Sciences & Technologie **A** – **N°26**, Décembre. (2007), pp. 9-16

ETUDE NUMERIQUE DE L'ECOULEMENT INSTATIONNAIRE ET DU TRANSFERT DE CHALEUR AUTOUR D'UNE CONDUITE DE SECTION CARREE DANS UN CANAL

Reçu le 18/03/2006 – Accepté le 11/09/2007

Résumé

Une étude numérique de la convection forcée laminaire permanent et instationnaire dans un canal en présence d'un cylindre à section carrée est présentée. Les calculs sont effectués pour le cas de l'air (Pr=0.71) et pour un rapport de blocage d/H=0.1. Les champs dynamique et thermique sont obtenus pour trois valeurs du nombre de Reynolds (50, 100 et 200) et pour trois angles d'orientation du cylindre (0, 20 et 45°). Une analyse de l'écoulement et de la température ainsi que le calcul du nombre de Nusselt sont réalisée afin de prédire le modèle d'écoulement et le transfert de chaleur en régime permanent et en régime instationnaire. Les valeurs critiques du nombre de Reynolds pour le passage entre ces deux régimes d'écoulement sont également obtenues.

Mots clés: convection forcée, barreau cylindrique, écoulement instationnaire, champs dynamique et thermique.

Abstract

A numerical study of laminar steady and unsteady forced convection in a duct containing a squared cylinder is presented. The calculations are performed for air (Pr=0.71) and for for a blockage ratio H/d=0.1. both dynamic and thermal fields are obtained for three values of the Reynolds number (50, 10 and 200) and for three cylinder orientation angles (0, 20 and 45 °). Analysis of the flow and temperature filds and the determination of Nusselt number is done in order to predict the flow model and heat transfer in the laminar and transient regimes. Critical values of the Reynolds number for the transition beween these two regimes are also obtained.

Keywords: forced convection, squred cylinder, unsteady flow, dynmic and thermal fields.

A. KORICHI *
L. OUFER b **

* Institut des Sciences et de la Technolgie, Centre Universitaire de Médéa, Médéa, Algérie

** Laboratoire des Phénomènes de Transferts, USTHB, Alger, Algérie

ملخص

دراسة رقمية لانتقال الحرارة القسرية الصفائحية في قناة بوجود قضيب ذو قطع مربع، عرضت في هذه المقالة.أجريت الحسابات في حالة الهواء (Pr=0.71) و نسبة انسداد تقدر ب 0.1. فقد تم الحصول على تفاصيل التدفق والحقل الحراري من أجل ثلاث قيم لرقم رينولدس 50، 100 و 200. بالنسبة لتأثير وضع القضيب، ثلاث قيم لزاوية التوجه جربت 0°، 20° و 45°. تحليل حقل التيار و درجة الحرارة و كذلك تعيين رقم نوسالت أنجزت لأجل التنبؤ بنموذج الانسياب و انتقال الحرارة في النظامين المستقر و المتغير. كذلك القيمة الحرجة لرقم رينولدس للمرور من النظام المستقر وإلى المتغير وجدت.

الكلمات المفتاحيـــة: الحرارة القسرية الصفائحية، قضيب ذو قطع مربع، حقل التدفق و الحرارة.

L'étude des écoulements autour de divers objets perturbateurs a retenu une considérable attention ces dernières décennies. Cette attention particulière est dictée par les multiples applications dans le domaine de la technologie, en particulier, celles ayant trait aux échangeurs compacts, aux chambres de combustion et au refroidissement des différents et autres composants électroniques.

L'écoulement autour d'un cylindre à section carrée figure parmi les géométries les plus complexes à étudier. En effet, la présence d'un tel élément perturbateur complique considérablement la structure de l'écoulement et donne naissance à des phénomènes instationnaires à faible nombre de Reynolds. A cet effet, de nombreux travaux tant numériques qu'expérimentaux, ont été consacrés à l'étude des écoulements isothermes ou avec échange de chaleur autour de barreaux cylindriques.

