



SIMULATION NUMERIQUE D'UN JET IMPACTANT LA PAROI INFÉRIEURE D'UNE CAVITÉ SEMI OUVERTE

Tovondrainy NORBERT^{*}, Stéphane ABIDE^{**}, Belkacem ZEGHMATI^{**},
Chrysostôme RAMINOSOA^{*}, Michel Aimé RANDRIAZANAMPARANY^{*}

^{*} : Univ. Antsirana, Laboratoire de Thermique Appliquée (LTA), BP.O, 201 Antsirana

^{**} : Univ. Perpignan via Domitia, Laboratoire de MATHématique et PhYSique (L.A.M. P.S.),
EA4217, F66860 Perpignan Cedex

*norbertovondrainy@gmail.com, stephane.abide@univ-perp.fr, zeghmati@univ-perp.fr,
chrysostome.raminosa@gmail.com, michel.randriazanamparany@gmail.com*

Résumé : Ce travail concerne une étude numérique de l'écoulement d'un jet 2D instationnaire impactant la paroi plane inférieure d'une cavité semi-ouverte de grand rapport de forme. La buse d'injection du jet d'air est localisée sur la paroi supérieure de la cavité. La paroi sur laquelle le jet impacte est isotherme et les autres parois sont adiabatiques. Les équations qui régissent les transferts en régime laminaire sont celles de Navier-Stokes et d'énergie. Ces équations sont résolues par une méthode implicite aux différences finies et l'algorithme de projection. Le domaine d'étude est subdivisé en trois blocs rectangulaires dans lesquels le maillage est non uniforme. Nous analysons l'influence du débit d'air à la sortie de la buse ainsi que le rapport de forme du jet impactant sur les distributions de lignes de courant, d'iso-vitesses, d'isothermes et les profils du nombre de Nusselt local à la paroi inférieure de la cavité. Les résultats montrent la disparition du point de stagnation du jet sur la paroi d'impact, l'apparition de différentes zones de recirculations lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Mots clés : modélisation, jet impactant, transfert de chaleur, coefficient de frottement

1. Introduction

Les jets d'air peuvent être utilisés pour réduire la déperdition énergétique engendrée par l'ouverture des portes dans les bâtiments tertiaires ou industriels. Dans les tunnels routiers, ils se comportent comme une barrière immatérielle qui cloisonne les différentes parties du tunnel en cas d'incendie limitant ainsi la propagation des fumées. La dynamique d'un écoulement de type jet est complexe du fait de la grande sensibilité de l'écoulement aux perturbations extérieures, à la présence d'une paroi d'impact et au phénomène d'entraînement de l'air ambiant.

En raison de ses nombreuses applications, les écoulements de type jet ont fait l'objet de nombreux travaux aussi bien numériques qu'expérimentaux [1-11]. Ashforth-Frost et al. [3] ont montré lors d'une étude numérique d'un écoulement de type jet dans un milieu semi-confiné que la taille du cône potentiel du jet semi-confiné est supérieure à celle d'un jet dans un milieu non confiné. Un faible niveau de turbulence est observé dans la zone de stagnation qui se développe par la suite en un jet pariétal turbulent lorsque la paroi d'impact est placée dans la zone du cône potentiel du jet. Dans cette zone, le nombre de Nusselt est maximal. Lorsque la paroi d'impact est placée dans la zone d'écoulement développé, le jet est turbulent dans la zone de stagnation et le transfert de chaleur diminue monotonement le long de la paroi. Pour un jet dans un milieu confiné, Chung et al. [4] ont analysé par une simulation numérique directe (DNS) le transfert thermique instationnaire entre le jet et la paroi plane sur laquelle il impacte. Leurs résultats montrent que la structure de l'écoulement et le champ de température sont fortement instationnaires et oscillatoires même pour des nombres de Reynolds relativement faibles. L'analyse de l'influence du nombre de Reynolds et de la distance entre la sortie du jet et la paroi d'impact sur les paramètres caractérisant le transfert de chaleur entre la paroi et l'écoulement montre qu'au point de stagnation, l'amplitude d'oscillation du nombre de Nusselt instantané peut atteindre 20% de sa valeur moyenne. Au delà du point de stagnation, le nombre de Nusselt est influencé par des cellules rotatives de type secondaire engendrées par l'interaction entre les cellules rotatives principales et le jet pariétal. Les structures instationnaires de l'écoulement provoquent une modification de l'épaisseur de la couche thermique. Il en résulte une valeur minimale et maximale du nombre de Nusselt le long de la paroi sur laquelle le jet impacte. Le transfert de chaleur est très intense au voisinage du point de stagnation et de faible intensité dans les zones de décollement de l'écoulement [5]. L'analyse de l'influence du nombre de Reynolds et de la distance entre la

