



Etude numérique des transferts thermiques autour d'un cylindre carré oscillant suivant différentes directions

Youssef Derouich, Jalloul Balti et Ali Hatem Laatar

LETTM – Département de Physique, Faculté des Sciences de Tunis,
Faculté des sciences de Bizerte, Département de physique 7021- Zarzouna- Tunisie

derouich.youssef19@gmail.com
jalloul.balti@gmail.com
ahlaatar@gmail.com

Résumé : Ce travail présente une étude numérique d'écoulement laminaire de convection mixte d'air dans un canal horizontal en présence d'un cylindre à section carrée oscillant suivant différentes directions. La méthode des volumes finis a été utilisée pour la discrétisation spatiale des équations de l'écoulement, alors que la discrétisation temporelle a été faite par un schéma de type Adams-Bashforth d'ordre deux. Une validation de notre code a été réalisée en comparant nos résultats avec ceux de la littérature. L'effet de l'oscillation du cylindre sur la structure de l'écoulement est réalisé. Nous avons effectué une étude paramétrique pour déterminer l'effet du rapport de blocage, du nombre de Reynolds Re , de la fréquence et l'amplitude d'oscillation sur l'amélioration des transferts thermiques. Cette étude montre que l'augmentation de ces paramètres intensifie les échappements tourbillonnaires ce qui améliore les échanges thermiques entre le cylindre et le fluide. Nous constatons de plus que les taux d'échanges thermiques s'améliorent lorsque l'angle d'oscillation tend vers $\pi/2$.

Mots clés : cylindre carré oscillant, nombre de Nusselt, échappements tourbillonnaires, nombre de Reynolds, échanges thermiques.

1. Introduction

L'écoulement autour d'un obstacle mobile est un phénomène rencontré fréquemment dans de nombreux systèmes technologiques comme: les composants électroniques, les aubes de turbines, les cœurs de réacteurs nucléaires et les plates-formes pétrolières. Beaucoup de travaux, numériques et expérimentaux ont été consacrés à l'étude des écoulements autour d'un cylindre carré oscillant.

L'écoulement autour d'un cylindre met en évidence l'apparition des lâchés tourbillonnaires de Von Karman à partir d'un $Re_c=60$. Cette valeur a été trouvée par Breuer et al. [1] et al. ainsi que par Korichi et L. Oufar [2]. À cause de la mobilité des frontières, le problème du cylindre oscillant est plus difficile à modéliser. Wu-shung-fu et Bao-Hong[3] ont étudié numériquement l'effet d'un cylindre oscillant verticalement sur les caractéristiques du transfert de chaleur par convection mixte dans un canal horizontal à paroi adiabatique. Ils ont noté que l'augmentation de la vitesse d'oscillation et du nombre de Reynolds (Re) entraîne une augmentation du nombre de Nusselt. Suh-Jenq Yang et al. [4] ont examiné numériquement les caractéristiques de l'écoulement transversal autour d'un cylindre oscillant de section rectangulaire. Les résultats indiquent que les tourbillons détachés sont entraînés par le mouvement du cylindre avec une fréquence évoluant progressivement vers la fréquence du cylindre oscillant. Shung et Tonc [5] ont fait une simulation numérique de la convection forcée, en étudiant l'influence d'un cylindre oscillant verticalement sur le refroidissement d'une série de blocs dans un canal horizontal. Les résultats montrent que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et s'améliore remarquablement pour des oscillations importantes du cylindre. Floriot et Hornoy [6] ont fait une investigation numérique dans le but d'améliorer la convection naturelle par les oscillations transversales d'une plaque mince et courte placée près d'une source de chaleur rectangulaire. Ils ont montré que l'augmentation de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation améliore l'effet du refroidissement. Ils ont noté aussi que la meilleure position de la plaque d'oscillation est lorsqu'elle est placée juste en amont de la source de

chaleur pour les coefficients examinés. Singh et al [7] ont mené une étude numérique d'un écoulement autour d'un cylindre carré qui oscille verticalement avec une amplitude égale à 0.2 et pour un rapport de blocage $H/d=1/18$. Le champ dynamique est obtenu pour des nombres de Reynolds $Re=100$ et $Re=150$ et pour des fréquences d'oscillation $0.5 \leq fr \leq 3$. Subhankar Sen et al. [8] ont étudiés les vibrations libres d'un cylindre carré à incidence nulle. Ils ont montré que par rapport à un cylindre circulaire lisse vibrant librement avec contour, le cylindre carré avec ses coins pointus et ses points de séparation fixes, présente plusieurs caractéristiques distinctives. De plus, la course maximale d'un cylindre carré pendant le blocage est sensiblement plus petite par rapport à celles obtenues pour un cylindre circulaire. Duclerc et al. [9] se sont intéressés à l'étude numérique de la dynamique d'un fluide réel incompressible initialement au repos, mis en mouvement par les oscillations rectilignes transversales forcées d'un cylindre. Ils ont déterminé l'influence du nombre de Reynolds et du nombre de Keulegan-Carpenter ($KC=10$) sur les forces de traînée et de portance exercées par le fluide sur la structure, en lien avec la dynamique de l'écoulement.

Dans le présent travail, on s'intéresse à l'étude d'un écoulement autour d'un cylindre carré oscillant placé dans un canal horizontal et dont la surface est chauffée à température constante T_0 (figure 1). Le but de cette étude est la compréhension et l'analyse de la structure des champs thermique ainsi que la quantification des transferts de chaleur convective fluide-cylindre.

