

SIMULATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT PAR MODELISATION A BAS NOMBRES DE REYNOLDS DANS LE CAS D'UN JET PARIETAL VERTICAL TURBULENT

Kechiche Jamel¹, Mhiri Hatem¹, El Golli Salem¹
Georges Le Palec², Philippe Bournot²

1. Unité de Mécanique des fluides et de Transfert Thermique, Ecole nationale d'ingénieurs de Monastir, route de Ouardanine, 5000 Monastir, Tunisie ; jkechiche@yahoo.fr
2. Institut de mécanique de Marseille, 60, rue Joliot-Curie, Technopôle de Château-Gombert, 13453 Marseille cedex 13, France

RESUME

Le modèle de turbulence de J. Herrero à bas nombres de Reynolds est utilisé dans cette étude pour modéliser un écoulement d'air issu d'une buse rectangulaire et qui se développe tangentiellement à une plaque plane verticale soumise à un flux de chaleur constant. Dans ce modèle, la constante empirique $C_\mu=0.09$ figurant dans la relation de Kolmogorov-Prandtl a été remplacée par la fonction proposée par M. Ljuboja et W. Rodi, pour tenir compte de l'influence de la plaque sur la fluctuation latérale de la vitesse. Le système d'équations vérifiant ce type d'écoulement est résolu par une méthode aux différences finies en adoptant un maillage décalé non uniforme dans les deux directions de l'écoulement. Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons particulièrement, aux évolutions longitudinales de la vitesse maximale du fluide, de l'expansion du jet et à la liaison entre transfert de chaleur et coefficient de frottement à la paroi pour différents nombres de Froude. Une étude comparative entre nos résultats et ceux proposés dans la littérature est menée afin de valider notre modèle numérique.

Mots clés : Jet pariétal, modélisation à bas nombres de Reynolds, transfert de chaleur, maillage décalé, flux de chaleur constant.

NOMENCLATURE

x, y : coordonnées respectivement longitudinale et transversale	(m)
b : épaisseur de la buse	(m)
f_1, f_2, f_μ : fonctions correctrices du modèle de turbulence à bas nombres de Reynolds	
g : accélération de la pesanteur	(m.s ⁻²)
u, v : composantes moyennes respectivement longitudinale et transversale de la vitesse	(m)
k : énergie cinétique turbulente	(m ² s ⁻²)
y_b : demi-épaisseur dynamique du jet.	
τ_p : tension de cisaillement	
ε : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	(m ² s ⁻³)
Φ : densité de flux de chaleur imposée à la paroi	(W.m ⁻²)
Re : nombre de Reynolds ($u_0 b/v$).	
Gr : nombre de Grashof ($\frac{g \beta b^4 \Phi}{\lambda v^2}$).	
Fr : nombre de Froude (Re^2/Gr).	
Pr : nombre de Prandtl.	
Pr_t : nombre de Prandtl turbulent	
ρ : masse volumique.	
ν : viscosité cinématique du fluide	(m ² s ⁻¹)
ν_t : viscosité turbulente	(m ² s ⁻¹)
Indices	
m : valeur au point de vitesse maximale.	
p : valeur à la paroi.	
∞ : milieu ambiant.	
0 : à la sortie de la buse.	
Exposants	
' : fluctuation de la vitesse.	

1. INTRODUCTION

Les jets pariétaux turbulents interviennent dans de nombreux processus industriels. L'écoulement du fluide éjecté à grande vitesse tangentiellement à une plaque plane est formé d'une couche interne similaire à une couche limite pariétale et d'une couche externe semblable à celle du jet libre. L'interaction entre la turbulence à grandes échelles de la couche externe et celle à petites échelles de la couche interne est à l'origine de la complexité de l'écoulement et détermine son développement. Ce type d'écoulement a donc fait l'objet d'un certain nombre d'études, aussi bien sur le plan fondamental que celui appliqué.

Sur le plan fondamental, les chercheurs se sont intéressés surtout à la cinématique de l'écoulement [1, 2], ils ont ainsi analysé les évolutions longitudinales de la vitesse moyenne maximale, de la demi-épaisseur dynamique du jet et du coefficient de frottement fluide-paroi; tout en cherchant à mettre en évidence les effets d'interaction entre les deux zones (couche limite pariétale et couche cisailée libre) séparées par la ligne de vitesse maximale, et l'influence de la paroi sur l'amortissement des grandeurs fluctuantes de l'écoulement.

Sur le plan appliqué, les travaux menés ont surtout traité l'aspect thermique du problème. Parmi ces études celles expérimentales qui ont conduit, à développer en régime de convection forcée des corrélations qui relient le nombre de Stanton au coefficient de frottement dans le cas où la paroi est soumise à un flux de chaleur constant [3, 4] ou à une température constante [5]. Ces auteurs ont pu constater que le facteur d'analogie de Reynolds augmente lorsqu'on s'éloigne de la buse d'éjection. Cette constatation met en défaut, dans le cas d'un jet pariétal turbulent, une analogie de type Colburn, qui consiste en une évolution constante du facteur d'analogie de Reynolds pour un niveau thermique donné.

