



**HAL**  
open science

## Modélisation à bas nombres de Reynolds d'un écoulement de type jet pariétal turbulent pulsé en régime de convection forcée

Jamel Kechiche, Hatem Mhiri, Georges Le Palec, Philippe Bournot

► **To cite this version:**

Jamel Kechiche, Hatem Mhiri, Georges Le Palec, Philippe Bournot. Modélisation à bas nombres de Reynolds d'un écoulement de type jet pariétal turbulent pulsé en régime de convection forcée. JITH 2007, Aug 2007, Albi, France. 5p. hal-00157402

**HAL Id: hal-00157402**

**<https://hal.science/hal-00157402>**

Submitted on 29 Aug 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# MODELISATION À BAS NOMBRES DE REYNOLDS D'UN ÉCOULEMENT DE TYPE JET PARIÉTAL TURBULENT PULSE EN RÉGIME DE CONVECTION FORCÉE

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

<sup>1</sup>Unité de Thermique et Environnement, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de  
Ouardanine 5000 MONASTIR (TUNISIE)

<sup>2</sup>UNIMECA, 60 rue Juliot-Curie technopole de Château-Gombert 13453 Marseille cedex 13  
(FRANCE)

*jkechiche@yahoo.fr, hatem.mhiri@enim.rnu.tn,  
lepalec@unimeca.univ-mrs.fr, hatem.mhiri@enim.rnu.tn*

**Résumé :** Une étude numérique du transfert de chaleur et de quantité de mouvement est effectuée pour différentes fréquences et amplitudes de pulsation dans le cas d'un écoulement de type jet pariétal turbulent pulsé évoluant en régime de convection forcée tangentielle à une plaque soumise à un flux de chaleur constant. La fermeture des équations vérifiant l'écoulement étudié est assurée par le modèle de turbulence à bas nombres de Reynolds proposé par J. Herrero et al. [1]. L'influence de la variation des de la fréquence et l'amplitude de pulsation sur les grandeurs dynamiques et thermiques de l'écoulement est analysée.

**Mots clés :** jet pariétal / pulsé / convection forcée / amplitude / fréquence / pulsation

## 1. INTRODUCTION

Les travaux qui sont intéressés à l'influence d'une perturbation extérieure ont été effectués expérimentalement sur les écoulements de type jet libre plan ou axisymétrique [2, 3]. Les écoulements de type jets pariétaux ont reçu moins d'attention, vue la complexité du problème due à la présence de la paroi. M. Schober et al. [4], ont examiné expérimentalement l'effet d'une excitation sur les grandeurs moyennes et turbulentes d'un écoulement de type jet pariétal. Les résultats obtenus montrent qu'une perturbation due à la présence d'un fil immobile au voisinage de la buse d'éjection empêche l'enroulement des tourbillons. Ce qui engendre une réduction de la taille des structures turbulentes et une diminution de l'entraînement du fluide du milieu ambiant par le jet incident.

Une étude numérique détaillée de l'influence d'une perturbation initiale sur les évolutions des grandeurs dynamiques et thermiques d'un jet pariétal laminaire a été faite par Marzouk et al. [5]. Ces derniers ont considéré deux conditions thermiques à la paroi : adiabatique ou isotherme. Les résultats obtenus montrent que le nombre de Nusselt moyen augmente de 8% pour une amplitude de pulsation de 10% et un nombre de Strouhal de 0.3 par rapport au cas non pulsé. Pour des fréquences de pulsation élevées ( $St > 6\%$ ), l'accroissement du transfert thermiques est estimé à 9%.

On se propose dans ce travail, d'étudier numériquement un écoulement de type jet pariétal turbulent pulsé se développant en régime de convection forcée tangentielle à une plaque plane soumise à un flux de chaleur constant. Le but de ce travail est de définir l'impact des paramètres caractérisant la pulsation, à savoir l'amplitude et la fréquence, sur les grandeurs caractéristiques des jets pariétaux turbulents dans toutes les régions de l'écoulement.

