

Etude numérique de l'influence des conditions opératoires sur le développement d'un jet turbulent à densité variable

M.H. Ghazzah

Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir
Laboratoire d'Etudes de Systèmes Thermiques et Energétiques
Route de Kairouan, 5019, Monastir, Tunisie.
E-mail : Mohamed.Gazzah@fsg.rnu.tn

M. Sassi

Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis
Laboratoire d'Etudes de Systèmes Thermiques et Energétiques
Route de Kairouan, 5019, Monastir, Tunisie.
E-mail : Mohamed.Sassi@enim.rnu.tn

Résumé

Cette étude numérique est une contribution à l'amélioration des connaissances de l'influence des conditions initiales d'émission sur l'évolution des champs dynamique et scalaire de jets libres de gaz turbulents axisymétriques. L'approche numérique utilisée repose sur une discrétisation spatiale en différences finies. Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ est utilisé. L'effet du mode opératoire lors de la réalisation d'une expérimentation numérique est mis en évidence. On montre en particulier que les effets de vitesse sont plus prononcés avec la gravité.

Abstract

This numerical study is a contribution to enhance the knowledge on the influence of the emission initial conditions on the evolution of the dynamic and scalar fields of axisymmetric turbulent free gas jets. Our numerical approach, using the $k-\varepsilon$ model of turbulence, consists on a space discretization by finites differences. The effect of this procedure on the numerical experimentation realization time is highlighted. It is shown in particular that the velocity effects are more pronounced with gravity.

1. INTRODUCTION

L'étude d'un écoulement turbulent en présence de variation de masse volumique préoccupe les chercheurs et les ingénieurs d'aujourd'hui. Ce type d'écoulement se produit en particulier dans les domaines de la combustion, de l'aéronautique et de l'environnement. Par ailleurs, les variations de densité peuvent être dues à des écarts importants de température au sein d'un même fluide ou à un mélange de deux gaz ayant des densités différentes [1]. La complexité de ces écoulements provient du fort couplage entre les champs dynamique et scalaire.

Les résultats de la littérature proviennent souvent des expériences conduites selon des modes d'opération propres à chaque expérience ; ce qui rend bien évidemment difficile toute comparaison systématique. Pitts [2], par exemple, a adopté l'approche qui consiste à maintenir constant le nombre

de Reynolds initial quel que soit le rapport des densités, ainsi que Birch et al. [3]. Cependant, Pitts [2] a également fait varier le nombre de Reynolds d'éjection pour une valeur constante du rapport de masse volumique. Par contre, Panchapakesan et Lumley [4] ont préféré travailler en maintenant constant le flux de quantité de mouvement initial. En fait, la méthode choisie semble dépendre de l'objectif de l'étude. Par exemple, quand il s'agit de comparer la structure d'un jet à masse volumique variable avec celle d'une flamme, les auteurs ont préféré travailler à nombre de Reynolds d'éjection constant (ou débit massique constant).

Nous présentons dans cet article, les résultats d'une étude numérique sur la structure dynamique et thermique d'un jet axisymétrique à densité variable, le rapport de densité entre le jet et l'ambient, $\omega_p = \rho_j / \rho_o$, variant entre 0,14 et 1,42. La modélisation est conduite pour quatre modes opératoires, c'est à dire en maintenant respectivement constants les quatre paramètres suivants : nombre de Reynolds, le flux de quantité de mouvement, le flux de chaleur et le flux massique. Il est donc nécessaire, dans ce travail, de différencier l'influence de la vitesse, de la gravité, et celle de la densité. La prédiction s'appuie sur les résultats numériques d'une procédure de simulation numérique par fermeture au premier ordre de type $k-\varepsilon$. Les simulations sont comparées aux résultats expérimentaux de la littérature. L'effet du mode opératoire (le choix des paramètres initiaux que l'on maintient constants à la sortie du tube pour des rapports de masse volumique variable) lors de la réalisation d'une expérimentation numérique sera mis en évidence.

2. CONSIDERATIONS THEORIQUES

Nous considérons l'écoulement stationnaire et à grand nombre de Reynolds d'un jet rond issu d'un tube de section D et de longueur L , tel que $\frac{D}{L} \ll 1$. Nous faisons les hypothèses suivantes:

- a) Les approximations de couche limite sont applicables.
- b) L'écoulement est à faible nombre de Mach. La variation de la masse volumique est donc directement liée aux différences de température entre le jet débouchant et l'ambiance [1].
- c) La moyenne de Favre est utilisée.