Valencia et al. [1], ont employé une simulation numérique pour explorer l'écoulement et le transfert de chaleur autour des barres cylindriques montées périodiquement dans un canal. Leurs résultats révèlent l'existence d'une structure complexe due à l'instabilité du régime d'écoulement induisant des oscillations automotrices. Dans une autre étude, Valencia and Kid [2], ont analysé les champs dynamique et thermique d'un écoulement turbulent instationnaire en présence des barres cylindriques montées périodiquement en position transversale à l'écoulement. L'étude a montré qu'un complexe vortex très complexe se développe entre les barres. Par ailleurs, l'étude a aussi montré que la chute de pression et le transfert de chaleur sont étroitement liés à la distance inter-barres.

Sohankar et al. [3] ont effectué des calculs numériques pour l'étude d'un écoulement isotherme autour d'une barre cylindrique dans la gamme du nombre de Reynolds allant de 45 à 200 et ce, pour différents angles d'incidence. Dans cette étude, une analyse détaillée des instabilités, de l'effet du maillage, des conditions de sortie et de l'exploration des valeurs de Reynolds critiques est présentée. Turki et al. [4] ont analysé numériquement l'écoulement et le transfert de chaleur en régime de convection mixte dans un canal en présence d'une barre cylindrique et ce, pour des valeurs du nombre de Richardson du nombre de Reynolds variant de 0 à 0.1 et de 62 à 200, respectivement. L'effet du rapport de blocage a été aussi étudié par les auteurs. Les résultats ont notamment montré que l'écoulement devient instable à partir d'une valeur critique de du nombre de Richardson égale à 0.13. Une étude plus récente par Saha et al., 2003 [5] a montré que dans le cas d'un écoulement autour d'un cylindre à section carrée, la transition de 2D à 3D a lieu pour des valeurs du nombre de Reynolds variant de 150 à 175.

Dans le présent travail, on s'intéresse à l'étude d'un écoulement en présence d'un cylindre à section carrée incliné d'un angle α (varié de 0-45°) et placé transversalement au sens de l'écoulement. La température de la surface du cylindre est supposée égale à Tp, supérieure à la température ambiante. Le but assigné à cette étude est la compréhension et l'exploration de la structure des champs dynamique et thermique ainsi que la quantification des transferts de chaleur entre la surface du cylindre et le fluide.

FORMULATIONON

La configuration géométrique ainsi que les dimensions du domaine étudié sont représentées sur la figure 1. L'écoulement est supposé laminaire, incompressible et dans deux dimensions (x, y). Le fluide est visqueux et Newtonien. L'effet de la gravitation est négligé. Les propriétés thermophysiques du fluide sont considérées constantes dans la gamme des conditions d'étude. En tentant compte de ces hypothèses, les équations de conservation régissant le phénomène, sous leurs formes adimensionnelles, sont comme suit :

Conservation de masse :

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

Equation de quantité de moment selon x

$$\frac{\partial u}{\partial \tau}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \qquad (2)$$

Equation de quantité de moment selon x

$$\frac{\partial v}{\partial \tau}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \qquad (3)$$

Equation d'énergie:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau}+u\frac{\partial \theta}{\partial x}+v\frac{\partial \theta}{\partial y}=\frac{1}{Pe}\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}\right) \qquad (4)$$

avec les variables adimensionnelles définies comme suit:

$$u=\frac{u^*}{u_{0m}}\ ,\ v=\frac{v^*}{u_{m0}}\ ,\ x=\frac{x^*}{D}\ ,\ y=\frac{y^*}{D}\ ,\ \tau=tu_{0m}/D$$

$$p=\frac{p^*}{\rho u_{0m}^{\ 2}}\ ,\quad \theta=\frac{T-T_0}{T_p-T_0}\ ;\quad \mathrm{Re}=\frac{\rho u_{0m}D}{\mu}\ ;$$