plaque sur laquelle le jet impacte et la buse sur le nombre de Nusselt local montre que pour une valeur donnée de cette distance le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds [6,7]. En outre, le nombre de Nusselt sur la paroi inférieure présente deux pics. Le premier correspond au point de stagnation et le second à la zone de l'écoulement du jet pariétal.

L'objectif du présent travail est d'étudier, l'influence du débit d'air à la sortie d'une buse de soufflage ainsi que le rapport de forme du jet sur le comportement dynamique et thermique du jet lorsqu'il se développe dans une cavité semi-ouverte.

2. Formulation mathématique

La configuration géométrique retenue dans cette étude est une cavité semi-ouverte de hauteur H et de longueur $(l + e + L)$ (figure 1). La buse par laquelle le jet d'air s'écoule dans la cavité est positionnée sur la paroi supérieure de cette cavité. La paroi inférieure est maintenue à une température constante tandis que les autres sont adiabatiques. L'écoulement de type jet est régi par les équations classiques de Navier-Stokes et de l'énergie. Nous supposons que l'écoulement est laminaire et bidimensionnel, le fluide est incompressible, ses propriétés physiques sont constantes et la dissipation visqueuse est négligeable.

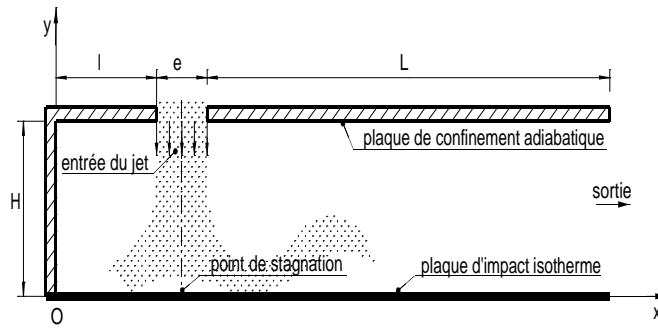


Figure 1 : Schéma du modèle physique

Compte tenu des hypothèses formulées ci-dessus, les équations adimensionnelles écrites dans le référentiel (Oxy) vérifient :

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

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{\text{RePr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

Ce système adimensionnel d'équations est obtenu en considérant l'épaisseur de la buse e , la vitesse du jet à la sortie de la buse et la différence de température jet/paroi comme grandeurs de références.

$$x = \frac{X}{e}, \quad y = \frac{Y}{e}, \quad t = \frac{v_{\text{jet}} \tau}{e}, \quad u = \frac{U}{v_{\text{jet}}}, \quad v = \frac{V}{v_{\text{jet}}}, \quad p = \frac{P}{\rho v_{\text{jet}}^2}, \quad \theta = \frac{T - T_w}{T_{\text{jet}} - T_w} \quad (5)$$

Cette procédure introduit les nombres de Reynolds et de Prandtl, ce dernier étant fixé à 0,71. Le paramètre de contrôle est alors le nombre de Reynolds. Un profil de vitesse uniforme est imposé à l'entrée de la buse, des conditions de vitesse nulle à la paroi, et de conditions aux limites du type Neumann homogène en sortie de canal. La condition adiabatique se traduit par un gradient thermique pariétal nul. Pour les besoins de l'analyse physique le nombre de Nusselt local est défini par:

$$\text{Nu}(X) = \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{\text{paroi}} \quad (6)$$

Ce système d'équations (1- 4) est résolu numériquement à l'aide de la procédure détaillée dans le paragraphe suivant.