En appliquant ces approximations aux équations de conservation, on obtient:

L'équation de transport, pour une variable Φ , peut être écrite sous la forme générale :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U} \Phi}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} \tilde{V} \Phi)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + S_{\Phi} \quad (1)$$

Γ_{Φ} est le coefficient de diffusion; S_{Φ} est un terme source relatif à cette variable (voir Tableau 1).
où ρ_e est la masse volumique sur la frontière extérieure du jet. Le signe (-) correspond au cas d'un jet léger ascendant alors que le signe (+) correspond au cas d'un jet lourd descendant. Dans ces deux cas, le jet est alors à portance positive. $\beta = \frac{1}{T}$ est le coefficient de dilatation volumique, $\overline{\rho u' v'}$ étant le flux turbulent longitudinal.

Φ	Γ_Φ	S_Φ
1	0	0
\tilde{U}	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_u}$	$\pm (\bar{\rho} - \rho_e)g$
\tilde{T}	$\frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t}$	0
k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$-\overline{\rho u''v''} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} - \bar{\rho} \varepsilon \pm \beta g \overline{\rho u''t''}$
ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$-C_{e2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} - C_{e1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{\rho u''v''} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} \pm C_{e1} \frac{\varepsilon}{k} \beta g \overline{\rho u''t''}$

Tableau 1 : Termes sources et de diffusion des équations résolues

L'équation d'état

$$\bar{P} = \bar{\rho} R \tilde{T} \tag{2}$$

Les moments turbulents s'écrivent, en utilisant une modélisation de premier ordre et en appliquant le concept de la viscosité turbulente :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{3}$$

$$\overline{\rho u''v''} = -\mu_t \left(\frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} \right) = -\mu_t \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} \tag{4}$$

$$\overline{\rho u''t''} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \tag{5}$$

Les constantes apparaissant dans les équations précédentes calibrées en incompressible, sont résumées dans le Tableau 2.

$C_\mu=0,09$	$C_{e1}=1,44$	$C_{e2}=1,92$	$\sigma_\varepsilon=1,30$	$\sigma_k=1,00$	$\sigma_u=1,00$	$Pr_t=0,70$
--------------	---------------	---------------	---------------------------	-----------------	-----------------	-------------

Tableau 2 : Constantes de modèle au premier ordre

3. METHODE NUMERIQUE

La résolution numérique du système d'équations de transport s'effectue par une adaptation de la procédure aux différences finies [5]. Cette méthode a été élaborée dans les années 70 pour résoudre les problèmes d'écoulements cisailés ayant une densité constante, ou faiblement variable avec les hypothèses de couche limite et de stationnarité. Chassaing [6] a étendu cette méthode aux écoulements à forte variation de densités.

Le calcul progresse de section en section. Sa mise en œuvre ne nécessite que la connaissance des profils des grandeurs transportables dans la section initiale. Pour démarrer notre calcul, nous avons utilisé les mesures expérimentales à $x/D=0,25$ de Chassaing [6].

4. RESULTATS

Concernant l'influence de la variation de la masse volumique sur les paramètres globaux des jets, les résultats de la littérature semblent indiquer une certaine dépendance envers le mode d'opérateur de l'expérience [7]. Cette dernière dépend essentiellement du paramètre initial que l'on maintient constant entre le cas du jet isotherme, faiblement chauffé et fortement chauffé. L'étude des caractéristiques du jet présentées sont obtenues en maintenant constant le nombre de Reynolds ($Re_j = U_j D / \nu$) ou le flux de quantité de mouvement ($M_{qj} = \rho_j U_j^2 S_j$) ou le flux de chaleur ($M_{tj} = \rho_j U_j \Delta T_j S_j$) ou le débit massique ($Q_j = \rho_j U_j S_j$), quel que soit le rapport de densité ω_ρ . Mais la vitesse d'émission de l'écoulement doit également varier afin de maintenir constant, d'un calcul à l'autre, l'un des paramètres : M_{qj} ; Re_j ; M_{tj} ; Q_j . Le diamètre de la section de sortie a été fixé à $D=40$ mm. Les conditions initiales du calcul sont explicitées dans les tableaux 3, 4, 5 et 6.

