

ETUDE DYNAMIQUE DES STRUCTURES DE L'ÉCOULEMENT DANS UN JET DE PAROI BIDIMENTIONNEL

M. Bouznif^{*,1, a}, M. A. Knani^{1, b}, H. C. Boisson^{2, c}, A. Giovannini^{2, d} & T. Lili^{1, e}

⁽¹⁾ LMF : Laboratoire de Mécanique des Fluides –Département de Physique, Faculté des Sciences de Tunis, Université de Tunis-Elmanar, 1000 Tunis, Tunisie

⁽²⁾ IMFT : Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, EMT2, Bâtiment Camichel, Avenue Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, France.

(a) bouznif_mekki@yahoo.fr (b) mohamedali.knani@ipeit.rnu.tn (c) boisson@imft.fr (d) giova@imft.fr (e) taieb.lili@fst.rnu.tn

RESUME

Une simulation numérique utilisant la méthode des tourbillons en cellules est menée, c'est une technique eulérienne lagrangienne basée sur l'algorithme "Vortex-In-Cell" pour la convection et sur le concept de la marche aléatoire pour la diffusion. La méthode a été utilisée dans le cas du jet de paroi pour différents paramètres numériques et conditions aux limites. Les profils de vitesse ont permis de mettre en évidence deux régions distinctes : la zone interne qui est la couche limite visqueuse s'étendant de la paroi solide jusqu'au point de vitesse maximale, et une zone externe libre de cisaillement caractérisée par l'apparition d'instabilités non visqueuses et la formation de tourbillons de grande échelle. Les visualisations des champs du vecteur vitesse, des lignes de courant et de la vorticité ont permis, d'une part de mieux comprendre les phénomènes d'interaction entre les structures des deux couches, et d'autre part de mettre en évidence les premières étapes de la transition du laminaire-turbulent.

NOMENCLATURE

D	largeur du domaine	\vec{V}_i	vitesse de convection
H	largeur du jet	x	première coordonn�e spatiale
L	longueur du domaine du jet	y	deuxième coordonn�e spatiale
L_c	longueur du domaine analysé	$y_{1/2}$	demi largeur du jet ($U(y = y_{1/2}) = \frac{1}{2}U_{\max}$)
\bar{L}	déplacement tourbillonnaire	Γ_0	circulation de référence
P	pression	ω	vorticité
Re	nombre de Reynolds	ψ	fonction de courant
t	Temps	ν	viscosité cinématique
U	composante longitudinale de la vitesse	σ	Ecart type de $\vec{\eta}$
U_0	vitesse longitudinale de référence	$\vec{\eta}$	vecteur déplacement diffusif
U_m	vitesse longitudinale moyenne	$\vec{\chi}$	vecteur déplacement convectif
U_{\max}	vitesse longitudinale maximale	Δ	opérateur Laplacien
V	composante latérale de la vitesse	∇	opérateur gradient
\vec{V}	champ de vitesse	∂	opérateur de d�riv�e partielle

1. INTRODUCTION

L'investigation de l'écoulement de fluide le long d'une paroi concerne des applications réelles telles que le contrôle de l'écoulement d'air sur la surface d'une aile d'avion, le refroidissement des lames de turbines... Compte tenu de son importance pratique, ce type d'écoulement a fait l'objet d'un certain nombre d'études théoriques, expérimentales et numériques.

L'écoulement de type jet de paroi est obtenu par éjection d'une buse de décharge d'un fluide tangentiellement à une surface plane. Une observation par Sforza *et al.* [1], dans la direction longitudinale de l'écoulement, permet de subdiviser l'écoulement en quatre zones. Dans la deuxième zone qui est la zone caractéristique du jet (région pleinement établie) et dans la direction perpendiculairement à la paroi, Glauert [2] prouve que l'écoulement est formé de deux couches, une

couche interne semblable à une couche limite pariétale et une couche externe qui peut être comparée à une couche cisailée libre.

Dans le présent travail, on utilise une simulation numérique de l'écoulement d'un jet de paroi à nombre de Reynolds modéré. On se propose de caractériser les instabilités dans cet écoulement et déterminer la structure dynamique présentes (couche cisailée, décollement, détachement tourbillonnaire...) dans le domaine d'étude simulé et ses effets sur la structure de l'écoulement à l'échelle locale.