## 2. MODELISATION ET METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION

On considère un écoulement d'un fluide newtonien incompressible caractérisé par une température uniforme égale à celle du milieu ambiant et il est soumis à une perturbation longitudinale et périodique de la vitesse d'éjection. Ce fluide qui se décharge d'une buse rectangulaire se développe en régime de convection forcée tangentielle à une plaque plane soumise à un flux de chaleur constant. L'écoulement est supposé turbulent, instationnaire, bidimensionnel et de type couche limite.

En tenant compte des hypothèses citées ci-dessus, les équations adimensionnelles de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie, d'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation s'écrivent de la façon suivante :

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

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( \frac{1}{Re} + v_T \right) \frac{\partial U}{\partial Y} \right] \quad (2)$$

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

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

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( \frac{1}{Re} + \frac{v_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + C_{\epsilon 1} f_1 \frac{E}{K} v_T \left( \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{E^2}{K} \quad (5)$$

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

Les grandeurs sans dimensions utilisées sont :

$$X = \frac{x}{w}; Y = \frac{y}{w}; U = \frac{u}{u_0}; V = \frac{v}{u_0}; K = \frac{k}{u_0^2}; E = \frac{\epsilon w}{u_0^3}; \tau = \frac{t u_0}{w}; \theta = \frac{\lambda(T - T_\infty)}{(\Phi w)} \quad (6)$$

Les fonctions de corrections  $f_\mu$ ,  $f_2$ ,  $f_1$  et les constantes utilisées dans les équations (4-5) sont ceux proposées par J. Herrero et al. [1].

Pour le coefficient  $C_\mu$ , nous avons utilisé la fonction proposée par Ljuboja et Rodi [6].

Les conditions aux limites et d'émission associées à ce problème sont :

- à la sortie de la buse ( $X = 0$  et  $0 < Y < 1$ ) :

$$U(0, Y, \tau) = 1 + A \sin(2\pi Sh \tau); K(0, Y, \tau) = 0.01; E(0, Y, \tau) = 0.0016; V(0, Y, \tau) = \theta(0, Y, \tau) = 0$$

- à la paroi ( $X \geq 0$  et  $Y = 0$ ) :

$$U(X, 0, \tau) = 0; V(X, 0, \tau) = 0; K(X, 0, \tau) = 0; \partial E(X, Y, \tau) / \partial Y = 0; \partial \theta(X, Y, \tau) / \partial Y = -1 \quad (7)$$

- loin de la paroi ( $X > 0$  et  $Y \rightarrow \infty$ ) :

$$U(X, Y, \tau) = K(X, Y, \tau) = E(X, Y, \tau) = \theta(X, Y, \tau) = 0$$

avec :  $Sh = f w / u_0$  est le nombre de Strouhal et  $f$  est la fréquence de la pulsation.

La résolution du système d'équations (1-5) vérifiant l'écoulement étudié associé aux conditions aux limites et d'émission (7) est assurée par une méthode aux différences finies utilisant un schéma implicite pour l'espace et explicite pour le temps.

### 3. RESULTATS

L'influence des nombres de Strouhal et d'amplitudes de la pulsation sur l'évolution des grandeurs dynamiques et thermiques du jet pariétal est analysée pour un nombre de Reynolds à la sortie de la buse d'éjection constant égal à 18000.

Sur la figure 1, on donne l'évolution temporelle de la vitesse maximale du jet pariétal à différentes sections de la buse d'éjection. On remarque sur cette figure que la perturbation de l'écoulement à la sortie de la buse d'éjection génère des ondes progressives qui se propagent dans le jet à des distances plus en aval de la buse d'éjection lorsque le temps augmente. On note que pour des distances très voisines de la buse la vitesse maximale du jet diminue mais elle garde sa périodicité ( $X = 1$ ). Par contre, à partir d'une distance égale à 4 fois l'épaisseur de la buse, la vitesse maximale présente un raidissement de la partie périodique. On note que les parties plates figurant dans les figures 1.c et 1.d dont les longueurs augmentent lorsqu'on s'éloigne de la buse représentent le temps nécessaire pour que la perturbation puisse parcourir une distance  $X$ .