$$Pe=\frac{1}{Re.\mathrm{Pr}}\ \text{ et }\ \alpha=\frac{k}{\rho Cp} \qquad (5)$$

où u^*, v^* sont les composantes de la vitesse, p^* la pression, T la température, d la projection verticale de la section du cylindre, T_0 et T_p sont la température à l'entré et à la surface du cylindre respectivement, u_{0m} est la vitesse moyenne à l'entrée. Avec les propriétés thermophysiques du fluides qui sont k, ρ, μ, α et C_p, respectivement, la conductivité thermique, la masse volumique, la viscosité dynamique, la diffusibilité thermique et la chaleur spécifique, à pression constante, du fluide.

Conditions aux limites:

A l'entrée du canal :

$$u = u_0(y) = 6y(1-y)\ ,\ v=0,\ \theta = 0$$

A la sortie du canal :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0\ ,\ v=0,\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

Aux parois du canal :

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0\ ,\ u = v = 0\,.$$

A la surface du cylindre :

$$u = v = 0 \text{ et } \theta = 1\,.$$

A t=0, $\theta = 1$ et $u = v = 0$.

1. RESOLUTION NUMERIQUE

Le système d'équations aux dérivées partielles Eq. (1-4) associé aux conditions aux limites est résolu numériquement par la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLER proposé par Patankar [6] est utilisé pour la solution séquentielle du système d'équations de discrétisation. La discrétisation temporelle est assurée par un schéma implicite de deuxième ordre. Pour la discrétisation spatiale, un schéma QUICK (troisième ordre) est utilisé pour les termes convectifs et un schéma centré de dixième ordre l'est pour les termes diffusifs. Le calcul est poursuivi, de façon à ce que les grandeurs recherchées deviennent invariables dans le temps ou à obtenir un régime oscillatoire périodique. Le calcul est jugé convergent si l'écart relatif entre deux itérations successives est inférieur à 10^{-6} pour toutes les grandeurs (U, V et θ). Le pas de temps est initialement pris à 10^{-4}, puis augmenté progressivement dans la limite de convergence du calcul et ce en fonction du cas étudié. La validation du code de calcul est assurée par une comparaison avec les résultats de Davis et al. [7]. En termes du nombre de Strouhal, ils sont inférieurs à 1% (tableau 1).

Dans le but d'assurer l'indépendance des résultats vis-à-vis du maillage, différents maillages ont été testés, à savoir 150×40, 240×60, 320×82 et 400×120. Pour un maillage supérieur à 320×82, l'écart enregistré sur le nombre de Strouhal est inférieur à 3%, mais nécessitant un temps de calcul largement supérieure. A titre indicatif, pour un maillage de 320×82, l'obtention du régime périodique pour *Re*=200 prend plus de 50h de calcul sur un PC Pentium IV. Le choix s'est donc porté sur un maillage structuré non uniforme de 320×82 avec un raffinement prés des parois et ce afin de capter les forts gradients de température et de vitesse. Les longueurs d'entrée et de sortie sont choisies suffisamment grandes pour avoir un régime établi à l'entrée et des gradients axiaux de vitesses et température nuls à la sortie. Dans cette optique, le calcul est effectué pour plusieurs longueurs. Les résultats en terme du nombre de *Nusselt*, pour L_s=30 et L_s=20 à Re=200 sont présentés sur la Figure 2. D'après cette figure, une lègère déviation, dont le maximum ne dépasse par les 4%, est enregistré au niveau du détachement de l'écoulment, prés des arêtes arrières des faces horizontales (faces B et D). D'autres longeurs ont été testées mais les résultats n'ont pas été présentés pour raison de brieveté. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux présentés par Sohankar et al. [3] et Saha et al. [5] et verifiés expérimentalement par Tatsutani et al [8].

2. RESULTAS

Les calculs ont été effectués pour l'air (Pr=0.71) et pour une hauteur du canal H=10. La longueur d'entrée L_e=10 et celle de sortie L_s=20, ce qui correspond à une longueur totale du canal de 31. Les valeurs du nombre du *Reynolds* sont de 50, 100 et 200 et l'angle d'orientation est pris égale à 0°, 20° et 45°.