2. TECHNIQUE ET PROBLEME PHYSIQUE

On considère un écoulement d'un fluide incompressible, bidimensionnel, visqueux et instationnaire. Ce fluide qui se décharge d'une buse rectangulaire (figure 1) se développe tangentiellement à une paroi, les grandeurs prises comme référence sont la hauteur de la buse de décharge du jet $H = 1$ et la vitesse de référence $U_0 = 1$, le nombre de Reynolds de l'écoulement $Re = \frac{U_0 H}{\nu}$ et le domaine utile du jet est limité à une longueur L et une largeur D .

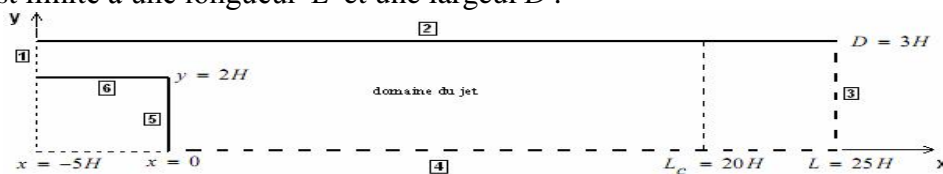


Figure 1. Domaine de calcul.

A l'entrée, on impose un profil uniforme de la composante longitudinale et une composante transversale nulle. Sur les parois solides, la fonction de courant ψ est nulle. En bas, la condition d'entraînement est imposée, et à la sortie on impose la condition d'évacuation de l'écoulement.

Table 1. Conditions aux limites.

CL1	CL2	CL3	CL4	CL5	CL6
U. uniforme $V = 0$	paroi $U = V = 0$	Sortie libre $\frac{\partial V}{\partial x} = 0$	frontière libre $\frac{\partial V}{\partial y} = 0$	paroi $U = V = 0$	paroi $U = V = 0$

Les méthodes de suivi Lagrangien de tourbillons sont des méthodes basées sur la seule interaction mutuelle entre ces tourbillons. Dans le contexte de celles qui sont proposées par Chorin [3], ces méthodes sont relativement lourdes de mise en œuvre et nous avons opté pour l'algorithme dit "Vortex-In-Cell" ou VIC dans la ligne de ceux proposés par Christiansen [4]. Le code que nous avons utilisé a été élaboré dans le cadre de travaux de Knani *et al.* [5]. Ce code a été appliqué à la couche limite sur plaque plane, cas très proche de celui du jet que nous traitons.

Le code de calcul est basé sur la méthode des tourbillons en cellules "Vortex-In-Cell" (VIC), développé dans une formulation vorticité-fonction de courant (ω, ψ) et appartenant à la classe des méthodes "Vortex". Elle permet de distinguer dans l'écoulement les zones rotationnelles des zones irrotationnelles et permet de concentrer le plus gros des calculs dans les premières. Elle est donc adaptée pour l'étude de la dynamique tourbillonnaire.

Cette méthode est basée sur une décomposition rotationnel-fonction de courant dans la quelle l'équation de transport de la vorticité est exprimée à travers le suivi lagrangien des tourbillons ponctuels et l'équation de la fonction de courant, équation de Poisson par une approche eulérienne sur un maillage fixe à l'aide d'une discrétisation par différences finies.

En tenant compte des hypothèses citées ci-dessus, les équations adimensionnelles de conservation de masse et de quantité de mouvement s'écrivent respectivement de la façon suivante:

$$\nabla \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \bullet \nabla) \vec{V} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \vec{V} \quad (2)$$

En prenant le rotationnel de (2) et en utilisant (1), on aboutit à l'équation de vorticité suivante :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\vec{V} \bullet \nabla) \omega = \frac{1}{Re} \Delta \omega \quad (3)$$

Par ailleurs, cette équation est résolue en deux pas fractionnaires, l'un traitant la convection et l'autre la diffusion [3] :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -(\vec{V} \bullet \nabla) \omega \quad (4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{Re} \Delta \omega \quad (5)$$