Bernard Leduc et al [6], ont pu déterminer dans leurs travaux les lois fondamentales qui régissent le transfert de chaleur entre un jet en régime de convection forcée et une plaque soumise à un flux de chaleur constant. Deux méthodes ont été appliquées pour résoudre le système d'équations régissant ce type d'écoulement. La première est celle de Glauert basée sur l'utilisation de la viscosité turbulente de Prandtl (constante dans une section droite de l'écoulement). La deuxième méthode est celle de Spalding et Patankar où la viscosité turbulente est exprimée en fonction de la longueur de mélange. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont différents des résultats expérimentaux, ce qui met en évidence la limitation des modèles de turbulence à zéro équations pour la modélisation des jets pariétaux turbulents.

Le modèle de turbulence k- ϵ à deux équations de fermeture [7], établi pour les écoulements à grands nombres de Reynolds est alors utilisé. M. Ljuboja et al [8] ont montré que ce modèle associé à une loi de paroi surestime l'expansion du jet pariétal isotherme de 30%. En effet cette modélisation ne tient pas compte de l'influence de l'amortissement de la fluctuation latérale de la vitesse due à la présence de la paroi, pour en tenir compte, M. Ljuboja et al [8] ont proposé un modèle k- ϵ modifié où la constante empirique $C_\mu = 0,09$ est remplacée par une relation qui dépend des caractéristiques turbulentes de l'écoulement. M. Ljuboja et al [9] ont aussi utilisé une autre version modifiée du modèle k- ϵ à grands nombres de Reynolds qui tient compte des effets de la flottabilité pour examiner les comportements dynamique et thermique d'un jet pariétal turbulent vertical ou horizontal non isotherme se développant tangentiellement à une plaque adiabatique.

Les modèles de fermeture au second ordre basés sur les équations de transport des tensions de Reynolds dans leurs versions à grands nombres de Reynolds [10], décrivent correctement les grandeurs caractéristiques d'un jet pariétal lorsqu'on tient compte de l'influence de la paroi sur la corrélation de contrainte de pression figurant dans les équations de transport des tensions de Reynolds [11].

Pour la résolution numérique du transfert de chaleur dans le cas des jets pariétaux turbulents, les techniques de calcul utilisent habituellement des fonctions de paroi (pour la distribution de la vitesse et de la température) qui permettent de représenter la sous couche visqueuse. Malin [12] a adopté cette technique pour étudier la liaison entre transfert de chaleur et coefficient de frottement à la paroi. Il a utilisé le code de calcul Phonics basé sur la version modifiée du modèle k- ϵ à grands nombres de Reynolds [8], les lois de paroi utilisées sont celles de Tailland [1] pour la vitesse et celle de Kader et al [13] pour la température. Nizou et al [4] ont ensuite montré expérimentalement que les résultats proposés numériquement par Malin [12] surestiment le rapport du coefficient de transfert de chaleur par celui de frottement à la paroi de 30 à 50% pour les grands nombres de Prandtl.

Cet aperçu des études numériques effectuées, montre que les jets pariétaux ont été étudiés essentiellement avec des modèles de turbulence au premier ou au second ordre à grands nombres de Reynolds. Les inconvénients des modèles au second ordre résident dans l'interprétation correcte de tous les termes qui interviennent dans leurs équations et sur la définition précise des conditions aux limites, ainsi que sur la nécessité d'une grande mémoire et de temps de calcul sur ordinateurs. Ces modèles à grands nombres de Reynolds négligent tout effet visqueux sur la turbulence et ne sont donc applicables qu'en dehors de la sous couche visqueuse, des fonctions

de parois déterminées expérimentalement dans la région du régime établi, sont donc utilisées pour compléter la solution du problème, et la résolution numérique n'est donc possible que dans le cas où des résultats expérimentaux sont disponibles pour la configuration étudiée.

Dans ce travail, nous résolvons numériquement à l'aide d'une méthode aux différences finies, les équations de transport qui régissent l'écoulement d'un fluide éjecté tangentiellement à une plaque verticale soumise à un flux de chaleur constant dans un milieu au repos. La fermeture des équations est assurée par le modèle de turbulence à bas nombres de Reynolds au premier ordre proposé par J. Herrero et al [14]. Ce dernier qui tient compte de la zone visqueuse à l'aide des fonctions de correction permet de calculer les grandeurs caractéristiques de l'écoulement jusqu'à la paroi et ne nécessite donc pas l'utilisation de fonctions de parois.

Nous étudions notamment l'influence du flux de chauffage à la paroi sur les comportements dynamique, thermique et turbulent de ce type d'écoulement ainsi que sur les grandeurs physiques caractéristiques du transfert de chaleur entre la plaque et le jet. Nous comparons les résultats obtenus avec ceux présentés dans la littérature, afin de savoir si un modèle de turbulence à bas nombres de Reynolds peut être appliqué pour la modélisation des jets pariétaux turbulents anisothermes.

2. MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT

2.1. Hypothèses simplificatrices et mise en équations :

Nous étudions l'écoulement d'un fluide éjecté tangentiellement à une surface plane verticale de longueur infinie soumise à un flux de chaleur constant (figure 1). Nous supposons que l'épaisseur de la buse est très petite devant sa largeur de telle sorte que l'on puisse considérer le problème comme bidimensionnel. La masse volumique du fluide varie linéairement avec la température dans le terme contenant la force de flottabilité et elle est considérée constante ailleurs, selon les approximations de boussinesq. Aussi, compte tenu des hypothèses classiques simplificatrices de la couche limite, les équations de conservation de masse, de la quantité de mouvement et d'énergie s'écrivent sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{1}{Re} \frac{\partial U}{\partial Y} - \overline{U'V'} \right) + \frac{\theta}{Fr} \quad (2)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{1}{Re Pr} \frac{\partial \theta}{\partial Y} - \overline{V'\theta'} \right] \quad (3)$$

Les variables adimensionnelles utilisées sont les suivantes :

$$X = \frac{x}{b} \quad Y = \frac{y}{b} \quad U = \frac{u}{u_0} \quad V = \frac{v}{u_0} \quad K = \frac{k}{u_0^2} \quad E = \frac{\varepsilon b}{u_0^3} \quad \theta = \frac{\lambda(T - T_\infty)}{(\Phi b)}$$

Le modèle de turbulence retenu pour la fermeture des équations (1) à (3) est une version modifiée du modèle k-ε à bas nombres de Reynolds de J. Herrero et al [14]. On a remplacé la constante empirique ($C_\mu = 0.09$) figurant dans la relation de Kolmogorov-Prandtl par la relation proposée par M. Ljuboja et al [8] pour tenir compte de l'effet de la paroi sur la fluctuation latérale de la vitesse et on a ajouté les termes de flottabilité dans les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation.

Dans notre cas d'écoulement bidimensionnel, en coordonnées cartésiennes, les équations de fermeture s'écrivent sous la forme adimensionnelle suivante :

$$U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{v_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + v_T \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - E - \frac{1}{Fr} \frac{v_T}{Pr_t} \frac{\partial \theta}{\partial X} \quad (4)$$

$$U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{E}{K} v_t \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{E^2}{K} - \frac{C_{\varepsilon 1}}{Fr} \frac{E}{K} \frac{v_t}{Pr_t} \frac{\partial \theta}{\partial X} \quad (5)$$

où: $v_t = C_\mu f_\mu \frac{K^2}{E}$

Les fonctions de corrections f_μ , f_2 , f_1 proposées par J. Herrero et al. [14] sont les suivantes :

$$f_\mu = \left[1 - e^{-0.0066 \text{Rek}} \right]^2 \times \left[1 + \frac{500}{\text{Ret}} e^{-0.0055 \text{Rek}} \right]$$

$$f_2 = 1 - \left(\frac{0.3}{D} \right) e^{-\text{Ret}^2} \quad \text{avec: } D = 1 - 0.7 e^{-\text{Rek}}$$

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0.05}{f_\mu} \right)^2$$

$$\text{avec : } \text{Rek} = \frac{y\sqrt{k}}{\nu} \quad \text{et } \text{Ret} = \frac{k^2}{\nu\epsilon}$$

Les constantes utilisées dans le système d'équations (4-5) sont :

$$C_{\epsilon 1} = 1.44, \quad C_{\epsilon 2} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad \text{Pr}_t = 0.85$$

Les différents termes du tenseur des contraintes de Reynolds et du flux de chaleur turbulent sont modélisés par les relations suivantes :

$$\overline{U'V'} = -\nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) \quad \text{et} \quad \overline{V'\theta'} = - \left(\frac{\nu_T}{\text{Pr}_t} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)$$

2.1. Conditions aux limites :

Pour compléter le problème, outre les systèmes d'équations cités ci-dessus, il faut tenir compte des conditions d'émission et aux limites suivantes :

$$\text{Pour } \mathbf{X} = \mathbf{0} : \quad \left\{ \begin{array}{l} \Rightarrow 0 < Y < 1; \quad U=1; V=0; K=K_0; E=E_0; \theta=0 \\ \Rightarrow Y \geq 1; \quad U=0; V=0; K=0; E=0; \theta=0 \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\text{Pour } \mathbf{X} > \mathbf{0} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Rightarrow Y=0; \quad U=0; V=0; K=0; \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_p = -1 \\ \Rightarrow Y \rightarrow \infty \quad U=0; K=0; E=0; \theta=0 \end{array} \right.$$

2.1. Méthode de résolution numérique :

Les équations différentielles de transport (2) à (5) sont mises sous la forme générale suivante :

$$U \frac{\partial \psi}{\partial x} + V \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\psi \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + S_\psi \quad (7)$$

et leurs conditions aux limites (6) sont transformées en un ensemble d'équations algébriques par une méthode aux différences finies utilisant un maillage décalé. Dans l'équation (7), ψ est une grandeur qui représente soit U , θ , K ou E , S_ψ et Γ_ψ sont respectivement les termes sources et les coefficients de diffusion laminaire et turbulente associés à la variable considérée (U , θ , K ou E).