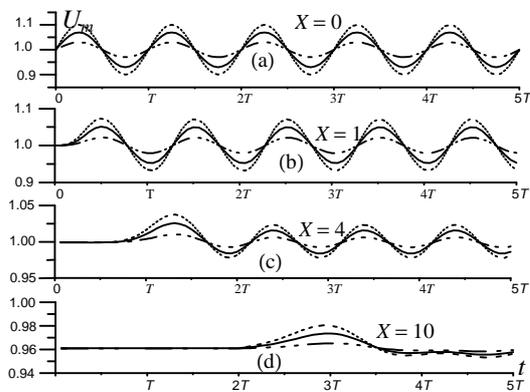


Figure 1 : Evolution de la vitesse maximale du jet pariétal  $Re=18000$  ;  $Sh=0.3$  ;  
 $A = 3\%$  .....  $A = 7\%$  ———  $A = 10\%$  - - - - -

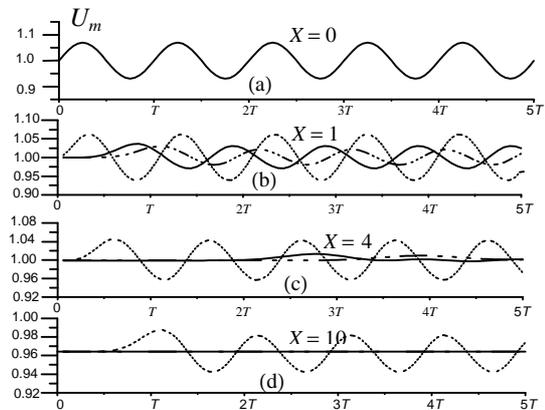


Figure 2 : Evolution de la vitesse maximale du jet pariétal  $Re=18000$  ;  $A = 7\%$  ;  
 $Sh = 1$  .....  $Sh = 0.3$  ———  $Sh = 0.1$  - - - - -

On donne sur la figure 2, l'évolution temporelle de la vitesse maximale du jet pariétal à différentes sections, pour une amplitude de pulsation égale à 7% et pour différents nombres de Strouhal. On remarque que pour un nombre de Strouhal égal à 0.1, la vitesse maximale du jet garde une évolution sinusoïdale lorsqu'on s'éloigne de la buse d'éjection. Par contre pour des nombres de Strouhal plus élevés, l'amplitude de la vitesse maximale du jet diminue rapidement et l'évolution sinusoïdale disparaît. On note que l'amortissement rapide de la perturbation (lorsque le nombre de Strouhal augmente) est dû aux fortes interactions entre le fluide du milieu ambiant et le jet incident sous l'effet de la viscosité turbulente.

La distribution longitudinale du coefficient de frottement  $C_f = 2\tau_p / \rho u_m^2$  est donnée sur la figure 3 pour plusieurs amplitudes de pulsation. On note que l'augmentation de l'entraînement de l'air ambiant, au voisinage de la buse d'éjection (région du jet), sous l'effet de l'accroissement de l'amplitude de pulsation engendre une diminution du coefficient de frottement pariétal. Pour des distances plus loin (région de transition), l'évolution du coefficient de frottement du jet pulsé présente des oscillations par rapport au cas permanent. Ces oscillations sont d'autant plus importantes que l'amplitude de pulsation est élevée. On note aussi que pour une distance  $X = 1.5$  et une amplitude de 15%, le coefficient de frottement du jet pariétal pulsé augmente de 8.5 % par rapport au cas permanent alors qu'il augmente seulement de 1.2 % pour une amplitude de pulsation de 3%.

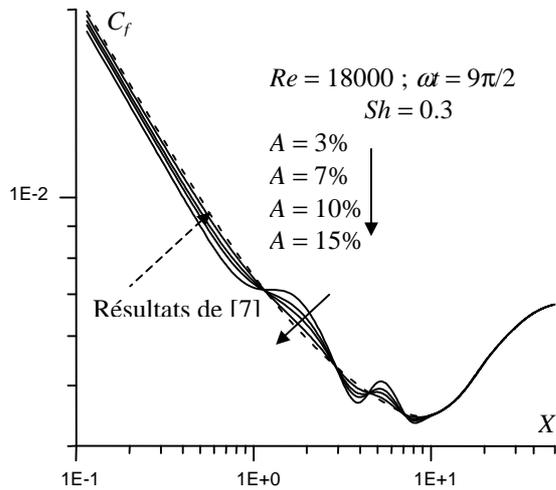


Figure 3 : Evolution longitudinale du  $C_f$  pour différentes amplitudes de pulsation