3. Méthodes numériques

La discrétisation temporelle des équations de conservation de la quantité de mouvement (2-3) est le schéma semi-implicite d'Euler retardé pour les termes visqueux et d'Adams-Bashforth pour les termes convectifs. La condition de Courant-Friederich-Levy, induite par le schéma explicite est de 0,3. Un algorithme de projection [9] est mis en œuvre afin de satisfaire la contrainte d'incompressibilité. De même, un maillage décalé est utilisé afin de faciliter la conservation de la masse. Ainsi indépendamment de la discrétisation spatiale, l'avancement temporel des équations de Navier-Stokes consiste à déterminer une vitesse intermédiaire ne vérifiant pas la contrainte d'incompressibilité, puis à corriger cette vitesse à l'aide d'une étape de correction de pression. Les principales étapes sont rappelées ci-dessous:

Le champ de vitesse intermédiaire est donné par la résolution du système :

$$\frac{3\mathbf{u}^{*,n+1} - 4\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{n-1}}{2\Delta t} - \nu \Delta \mathbf{u}^{*,n+1} + \nabla \mathbf{p}^* = \mathbf{f}^{n+1}, \text{ dans } \Omega \quad (7)$$

$$\mathbf{u}^{*,n+1} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{u}^{n+1} \cdot \mathbf{n}, \text{ sur } \Gamma \quad (8)$$

On notera que seule la partie implicite du schéma est présentée, la partie explicite étant placée dans le second membre \mathbf{f}^{n+1} . Ce champ de vitesse n'est pas solénoïdal, pour satisfaire cette condition une correction de pression ϕ est introduite de la manière suivante :

$$\frac{3}{2\Delta t} (\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^{*,n+1}) + \nabla \phi^{n+1} = 0, \text{ dans } \Omega \quad (9)$$

$$\nabla \phi^{n+1} \cdot \mathbf{n} = 0, \text{ sur } \Gamma \quad (10)$$

De cette définition découle le problème à résoudre pour évaluer la correction de pression, soit:

$$\frac{2\Delta t}{3} \nabla \phi^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^{*,n+1}, \text{ dans } \Omega \quad (11)$$

$$\partial n \phi^{n+1} = 0, \text{ sur } \Gamma \quad (12)$$

L'étape finale consiste à corriger la vitesse intermédiaire et la pression par :

$$\mathbf{p}^{n+1} = \mathbf{p}^* + \mathbf{p}^{n+1} - \chi \mu \nabla \cdot \mathbf{u}^{*,n+1}, \quad (13)$$

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^{*,n+1} - \frac{2}{3} \Delta t \nabla \cdot \phi^{n+1}, \quad (14)$$

Ces relations introduisent les variables \mathbf{p}^* et χ . Elles permettent de retenir le schéma de projection non-incremental lorsque \mathbf{p}^* et χ sont respectivement nulles, ou le schéma de projection incremental si $\mathbf{p}^* = \mathbf{p}^n$ et $\chi = 0$. Il a été démontré que la version non-incrementale est d'ordre 1 en vitesse et 1/2 en pression. Le schéma de projection incremental quant à lui est d'ordre 2 en vitesse et 1 en pression. La combinaison $\mathbf{p}^* = \mathbf{p}^n$ et $\chi = 1$ correspond au schéma incremental rotationnel, et approxime la solution avec une précision de l'ordre 2 en vitesse et de l'ordre 3/2 en pression. C'est cette dernière combinaison qui a été implémentée pour cette présente étude.

Concernant la discrétisation spatiale, des différences finies centrées du deuxième ordre ont été retenues. Ainsi la discrétisation spatiale des différentes étapes de l'algorithme de projection conduit à la résolution de systèmes linéaires pour les variables vitesse intermédiaire et correction de pression. Dans le but de réduire les temps de calcul, une approche multiblocs a été implémentée, permettant à la fois de complexifier la géométrie si nécessaire et de réduire le temps de calcul en exploitant la programmation parallèle (MPI) sur machines à mémoire distribuée. Il est à noter que cette approche multiblocs permet un bon contrôle de la distribution des nœuds du maillage. Toujours dans l'optique d'une diminution des temps de calcul un solveur multigrille (HYPRE) géométrique est utilisé pour inverser les systèmes linéaires. L'équation de l'énergie est intégrée de manière identique. Le code maison ainsi développé a été validé sur différents cas de référence : solution analytique de Taylor-Green, cavité entraînée, marche descendante et écoulement autour d'un barreau cylindrique.