Cette méthode, a été adoptée dans des travaux antérieurs [15-17], pour des raisons de stabilité numérique par rapport au maillage non décalé.

Dans la direction transversale, les gradients de vitesse et de température sont très élevés au voisinage de la paroi, et par conséquent un maillage très fin est choisi. La valeur du premier pas est $\Delta Y_1 = 10^{-4}$, puis la distance entre deux nœuds successifs augmente selon la relation suivante : $\Delta Y_j = a * \Delta Y_{j-1}$, avec $a = 1,01$ et la valeur maximale du pas a été fixée à $\Delta Y = 10^{-2}$.

Le maillage utilisé est aussi non uniforme suivant la direction longitudinale. En effet, le pas est très petit au voisinage de la buse $\Delta X_1 = 10^{-8}$ puis au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source, on augmente progressivement le pas de calcul ($\Delta X_2 = 10^{-6}$, $\Delta X_3 = 10^{-4}$). Le dernier pas adopté est $\Delta X_4 = 10^{-2}$, ce qui permet de descendre très bas dans le jet.

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

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Le modèle numérique élaboré nous a permis de déterminer les caractéristiques dynamiques, thermiques et turbulentes d'un fluide (air) éjecté d'une buse rectangulaire à la température ambiante tangentiellement à plaque verticale soumise à un flux de chaleur constant. Les profils de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation adoptés à la section de sortie de la buse sont uniformes.

En ce qui concerne l'évolution longitudinale de la vitesse maximale du fluide, nos résultats sont présentés sur la figure 2 pour un nombre de Reynolds constant égal à 14400 et pour différents nombres de Froude (∞ , 50, 20, 10 et 5). Nous remarquons que la vitesse maximale du fluide conserve une valeur constante égale à celle d'éjection dans la région proche de la buse. En effet dans cette zone appelée zone du jet les forces d'inertie sont prépondérantes devant celles de flottabilité. En dehors de cette zone, la vitesse maximale du fluide décroît avec la hauteur X . Pour $Fr = \infty$, la comparaison entre nos résultats et ceux proposés par H. Abrahamson et al [2] montre un accord satisfaisant, ce qui présente une première validation de notre code de calcul numérique. La même figure montre que la densité du flux de chauffage à la paroi influe sur l'écoulement pour des distances X supérieures à 40 fois l'épaisseur de la buse ou la vitesse maximale du fluide augmente lorsque le nombre de Froude diminue.

Sur la figure 3, on a représenté l'évolution longitudinale de la valeur limite de la composante transversale de la vitesse V_L (pour $Y \rightarrow \infty$), pour un nombre de Reynolds égal à 14400 et pour différents nombres de Froude. On remarque une influence de la densité du flux de chauffage à la paroi à partir d'une distance $X = 40$. L'entraînement de l'air ambiant par le jet est alors d'autant plus important que le flux de chauffage à la paroi est important (Fr diminue).

Sur la figure 4, on a analysé l'influence du flux de chauffage sur l'évolution longitudinale de la demi-épaisseur dynamique du jet qui est l'ordonnée pour laquelle la vitesse est égale à la moitié de la vitesse maximale. On remarque que pour le cas où l'écoulement est en régime de convection forcée, cette grandeur demeure pratiquement constante au voisinage de la buse d'éjection puis évolue linéairement en fonction de la distance X . Le taux d'expansion du jet pariétal dans ce cas est égal à 0.077 ; cette valeur coïncide avec celle proposée expérimentalement par H. Abrahamsson et al. [2]. Pour des densités de chauffage importantes (Fr faibles), on note une accélération plus grande de l'écoulement et par conséquent une diminution de l'expansion du jet.

Sur la figure 5, on donne les profils de la vitesse réduite u^+ en fonction de distance pariétal y^+ ($u^+ = u/u_\tau$ et $y^+ = u_\tau y/\nu$), u_τ étant la vitesse de frottement exprimée en fonction de la contrainte pariétale de frottement τ_p ($u_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$), avec $\tau_p = \mu(\partial u/\partial y)_{y=0}$. Ces profils sont présentés pour un nombre de Reynolds constant égal à 14400 et pour différents nombres de Froude dans une section située dans la région du régime thermiquement établi. On remarque que pour des faibles valeurs de y^+ , et pour les différents nombres de Froude nos résultats vérifient bien la loi de paroi $u^+ = y^+$ valable dans la région très proche de la paroi où l'écoulement est géré par la viscosité moléculaire du fluide. Pour des distances y^+ supérieures à 10, on note que la densité du flux de chauffage à la paroi influe sur la vitesse réduite u^+ qui augmente avec le nombre de Froude.

