

# Etude numérique d'un jet pariétal turbulent pulsé non isotherme

Jamel KECHICHE<sup>1</sup>, Hatem MHIRI<sup>1\*</sup>  
Georges LE PALEC<sup>2</sup>, Philippe BOURNOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Mécanique des Fluides et Thermique, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine 5000 MONASTIR (TUNISIE)

<sup>2</sup>Institut de Mécanique de Marseille, 60 Rue Joliot-Curie Technopôle de Château-Gombert 13453 Marseille Cedex 13 (FRANCE)

\* (auteur correspondant : Hatem.mhiri@enim.rnu.tn)

**Résumé-** On se propose dans ce travail, d'étudier numériquement un écoulement de type jet pariétal turbulent pulsé en régime de convection mixte. La formulation mathématique de ce type d'écoulement est déduite de l'écriture des lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie en tenant compte de l'approximation de Boussinesq et des hypothèses simplificatrices de la couche limite. La fermeture est effectuée en adoptant la version modifiée du modèle de turbulence à bas nombres de Reynolds de J. Herrero et al. [1]. Nous nous intéressons particulièrement dans ce travail, à l'évolution de la vitesse maximale du jet pariétal et du nombre de Nusselt pour différentes amplitudes et fréquences de pulsation caractérisant l'écoulement à la sortie de la buse d'éjection.

## Nomenclature

$A$	amplitude de pulsation	$Re$	nombre de Reynolds ( $u_0 w / \nu$ )
$Fr$	nombre de Froude ( $u_0^2 / \rho \beta (T_0 - T_\infty) b$ )	$Re_k$	distance adimensionnelle ( $y \sqrt{k} / \nu$ )
$Sh$	nombre de Strouhal ( $f_r w / u_0$ )	$Re_T$	nombre de Reynolds turbulent ( $k^2 / \nu \epsilon$ )
$x, y$	coordonnées respectivement longitudinale et transversale, $m$	$Pr$	nombre de Prandtl ( $\mu c_p / \lambda$ )
$T$	température, $K$	$Pr_t$	nombre de Prandtl turbulent
$w$	épaisseur de la buse, $m$	$\nu_T$	viscosité turbulente
$u, v$	composantes moyennes de la vitesse, $m.s^{-1}$	$\tau$	temps adimensionné
$k$	énergie cinétique turbulente, $m^2.s^{-2}$	<b>Indices</b>	
$\epsilon$	taux de dissipation de $k$ , $m^2.s^{-3}$	$m$	valeur au point de vitesse maximale
$f_r$	fréquence de la pulsation	$p$	valeur à la paroi
$f\mu, f2, f3$	fonctions de correction	$\infty$	milieu ambiant

## 1. Introduction

Les jets pariétaux turbulents dans lesquels les écoulements des fluides s'effectuent tangentiellement à des surfaces planes ont fait l'objet de nombreuses recherches tant au niveau expérimental que théorique. Ces travaux ont été favorisés grâce à leurs conditions aux limites simples et leurs ressemblances à plusieurs types d'écoulements rencontrés dans de nombreuses applications industrielles. Le principal domaine d'application est la protection thermique des parois soumises à des fortes contraintes thermiques. On peut citer par exemple, le refroidissement par film des parois de la chambre de combustion dans la turbine à gaz et les ailettes de la turbine à gaz elle même.

Zhou et al. [2] ont étudié expérimentalement le transfert d'énergie dans le cas d'un jet pariétal soumis à une excitation acoustique forcée. Ces derniers, en considérant une

perturbation sinusoïdale de la pression ont mesuré la distribution latérale de la vitesse fluctuante, ainsi que l'évolution du coefficient de frottement pariétal pour différentes amplitudes et fréquences de pulsations. Il ont montré que pour une amplitude de pulsation de 5% et un nombre de Strouhal égal à  $9.5 \cdot 10^{-3}$  caractérisant la vitesse du jet à la sortie de la buse, le coefficient de frottement pariétal diminue de 7% pour des distances comprises entre 100 et 200 fois l'épaisseur de la buse d'éjection par rapport au cas non perturbé.