Tj	ω_ρ	Uj	Frj ²	Rej	Mqj	Mtj	Qj
207	1,42	6	17,83	30 000	7,69 d-2	-1,16	1,28d-2
294	1,00	11,6	/	30 000	2,02d-1	/	1,74d-2
580	0,50	37	59,31	30 000	1,04	7,95	2,82d-2
2080	0,14	280	180,39	30 000	16,67	106,11	5,95d-2

Tableau 3 : Caractéristiques des jets pour un nombre de Reynolds d'éjection constant

Tj	ω_ρ	Uj	Frj ²	Rej	Mqj	Mtj	Qj
207	1,42	8,5	25,26	42284	0,15	-1,65	1,81d-2
294	1,00	10	/	26364	0,15	/	1,5d-2
580	0,50	14	22,44	11527,58	0,15	3,001	1,06d-2
2080	0,14	26,5	17,07	2842,43	0,15	10,04	5,63d-3

Tableau 4 : Caractéristiques des jets pour un flux de quantité de mouvement constant à la sortie du tube.

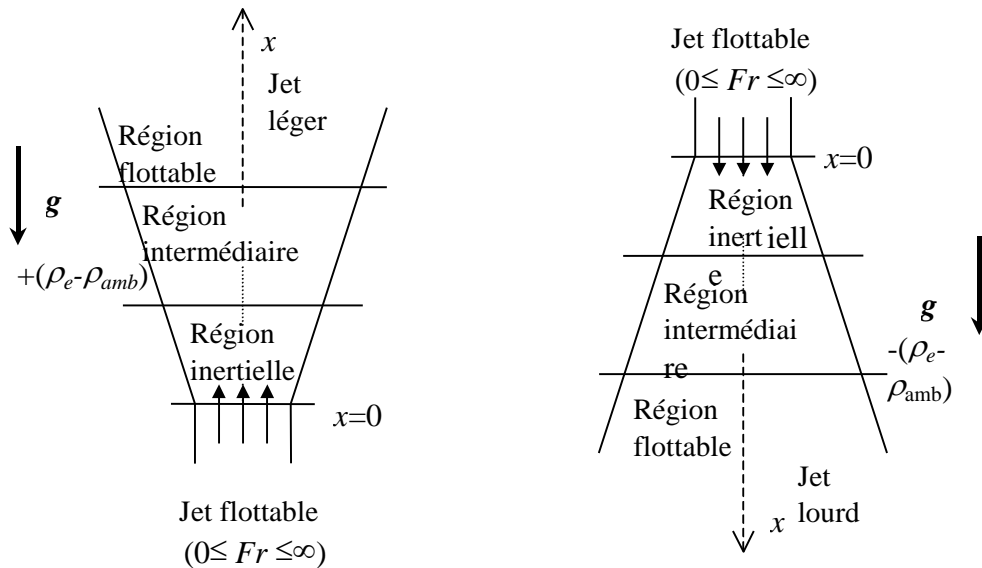
Tj	ω_ρ	Uj	Frj ²	Rej	Mqj	Mtj	Qj
207	1,42	62	184	308426	8,21	-12	1,32d-1
294	1,00	/	/	/	/	/	/
580	0,50	56	89,77	46110,31	2,39	12	4,27d-2
2080	0,14	32	20,61	3432,37	2,17d-1	12	6,8d-3

Tableau 5 : Caractéristiques des jets pour un flux de chaleur constant à la sortie du tube.

Tj	ω_ρ	Uj	Frj ²	Rej	Mqj	Mtj	Qmj
207	1,42	14	41,6	69644	4,18d-1	-2,72	0,03
294	1,00	20	/	52729	6,01d-1	/	0,03
580	0,50	40	64,12	32935,94	1,22	8,6	0,03
2080	0,14	148	158,74	15874,72	4,65	56,08	0,03

Tableau 6 : Caractéristiques des jets pour un débit massique d'éjection constant.