2. Formulation du problème

Le problème considéré est relatif à un écoulement d'air ($Pr=0.71$), dans un canal horizontal en présence d'un cylindre carré de hauteur h . Le canal est de hauteur $H=10h$ et de longueur $L=30h$. Le domaine est caractérisé par un rapport de blocage $h/H = 0.1$. Le cylindre carré est placé initialement sur l'axe du canal entre les abscisses $X = 8h$ et $X=9h$.

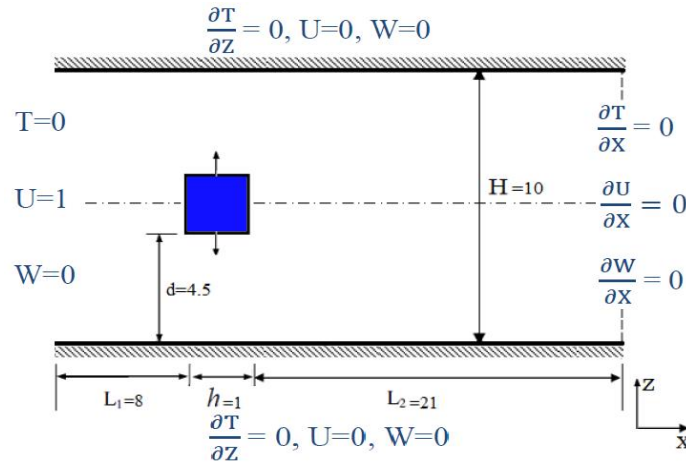


Figure 1: Configuration géométrique étudiée.

2.1. Equations gouvernantes

La configuration géométrique ainsi que les dimensions du domaine étudié sont représentées sur la figure 1. L'écoulement est supposé laminaire, incompressible et bidimensionnel (x,z). Le fluide est visqueux et Newtonien. L'effet de la gravité est négligé. Les propriétés thermo-physiques du fluide sont considérées constantes dans la gamme des conditions d'étude. En tenant compte de ces hypothèses, les équations de conservation adimensionnelles régissant l'écoulement s'écrivent comme suit:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 & (1) \\ \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial^2 X} + \frac{\partial^2 U}{\partial^2 Z} \right) & (2) \\ \frac{\partial W}{\partial \tau} + U \frac{\partial W}{\partial X} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial^2 X} + \frac{\partial^2 W}{\partial^2 Z} \right) + \frac{Gr}{Re^2} T & (3) \\ \frac{\partial T}{\partial \tau} + U \frac{\partial T}{\partial X} + W \frac{\partial T}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial^2 X} + \frac{\partial^2 T}{\partial^2 Z} \right) & (4) \end{cases}$$

avec les variables adimensionnelles définies comme suit :

$$(X, Z) = \frac{(x, z)}{H}, \tau = \frac{t}{H/U_0}, (U, W) = \frac{(u, w)}{U_0}, P = \frac{p - p_0}{\rho U_0^2}, T = \frac{\theta - \theta_0}{\theta_c - \theta_0}$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}, \text{Re} = \frac{U_0 \cdot H}{\nu}, \text{Gr} = \frac{g \beta (\theta_c - \theta_0) H^3}{\nu^2}, \text{Ri} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2}$$

2.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées dans notre problème sont les suivants :

A l'entrée du canal : $U = 1, W = 0, T = 0$

A la sortie du canal : $\frac{\partial U}{\partial X} = 0, \frac{\partial W}{\partial Z} = 0, \frac{\partial T}{\partial X} = 0$

Sur les parois du canal: $U = 0, W = 0, \frac{\partial T}{\partial Z} = 0$

3. Résolution numérique

La méthode des volumes finis a été utilisée pour la discrétisation spatiale des équations de l'écoulement, alors que la discrétisation temporelle a été faite par un schéma de type Adams-Bashforth d'ordre deux. La résolution des équations de Navier-Stokes est réalisée par la méthode de projection.

4. Résultats et discussion

4.1. Validation du code de calcul

Pour vérifier l'exactitude de nos résultats, nous faisons une comparaison avec les résultats numériques disponibles dans la littérature. La Figure 2 montre une comparaison du nombre de Nusselt moyenne temporelle avec les résultats numériques de Turki et al. [10] pour un cylindre carré fixe et pour un rapport de blocage $\beta = 1/4$. Les résultats obtenus suivent la même tendance que ceux de Turki et al. Nous remarquons que le nombre de Nusselt sur la face inférieure a environ trouvé égal à celui de la face supérieure. Leurs valeurs diminuent légèrement avec l'augmentation de Re. La face frontale du cylindre a les valeurs les plus élevées de Nu. Contrairement observé sur la face inférieure, la moyenne temporelle du nombre de Nusselt sur la face frontale et la face derrière le cylindre augmente avec le nombre de Reynolds. Donc, Comme on peut le voir, l'accord entre nos résultats avec Turki et al [10], qui confirme la validation de notre code de calcul.

