquids”, Second Edition, MC Graw -Hill,1966.
- [17] R. Byron Bird, W. E. Stewart and E. N.Lightfoot, “Transport Phenomena”. John Wiley & Sons, 1960.
- [18] A. M. Dalbert, F. Penot and J. L Peuble, “*Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant*”, Int. J Heat Mass Tran. 24 (1981) 1463-1473.
- [19] H. Mhiri, S. EL Golli, G. Le Palec et Ph. Bournot, “*Influence des conditions d’émission sur un écoulement de type jet plan laminaire isotherme ou chauffé*”, Rev. Gén. Therm.(1998) 37, 898-910.
- [20] W. S. Yu, H. T. Lin and H. C. Shih, “*Rigorous numerical solutions and correlations for two dimensional laminar buoyant jet*”, Int. J. Heat Mass Tran. 35 (5) (1992) 1131-1141.