En première analyse, la localisation et l'intensité des effets de gravité peuvent être appréhendées par un bilan comparatif global des forces régissant l'écoulement. L'analyse dimensionnelle fait apparaître trois grandeurs indépendantes caractérisant le rapport de ces forces à l'émission. $Re_j = U_j D / \nu$: Nombre de Reynolds qui compare les forces d'inertie aux forces de viscosité. $Fr_j^2 = \rho_j U_j^2 / |\rho_e - \rho_j| g D$: Nombre de Froude comparant les forces d'inertie aux forces de flottabilité. Ces nombres sont reliés entre eux par le nombre de Grashof comparant les forces de flottabilité aux forces de viscosité : $Gr = |\rho_e - \rho_j| g D^3 / \rho_j \nu^2$



Suivant l'importance relative des forces d'inertie et des forces de flottabilité, le jet présente trois régions. La région inertielle (nombre de Froude $Fr_j = \infty$), où l'écoulement est un jet à densité constante, entièrement déterminé par les forces d'inertie (jet inertielle) et aucun effet de gravité n'est attendu. La région de panache pur (nombre de Froude $Fr_j=0$), obtenue au sens strict pour $U_j=0$ et les forces d'Archimède agissant alors comme des termes sources dans le bilan de quantité de mouvement. Une zone de transition entre les deux premières, où toutes les forces agissent simultanément.

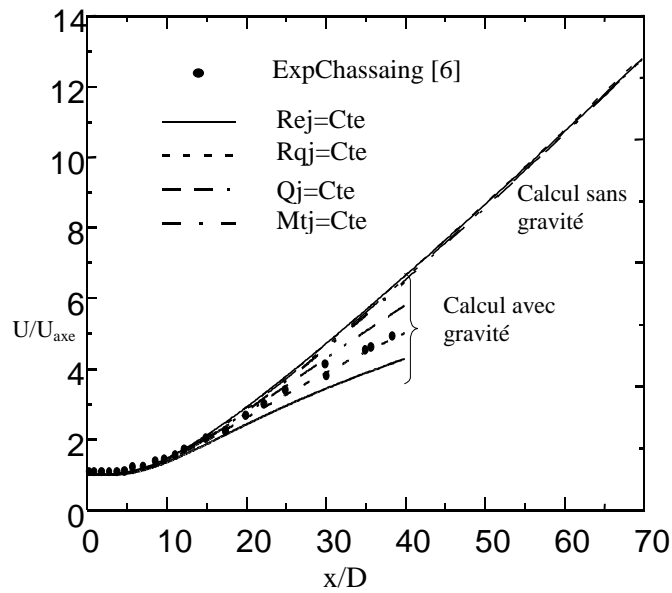


Figure 1 : Effets des conditions opératoires sur la vitesse sur l'axe pour le jet de $\omega_p=1,42$

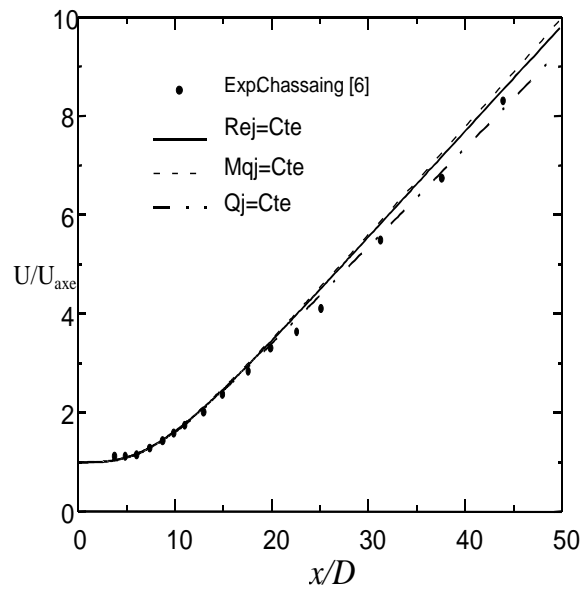


Figure 2. Effets des conditions opératoires sur la vitesse sur l'axe pour le jet de $\omega_p=1$

Nous nous limitons ici à des situations verticales où la gravité agit dans le cas à portance positive (jet flottable).