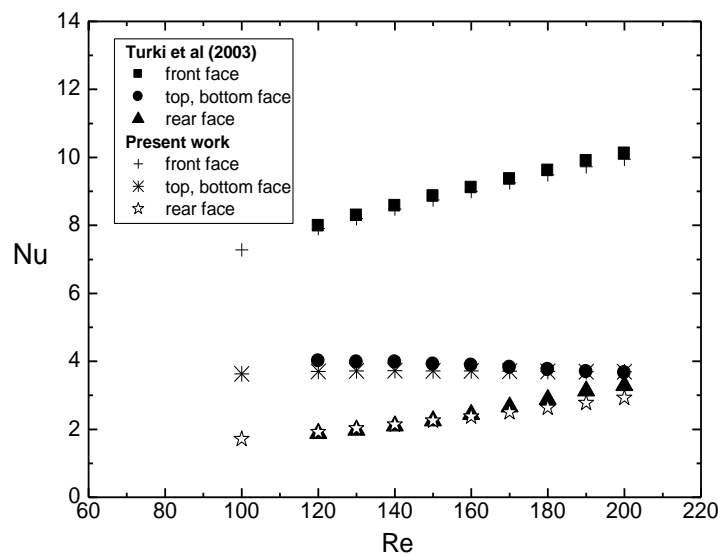


Figure 2: Comparaison du nombre de Nusselt sur les 4 faces du cylindre en fonction du nombre de Reynolds avec ceux de Turki et al. [10]

4.2. Résultats numérique

Nous allons considérer l'écoulement autour d'un cylindre carré placé dans un canal horizontal pour un nombre de Reynolds égal à 100. Le cylindre est mis en mouvement oscillatoire le long de son axe vertical avec une vitesse $V(\tau) = V_m \cos(2\pi\Omega\tau)$ où V_m est la vitesse maximale d'oscillation et Ω est la fréquence adimensionnelle d'oscillation. Initialement à $\tau=0$, le cylindre est au repos. A $\tau>0$, le cylindre commence à osciller verticalement vers le haut. L'écoulement devient sinusoïdal et sa symétrie initiale est brisée. Pour mieux analyser l'évolution de l'échappement tourbillonnaire derrière l'obstacle, nous avons représenté sur la figure 3, les variations des isothermes et des champs de vorticité durant une période d'oscillation du cylindre pour un nombre de Reynolds $Re = 100$ et une amplitude maximale $A_m=1/3$. Lorsque le cylindre oscille verticalement, une série de tourbillons alternés de Von-Karman se détachent de l'obstacle. Ils sont convectés par le fluide dans le sillage. En s'éloignant du cylindre, ces tourbillons perdent leur intensité. De plus, une zone de dépression est créée à la face inférieure de l'obstacle dans la phase de montée et à la face supérieure dans la phase de descente. Un vortex naît au voisinage de la face sous le vent (face arrière du cylindre). Ce vortex prend du volume petit à petit lorsque le cylindre rebrousse chemin qui est bien illustré dans les champs des isothermes. Le cylindre exerce une pression sur ce tourbillon et en lui transmettant sa chaleur. Sur la figure des champs de vorticité, une poche d'air chaud se forme alors à l'intérieur du tourbillon qui finit par se détacher quand le cylindre atteint sa position extrême. Nous remarquons que les poches d'air chaud coïncident avec les tourbillons de Von-karman. Ce processus se répète à chaque alternance.