Sur la figure 6, on a représenté l'évolution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente maximale (k_m/u_0^2). On constate que pour différents nombres de Fr (∞ , 50, 20 et 10), cette grandeur diminue en fonction de X et qu'une augmentation du flux de chauffage à la paroi à pour effet d'augmenter le mélange du jet avec l'air ambiant et par conséquent une augmentation du niveau de la turbulence.

Sur la figure 7, on a représenté dans une section située dans la région du régime thermiquement établi ($X = 85$), le profil de température réduite T^+ en fonction de y^+ . On remarque que pour des faibles valeurs de y^+ ($y^+ < 7$) et pour les différents nombres de Froude, nos résultats numériques vérifient bien la relation $T^+ = Pr * y^+$ ($Pr = 0.71$) valable dans la zone proche de la paroi où l'écoulement n'est géré que par la viscosité moléculaire de l'air. L'influence de la densité du flux de chauffage à la paroi sur l'évolution transversale de T^+ , n'est observée que pour des valeurs de y^+ supérieures à 10 où la température réduite T^+ diminue lorsque le nombre de Froude augmente. L'écart entre les deux températures relatifs respectivement à $Fr = \infty$ et $Fr = 5$ est de l'ordre de 15% dans la zone de couche limite ($60 < y^+ < 600$). Une confrontation de nos résultats avec ceux proposés expérimentalement par Nizou [3] dans le cas où l'écoulement est en régime de convection forcée montre un accord satisfaisant.

On représente sur la figure 8, l'évolution du nombre de Nusselt Nu_{x_1} en fonction du nombre de Reynolds local Re_{x_1} ($Nu_{x_1} = h x_1/\lambda$ et $Re_{x_1} = u_m x_1/\nu$ avec $x_1 = x + d$), d étant l'abscisse de l'origine fictive du

faisceau de droites modélisant la zone extérieure de la couche limite ($d \approx 20 b$). On remarque pour les différents nombres de Froude utilisés dans notre étude numérique, des évolutions similaires du nombre de Nusselt local. En effet ce dernier diminue rapidement pour atteindre un minimum situé à une valeur de Re_{x_1} voisine de $3.6 \cdot 10^5$ pour augmenter loin de la buse d'une façon linéaire (région du régime thermiquement établi). On constate aussi qu'une diminution du nombre de Froude (augmentation du flux de chauffage à la paroi) est accompagné d'une réduction de l'échange convectif (diminution du Nusselt local). Une comparaison de nos résultats dans le cas de la convection forcée avec la relation proposée expérimentalement par Nizou [4] montre un accord satisfaisant.

Sur la figure 9, on donne l'évolution longitudinale du facteur d'analogie de Reynolds, défini par le rapport St/C_f où St désigne le nombre de Stanton défini par $St = h / (\rho C_p u_m)$ et C_f le coefficient de frottement pariétal, pour un nombre de Reynolds égal à 14400 et différents nombres de Froude à la sortie de la buse d'éjection. Pour le cas où l'écoulement est en régime de convection forcée ($Fr = \infty$), cette figure permet de prévoir un léger accroissement du rapport St/C_f à partir d'une distance X égale à 35. Cette constatation met en défaut, dans le cas d'un jet pariétal, une analogie de type Colburn valable en couche limite classique et qui consiste en une évolution constante du facteur d'analogie de Reynolds dans cette région ($St/C_f = 0.5 Pr^{-2/3}$). Une comparaison de nos résultats avec ceux proposés par Nizou [3] présente une concordance satisfaisante.

Sous l'effet du flux de chaleur à la paroi ($Fr = 50, 20, 10, 5$), on remarque d'une part que le facteur d'analogie de Reynolds (St/C_f) diminue lorsque la densité du flux de chauffage à la paroi augmente et d'autre part une décroissance du rapport St/C_f en fonction de la distance longitudinale est observée.

4. CONCLUSION

Dans le cadre de ce travail, on a étudié numériquement un écoulement de type jet évoluant tangentiellement à une plaque verticale soumise à un flux de chaleur constant pour différents nombres de Froude en adoptant pour la fermeture des équations le modèle de turbulence $k-\epsilon$ à bas nombres de Reynolds de J. Herrero et [13] utilisant la fonction C_μ proposée par M. Ljuboja et al [8]. La discussion porte sur l'influence de la densité du flux de chauffage à la paroi sur les caractéristiques dynamique, thermique et turbulente de l'écoulement.

On a aussi montré que le nombre de Froude n'a pas d'influence sur les évolutions latérales de la vitesse réduite u^+ et de la température réduite T^+ dans la région proche de la paroi où l'écoulement est géré que par la viscosité moléculaire de l'air. Loin de cette région, le flux de chauffage influe de façon significative sur u^+ et T^+ , en effet u^+ augmente alors que T^+ diminue en fonction du nombre de Froude.