Sur le plan numérique, la détermination des grandeurs caractéristiques du jet pariétal pulsé a été faite par Marzouk et al. [3] en régime laminaire. Ces derniers ont effectué des calculs sur ce type d'écoulement en considérant deux types de conditions thermiques à la paroi : paroi adiabatique ou isotherme. Les résultats obtenus pour le cas d'une paroi isotherme montrent une augmentation de 8% du nombre de Nusselt moyen par rapport au cas non pulsé dans le cas d'une amplitude de pulsation de 10% et un nombre de Strouhal égal à 0.3. Ces auteurs ont montré aussi un accroissement brusque du transfert thermique entre la paroi et le jet en fonction de l'amplitude de pulsation pour un nombre de Strouhal égal à 0.3. Par contre pour des fréquences de pulsation élevées qui correspondent à des nombres de Strouhal supérieurs à 0.6, la pulsation n'influe plus sur les échanges thermiques.

Dans le présent travail, l'influence d'une perturbation extérieure sur un écoulement de type jet pariétal turbulent pulsé évoluant en régime de convection mixte le long d'une plaque soumise à une température constante est analysée numériquement. Cette étude est effectuée en adoptant pour la fermeture des équations vérifiant l'écoulement étudié, la version modifiée du modèle de turbulence à bas nombres de Reynolds de J. Herrero et al. [1] qui a montré son efficacité dans des études antérieures [4-5].

## 2. Mise en équations et procédure de résolution numérique

On considère un écoulement de fluide incompressible éjecté en régime de convection mixte tangentiellement à une surface plane de longueur infinie soumise à une température constante. Le jet et le milieu au repos sont constitués du même fluide. Nous supposons que l'épaisseur de la buse  $w$  est très faible devant sa largeur afin de pouvoir négliger les effets de bords et que l'on puisse considérer le problème comme bidimensionnel. Le jet est soumis à une perturbation longitudinale et périodique de la vitesse d'éjection dont les amplitudes et les fréquences sont supposées faibles pour que l'écoulement soit de type couche limite. Le régime de l'écoulement est turbulent pleinement développé et instationnaire.

En utilisant les variables adimensionnelles suivantes :

$$X = x/w \quad Y = y/w \quad U = u/u_0 \quad V = v/u_0 \quad K = k/u_0^2 \quad E = \varepsilon w/u_0^3 \quad \theta = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} \quad \tau = \frac{t u_0}{w} \quad (1)$$

Les équations vérifiant l'écoulement étudié s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( \frac{1}{Re} + \nu_T \right) \frac{\partial U}{\partial Y} \right] + \frac{\theta}{Fr} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( \frac{1}{Re Pr} + \frac{\nu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( \frac{1}{Re} + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + \nu_T \left( \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - E - \left( \frac{1}{Fr} \frac{\nu_T}{Pr_t} \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left( \left( \frac{1}{Re} + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right) + c_{\varepsilon 1} f_1 \frac{E}{K} \nu_T \left( \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - c_{\varepsilon 2} f_2 \frac{E^2}{K} - \left( \frac{C_{\varepsilon 1}}{Fr} \frac{E}{K} \frac{\nu_T}{Pr_t} \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) \quad (6)$$

avec:  $\nu_T = C_\mu f_\mu K^2 / E$

Les fonctions ainsi que les constantes empiriques utilisées dans le système d'équations (5-6) sont celles proposées par J. Herrero et al. [1] :

$$f_\mu = [1 - \exp(-0.0066 Re_k)]^2 \times [1 + 500 \exp(-0.0055 Re_k) / Re_T] ; f_1 = 1 + (0.05 / f_w)^2$$

$$f_2 = 1 - (0.3 / D) \exp(-Re_T^2) \text{ avec: } D = 1 - 0.7 \exp(-Re_k)$$

$$c_{\varepsilon 1} = 1.44, c_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Le coefficient  $C_\mu$  utilisé dans ce travail est celui proposé par Ljuboja et Rodi [6].

$$C_\mu = 0.09 \frac{1 + \frac{3}{2} \frac{c_2 c_2'}{1 - c_2} f}{1 + \frac{3}{2} \frac{c_1'}{c_1} f} \times \frac{1 - 2 \frac{c_2 c_2' P / \varepsilon}{c_1 - 1 + c_2 P / \varepsilon} f}{1 + 2 \frac{c_1'}{c_1 + P / \varepsilon - 1} f}$$

avec :  $f = K^{3/2} / (c_w Y E)$  ;  $P / \varepsilon = (\nu_T / E) (\partial U / \partial Y)^2$  ;  $c_1 = 1.8$  ;  $c_2 = 0.6$  ;  $c_1' = 0.6$  ;  $c_2' = 0.3$  ;  $c_w = 3.72$