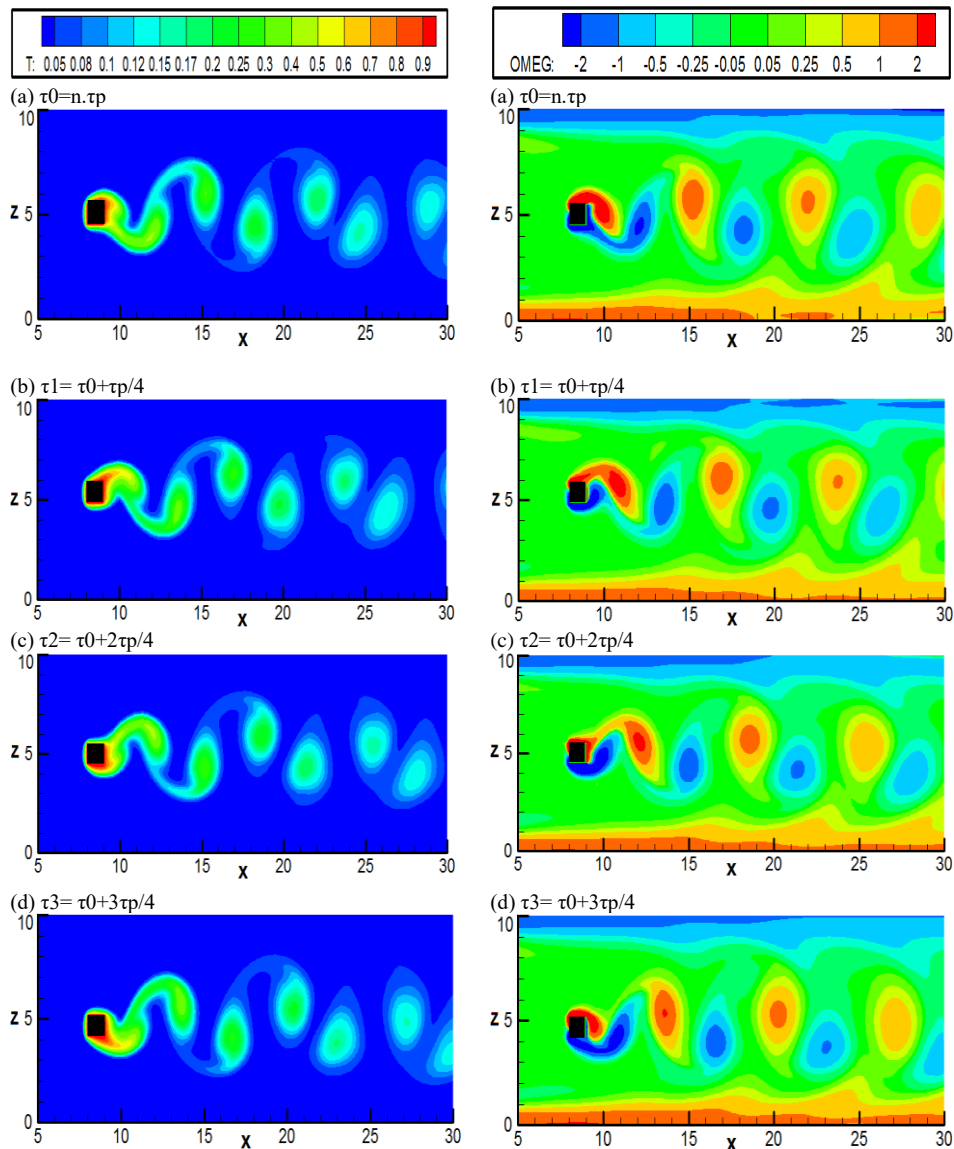


Figure 3: Variations des isothermes et des champs de vorticité durant une période d'oscillation du cylindre pour $Re = 100$, $A_m=1/3$.

4.2.1. Effet de l'angle d'oscillation

Pour évaluer l'effet de l'angle d'oscillation α sur la structure de l'écoulement et les champs de température, nous avons varié α de 0 à $\pi/2$. La figure 4 illustre les variations des isothermes pour différent angle d'oscillation à l'instant $\tau = \tau_0 + \tau_p/4$. Lorsque le cylindre oscille horizontalement $\alpha = 0$ (Figure 4.a), deux vortex symétriques naissent derrière le cylindre. Ces vortex perdent leurs intensités en s'éloignant du cylindre. Ces vortex pleins d'air chaud commencent à se détacher lorsque le cylindre atteint sa position maximale. A u contraire, pour les autres angles d'oscillation ($\alpha = \pi/6, \pi/3$ et $\pi/2$), lorsque le cylindre oscille l'écoulement devient sinusoïdal et sa symétrie initiale est brisée. Une série de tourbillons alternés de Von-Karman se détachent du cylindre. Ces tourbillons se désagrègent dans le sillage derrière l'obstacle. De plus, l'amplitude de l'allé de Von Karman augmente lorsque l'angle d'oscillation tend vers $\pi/2$ ce qui améliore le transfert thermique.

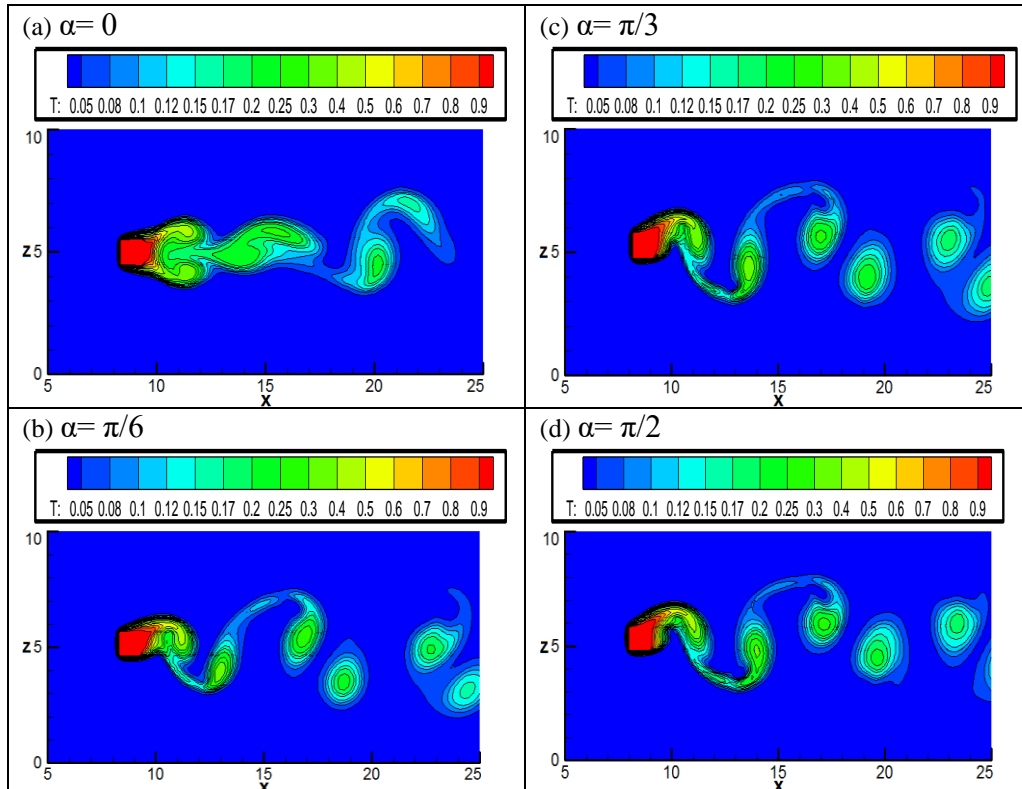


Figure 4: Champs de température à l'instant $\tau = \tau_0 + \tau_p/4$ pour différents angles d'oscillation