On a pu mettre en évidence numériquement un léger accroissement du facteur d'analogie de Reynolds (St/C_f), ce qui met en défaut, dans le cas d'un jet pariétal turbulent en régime de convection forcée ($Fr = \infty$), une analogie de type Colburn valable en couche limite classique, qui consiste en une évolution constante de St/C_f . Ce facteur d'analogie diminue en fonction de la distance longitudinale pour le cas où l'écoulement est en régime de convection mixte ($Fr = 50, 20, 10, 5$).

REFERENCES

- [1] Tailland, A., "Contribution à l'étude d'un jet plan dirigé tangentiellement à une paroi plane", Doctoral thesis, université de Lyon, France (1970).
- [2] H. Abrahamsson, B. Johannsson and L. Lofahl, "A turbulent plane two-dimensional wall jet in a quiescent surrounding", Eur., J. Mech., B/Fluids. 13 (1994), pp.533-556.
- [3] P. Y. Nizou, "Analogie entre transferts de chaleur et de quantité de mouvement dans un jet pariétal plan turbulent", Int J Heat Mass Transfer. 27 (1984), pp.1737-1748
- [4] P. Y. Nizou et Tida, "Transferts de chaleur et de quantité de mouvement dans les jets pariétaux plans turbulents", Int J Heat Mass Transfer. 38 (1995), pp.1187-1200.
- [5] T. Dakos, C. A. Verriopoulos and M. M. Gibson, "Turbulent flow with heat transfer in plane and curved wall jets", J. Fluid Mech. 145 (1984), pp. 339-360
- [6] Bernard Leduc et André Jaumotte, "Refroidissement d'une plaque plane par jet et injection pariétaux", Rev. Gén. Therm. 166 (1975) pp. 697-692.
- [7] B.E. Launder, and D.B. Spalding, "The Numerical Computation of turbulent flow", Computer Methods in Applied Mechanics and engineering. 3 (1974) 269-289.

- [8] M. Ljuboja and W. Rodi, "Calculation of turbulent wall jets with an algebraic Reynolds stress model", Journal of fluids engineering. 102 (1980), pp.350-356
- [9] M. Ljuboja, W. Rodi, "Prediction of horizontal and vertical turbulent buoyant wall jets", Journal of heat transfer. 103 (1981), pp. 343-349.
- [10] Launder B.E., Reece, G.J., And Rodi, W., "Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure", Journal of fluid mechanics. 68 (1975), pp.537-566
- [11] G.J. Reece, "A generalised Reynolds stress model of turbulence", Ph.D. thesis, University London (1977).
- [12] M. R. Malin, "Turbulence modelling for flow and heat transfer in jets, wakes and plumes", Ph.D. thesis, Imperial College of Science and Technology, London, (1986).
- [13] B. A. Kader, and A. M. Yaglom, "Heat and mass transfer Laws for fully turbulent wall flows", Int. J. Heat Mass Tran. 15 (1972), pp.2329-2351.
- [14] J. Hererro, F. X. Grau, J. Grifoll and Frances Giralt, "A near wall $k-\epsilon$ formulation for high Prandtl number heat transfer", Int J Heat Mass Transfer. 34 (1991) pp.711-721.
- [15] Hatem Mhiri, Salem El Golli, Georges Le Palec, Philippe Bournot, "Influence des conditions d'émission sur un écoulement de type jet plan laminaire isotherme ou chauffé", Rev., Gén., Therm. 37 (1998) 898-910.
- [16] Hatem Mhiri, Habli Sabra, Salem El Golli, Georges Le Palec, Philippe Bournot, "Etude numérique des conditions d'émission sur un écoulement de type jet plan turbulent isotherme ou chauffé", Int. J. Therm. Sci. 38 (1999). 904-915.
- [17] S Habli, H. Mhiri, Salem El Golli, G Le Palec, P Bournot, "Etude numérique des conditions d'émission sur un écoulement de type jet axisymétrique turbulent", Int. J. Therm. Sci. 40 (2001), 497-511.