Pour la partie convective (4), le transport de la vorticité est repr esent e par le déplacement lagrangien d'un ensemble de particules élémentaires tourbillonnaires [6]. En d efinisant la fonction de courant ψ par :

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial y} \text{ et } V = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (6)$$

Et la vorticité ω comme le rotationnel de la vitesse :

$$\omega = |\nabla \times V| = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (7)$$

Ce qui revient à résoudre l'équation de Poisson suivante :

$$\Delta \psi = -\omega \quad (8)$$

La partie diffusive (5) est résolue par un algorithme de marche aléatoire [7]. Cette décomposition permet de linéariser l'équation (3) en considérant que la vorticité transportée est indépendante de la vitesse de transport imposée dans l'équation (4). La position du tourbillon ponctuel est la combinaison additive de deux contributions :

$$\vec{\chi}_i(x, y, t + dt) = \vec{\chi}_i(x, y, t) + \vec{L}[\vec{v}_i(\vec{\chi}_i(x, y, t))] + \vec{\eta}[\vec{\chi}_i(x, y, t)] \quad (9)$$

où $\vec{L}[\vec{v}_i(\vec{\chi}_i(x, y, t))]$ est le déplacement de chaque tourbillon ponctuel par la vitesse de convection \vec{V}_i et $\vec{\eta}[\vec{\chi}_i(x, y, t)]$ est le déplacement par diffusion donn e par un tirage aléatoire de ses deux composantes en fixant un écart-type $\sigma = \sqrt{2\Delta t/Re}$, où Δt représente le pas de temps.

Les éléments des vorticités sont g en er es à la paroi afin d'annuler leurs vitesses de glissement qui sont évaluées par l'intermédiaire de l'équation (6) et ainsi satisfaire la condition d'adhérence.

Une fois la position des tourbillons calculée, on distribue la vorticité sur les quatre points voisins de la grille fixe par interpolation bilinéaire qui permet d'écrire le terme source de l'équation de Poisson pour la fonction courant. Après discrétisation, l'équation (8) est transformée en système algébrique linéaire. Ce système est résolu à l'aide de l'algorithme SOR avec un critère de convergence de 10^{-7} .

3. RESULTATS ET DISCUSSION

3.1 Champ moyen de vitesses longitudinales

Le code de calcul numérique (VIC), nous a permis de déterminer les caractéristiques dynamiques d'un écoulement de type jet de paroi isotherme. Les résultats sont obtenus pour un pas de temps $\Delta t = 0.1$, un maillage cartésien régulier dans les deux directions x et y : $\Delta x = \Delta y = 0.05$ soit 600×60 points de calcul pour un domaine $L \times D = 30 \times 3$.

Sur les figures 2 et 3, les profils de vitesses moyennes sont pr esent es pour différentes stations de l'écoulement et pour différents nombres de Reynolds. Ces vitesses sont adimensionnées par la

vitesse maximale. On constate que le développement du jet est assez régulier et que l'écoulement s'élargit au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la section d'éjection. En s'éloignant de la section d'éjection et sur toute la longueur du décollement, la paroi a une influence sur la forme des profils des vitesses. Ces profils de vitesses s'élargissent avec la distance x , l'expansion du jet est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est faible.

La figure 4 représente l'évolution de la demi largeur $y_{\frac{1}{2}}$ du jet dans l'écoulement, paramètre caractéristique du jet de paroi. Le développement de cette largeur caractéristique du jet est approximativement linéaire, ce résultat est en accord avec les travaux de Palvadeau *et al.* [8].

Les champs de la fonction de courant ψ et les vecteurs vitesse à l'intérieur de l'écoulement sont illustrés sur la figure 5. On remarque que le maximum de vitesse correspond à une valeur de la fonction de courant de l'ordre de 0.5.