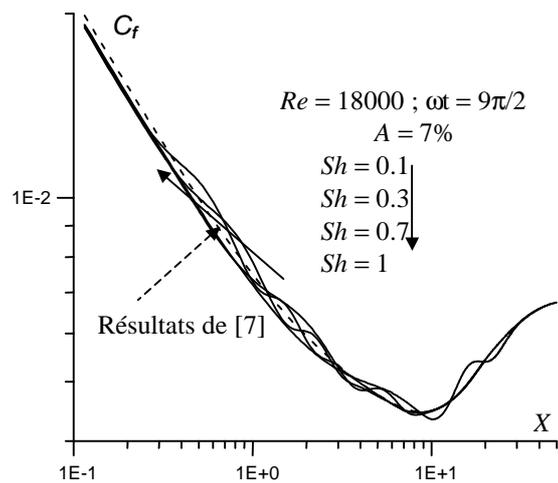


Figure 4 : Evolution longitudinale du  $C_f$  pour différentes fréquences de pulsation

L'influence de la fréquence de pulsation sur l'évolution du coefficient de frottement pariétal est reportée sur la figure 4. Cette figure nous montre en premier lieu que lorsqu'on augmente la fréquence de pulsation, l'effet de la perturbation périodique sur l'évolution du coefficient de frottement s'approche de la buse d'éjection. En second lieu, l'évolution vers le régime permanent est atteinte plus rapidement. Pour les faibles nombres de Strouhal, l'apparition des fluctuations persiste à des distances plus élevées (On note que pour un nombre de  $Sh$  égal à 0.1, l'effet de la pulsation est observé jusqu'à une distance voisine de 30 fois l'épaisseur de la buse d'éjection).

Sur la figure 5, on donne l'évolution du facteur d'analogie de Reynolds ( $St/C_f$ ) pour différentes amplitudes de pulsation. On remarque sur cette figure qu'au voisinage immédiat de la buse d'éjection la variation de l'amplitude de pulsation n'a pas d'effet sur l'évolution du facteur d'analogie de Reynolds. Pour des distances  $X > 0.2$ , on constate que la pulsation entretenue à la vitesse d'éjection génère des ondulations dont l'amplitude croît avec l'amplitude de pulsation. Par contre, lorsqu'on s'éloigne de la buse d'éjection ( $X > 10$ ), le facteur d'analogie de Reynolds est identique à celui du jet pariétal permanent pour les différentes amplitudes de pulsation. Ce qui nous permet de conclure que l'influence de la pulsation sur le transfert simultané de quantité de mouvement et d'enthalpie disparaît lorsqu'on s'éloigne de la buse d'éjection.

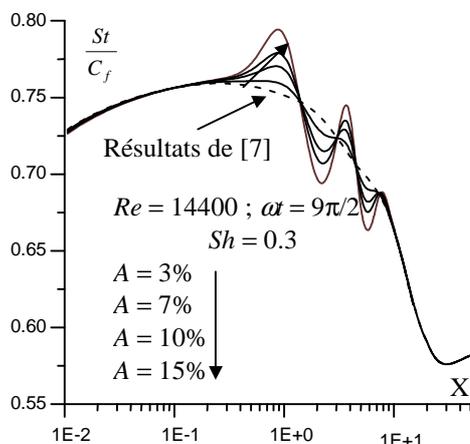


Figure 5 : Evolution longitudinale du  $St/C_f$  pour différentes amplitudes de pulsation

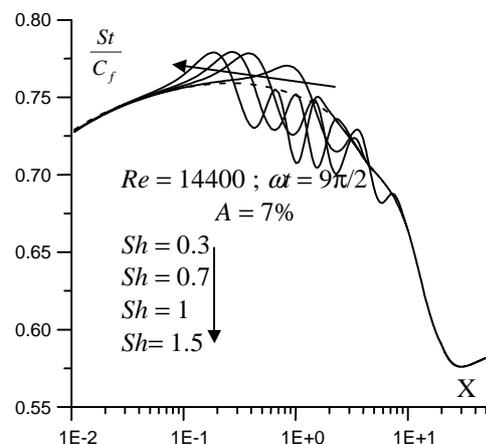


Figure 6 : Evolution longitudinale du  $St/C_f$  pour différentes fréquences de pulsation