L'analyse des résultats obtenus pour la gamme de *Reynolds* étudiée montre que l'écoulement est stable pour *Re* inférieur à une certaine valeur dite critique notée Re_{cr}. La Figure 3a. représente les lignes de courants pour *Re*=50. On constate d'après cette figure, que l'écoulement est parfaitement symétrique par rapport à l'axe horizontal du cylindre. En effet, l'impact de l'écoulement sur la face frontale du cylindre provoque une séparation de l'écoulement vers les deux cotés supérieur et inférieur du cylindre. La séparation a lieu exactement au milieu de la face A du cylindre. Le développement de la couche limite dynamique est identique le long des deux faces B et D. Un détachement de l'écoulement est observé au niveaux des deux arêtes, à la limite des faces, en aval du cylindre. Une zone de recirculation composée de deux vortex, est formée juste en aval du cylindre. Ces vortex, symétrique de sens de rotation opposés, sont provoqués par la dépression qui règne dans cette zone. Le réattachement de l'écoulement est obtenue un peu plus loin, sur le même axe de symétrie. En régime permanent, la longueur de cette zone est proportionnelle au nombre du *Reynolds*. Par conséquent, pour la même valeur (i.e. Re=50), on remarque que les contours de température sont parfaitement symétriques et stables dans le temps (Figure 3b). Ils sont allongés dans le sens de l'écoulement et plus aplatis dans la zone de recirculation. Les isothermes sont plus serrées prés de la face frontale, d'où un échange maximal de chaleur. Ces contours présentent une concavité au niveau de la ligne de séparation des deux vortex, et reprennent leur forme parabolique allongée juste après la limite des vortex.

Pour des valeurs de $Re>Re_{cr}$, l'écoulement perd sa stabilité. La symétrie obtenue auparavant disparaît et le régime devient variable dans le temps. Une série de calcul est effectuée dans le but de localiser la limite du régime permanent et ce en augmentant Re progressivement à partir de 50. Cependant, la détermination avec précision de la valeur du nombre de *Reynolds* critique nécessite l'emploie d'une méthode plus appropriée, telle que l'analyse de la stabilité. Les différents essais ont permis de conclure que la valeur critique est située autour de 60. L'instabilité développée donne naissance à la formation d'une onde, formée par les oscillations de l'écoulement derrière le cylindre. Cette onde se propage dans le sens de l'écoulement en perdant de son amplitude à mesure qu'elle s'éloigne du cylindre. Afin de vérifier l'évolution temporelle de l'écoulement, il a été opté pour le suivi de la convergence du coefficient de portance (C_L), caractérisé par son hypersensibilité à la présence des tourbillons. L'évolution temporelle du coefficient C_L (Figure 4) montre qu'une fois l'écoulement est entièrement développé, l'allure devient périodique. Une analyse en transformée de Fourier rapide (FFT) de l'historique du C_L, montre que la fréquence d'oscillation est de 0,177 (Figure 5), ce qui correspond à une période adimensionnelle d'oscillation de 5,649.

Pour mieux illustrer la structure périodique de l'écoulement, les lignes de courant instantanées obtenues pendant une période d'oscillations, sont représentées sur la Figure 6. On constate que la couche limite n'est identique le long des eux faces horizontales, elle est affectée par le mouvement oscillatoire produit derrière le cylindre. Dans la zone situé juste en aval du cylindre, on remarque la formation périodique d'un seul vortex qui est généré alternativement à coté des arrêtes supérieure et inférieure du cylindre. Initialement, un premier vortex est formé dans la zone de sillage située derrière le cylindre vers son coté inférieur (Figure 6a). Après cela, ce vortex se déplace vers l'arrière dans le sens de l'écoulement, en perdant de sa magnitude et de sa largeur et disparaît en rencontrant l'écoulement principal (Figure 6b). Une fois le premier vortex disparu, un second est formé dans la zone du sillage située vers le haut du cylindre (Figure 6c). Ce vortex se propage à son tour vers l'arrière et disparaît en rencontrant l'écoulement principal (Figure 6d). Par la suite, on assiste à un cycle d'oscillations de l'écoulement (Figure 6e). Ce phénomène conduit à la formation d'une onde dite de "Bénard-Von Karman" qui se propage derrière le cylindre.