Pour mieux analyser l'effet de l'angle d'oscillation sur les échanges thermiques, nous avons représenté sur la figure 5 l'évolution du nombre de Nusselt local moyenné pour un nombre de Reynolds égal à 100 pour différents angles d'oscillation. Nous constatons d'après cette figure que le nombre de Nusselt est maximum sur la face frontale du cylindre pour les différents angles d'oscillation. Ceci est dû à cause de l'impact continu de fluide sur cette face, ce qui confirme un échange maximal le long de cette face. Le profil de Nusselt est symétrique pour les deux faces latérales (supérieure et inférieure). Il est maximal au début de la face puis il décroît le long de cette dernière. Nous observons que le Nusselt est minimale sur la face CD (face sous le vent). Lorsque l'angle d'oscillation se rapproche de $\pi/2$, le phénomène se caractérise par un accroissement du transfert thermique.

La Figure 6 montre la variation du nombre de Nusselt moyen sur les 4 faces du cylindre en fonction de l'angle d'oscillation. Pour chaque angle d'oscillation, la moyenne temporelle du nombre de Nusselt sur la face inférieure a été trouvée presque égale à celle de la face supérieure. Leurs valeurs augmentent lorsque l'angle d'oscillation approche $\pi/2$ et diminuent en s'éloignant de $\pi/2$. Contrairement à ce qui a été observé sur la variation de $\langle Nu \rangle$ aux deux faces extrêmes, le nombre de Nusselt sur les deux faces (avant et arrière) du cylindre diminue lorsque l'angle d'oscillation tend vers $\pi/2$. Ces résultats montrent que la face frontale du cylindre a toujours le nombre de Nusselt le plus important et les deux faces face extrêmes ont des valeurs intermédiaires, suivies par la face arrière du cylindre. De plus, il est clair que l'angle d'oscillation $\pi/2$ agit comme un axe de symétrie pour les valeurs de Nu.

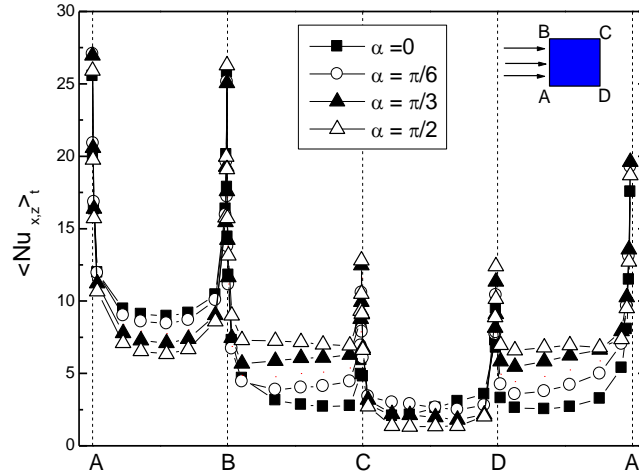


Figure 5: Distributions du nombre de Nusselt local moyenné dans le temps, le long du périmètre du cylindre pour différents angles d'oscillation.

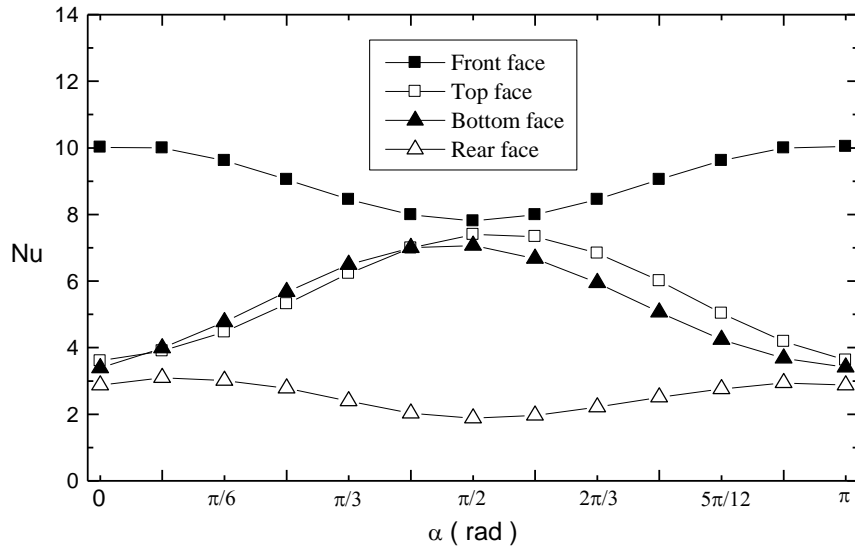


Figure 6: Variation du nombre de Nusselt moyen sur les 4 faces du cylindre en fct de l'angle d'oscillation

Pour étudier l'effet de l'angle d'oscillation sur le nombre de nusselt temporelle, l'angle d'oscillation varie de 0 à $\pi / 2$ d'un pas $\pi / 6$. La figure 7 montre les variations temporelles du nombre de Nusselt moyen pour différents angles d'oscillation (0, $\pi / 6$, $\pi / 3$ et $\pi / 2$) pour un nombre de Reynolds $Re = 100$, amplitude d'oscillation $A_m = 1/3$ et fréquence d'oscillation $F_c = 1 / 6$. Le nombre de Nusselt varie d'une manière périodique en fonction du temps. Il est bien clair que l'angle d'oscillation augmente le nombre de Nusselt à différents pourcentage par rapport au cylindre fixe. D'une manière générale, plus l'angle d'oscillation se rapproche des $\pi / 2$ plus les échanges thermiques sont mieux.