4. Résultats et discussions

Les paramètres de contrôle de l'écoulement sont la hauteur d'impact, le rapport de forme de la cavité à confiner et le nombre de Reynolds. Seul un rapport de forme cavité égal à 1 est considéré dans cette étude. Les hauteurs d'impact retenues pour cette étude sont $H/e = 5$, $H/e = 4$ et $H/e = 3$. La plage de variation du dernier paramètre de contrôle du nombre de Reynolds, est telle que l'écoulement soit stationnaire. Ainsi, dans un

premier temps une estimation du domaine de stationnarité est présentée. Sur un maillage de dimension caractéristique de 1000×100 , pour chaque hauteur d'impact, des simulations sont conduites en augmentant le nombre de Reynolds jusqu'à ce qu'un écoulement non-stationnaire soit observé. Les résultats de cette étude préliminaire sont représentés sur la figure 2. Chaque symbole indique une simulation réalisée. On constate que le nombre de Reynolds critique pour lequel l'écoulement devient instationnaire augmente lorsque la hauteur d'impact diminue. Ce résultat illustre le caractère stabilisateur du confinement sur la dynamique du jet.

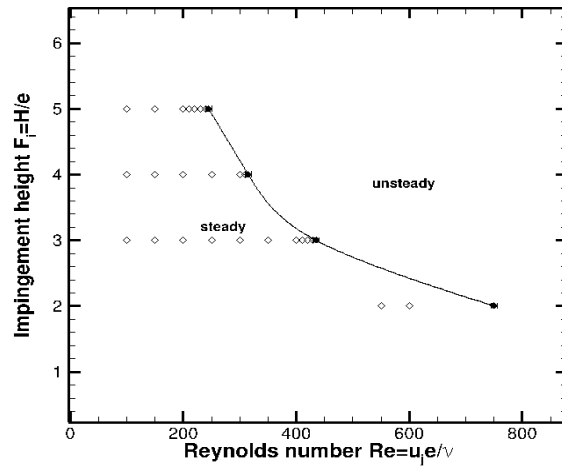


Figure 2 : Diagramme de la stationnarité de l'écoulement pour les paramètres hauteur d'impact et nombre de Reynolds.

Sur la base de ces résultats, l'écoulement est étudié pour les nombres de Reynolds 85, 255 et 425 pour $H/e = 3$, 60, 180 et 300 pour $H/e = 4$ puis 45, 135 et 225 pour $H/e = 5$. Dans un premier temps on considère la hauteur d'impact $H/e = 5$. La figure 3 représente les lignes de courant et les isothermes pour les nombres de Reynolds 45, 135 et 225.

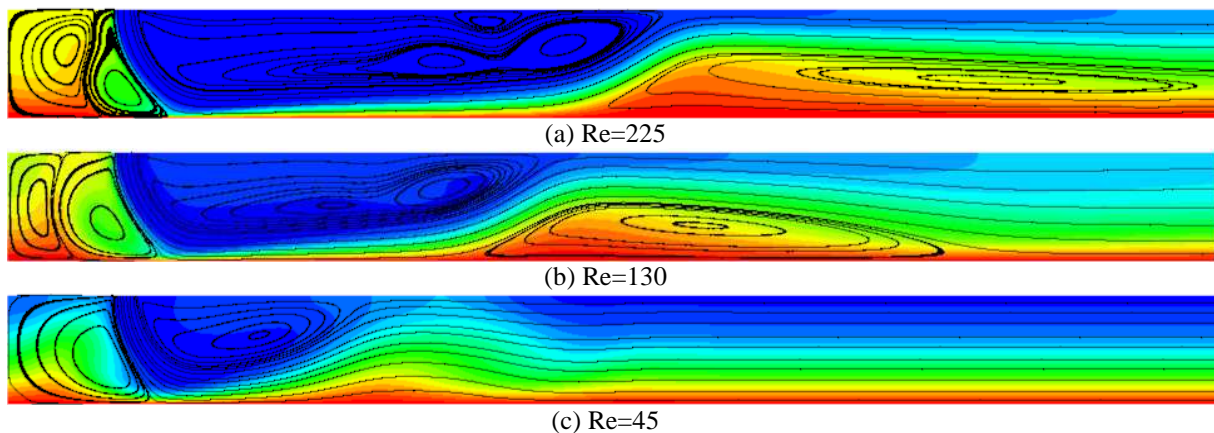


Figure 3 : Lignes de courant et iso-valeurs du champ de température pour différents nombres de Reynolds ($H/e=5$).