Les contours de température obtenus pendant un cycle complet sont représentés sur la Figure 7. D'après cette figure, on remarque que les isothermes sont toujours plus serrées (fort gradient) au voisinage de a face frontale du cylindre. Le long des faces horizontales l'épaisseur de la couche limite thermique est plus mince dans le cas du régime stationnaire. Vers l'arrière du cylindre. Les contours des isothermes sont moins allongés vers l'arrière et elles sont fortement affectées par les oscillations des tourbillons alternés. Les zones de vortex sont toujours plus chaudes par rapport aux zones avoisinantes, elles transportent du fluide chaud et propagent sous forme de panache oscillatoire. Plus loin derrière le cylindre, la chaleur se disperse par convection et par diffusion et le fluide devient quasi isotherme, d'où la disparition des contours de température. Il est important de noter que pour raison de clarté, seule la partie proche du cylindre est représentée sur cette figure, d'où la présence de cellule chaudes aux extrémités des images (le domaine de calcul s'étend à une longueur de 31)

La Figure 8 montre l'évolution du nombre de *Nusselt* local moyenné par rapport au temps pour trois valeurs du nombre de *Reynolds* (50, 100 et 200) et pour $\alpha = 0$. D'après cette figure, il apparaît que le nombre de *Nusselt* est maximum sur la face frontale du cylindre, ce qui confirme un échange maximal le long de cette face. Par ailleurs, il a été aussi remarqué que le long de cette face, le profil de *Nu* est pratiquement parabolique avec un axe de symétrie au milieu de la face qui correspond au minimum local. En effet, bien que ce point situé en amont il bénéficie l'air frais, il constitue un point d'arrêt, comme le montre le champ du vecteur vitesse représenté sur la Figure 9. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Bhattacharyya S. and S. Mahapatra [9] Pour les faces latérales du cylindre (faces supérieure et inférieure), les profils correspondant du nombre de *Nusselt*, semblent identiques avec un maximum au début de la face suivi d'une décroissance le long de cette dernière. Cependant, une légère augmentation de *Nu* apparaît à la fin de ces deux faces. Enfin, et comme il fallait s'y attendre, le nombre de *Nusselt* est faible le long de la face arrière du cylindre, ce qui correspond au sillage (détachement de l'écoulement) où règne une recirculation du fluide qui balaye la surface du cylindre à faible vitesse. Pour *Re*=200, l'oscillation plus intense de l'écoulement contribue à l'amélioration du transfert le long cette dernière face. Loin de la surface du cylindre, la température du fluide est atténuée en se mélangeant avec l'écoulement. L'augmentation du nombre de *Reynolds*, quant à lui, va dans le sens de l'accroissement du transfert. Les tourbillons alternés générés derrière le cylindre contribuent à l'accroissement des transferts, particulièrement le long de la face droite.