Le nombre de Nusselt moyen le long des quatre faces AB, BC, CD et DA est défini comme suit :

$$\overline{Nu} = \int_A^B Nu_x dZ + \int_B^C Nu_z dX + \int_C^D Nu_x dZ + \int_D^A Nu_z dX \quad (5)$$

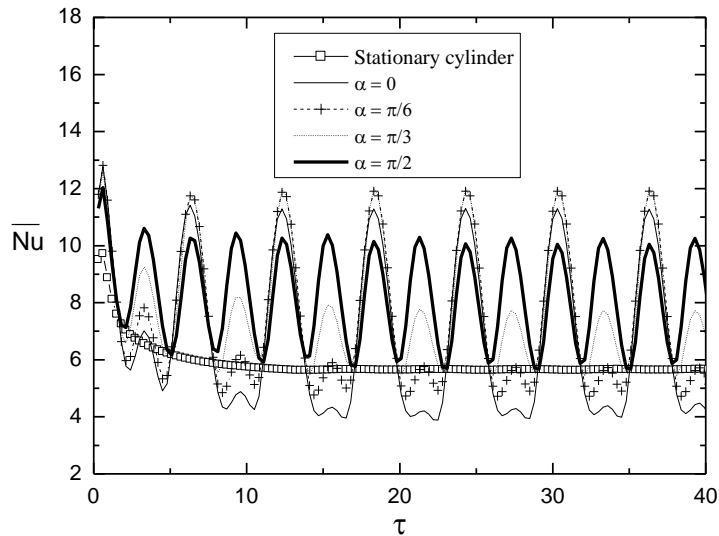


Figure 7: Variations du nombre de Nusselt moyen temporelle pour différents angles d'oscillation

4.2.2. Etude paramétrique

Une étude paramétrique a été réalisée en étudiant l'effet du rapport de blocage, nombre de Reynolds, fréquence et amplitude d'oscillation sur le nombre de Nusselt et les échanges thermiques. La figure 8 illustre la variation du nombre de Nusselt en fonction de l'angle d'oscillation pour différents rapport de blocage. Lorsque le rapport de blocage augmente, les parois du canal se rapproche au arrêtes du cylindre et par suite la vitesse du fluide augmente. Par conséquent le nombre de Nusselt augmente ainsi que les échanges thermiques lorsque le rapport de blocage augmente. Selon ces résultats, le nombre de Nusselt a été corrélé avec l'angle d'oscillation pour un rapport de blocage allant de 1/10 à 1/4. L'équation proposée est :

$$Nu(\alpha, \beta) = (3.337 \beta + 5.967) + (7.577 \beta^2 - 3.282 \beta + 1.579) \sin \alpha \quad (7)$$

Le coefficient de corrélation R^2 est égal à 0.98 pour l'équation (7).

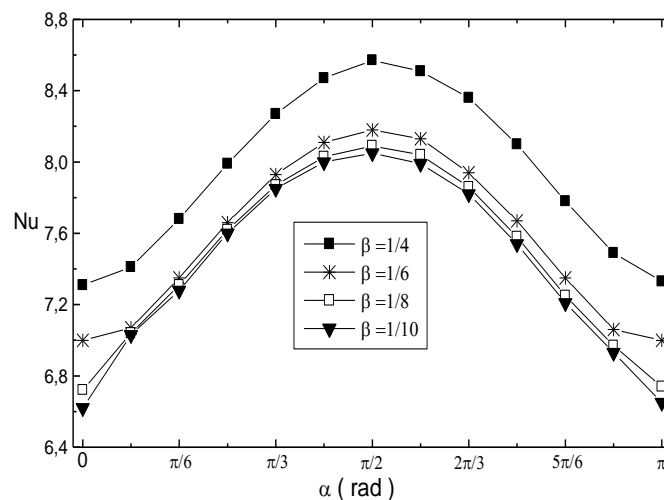


Figure 8 : Variations du nombre de Nusselt moyen pour différents amplitudes d'oscillation

Pour étudier l'effet du nombre de Reynolds sur le taux d'échange de chaleur, nous avons varié Re de 40 à 100. La figure 9, représente les profils des variations du nombre de Nusselt moyen pour différents valeurs du Re lorsque le rapport de blocage $\beta = 1/10$, l'amplitude $A_m = 1/3$ et la fréquence $F_c = 1/6$. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le vitesse de fluide augmente aussi ce qui améliore les échanges thermiques et par conséquent le nombre de Nusselt. Aussi, il est bien clair que le nombre de Nusselt augmente remarquablement lorsque l'angle

d'oscillation se rapproche de $\pi / 2$. En général, l'augmentation du nombre de Reynolds augmente l'échange de chaleur. Le nombre de Nusselt a été corrélé avec l'angle d'oscillation pour un nombre de Reynolds allant de 40 à 100. L'équation proposée est :

$$\text{Nu}(\alpha, \text{Re}) = (0.0401 \text{ Re} + 2.3853) + (0.01457 \text{ Re} - 0.0968) \sin \alpha \quad (8)$$

Le coefficient de corrélation R^2 est égal à 0.998 pour l'équation (8).