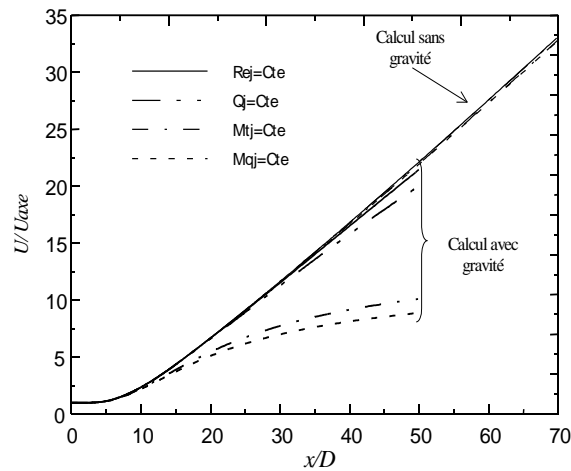


Figure 3 : Effets des conditions opératoires sur la vitesse sur l'axe pour le jet de $\omega_p=0,14$

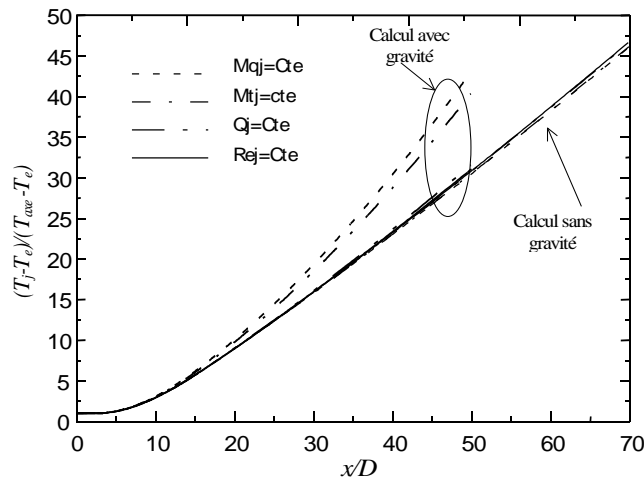


Figure 4 : Effets des conditions opératoires sur la température moyenne sur l'axe pour le jet de $\omega_p=0,14$

Sur les figures (1-4), nous avons tracé l'évolution axiale de la vitesse longitudinale et de la température adimensionnées, pour différents rapports de densité dans les cas $Mqj = Cte$; $Rej = Cte$; $Mtj = Cte$; $Qj = Cte$, avec et sans terme de gravité. Les décroissances axiales de la vitesse augmentent avec la vitesse (voir tableaux 3, 4, 5 et 6). Cela est dû à la diminution des effets de gravité. L'effet contraire est décelé pour les décroissances de la température moyenne. La gravité a pour effet d'augmenter la quantité de mouvement en fonction de la distance axiale. Ainsi la vitesse décroît moins rapidement en fonction de la distance axiale par rapport au cas sans gravité. En revanche, la décroissance axiale de la température est plus rapide par rapport au cas sans gravité, ce qui pourrait s'expliquer par la conservation du flux axial de la température [1]. On remarque ainsi que les résultats des calculs n'indiquent qu'une faible influence du mode opératoire (ou de vitesse) sur les décroissances axiales des grandeurs moyennes et ce dans les cas sans effet de gravité. Cependant,

lorsque la gravité est prise par le calcul, on note l'influence de vitesse dans la zone où la gravité se manifeste.

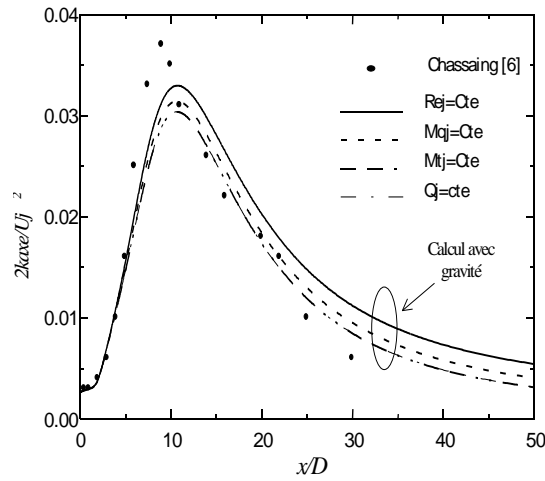


Figure 5 : Effets des conditions opératoires sur l'énergie cinétique sur l'axe pour le jet de $\omega_p=1,42$