Les études traitants l'écoulement autour d'un cylindre avec incidence sont peu nombreuses. A notre connaissance, seule l'étude de Sohankar et al. [3] s'intéresse uniquement à l'écoulement sans transfert de chaleur. Les Figure 10 et 11 représentent les champs dynamique et thermique instantanés, pour un angle de 20° et 40° et pour un nombre de Reynolds de 200. Pour α=20° (Fig. 10), le point d'arrêt qui marque la séparation de l'écoulement est situé le long de la face D, prés de l'arête supérieure. De plus, l'écoulement est quasi parallèle à la face A et le détachement de l'écoulement a eu lieu à la fin de ces deux faces. En aval du cylindre, les vortex sont localisés prés des faces B et C. Les contours des isothermes sont denses le long des faces A et B alors qu'ils sont agités en fonction du mouvement oscillatoire des vortex, en aval du cylindre. Pour un angle de 45° (Fig. 11), l'écoulement est symétrique le long des faces A et B, le point d'arrêt est localisé au niveau de l'arête entre les deux faces. Dans la zone de sillage, les deux vortex se détachent en alternance aux niveaux des premières arêtes des faces B et C. Par conséquent les isothermes sont symétriques le long des faces A et D, par rapport au cas de α=20°, les isothermes sont plus denses au niveau de l'arrête arrière à cause du réattachement partiel de l'écoulement. Globalement l'effet de l'angle d'inclinaison sur l'écoulement est illustré par le nombre de *Strouhal* (fréquence normalisée) récapitulé sur le tableau 2. On remarque que le nombre de *Strouhal* augmente avec le nombre de Reynolds et l'angle d'incidence

Enfin, les résultats concernant l'effet de l'angle d'incidence sur la quantification du transfert de chaleur sont reportés sur la figure 12. Sur cette figure, l'évolution de la moyenne temporelle du nombre de *Nusselt* local le long du périmètre du cylindre est représentée pour trois valeurs de l'angle α, à savoir 0, 20 et 40° et pour *Re*=200. L'observation de ce graphe permet de faire un certain nombre de remarques. Concernant la face frontale du cylindre, il est clair que le nombre de *Nusselt* décroît avec l'augmentation de α. Par contre, le phénomène inverse semble se produire pour ce qui est de la face supérieure dans le sens où, *Nu* augmente avec l'angle d'inclinaison. Pour α=0, l'écoulement au voisinage de la face frontale est similaire à l'impact d'un jet sur un plaque, ce qui justifie un transfert maximal le long de cette face. En ce qui concerne la face supérieure (face D), elle est d'autant plus exposée à l'écoulement à mesure qu α augmente. Dans de nombreuses applications application d'ingénierie le but n'est pas seulement d'obtenir un *Nusselt* maximum mais aussi d'éviter l'élévation excessive de la température en un certain point au sein du cylindre dans le cas d'une génération volumique interne de la chaleur. Pour un angle d'incidence α=45°, il est noté que le transfert de chaleur est comparable entre les quatre faces, ce qui conduit à un refroidissement équilibré de ces derniers. Enfin, il y a lieu de remarquer qu'entre les faces supérieure et inférieure, l'effet de α sur le nombre de *Nusselt* semble s'inverser entre 20 et 45°.

CONCLUSION

Dans ce travail, est présentée une étude de l'écoulement et du transfert par convection forcée dans un canal dans lequel un cylindre à section carrée est placé transversalement au sens de l'écoulement. Deux paramètres ont été » testés à savoir, le nombre de *Nusselt* et l'angle d'orientation du cylindre par rapport au sens de l'écoulement du fluide (Air). L'étude a permis de conclure que l'écoulement permanent et stable est obtenu pour $Re<Re_{cr.}$ Pour de grandes valeurs de *Re*, l'écoulement devient instationnaire transitoire et donne naissance à des tourbillons alternés développés en aval du cylindre. Ce phénomène conduit à la formation d'une onde dite de «Bénard - Von Karman » qui se propage derrière le cylindre. Les tourbillons alternés contribuent à l'accroissement du transfert de chaleur, notamment le long de la face arrière du cylindre. La valeur du nombre de *Reynolds* critique ne dépend que du rapport de blocage d/H. Pour le cas étudié (d/H=0.1), cette valeur se situe autour de 60. il a été en outré observe que le transfert de chaleur est maximal le long de la face frontale et faible le long de la face arrière située dans la zone du sillage pour α=0°. Pour α=45° (valeur maximale), l'écart sur le nombre de *Nusselt* se réduit entre les quatre faces. Enfin, le nombre de *Nusselt* enregistre une augmentation notable lorsque le nombre de *Reynolds* augmente dans l'intervalle 50-200.