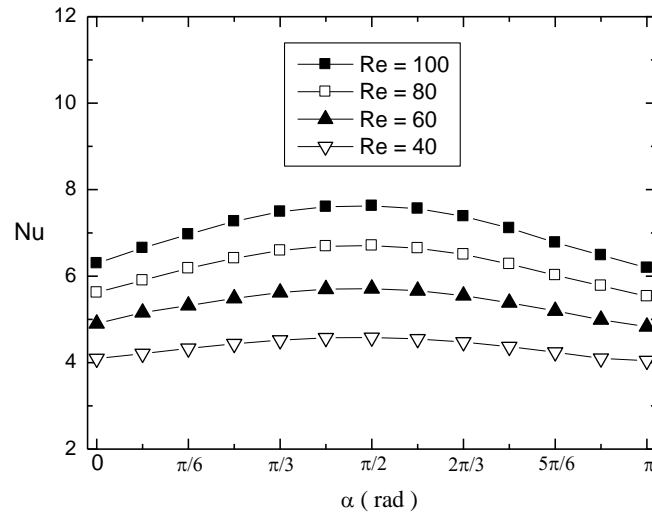


Figure 9: Variations du nombre de Nusselt moyen pour différents nombres de Reynolds.

Pour étudier l'effet des fréquences d'oscillation sur le taux d'échange de chaleur, nous avons varié F_c de 1/10 à 1/4. Sur la figure 10, sont représentés les profils des variations du nombre de Nusselt moyen en fonction de l'angle d'oscillation pour différents valeurs de F_c lorsque l'amplitude d'oscillation $A_m = 1/3$ et $\text{Re} = 100$. Il est clair que le nombre de Nusselt augmente remarquablement avec l'augmentation de la fréquence d'oscillation. De plus, le nombre de Nusselt devient meilleur quand l'oscillation du cylindre est suivant la normal de l'écoulement. Par conséquent, pour une gamme de fréquence d'oscillation F_c allant de 1/10 à 1/4, le nombre de Nusselt a été corrélé avec l'angle d'oscillation. L'équation proposée est :

$$\text{Nu}(\alpha, F_c) = (-21.041 F_c^2 + 14.796 F_c + 4.4109) + (9.04843 F_c - 0.1684) \sin \alpha \quad (9)$$

Le coefficient de corrélation R^2 est égal à 0.975 pour l'équation (9).

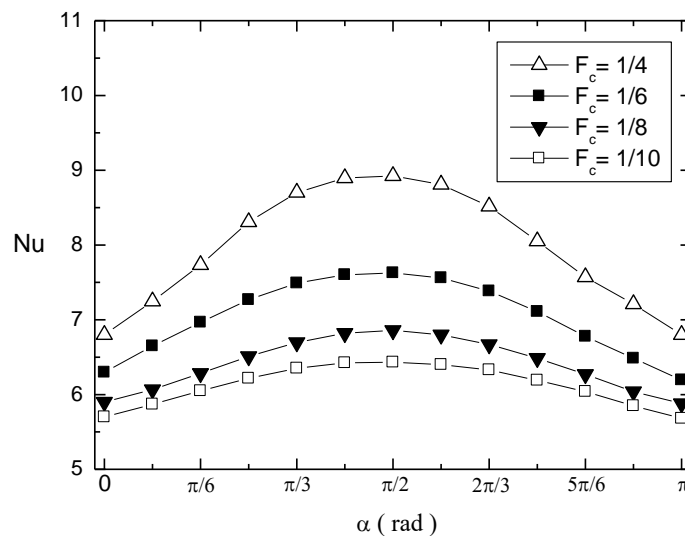


Figure 10: Variations du nombre de Nusselt moyen pour différentes fréquences d'oscillation.

L'effet de l'amplitude d'oscillation du cylindre sur le taux d'échange thermique est présenté sur la figure 11 pour $F_c=1/6$ et $Re=100$. On donne à l'amplitude A_m les valeurs suivantes : $1/5$, $1/4$, $1/3$ et $1/2$. Lorsque l'amplitude d'oscillation du cylindre augmente, le nombre de Nusselt augmente. Donc, Le taux de transfert de chaleur améliore remarquablement avec augmentation de l'amplitude d'oscillation. De plus, le nombre de Nusselt devient mieux lorsque l'oscillation du cylindre est selon la normal à l'écoulement. D'après ce résultat, le nombre de Nusselt a été corrélé avec l'angle d'oscillation pour une amplitude d'oscillation allant de $1/5$ à $1/2$. L'équation proposée est:

$$Nu(\alpha, A_m) = (6,4772 A_m + 4,30423) + (4,1123 A_m - 0,07718) \sin \alpha \quad (10)$$

Le coefficient de corrélation R^2 est égal à 0.983 pour l'équation (10).

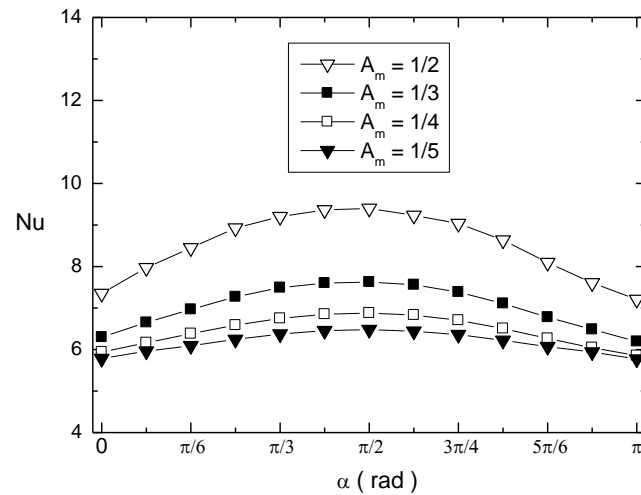


Figure 11: Variations du nombre de Nusselt moyen pour différents amplitudes d'oscillation.