PRESENTATION DES FIGURES

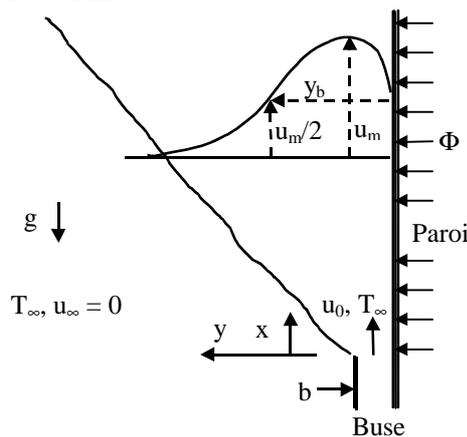


Figure 1 : configuration de l'écoulement

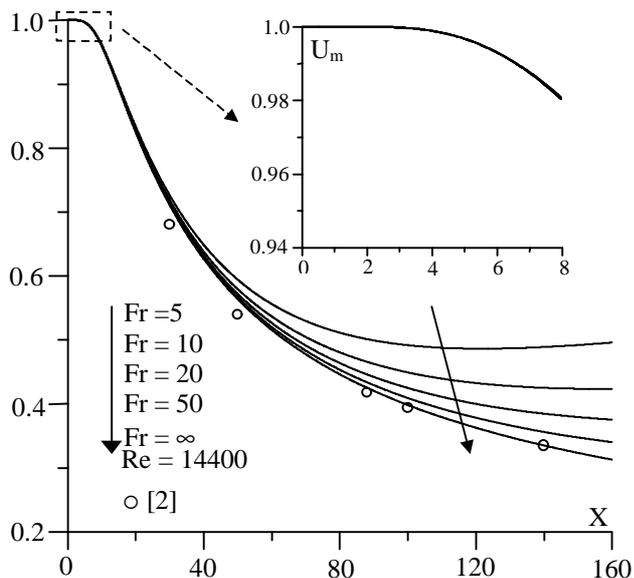


Figure 2 : Evolution longitudinale de la vitesse maximale

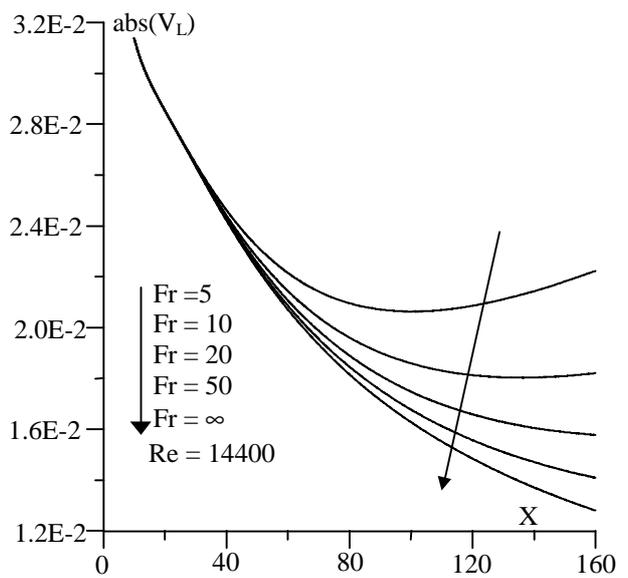


Figure 3 : Evolution de la vitesse limite

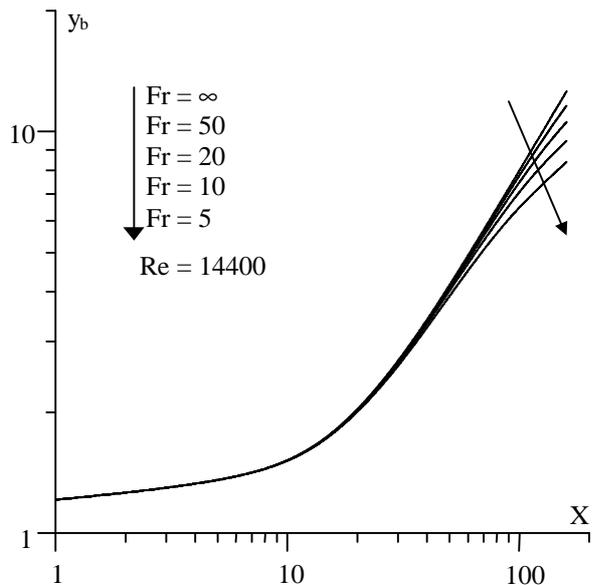


Figure 4 : Evolution longitudinale de la demi-épaisseur dynamique du jet

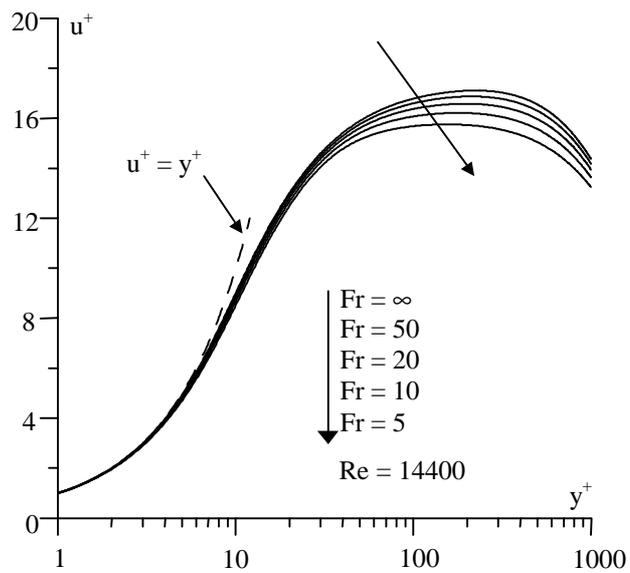