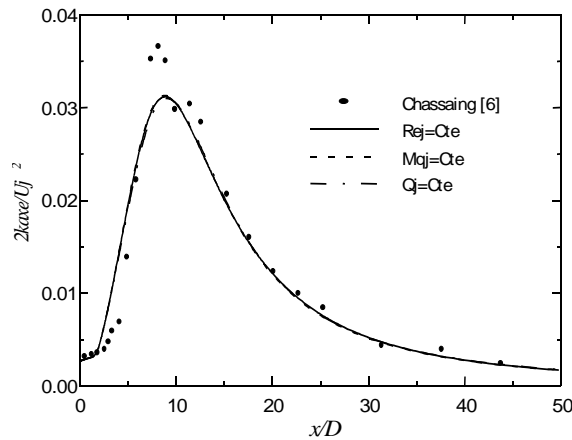


Figure 6 : Effets des conditions opératoires sur l'énergie cinétique sur l'axe pour le jet de $\omega_p=1$

Sur les figures (5 et 6) sont tracés les profils de l'énergie cinétique sur l'axe pour les deux cas de rapport $\omega_p=1,42$ et $\omega_p=1$. Après la section de sortie, et en se déplaçant vers l'aval, on observe une croissance rapide de l'énergie cinétique. Les résultats des calculs montrent dans cette région une influence du mode opératoire sur les décroissances axiales des grandeurs moyennes et ce dans les cas avec effet de gravité $\omega_p=1,42$, la valeur du maximum d'énergie est d'autant plus importante que la

vitesse est faible. Cependant, lorsque la gravité n'est pas prise par le calcul pour le cas $\omega_p=1$, on ne note pas d'influence de la vitesse.

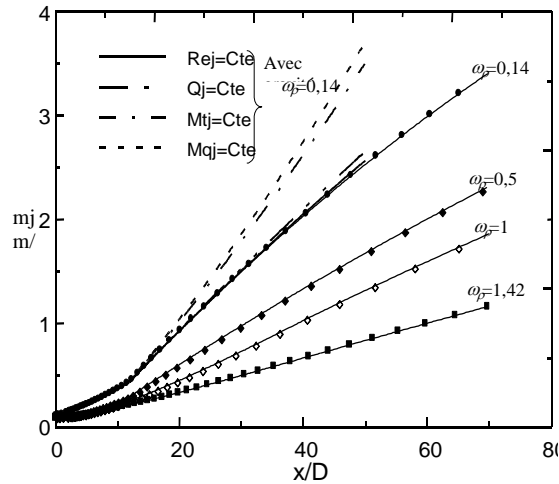


Figure 7 : Effets des conditions opératoires sur l'entraînement sur l'axe

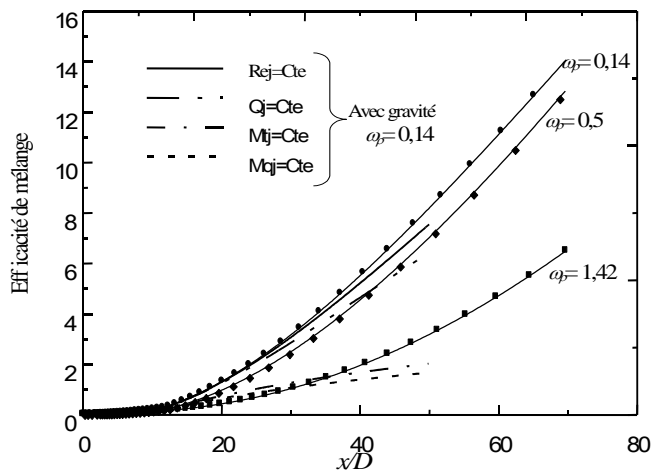


Figure 8 : Effets des conditions opératoires sur l'efficacité de mélange sur l'axe

Les figures (7 et 8) montrent l'évolution axiale de l'entraînement et l'efficacité du mélange I. Pour les jets axisymétriques, I est définie par l'intégrale $I = (1/\rho_0 D^3) \int_0^\infty \bar{\rho} \bar{T} y dA$, avec $dA = y dy$ où y est la distance radiale à l'axe [8]. Ces grandeurs sont respectivement caractérisées par le flux de masse et la quantité mesurée de masse ou de chaleur issue du jet qui se trouve loin de l'axe de symétrie. On note, que ces grandeurs caractérisant l'efficacité du mélange augmentent pour les jets légers, ce qui est en

accord avec la conclusion précédente. De plus, lorsque la gravité est prise par le calcul, on note l'influence de vitesse dans la zone où la gravité se manifeste et ceci est montré pour le cas de rapport de densité égal à 0,14.