A chaque nombre de Reynolds, le jet sépare le canal en deux zones. La première correspond à la zone à confiner, et à la seconde à l'évacuation du fluide dans le canal de sortie. Au plus petit nombre de Reynolds, i.e. $Re=45$, la séparation induite par le jet donne naissance à deux cellules de recirculations. La première située à la gauche du jet, et dont la dimension caractéristique est de $5e$, possède des points communs avec les écoulements de type cavité avec une paroi mobile. Dans cette comparaison, l'entraînement du jet fait office de paroi mobile flexible puisque ce dernier est déformé par l'effet de confinement de la cavité. La deuxième recirculation est typique des écoulements de type jet plan en impact dans un canal [7]. Cette cellule de recirculation est accolée au cône potentiel du jet, ce qui indique probablement que son origine est l'entraînement du jet. On constate que l'écoulement peut être considéré pleinement développé au delà de $20e$, ce qui est relativement court en comparaison aux deux nombres de Reynolds $Re=130$ et $Re=225$ (fig. 3). Ceci est la conséquence de l'importance des effets de viscosité pour ce nombre de Reynolds $Re=45$. Pour le nombre de Reynolds $Re=130$, on constate que la cellule de recirculation dans la cavité à confiner s'est scindée en deux cellules de recirculations de hauteur $5e$ et de largeur $2,5e$. La première cellule de recirculation à la droite du jet s'est agrandie pour atteindre une longueur de $20e$. On notera que cette recirculation présente deux cellules rotatives, en $x=10e$ et $15e$. Une

troisième cellule de recirculation apparaît en aval jet sur la partie inférieure. Il est possible qu'elle soit aussi une conséquence de l'entraînement du jet. En effet, un entraînement plus important intensifie la première recirculation, induisant le décollement en $x=25e$. Pour le nombre de Reynolds $Re=225$, la topologie de l'écoulement est semblable. La troisième cellule de recirculation s'allonge jusqu'à la sortie du canal, et une troisième cellule d'une dimension caractéristique e apparaît en $x=20e$ sur la paroi supérieure.

Les figures 4 et 5 représentent les lignes de courant et iso-températures pour les hauteurs d'impact $4e$ et $3e$.

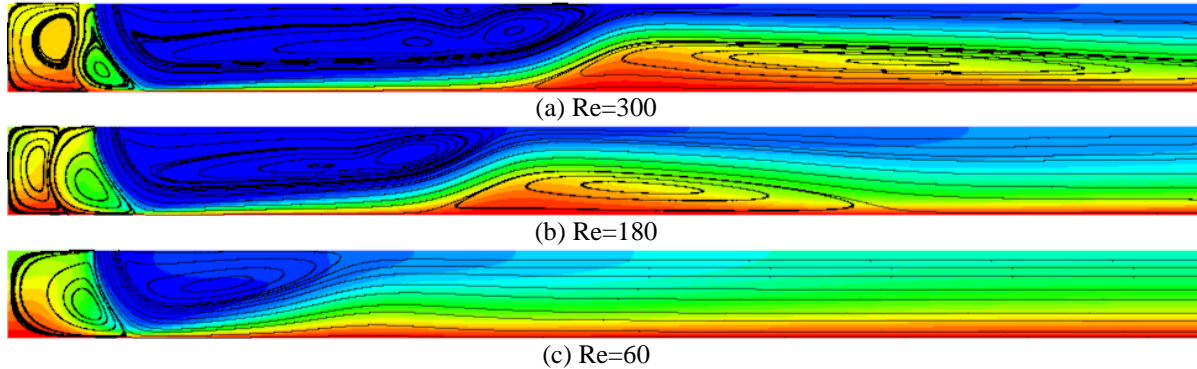


Figure 4 : Lignes de courant et iso-valeurs du champ de température pour différents nombres de Reynolds ($H/e=4$).