3.2 Dynamique tourbillonnaire

3.2.1 Effet de la viscosité

L'évolution de champs de vorticité dans le domaine est pr sent e sur la figure 6 pour les nombres de Reynolds de 300 à 800 au pas de temps $t=200$, à la fin de calcul. Cette figure présente le comportement des tourbillons dans le domaine. Pour un nombre de Reynolds élevé le détachement des tourbillons persiste loin de l'entr e et dure plus longtemps. Vers l'aval de l'écoulement, on observe l'enroulement puis la formation d'une structure tourbillonnaire qui grossit au fur et à mesure qu'elle est advect e par le mouvement moyen du fluide. La largeur de la couche cisail e ainsi form e dans l'écoulement augmente continûment avec le nombre de Reynolds et produit les tourbillons qui sont convectés en aval.

En augmentant le nombre de Reynolds, la sensibilité de l'écoulement à toute perturbation extérieure augmente aussi. La viscosité a donc un rôle de stabiliser l'écoulement. Autrement, l'accroissement de nombre de Reynolds provoque une diminution de la largeur d'épanouissement du jet en gardant la même structure.

3.2.1 Evolution spatiotemporelle

Sur la figure 7, on représente les lignes de courant, on constate que ces lignes de courants sont pratiquement parallèles lors de leurs éjections dans le domaine puis il y a formation de structures tourbillonnaires qui seront advect s vers l'aval. Au cours de leurs déplacements, elles vont s'apparier les unes avec les autres.

En se référant aux iso-contours de ψ dans le domaine de calcul, on peut observer que ce champ est tout à fait régulier et ne montre pas de larges perturbations à la section de sortie.

La figure 8, montre l'évolution temporelle du champ de vorticité pour un nombre de Reynolds constant égal à 600. Les tourbillons ainsi formés, suivent l'écoulement en s'approchant de la paroi. En effet cette structure tourbillonnaire adhère à la paroi et permet la création d'autres tourbillons qui se déplacent puis ils seront évacués du domaine de calcul. Ce phénomène est parfois perturbé par des tourbillons qui tournent l'un autour de l'autre et qui forme de plus grosses structures qui se dispersent au cours du temps.

L'apparition de structures tourbillonnaires, instabilité de Kelvin-Helmholtz, dans les couches de mélanges form es conduit à l'oscillation de la nappe tourbillonnaire puis à son enroulement et finalement à la formation de vortex.

4. CONCLUSION

On a étudié numériquement un écoulement de type jet de paroi à des nombres de Reynolds modérés. La discussion a porté essentiellement sur l'effet de viscosité qui est capable d'affecter directement le comportement du jet. Les modifications induites par le comportement instationnaire et l'évacuation de la majorité des tourbillons par la section de sortie sont observ es. L'instabilité

primaire apparaît à cause d'une incompatibilité entre les conditions initiales et les conditions aux limites. Elle s'amplifie à cause de la nature particulièrement sensible de l'écoulement et donne naissance aux premières structures tourbillonnaires.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. P. M Sforza & G. Herbst, 1970, A study of three-dimensional incompressible turbulent Wall jets. J.A.I.A.A., vol. 8, pp.276-283.
2. M. B Glauert, 1956, The Wall jet. J. Fluid Mech, vol. 1p. 625.
3. J. Chorin, 1973, Numerical study of slightly viscous flow. J. Fluid Mech, vol. 57, pp. 785-796.
4. J. P. Christiansen, 1973, Numerical simulation of hydrodynamics per the method of point vortices. J. Comp. Phys., vol. 13, pp. 363-379.
5. M. A. Knani, A. Giovannini, H. C. Boisson et T. Lili, Etude numérique de la zone proche d'un jet bidimensionnel plan issu d'un canal à nombre de Reynolds modéré. 16^{ème} Congrès Français de Mécanique. Nice, 1-5 Septembre, 2003.
6. T. Beale & A. Majda, 1981, Rates of convergence for viscous splitting of the Navier-Stokes equations. Math. Comp, vol. 37, pp. 243-259.
7. F. Ghoniem, 1985, Computational methods in turbulent reacting flow. 17th AMS/SIAM Summer Seminar on Reacting Flows, Cornell University, Ithaca, pp.1-67.
8. B. Palvadeau, J. Moureh et H. Boisson, Numerical simulation of a droplet loaded turbulent wall jet. Eurothem Siminar 77 – Heat and Mass Transfert in Food Prosscing. Parma, Italy, June 20-22, 2005.