Les conditions aux limites et d'émission s'écrivent de la façon suivante :

- à la sortie de la buse

$$(X = 0 \text{ et } 0 < Y < 1) : U(0, Y, \tau) = 1 + A \sin(2 \pi Sh \tau) ; V(X, 0, \tau) = 0 ;$$

$$K(0, Y, \tau) = 0,01 ; E(0, Y, \tau) = 0,0016 ; \theta(0, Y, \tau) = 1$$

$$(X = 0 \text{ et } Y \geq 1) : U(0, Y, \tau) = K(0, Y, \tau) = E(0, Y, \tau) = \theta(0, Y, \tau) = 0$$

- à la paroi

$$(X \geq 0 \text{ et } Y = 0) : U(X, 0, \tau) = V(X, 0, \tau) = K(X, 0, \tau) = \frac{\partial E(X, Y, \tau)}{\partial Y} = 0 ;$$

$$\theta(X, 0, \tau) = 1$$

- loin de la paroi

$$(X > 0 \text{ et } Y \rightarrow \infty) : U(X, Y, \tau) = K(X, Y, \tau) = E(X, Y, \tau) = \theta(X, Y, \tau) = 0$$

La résolution numérique des équations gouvernant l'écoulement étudié est assurée par une méthode aux différences finies utilisant un schéma implicite. Le maillage adopté est non uniforme dans les deux directions de l'écoulement, très fin à la sortie de la buse et au voisinage de la paroi. La convergence de la solution globale est considérée atteinte lorsque pour chaque pas du temps le changement relatif de  $U$  lors de deux itérations successives est inférieur à  $10^{-7}$  pour chaque nœud du domaine.

### 3. Résultats et discussions

On a considéré un écoulement d'air chaud éjecté en régime de convection mixte tangentiellement à une plaque plane soumise à une température constante. Les nombres de Reynolds et de Froude caractérisant l'écoulement à la sortie de la buse sont fixés à :  $Re = 14400$  et  $Fr = 20$ . La température du fluide à la sortie de la buse est constante et elle est

égale à celle de la paroi. Une analyse détaillée du comportement dynamique et thermique de l'écoulement a été effectuée pour différents nombres de Strouhal et amplitudes de pulsation.

La figure 1 présente les profils de la vitesse maximale du jet pariétal pour différentes amplitudes de pulsation et pour un nombre de Strouhal constant égal à 0,3. On remarque d'après cette figure que la vitesse maximale du jet pariétal augmente en s'éloignant de la buse d'éjection sous l'effet des forces de flottabilité. Une fois que les forces de frottement deviennent plus importante que les forces de flottabilité ( $X > 14$ ), la vitesse maximale du jet décroît. L'introduction d'une perturbation nous montre qu'au voisinage de la buse d'éjection et pour les différentes amplitudes de pulsation, la vitesse maximale du jet reste constante et parallèle à celle du jet pariétal non pulsé. Pour des distances plus élevées, la vitesse maximale présente des oscillations par rapport au cas permanent dont l'amplitude augmente avec celle de la pulsation. Pour des distances supérieures à 15 fois l'épaisseur de la buse, la vitesse maximale du jet pulsé devient égale à celle du jet non pulsé pour les différentes amplitudes de pulsation.

L'influence de la fréquence de pulsation sur l'évolution de la vitesse maximale du jet est représentée sur la figure 2. On constate d'après cette figure que lorsqu'on augmente le nombre de Strouhal, les oscillations apparaissent puis disparaissent à des distances plus proche de la buse. Par contre pour les faibles fréquences de pulsation, les oscillations persistent à des distances plus grandes (pour un nombre de Strouhal égal à 0.15, les oscillations persistent jusqu'à une distance voisine de 40 fois l'épaisseur de la buse d'éjection).

Sur la figure 3, nous avons analysé l'influence d'une perturbation périodique sur l'évolution longitudinale du nombre de Nusselt local défini par :  $Nu_x = \frac{hx}{\lambda} = -X \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0}$

On remarque sur cette figure que, pour  $Sh = 0.3$ , le nombre de Nusselt local augmente en fonction de l'amplitude de pulsation. L'augmentation de l'échange convectif entre l'écoulement et la paroi est observée dans la région située entre la buse et  $X = 10$ . En effet dans cette région, l'augmentation de l'amplitude de pulsation qui accélère l'entraînement du fluide du milieu ambiant par le jet incident engendre des échanges convectifs plus intenses entre l'écoulement et la paroi. Ce résultat a déjà été signalé par Farrington et al. [7] à partir d'une étude expérimentale effectuée sur un jet d'air plan perturbé et par Marzouk et al. [3] à partir d'une étude numérique effectuée sur un jet pariétal en régime laminaire. Au-delà d'une distance voisine de 10 fois l'épaisseur de la buse d'éjection la variation de l'amplitude de pulsation n'a plus d'effet sur l'évolution du nombre de Nusselt.