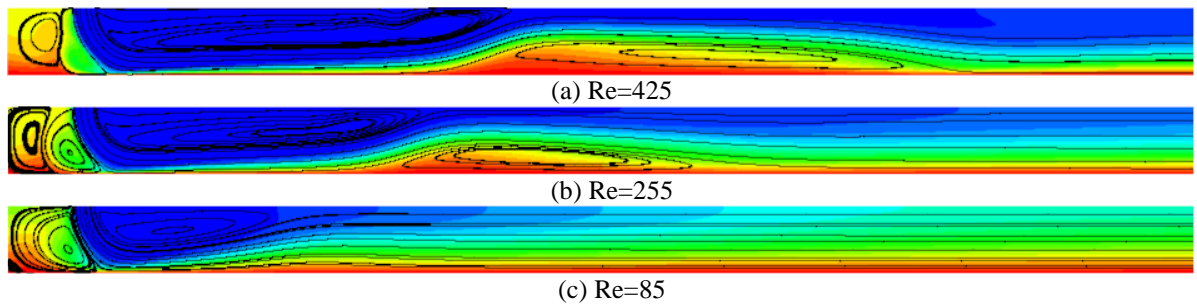


Figure 5 : Lignes de courant et iso-valeurs du champ de température pour différents nombres de Reynolds ($H/e=3$).

Pour ces hauteurs d'impact les lignes de courant présentent les mêmes allures, et une analyse identique peut être menée. Cette remarque soulève une interrogation quant à l'existence d'une échelle caractéristique commune à ces configurations.

Une analyse des isothermes donne des indications sur les transferts thermiques à la paroi. Ainsi, pour chaque nombre de Reynolds et pour chaque hauteur d'impact, on constate que les échanges thermiques les plus intenses se situent sur la droite de la zone d'impact, sous la cellule de recirculation associée à l'entraînement du jet. On notera aussi que pour cette gamme de Reynolds le jet isole thermiquement la cavité de gauche, puisque les températures y sont élevées dans cette zone. Afin de quantifier ces transferts thermiques, le nombre de Nusselt est tracé (fig. 6) pour les différentes configurations.

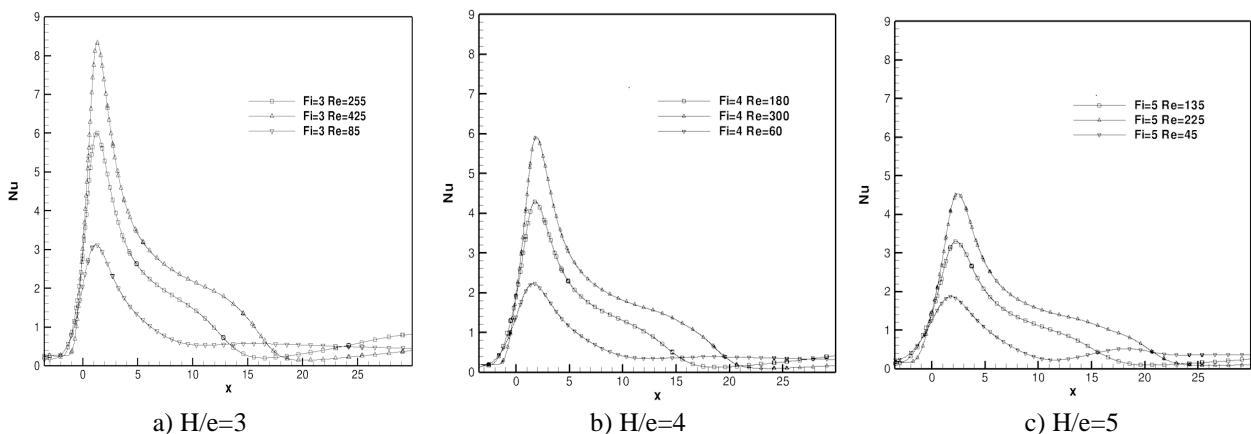


Figure 6 : Distributions pariétales du nombre de Nusselt à différents nombres de Reynolds.