FIGURES

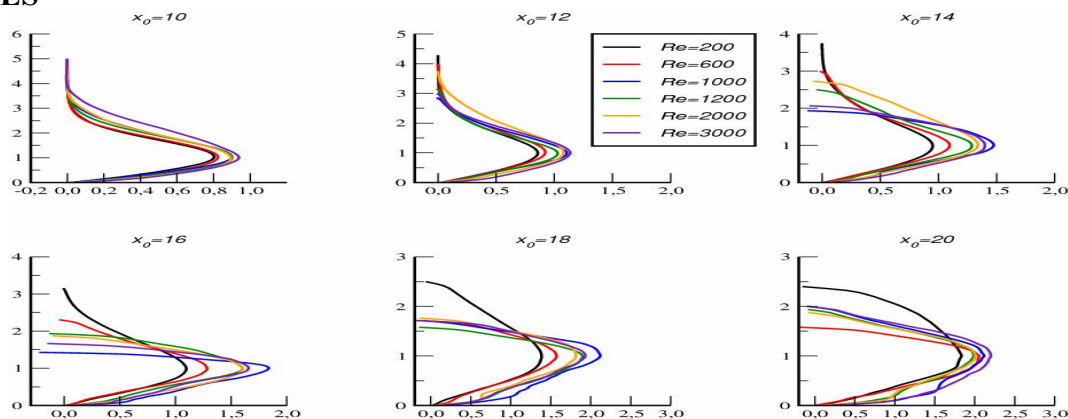


Figure 2. Composantes longitudinales de la vitesse pour différents nombres de Reynolds et à différentes stations. $\Delta t = 0.1$ et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.

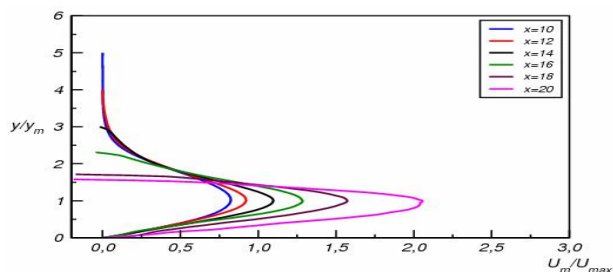


Figure 3. Composantes longitudinales de la vitesse pour différentes stations. $Re = 600$, $\Delta t = 0.1$ et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.

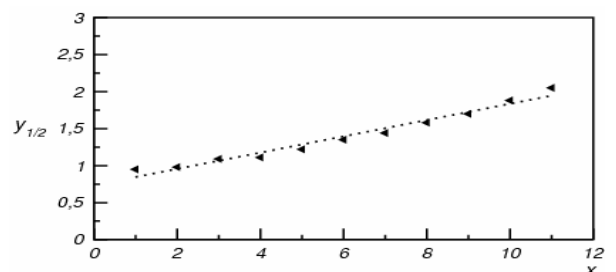


Figure 4. Développement de la largeur caractéristique du jet. $Re = 600$, $\Delta t = 0.1$ et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.

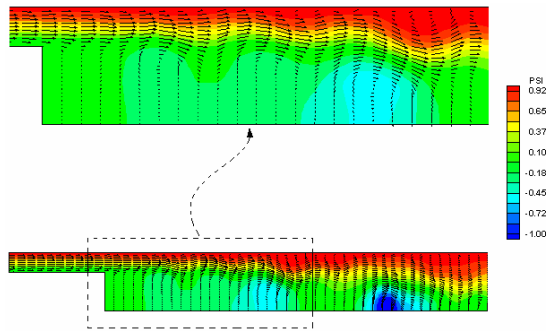


Figure 5. Champs de la fonction de courant ψ et de vitesse. $t=200$, $Re = 600$, $\Delta t = 0.1$, maillage 600×60 et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.