Lorsqu'on augmente le nombre de Strouhal (la fréquence de pulsation), le facteur d'analogie de Reynolds ( $St/C_f$ ) présente des oscillations qui apparaissent à des distances plus proche de la buse d'éjection (figure 6). Ces oscillations s'amortissent rapidement et l'écoulement tend vers le régime permanent. Pour les faibles nombres de Strouhal, les oscillations du facteur d'analogie de Reynolds persistent à des distances plus loin de la buse d'éjection.

## CONCLUSION

Dans le cadre de ce travail, on a étudié numériquement un écoulement de type jet turbulent soumis à une perturbation extérieure et évoluant en régime de convection forcée tangentiellement à une plaque soumise à un flux de chaleur constant. La discussion a porté essentiellement sur l'influence des paramètres caractérisant la pulsation, à savoir l'amplitude et la fréquence sur les caractéristiques dynamiques et thermiques du jet pariétal. L'évolution temporelle de la vitesse maximale du jet pour un nombre de Strouhal constant et différentes amplitudes de pulsation, nous a montré qu'elle présente une partie plate dont la longueur dépend de la distance à la buse d'éjection et une partie sinusoïde qui s'aplatit en fonction du temps et de la distance à la paroi. Nous avons aussi étudié l'influence d'une perturbation sur le comportement du facteur d'analogie de Reynolds. Nous avons constaté une concordance entre les résultats du jet pariétal pulsé et ceux du jet permanent dans la région du panache (loin de la buse d'éjection). L'effet de la pulsation n'est observé que dans les régions voisines de la buse d'éjection.

## Nomenclature

$A$	amplitude de pulsation	$Pr$	nombre de Prandtl
$w$	épaisseur de la buse, $m$ .	$Pr_t$	nombre de Prandtl turbulent
$u, v$	composantes moyennes de la vitesse, $m.s^{-1}$ .	$\tau$	temps adimensionné
$k$	énergie cinétique turbulente, $m^2.s^{-2}$ .	Indices	
$\varepsilon$	taux de dissipation de $k$ , $m^2.s^{-3}$ .	$m$	valeur maximale
$Re$	nombre de Reynolds ( $u_0 w/\nu$ )	$\infty$	milieu ambiant

## Références

- [1] J. Herrero, F. X. Grau, J. Griffol and G. Frances, A near wall  $k-\varepsilon$  formulation for high Prandtl number heat transfer, *Int J Heat Mass Transfer*, volume 34, pp 711-721, 1991.
- [2] R. B. Frrington and S. D. Claunch, Infrared imaging of large-amplitude, low frequency disturbances on a planar jet, *AIAA Journal*, volume 72, pp 341-352, 1994.
- [3] E. Acton, A modelling of large eddies in axisymmetric jet, *J. Fluid Mech*, volume 98, pp 1-31, 1980.
- [4] M. Schober and H. Fernholz, Turbulence control in wall jets, *Eur. J. Mech. B-Fluids*, volume 19, pp 503-528, 2000.
- [5] S. Marzouk, H. Mhiri., S. EL Golli, G. LE Palec and P. Bournot, Numerical stud of momentum and heat transfer in a pulsed plane laminar jet, *Int. J. Heat and Mass transfer*, volume 46, pp 4319-4334, 2003.
- [6] M. Ljuboja and W. Rodi, Calculation of turbulent wall jets with an algebraic Reynolds stress model, *Journal of Fluids Engineering*, volume 102, 350-356, 1980.
- [7] J. Kechiche, H. Mhiri., S. EL Golli, G. LE Palec and P. Bournot, Application of low Reynolds number  $k-\varepsilon$  turbulence models to the study of turbulent wall jets, *International Journal of Thermal Sciences*, volume 43, pp 201-211, 2004.