En résumé, la comparaison de nos calculs [1, 8] avec les mesures expérimentales de la littérature a montré que les caractéristiques moyennes et fluctuantes du jet peuvent être prédites avec un accord satisfaisant. Dans les sections proches de la sortie du jet, les écarts peu importants pourraient provenir de l'influence des conditions d'émission. Cette influence, sur l'ensemble de l'évolution du jet a été observée depuis de longue date. Harran [9] a montré que le taux de décroissance pouvait être modifié de 20% en changeant le profil de vitesse à la sortie d'une distribution uniforme à un jet pleinement développé. De même, le niveau d'énergie cinétique peut être changé en faisant varier l'intensité turbulente à la sortie de 0 à 4,4%. Ceci explique le fait que, dans la procédure numérique, les conditions d'émission doivent être aussi proches et, si possible, égales aux données expérimentales. Dans notre cas nous avons utilisé des profils initiaux de vitesse et d'énergie cinétique déduit des expériences dans le cas de jet de tube pleinement développé. Rappelons enfin, que pour un jet rectangulaire, Sarh [7] a signalé qu'une variation de 20% des niveaux initiaux de l'énergie cinétique de la turbulence ainsi que de son taux de dissipation, n'a d'influence sur l'évolution des caractéristiques du jet que dans les premières sections, comprises entre $x=0$ et $x=5H$ où H est la petite dimension du canal d'un jet plan. Au-delà de ces valeurs, les résultats calculés sont moins influencés par les conditions initiales.

5. CONCLUSIONS

Nous avons présenté dans ce papier les résultats d'une étude numérique de la structure des champs dynamique et thermique dans un jet à masse volumique variable. L'influence du mode opératoire, c'est à dire du paramètre d'éjection que l'on maintient constant lorsque le rapport de densité varie, a été exploré à travers les résultats portant sur l'entraînement du jet, paramètre essentiel de ce dernier. Les résultats des calculs n'indiquent qu'une faible influence du mode opératoire sur l'entraînement des jets à densité variable. Rappelons cependant que pour les quatre modes opératoires, les calculs ont été réalisés avec les mêmes profils initiaux de vitesse, de température, de l'énergie cinétique de la turbulence et de sa dissipation. Or selon que l'on privilégie tel ou tel mode, les couches limites initiales ne sont pas les mêmes et par conséquent les profils initiaux doivent être modifiés. Les mesures des caractéristiques du champ dynamique et thermique dans une section proche de la section d'éjection suivant le paramètre que l'on maintient constant, nous semblent primordiales pour affiner ces résultats et mieux analyser les différences de comportement entre les différents modes opératoires.

REFERENCES

1. Gazzah M.H., Sassi M., Sarh B., Gökalp I., Simulation numérique des jets turbulents subsoniques à masse volumique variable par le modèle $k-\varepsilon$, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 41, N° 1, pp. 51-62, (2002).
2. Pitts W.M., Reynolds number effects on the behavior of axisymmetric turbulent jets, Experiments in Fluids, Vol. 11, pp. 135-141, (1991).
3. Birch A.D., Brown D.R., Dodson M.G., Thomas J.R., The turbulent concentration field of a methane jet, J. Fluid Mech., Vol. 88, N° 3, pp. 431-449, (1978).
4. Panchapakesan N.R., Lumley J.L., Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, Part 2, Helium jet, J. Fluid Mech, Vol. 246, pp. 225-247, (1993).

5. Patankar S.V., Spalding D.B., Heat and mass transfer in boundary layer, Intertext books, London, 2nd edition, (1970).
6. Chassaing P., Mélange turbulent de gaz inertes dans un jet de tube libre, Thèse INPT, N° 42, Docteur ès-sciences, (1979).
7. Sarh B., Contribution à l'étude des jets turbulents à masse volumique variable et des flammes turbulentes de diffusion, Thèse de doctorat d'Etat, Université Pierre et Marie Curie Paris (1990).
8. Gazzah M.H. et Sassi M., Etude numérique des jets turbulents non isotherme avec deux Schémas de fermeture $k-\varepsilon$, C. R. Acad. Sci. Paris, Serie Iib Mécanique, Vol. 329, N° 6, pp. 417-423, (2001).
9. Harran G., Analyse physique, modélisation et simulation numérique des mécanismes de mélange dans les jets simples et coaxiaux turbulents, Thèse, INP Toulouse (1994).