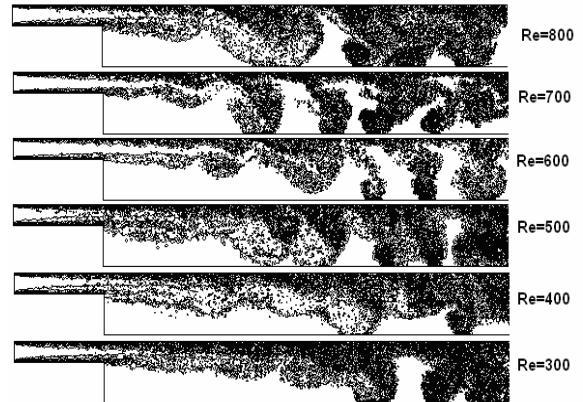


Figure 6. Evolution de champ de vorticité ω pour six nombres de Reynolds. $t=200$, $\Delta t = 0.1$, maillage 600×60 et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.

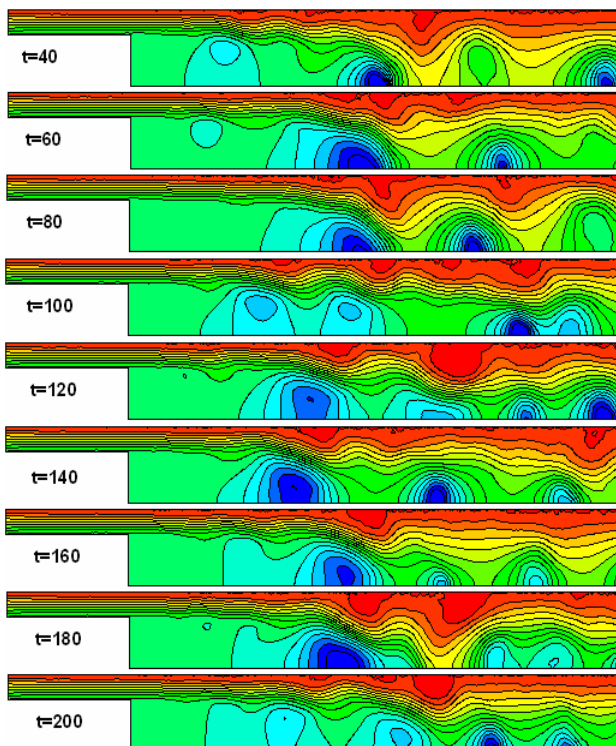


Figure 7. Lignes de courant ψ pour neuf pas de temps. $Re = 600$, $\Delta t = 0.1$, maillage 600×60 et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.

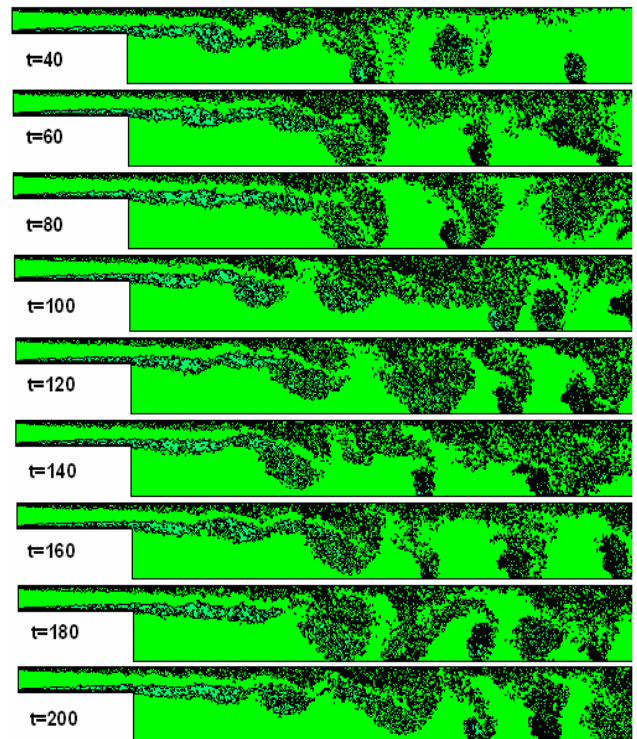


Figure 8. Evolution de champ de vorticité ω pour neuf pas de temps. $Re = 600$, $\Delta t = 0.1$, maillage 600×60 et $\Gamma_0 = 10^{-3}$.