Nomenclature :

A	coté du cylindre, (m)
C_L	coefficient de portance ($= F_P / (\frac{1}{2}\rho u_{0m}^2 d)$)
d	projection verticale de la section du cylindre, (m)
f	fréquence d'oscillation adimensionnelle.
F_p	force de portance, (N/m)
H	hauteur adimensionnelle du canal ($= h/d$)
h	hauteur du canal , (m)
K	conductivité thermique, ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
l_d	longueur de sortie, (m)
l_e	longueur d'entrée, (m)
L_e	longueur d'entrée adimensionnelle.
L_d	longueur de sortie adimensionnelle
n	normale à la surface du cylindre.
Nu_x	nombre de *Nusselt* local ($= -\frac{\partial \theta}{\partial n} \big|_{surface}$)
$\overline{Nu_x}$	moyenne temporelle du nombre de *Nusselt*

($\overline{Nu_x} = \frac{1}{\tau_p}\int_0^{\tau_p} Nu_x \, d\tau$)

P	pression adimensionnelle, ($= p^* / \rho u_{0m}^2$).
p^*	Pression, (Pa).
Pe	nombre de *Peclet* .
Pr	nombre de *Prandtl*.
Re	nombre de *Reynolds*.
St	nombre de Strouhal, ($f.u_{0m} / d$)
T	température, (K).
t	temps, (s)
u, v	composantes adimensionnelles de la vitesse,

($= \frac{u}{u_{0m}}, = \frac{v}{u_{0m}}$.)

u^*, v^*	Composantes de vitesse, ($m.s^{-1}$).
x, y	Coordonnées adimensionnelles

($= x^*/d, = y^*/d$).

x^*, y^*	Coordonnées, (m).

Lettres grecques :

α	angle d'orientation
θ	Température adimensionnelle ($= \frac{T - T_0}{T_p - T_0}$).
ρ	masse volumique, ($kg.m^{-3}$).
ν	viscosité cinématique, ($m^2.s^{-1}$).
τ	temps adimensionnel.
τ_p	période adimentionelle

indices / Exposants :

m	valeur moyenne.
p	paroi.
0	entrée.
c_r	valeur critique.

RÉFÉRENCES

Patankar, S. V. (1980), *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, New York.

Saha, A. K., G. Biswas and K. Muralidhar (2003), Thee-Dimensional study of flow past a square cylinder at low *Reynolds* number, *Heat and fluid flow*, **24** , pp. 54-66.

Sohankar, A., C. Norberg and L. Davidson (1998), Low *Reynolds* number flow around a square cylinder at incidence: study of blockage, onset vortex shedding and outlet boundary condition, *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, **26**, pp.39-56.

Turki, S., H. Abbasi and S. Ben Nasrallah (2003) Two-Dimensional laminar flow and heat transfer in a channel with built-in heated square cylinder, *IJTS*, **24,** pp.

Valencia, A. and M. Kid (2002), Turbulent unsteady flow and heat transfer in channels with periodically mounted square bars, Int. J. Heat and Mass Transfer, **45**, pp. 1661-1673.

Valencia, A., J. S. Martin and R. Gomaz (2001), Numerical study of the unsteady flow and heat transfer in channels with periodically mounted square bars, *Heat & Mass Transfer*, **37**, pp. 265-270.

Davis, R.W., E. F. Moore, and L. P. Purtell (1984), A numerical-experimental study of confined flow around rectangular cylinders, Physics of Fluids, **27**, pp. 46-59.

Tatsutani, K, R. Devarakonda, and J. A. C. Humphrey, (1993), Unsteady flow and heat transfer for cylinder pairs in a channel, Int. J. Heat and Mass Transfer, **36**, pp. 3311-3328.

Bhattacharyya S. and S. Mahapatra, Vortex shedding around a heated square cylinder under the influence of the buoyancy, Heat and Mass Transfer, **41** (2005), pp. 824-833.