5. Conclusion

Les résultats obtenus montrent que :

- Lorsque l'angle d'oscillation tend vers $\pi/2$, l'amplitude de l'allé de Van Karman augmente ce qui améliore les échanges thermiques.
- Le nombre de Nusselt local est maximal sur la face frontale (face au vent) du cylindre à cause de l'impact continu de l'écoulement sur cette face
- L'augmentation de la majorité des paramètres (rapport de blocage nombre de Reynolds Re , fréquence d'oscillation F_c et amplitude d'oscillation) entraîne l'augmentation du nombre de Nusselt et le transfert thermique.
- En ce qui concerne l'angle d'oscillation α du cylindre, nous remarquons que plus l'angle d'oscillation se rapproche de $\pi/2$ plus le taux d'échange thermique est meilleur.

Nomenclature

L	Longueur canal, m	U	Composante adimensionnelle de la vitesse
H	Hauteur canal, m		
h	Longueur obstacle, m	U	Composante longitudinales de la vitesse, $m.s^{-1}$
d	Hauteur obstacle, m		
T	Température adimensionnelle à l'intérieur du canal	W	Composante verticale adimensionnelle de la vitesse
t	Temps, s	w	Composante verticale de la vitesse, $m.s^{-1}$

(x, z)	Coordonnées cartésiennes	Nu_B	Nusselt moyen sur la face
(X, Z)	Coordonnées cartésiennes		minimale du cylindre (Face DA)
adimensionnelles		Nu_t	Nusselt moyen sur la face maximale
F_c	Fréquence d'oscillation du		du cylindre (face BC)
cylindre		$\langle Nu_{x,z} \rangle_t$	Nusselt local au long de périmètre
A_m	Amplitude d'oscillation du cylindre		du cylindre
Gr	Nombre de Grashof	θ_c	Température du cylindre
Re	Nombre de Reynolds	β	Coefficient d'expansion
Ri	Nombre de Richardson		volumique, K^{-1}
Pr	Nombre de Prandtl	ν	Viscosité cinématique
St	Nombre de Strouhal	μ	Viscosité dynamique
C.O	cylindre oscillant	Φ	Dissipation visqueuse.
P	Masse volumique de l'air, $kg.m^{-3}$	$\Delta\tau$	Pas de temps adimensionnel
ρ_0	Masse volumique du fluide à θ_0	τ_p	Temps adimensionnel relatif à
θ_0	Température de référence.		une période
Nu	Nusselt moyen temporelle	Ω	Fréquence d'oscillation du
Nu_f	Nusselt moyen sur la face frontale		cylindre
(face AB)		α	Angles d'oscillation
Nu_r	Nusselt moyen sur la face derrière	$\Delta X ; \Delta Z$	Pas d'espace adimensionnel suivant
de cylindre (Face CD)		X; Z	

Références

- [1] M. Breuer, J. Bernsdorf, T. Zeiser, F. Durst, Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods: lattice-Boltzmann and finite-volume, International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 21, Pages 186-196, 2000
- [2] A. Korichi et L. Ouferr, Etude numérique de l'écoulement instationnaire et du de transfert de chaleur autour d'un conduite de section carré dans un canal, Sciences & Technologie, N°25, Pages 55-61, 2007
- [3] Wu-S.FuetB.H.Tong. (2001) "Numerical investigation of heat transfer from a heated oscillating cylinder in a cross flow" International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002) 3033–3043.
- [4] Suh-Jenq Yang , Teng-Ruey Chang et Wu-Shung Fu, Numerical simulation of flow structures around an oscillating rectangular, ComputMech Volume 35: Pages 342–351, 2004.
- [5] Wu-S.FuetB.H.Tong. (2004) "Numerical investigation of heat transfer characteristics of the heated blocks in the channel with transversally oscillating cylinder" International Journal of Heat Transfer vol 4 7pp 341-351.
- [6] L.A. Florio , A. Harnoy "Use of a vibrating plate to enhance natural convection cooling of a discrete heat source in a vertical channel" Applied Thermal Engineering 27 (2007) 2276–2293.
- [7] A. P. Singh, Singh, et al "Flow past a transversely oscillating square cylinder in free stream at low Reynolds number s" Int. J. Numer. Meth. Fluids 2009; 61:658–682.
- [8] Subhankar Sen et , Sanjay Mittal," Free vibration of a square cylinder at low Reynolds numbers" Journal of Fluids and Structures 27 (2011) 875–884
- [9] Marion Duclercq, Daniel Brocet Olivier Cadot "Characterization of long time fluctuations of forces exerted on an oscillating circular cylinder at $KC=10$ " Journal of Fluids and Structures 27 (2011) 596–61
- [10] S. Turki, H. Abassi et S. Ben Nasrallah. « Two-dimensional laminar fluid flow and heat transfer in a channel with a built-in heated square cylinder», vol 42, p 1105-1113, (2003).