En premier lieu, quelque soit la configuration, le maximum du nombre de Nusselt est atteint sur la zone d'impact ($x=e$). Ce résultat est classique pour les jets plans en impact dans un canal ouvert à ses extrémités [7]. On observe que l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une augmentation globale du nombre de Nusselt pour les trois hauteurs d'impact retenues. Comme précédemment, l'allure des courbes est semblable pour les différentes hauteurs d'impact. Comme pour l'analyse de l'écoulement, ce résultat soulève la question de l'existence d'une échelle commune.

Conclusion

Ce travail présente une étude numérique d'un jet plan en impact dans un canal semi-ouvert. Le domaine de stationnarité de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds et de la hauteur d'impact est déterminé. Ensuite, une description de l'écoulement en fonction de ces deux derniers paramètres y est présentée. Le dernier volet de cette étude porte sur les transferts thermiques à la paroi d'impact. Il y est montré que le maximum du nombre de Nusselt est atteint dans la zone d'impact. Ces premiers résultats nous suggèreraient une mise à l'échelle différente afin mettre en évidence les similarités observées.

Nomenclature

e	largeur de la buse, m	Symboles grecs	
H	hauteur de la cavité, m	θ	température adimensionnelle
Nu	nombre de Nusselt	μ	viscosité dynamique, $kg/m.s$
P_r	nombre de Prandtl	ν	viscosité cinématique, m^2/s
P	pression adimensionnelle	ρ	masse volumique, Kg/m^3
p	pression, N/m^2	τ	temps adimensionnel
Re	nombre de Reynolds	φ	correction de pression, N/m^2
T	température, K	χ	variable
Δt	période de temps d'intégration, s		
u,v	composantes de la vitesse, m/s^{-1}	Exposant, Indices	
U,V	vitesse adimensionnelles	jet	jet
x,y	coordonnées cartésiennes, m	w	paroi
X,Y	coordonnées cartésiennes adimensionnelles		

References

- [1] Y. M. Chung, K. H. Luo, N. D. Sandham and J. J. R. Williams, Direct numerical simulation of an impinging jet, (TSFP2), Vol. II, pp. 271-276, 2001.
- [2] F. Candelier, P. Bournot, P. Caminat, Z. Ghrab, Etude expérimentale d'un jet laminaire impactant une plaque plane chauffée, 13èmes Journées Internationales de Thermique, France, 2007.
- [3] A. Frost, S. Iambunathan, K. Whitney, Velocity and turbulence characteristics of a semi confined orthogonally impinging slot jet, Exp Thermal Fluid Sci. 14, pp. 60-67, 1997.
- [4] Y.M.Chung, K.H.Luo, Unsteady heat transfer analysis of an impinging jet. *ASME J. Heat Transfer* 124, pp. 1039-1048, 2002.
- [5] E.E.M Olsson, L.M.Ahrné, A.C.Trägårdh, Heat transfer from a slot air jet impinging on a circular cylinder. *J.Food Engin*, 63, pp. 393-401, 2004.
- [6] F.Zidouni Kendil, A. Mataoui, Simulation numérique du transfert thermique d'un jet rond impactant une cavité cylindrique, *Revue des Energies Renouvelables CER'07 Oujda*, pp. 259 – 264, 2007.
- [7] H.G.Lee, H.S.Yoon, M.Y.Ha, A numerical investigation on the fluid flow and heat transfer in the confined impinging slot jet in the low Reynolds number region for different channel heights, *International journal of heat and Mass transfer*, 67, pp. 4055-4068, 2008.
- [8] B. Faouzia, Contribution à l'étude de transfert de masse et de chaleur dans un canal poreux, Thèse de doctorat en sciences, Université Mentouri-Constantine, 2008.
- [9] P. Le Quééré, B. Podvin, Méthodes numériques pour les écoulements incompressibles, notes de cours, 2010.
- [10] E. Biotteau, A. Gravouil, T. Lubrecht, A. Combescure, Solveur multigrille et raffinement automatique pour la modélisation des structures en dynamique transitoire non-linéaire, 9ème colloque national en calcul des structures, LaMCoS, Université de Lyon, 2009.
- [11] J. Kim, P. Moin, Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations, *Journal of Computational Physics*, 59, pp. 308-323, 1985.