L'influence de la fréquence de pulsation sur la distribution longitudinale du nombre de Nusselt est reportée sur la figure 4 pour une amplitude  $A = 10\%$ . On note sur cette figure que la variation du nombre de Strouhal apporte une contribution aux transferts convectifs entre la paroi et l'écoulement sur une distance de la buse d'éjection qui augmente lorsque le nombre de Strouhal diminue. Pour un nombre de  $Sh$  égal à 0.5 cette distance est voisine de 7.5 fois l'épaisseur de la buse alors que pour un nombre de Strouhal égal à 0.15 cette distance est voisine de 30. Au-delà de cette dernière distance l'échange convectif du jet pulsé est équivalent à celui du jet permanent.

Pour mieux quantifier l'influence de la pulsation sur les échanges thermiques entre la paroi et l'écoulement, on a voulu analyser dans cette partie l'effet de la perturbation sur la variation

du nombre de Nusselt moyen défini par :  $\overline{Nu} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_x dx = -\frac{1}{L} \int_0^L \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0} X dX$

La distance  $L$  est fixée à une valeur égale à 10 puisque d'après la figure 3, c'est seulement sur cette distance que le nombre de Nusselt local est affecté par l'amplitude de pulsation.

Sur la figure 5, on donne la variation du nombre de Nusselt moyen pour plusieurs amplitudes de pulsation et pour un nombre de Strouhal constant égal à 0.3. Cette figure nous montre encore une fois que l'augmentation de l'amplitude de pulsation engendre un accroissement du transfert de chaleur entre la paroi et l'écoulement. On note que pour une amplitude de pulsation  $A = 15\%$ , on obtient une augmentation du transfert de chaleur de 54 % par rapport au cas permanent.

On présente sur la figure 6, l'effet du nombre de Strouhal sur la variation du nombre de Nusselt moyen pour une amplitude de pulsation constante égale à 10%. On remarque sur cette dernière figure un accroissement brusque du transfert de chaleur pour les nombres de Strouhal inférieurs à 0.3, par contre au-delà de cette valeur la pulsation n'influe plus sur les échanges thermiques à la paroi et le nombre de Nusselt moyen devient égal à celui du cas permanent.

## 4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement un écoulement de type jet évoluant en régime de convection mixte tangentielle à une plaque soumise à une température constante. La discussion porte essentiellement sur l'influence de l'amplitude et la fréquence de pulsation sur l'évolution des grandeurs caractérisant le transfert de chaleur entre l'écoulement et la plaque. Les principaux résultats établis dans cette étude sont les suivants :

Une concordance entre les résultats du jet pariétal pulsé et ceux du jet permanent dans la région du panache (l'ion de la buse d'éjection). L'effet de la pulsation n'est observé que dans les régions du jet et intermédiaire.

Les résultats obtenus avec un nombre de Strouhal constant égal à 0.3, ont montré que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'amplitude de pulsation. Cette augmentation peut atteindre les 54% pour une amplitude de pulsation égale à 15%. Par contre, pour une amplitude de pulsation fixe ( $A = 10\%$ ), l'augmentation du nombre de Nusselt moyen n'est observé que pour des nombres de Strouhal inférieurs à 0.5. Pour des nombres supérieurs ou égal à cette dernière valeur, le nombre de Nusselt moyen du jet pulsé est égal à celui du jet non pulsé.