Figure 5 : Evolution transversale de la vitesse pariétale

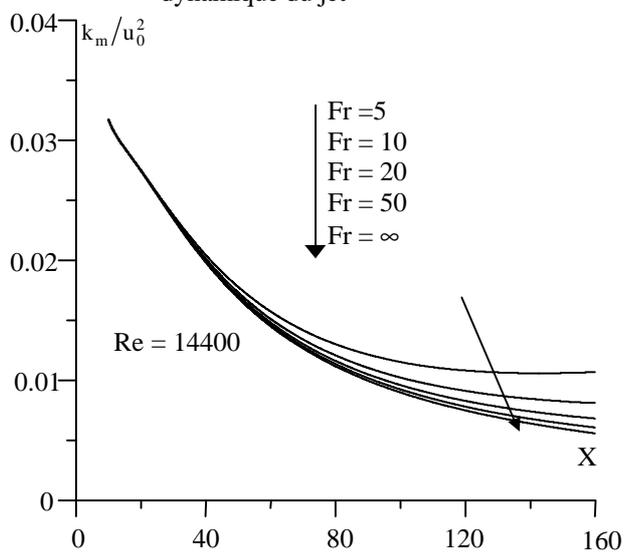


Figure 6 : Evolution de l'énergie cinétique maximale

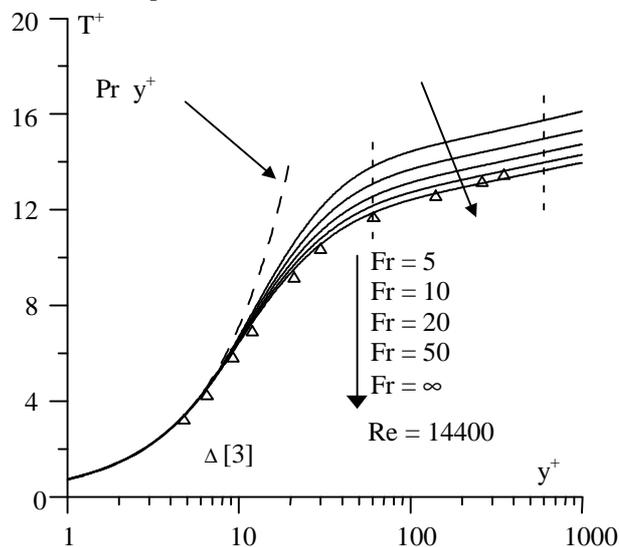


Figure 7 : Evolution de la température pariétale

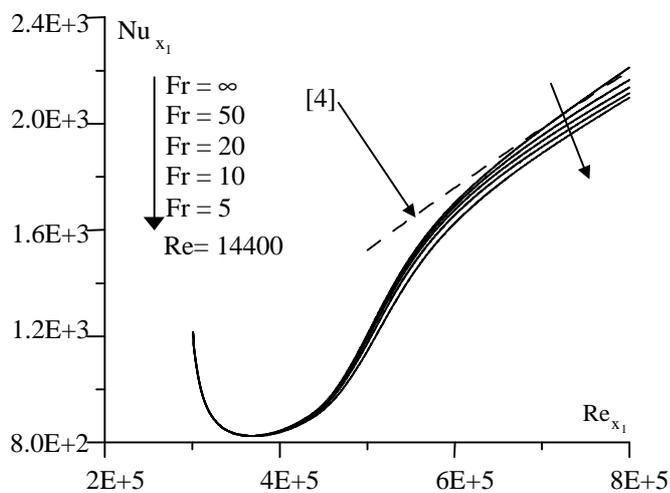


Figure 8 : Evolution du nombre de Nusselt local

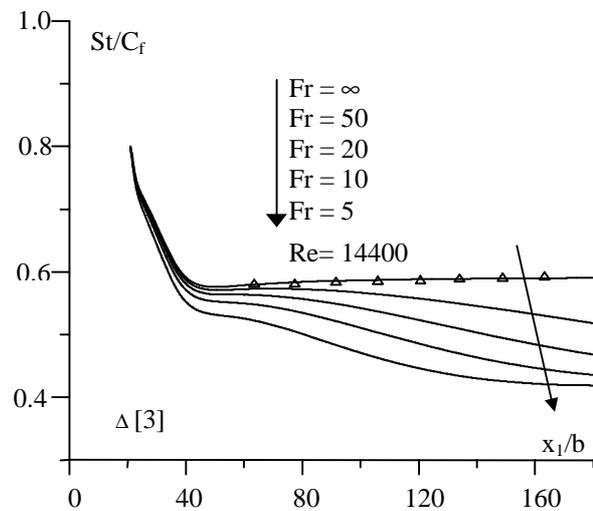


Figure 9 : Evolution du facteur d'analogie de Reynolds