## Références

- [1] J. Hererro, F. X. Grau, J. Grifoll and Frances Giralt, A near wall  $k-\varepsilon$  formulation for high Prandtl number heat transfer, *Int J Heat Mass Transfer*, 34 (3) (1991), 711-721.
- [2] M. D. Zhou, C. Heine and I. Wygnanski, The effects of excitation on the coherent and random motion in a plane wall jet, *J. Fluid. Mech.*, 310 (1996), 1-37.
- [3] S. marzouk, H. mhiri, S. El gholli, G. Le palec and P. bournot, Numerical study of momentum and heat transfer in a pulsed plane laminar jet, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 46 (2003), 4319-4334.
- [4] J. Kechiche, H. Mhiri, G. Le Palec, P. Bournot, Application of low Reynolds number  $k-\varepsilon$  turbulence models to the study of turbulent wall jets, *International Journal of Thermal Sciences*, 43 (2004), 201-211.
- [5] J Kechiche., H. Mhiri, G. Le Palec, P. Bournot, Numerical study of the inlet conditions on a turbulent plane two-dimensional wall jets, *Energy Conversion and Management*, 45 (2004), 2931-2949.
- [6] M. Ljuboja , W. Rodi, Calculation of turbulent wall jets with an algebraic Reynolds stress model, *Journal of fluids engineering*, 102 (1980) 350-356.
- [7] R. B. Frrington and S. D. Claunch, Infrared imaging of large-amplitude, low frequency disturbances on a planar jet, *AIAA Journal*, 72 (1994), 341-352.

## 5. Présentation des figures

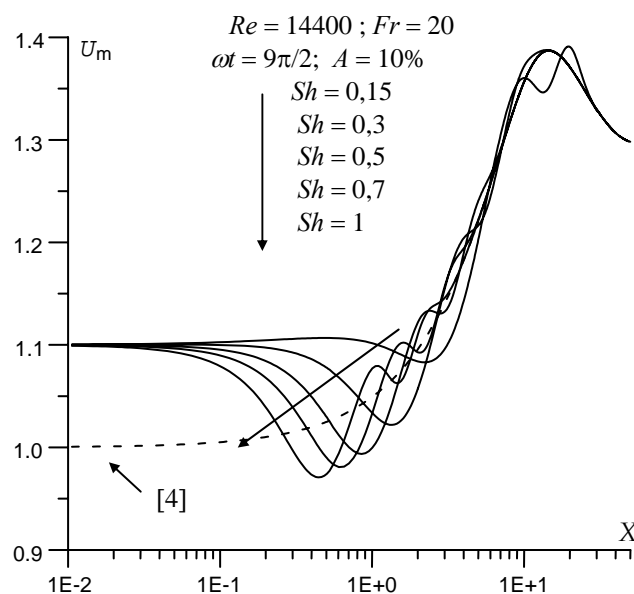
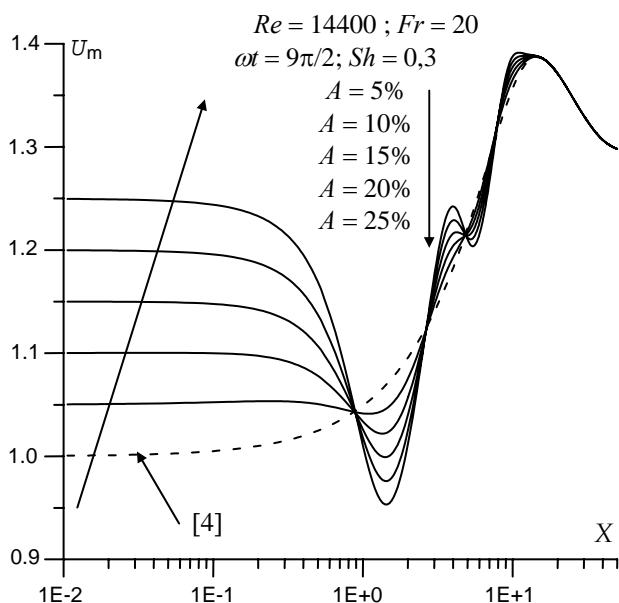


Figure 1 : Influence de l'amplitude de pulsation sur l'évolution de la vitesse maximale du jet pariétal

Figure 2 : Influence de la fréquence de pulsation sur l'évolution de la vitesse maximale du jet pariétal

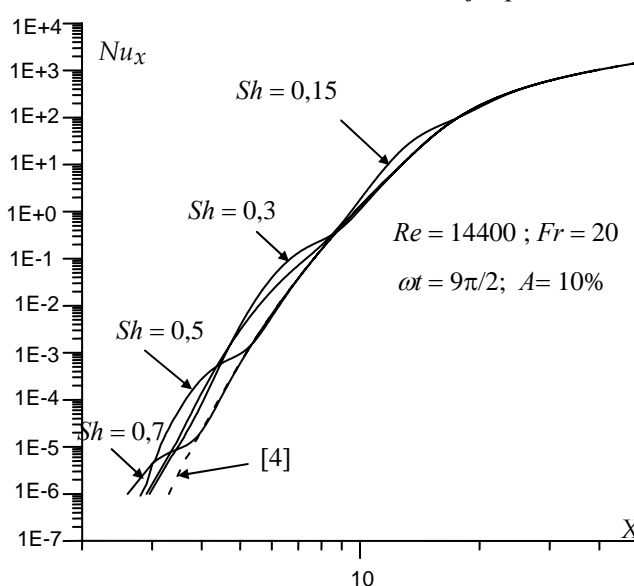
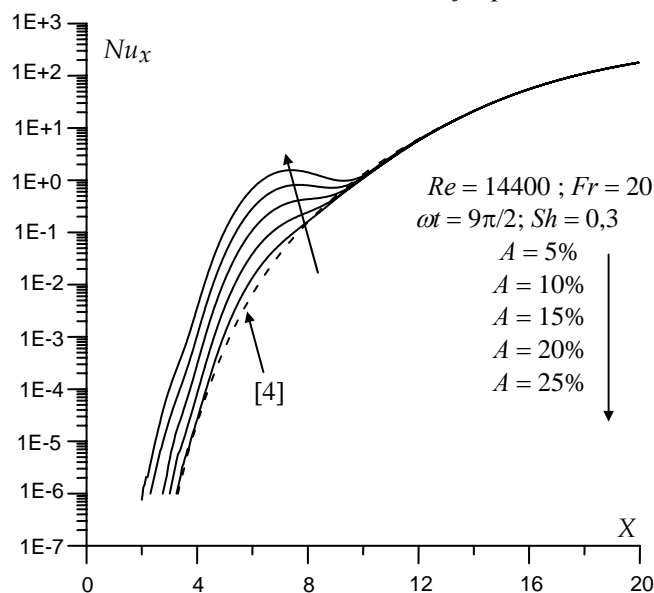


Figure 3 : Influence de l'amplitude de pulsation sur l'évolution du nombre de Nusselt local

Figure 4 : Influence de la fréquence de pulsation sur l'évolution du nombre de Nusselt local

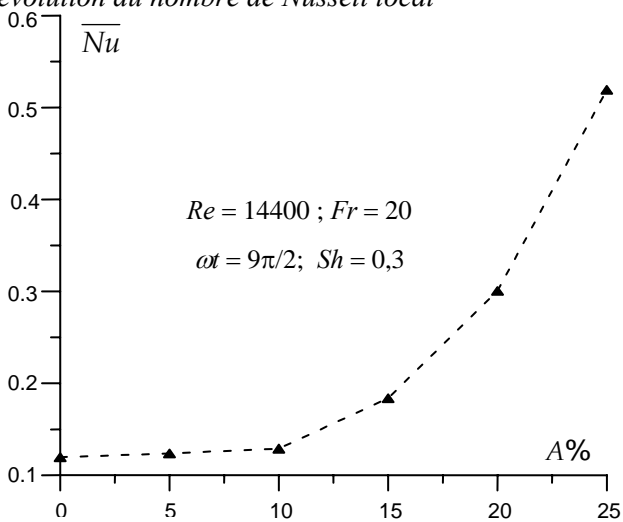


Figure 5 : Influence de l'amplitude de pulsation sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen

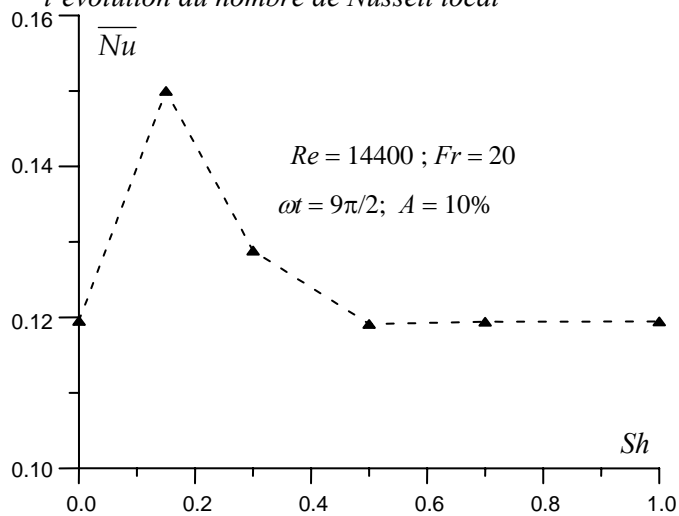


Figure 6 : Influence de la fréquence de pulsation sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen