

Mesures des transferts thermiques en écoulement de Görtler à nombre de Reynolds modéré.

Guillaume DELACOURT^{1*}, Pascal DUPONT^{1,2}, Hassan PEERHOSSAINI¹

¹Laboratoire de Thermocinétique de Nantes, UMR CNRS 6607, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, rue Christian PAUC – BP 50609 – 44306 Nantes cedex 3

²Laboratoire LGCGM, INSA de Rennes, 20, avenue des buttes de Coesmes – 35043 Rennes cedex

* (auteur correspondant : guillaume.delacourt@univ-nantes.fr)

Résumé - Les transferts thermiques dans une couche limite laminaire transitionnelle sont nettement intensifiés dans le cas d'une surface concave par rapport au cas référence de la plaque plane. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la vitesse nominale de l'écoulement est faible. Dans cette gamme de faibles vitesses, nous avons réalisé deux campagnes de mesures. L'une par fils chauds, pour caractériser la dynamique de l'écoulement. L'autre thermique, pour quantifier le transfert de chaleur pariétal.

Nomenclature

x	direction longitudinale, m	Pr	nombre de Prandtl, $Pr=0,71$
y	direction normale à la paroi, m	Nu	nombre de Nusselt local, $Nu = \frac{\varphi_p x}{\lambda \Delta T}$
z	direction transversale, m	Re	nombre de Reynolds, $Re_x = \frac{U_n x}{\nu}$
Lz	Largeur de la fenêtre de mesure du fil chaud	St	nombre de Stanton, $St = \frac{\varphi_p}{(\rho C_p)_{Tf} (T_p - T_\infty) U_{pw}}$
H	hauteur de la contre paroi, $H=0,15 m$	δ	épaisseur de couche limite basée sur 99.5% de U_p , m
R	rayon de courbure, $R=0,65 m$	θ	épaisseur de quantité de mouvement de Blasius, $\theta = 0,664 x (Re_x)^{-1/2}$, m
ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$	G_θ	nombre de Görtler, $G_\theta = \frac{U_n \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{R}}$
T_f	température film, $T_f = (T_p + T_\infty)/2$, K	φ_p	densité de flux de chaleur pariétal
T_p	température de paroi, K		
U_n	vitesse nominale de l'écoulement, $m.s^{-1}$		
U_p	vitesse potentielle, $U_p = \frac{U_{pw}}{1 - y/R}$, $m.s^{-1}$		
U_{pw}	vitesse potentielle extrapolée à la paroi, $U_{pw} = \frac{U_\infty}{\frac{R}{H} \ln\left(1 - \frac{H}{R}\right)} \approx 0,88 U_\infty$, $m.s^{-1}$		

1. Introduction

Dans ce papier nous portons notre attention sur l'effet particulier de l'instabilité de Görtler sur les transferts thermiques à basses vitesses (c.f. [1] pour une synthèse des études antérieures).

Le dispositif d'étude du transfert thermique d'une couche limite sur une paroi concave est détaillé dans plusieurs articles [2,3,4,5]. Il est constitué d'une soufflerie à aspiration de type Eiffel, dans laquelle est placée la maquette concave - convexe instrumentée (instrumentation : 196 thermocouples implantés permettent de mesurer les températures pariétales à différentes positions et la paroi est recouverte d'une feuille résistive en Cupro-Nickel dissipant un flux

thermique uniforme). Il permet notamment de calculer l'évolution du nombre de Stanton local en fonction de l'abscisse de la paroi concave. Ce nombre représente le rapport entre le flux pariétal réellement transféré par le fluide et sa capacité maximale de transport par convection. Ainsi le nombre de Stanton local quantifie l'efficacité du transfert thermique et permet de suivre l'évolution locale du régime de l'écoulement (régime laminaire, transitionnel ou turbulent) [4].

Différents scénarii de transition à la turbulence existent en fonction de la vitesse nominale de l'écoulement [4,5]. Dans notre cas où les vitesses nominales sont inférieures à 5m.s^{-1} , le nombre de Görtler détermine mieux que le nombre de Reynolds les transitions observées sur l'évolution du nombre de Stanton. Néanmoins cette similitude n'est pas parfaite : si les régimes (laminaire, transitoire et turbulent) sont bien prévus, les valeurs du nombre de Stanton diffèrent. Une augmentation générale de l'efficacité du transfert de chaleur apparaît lorsque la vitesse nominale décroît. Ceci est l'objet de la présente étude.

2. Présentation des résultats thermiques

Les figures 1.a et 1.b illustrent le phénomène décrit précédemment. Nous pouvons voir que pour des vitesses supérieures à $4,8\text{ m.s}^{-1}$ les valeurs minimales du nombre de Stanton sont identiques. Pour des vitesses nominales inférieures à 3m.s^{-1} , nous pouvons voir que le niveau du nombre de Stanton augmente lorsque la vitesse diminue, et ceci dans des proportions assez élevées (Figure 1.b). En effet à $U_n=3,38\text{ m.s}^{-1}$ le minimum du nombre de Stanton vaut 3,5. Il passe à 4 à $U_n=2,3\text{ m.s}^{-1}$, puis à 6 pour $U_n=1,16\text{ m.s}^{-1}$ et atteint enfin 8,3 pour $U_n=0,66\text{ m.s}^{-1}$.

Entre les vitesses nominales supérieures à 5 m.s^{-1} et la vitesse la plus faible que nous avons testée (ici $0,66\text{ m.s}^{-1}$), l'efficacité du transfert thermique a été augmentée en moyenne d'un facteur trois !

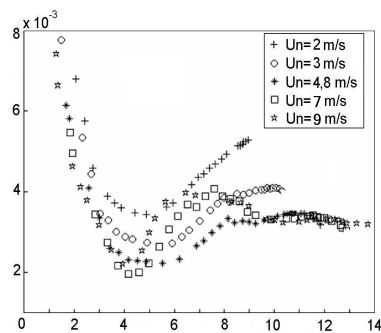


Figure 1.a : Evolution de St en fonction de G_θ pour U_n variant entre 2 m.s^{-1} et 9 m.s^{-1} .

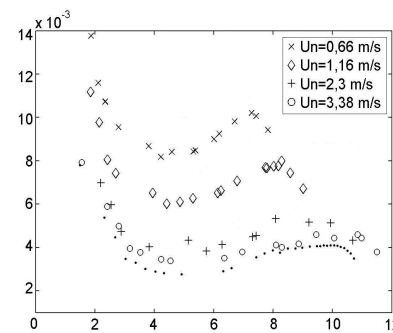


Figure 1.b : Evolution de St en fonction de G_θ pour U_n variant entre $0,66\text{ m.s}^{-1}$ et $3,38\text{ m.s}^{-1}$.

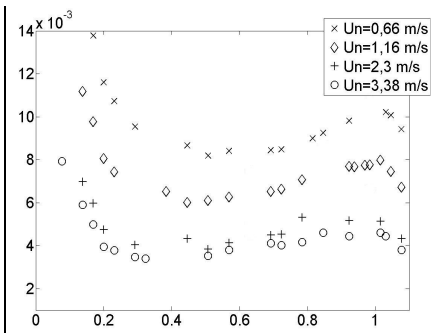


Figure 2 : Evolution de St en fonction de x/R pour U_n variant entre $0,66\text{ m.s}^{-1}$ et $3,38\text{ m.s}^{-1}$.

En traçant les mêmes évolutions en fonction de l'abscisse x (c.f. figure2), les courbes sont parallèles, décalées vers le haut : il semble donc plus simple de considérer une corrélation du nombre de Stanton avec l'angle de rotation x/R que celle théorique vis-à-vis du nombre de Görtler. Cette constatation polémique demande à être confirmée par des mesures supplémentaires.

3. Interprétation dynamique

Afin de comprendre cette augmentation du nombre de Stanton, nous avons réalisé une campagne de mesures par fils chauds nous permettant d'obtenir des champs transversaux de vitesses longitudinales de l'écoulement pour des faibles vitesses et pour deux abscisses différentes ($x/R=0,45$ et $0,71$, imposées par le dispositif expérimental) présentant des augmentations notables de l'efficacité du transfert.

Nous avons choisi de mettre ces champs sous forme adimensionnelle. La première représentation (Figure 3) est le rapport entre la vitesse longitudinale moyenne $U(y,z)$ et la vitesse potentielle $Up(y)$ [4], et permet de voir les effets des tourbillons de Görtler sur l'écoulement. Nous y avons reporté l'épaisseur de couche limite de Blasius à titre indicatif. Le

paramètre $P_z = \int_0^{\lambda_z} \int_0^{\lambda_y} \left| \frac{\partial(u/Un)}{\partial(z/Lz)} \right| \cdot \frac{dz}{Lz} \cdot \frac{dy}{\delta}$ permet de quantifier l'intensité des tourbillons, qui

semble diminuer avec la vitesse (Tableau 1). Une deuxième représentation (Figure 4) est le rapport entre la vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} et la vitesse nominale Un . Le paramètre

$P_{rms} = \int_0^{\lambda_z} \int_0^{\lambda_y} \left(\frac{U_{rms}}{Un} \right)^2 \cdot \frac{dz}{Lz} \cdot \frac{dy}{\delta}$ permet de quantifier l'intensité des instationnarités, qui semble

elle aussi s'atténuer avec la vitesse (Tableau 1).

	$x/R=0,45$				$x/R=0,71$			
Un	$0,5 \text{ m.s}^{-1}$	1 m.s^{-1}	2 m.s^{-1}	3 m.s^{-1}	$0,5 \text{ m.s}^{-1}$	1 m.s^{-1}	2 m.s^{-1}	3 m.s^{-1}
P_z	1,6487	3,6086	9,4238	18,200	1,3537	7,8027	12,140	4,9010
P_{rms}	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$3,59 \cdot 10^{-3}$	$2,81 \cdot 10^{-3}$	$11,7 \cdot 10^{-3}$	$0,70 \cdot 10^{-3}$	$12,2 \cdot 10^{-3}$	$26,1 \cdot 10^{-3}$	$13,2 \cdot 10^{-3}$

Tableau 1 : Comparaison entre P_z et P_{rms} pour les huit cas.

En comparant les figures 4 e-f-g-h, nous pouvons voir de fortes instationnarités à 2m/s sur des structures plus grandes qu'à 3m/s. Ceci pourrait expliquer la hausse du transfert thermique entre ces deux vitesses nominales. La localisation des zones de fortes valeurs de U_{rms} dans les zones de forts gradients de vitesse moyenne (figure 3) permet d'attribuer ces instationnarités à l'instabilité secondaire. A 3m/s, la signature des tourbillons disparaît sur les vitesses moyennes et les maximums de fluctuations se situent à la paroi, ce qui est caractéristique du régime turbulent. Par contre pour la plus petite vitesse aucune structure ne semble présente malgré l'augmentation observée de l'efficacité du transfert thermique.

Afin de tenter de comprendre cette contradiction nous avons extrait des signaux temporels en $x/R=0,71$ et au niveau d'un maximum de u_{rms} (figure 5). Il semble clair que plus la vitesse est faible plus la fréquence des instationnarités diminue. Pour la plus petite vitesse il n'est plus possible de définir de fluctuations malgré la valeur encore importante du nombre de Görtler et l'augmentation du nombre de Stanton. La seule explication que nous pouvons avancer est que l'échelle temporelle de ces fluctuations est plus grande que les 10 secondes d'acquisition du signal. Nous proposons d'augmenter le temps de mesures pour ces très petites vitesses dans la nouvelle campagne d'essais.

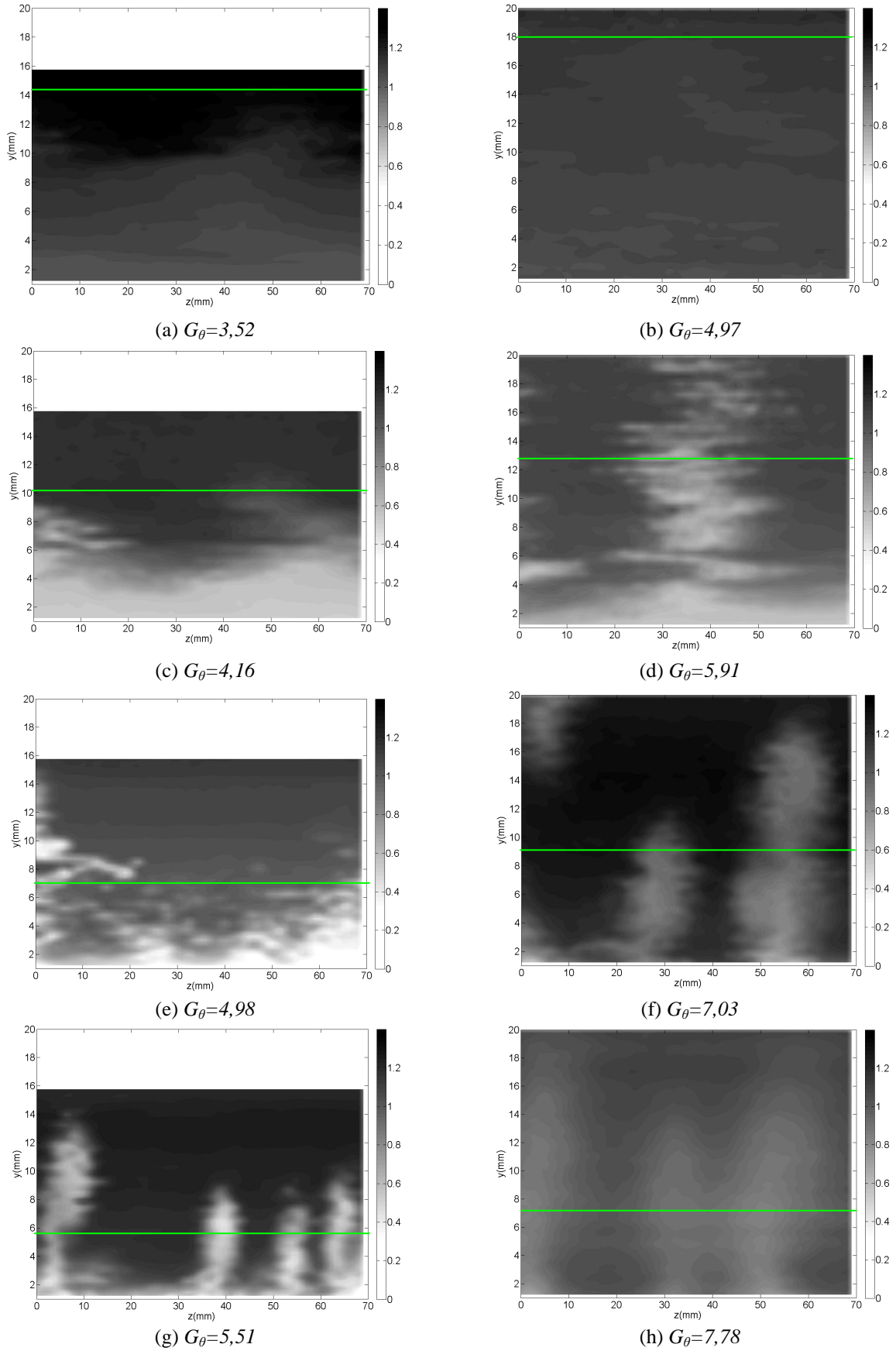


Figure 3 : Champs de valeurs de $\frac{U}{U_p}$ pour deux abscisses, respectivement de gauche à droite : $x/R=0,45$ et $x/R=0,71$, et quatre vitesses nominales, respectivement de haut en bas : $U_n = 0,5 - 1 - 2 - 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

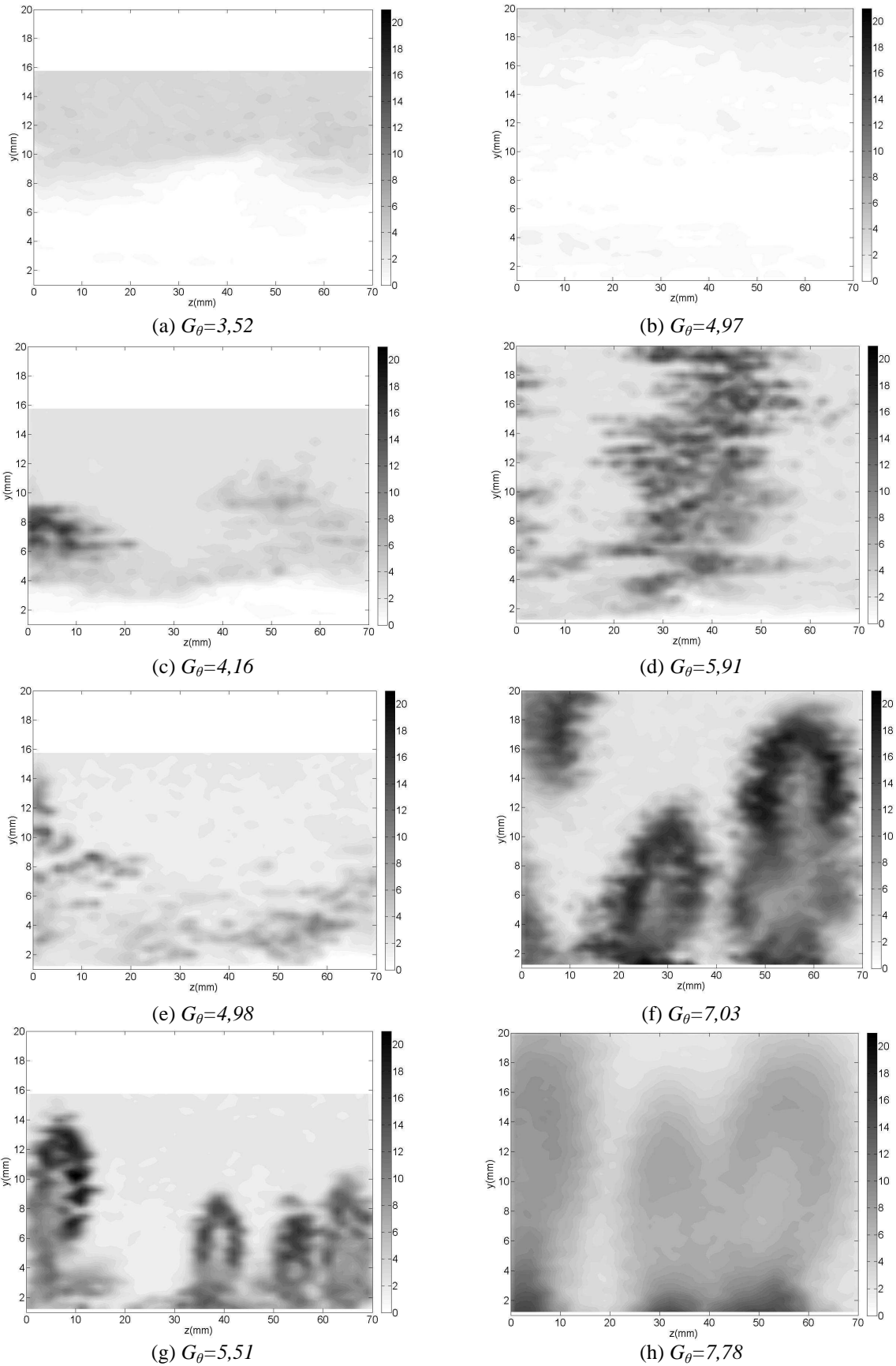


Figure 4 : Champs de valeurs de $\frac{U_{rms}}{U_n}$ [%] pour deux abscisses, respectivement de gauche à droite : $x/R=0,45$ et $x/R=0,71$, et quatre vitesses nominales, respectivement de haut en bas : $U_n = 0,5 - 1 - 2 - 3 \text{ m.s}^{-1}$.

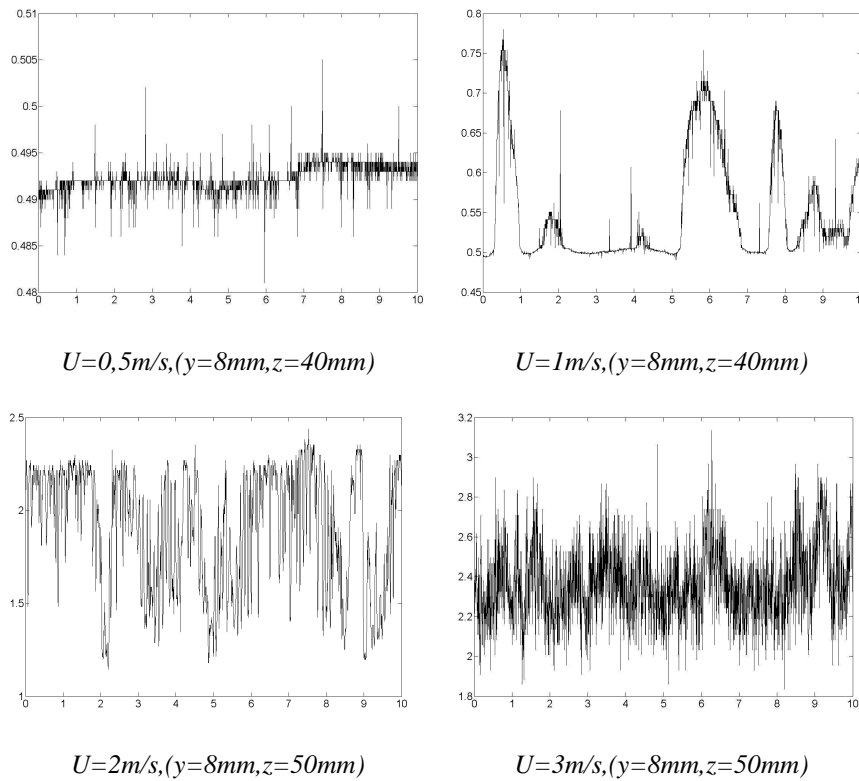


Figure 5 : Signaux temporels de la vitesse pour chaque vitesse nominale et $x/R=0,71$.

4. Conclusion

Nous avons mis en évidence l'accroissement de l'efficacité du transfert thermique à faibles vitesses. Cette augmentation atteint jusqu'à 300% par rapport aux vitesses supérieures à 5m/s. Néanmoins, malgré la campagne de mesure par fils chauds, nous ne pouvons pas encore expliquer cette augmentation. Nous voyons bien des structures jusqu'à 2m/s mais en dessous il est difficile d'interpréter ces profils de vitesses. Bien sûr à la limite des très basses vitesses le flux est conductif et le nombre de Stanton n'est plus pertinent. Ainsi nous allons continuer cette étude par d'autres campagnes de mesures, une anémométrie par film chaud sur des temps plus longs, nous permettant d'obtenir les grandeurs u' et v' pour mieux quantifier les instabilités. Et une campagne de visualisation, permettant une analyse visuelle qui sera efficace si des phénomènes basse fréquence existent.

Références

- [1] J.T.C. Liu, K. Lee, Heat transfert in a strongly non linear spatially developing longitudinal vorticity system, *Phys. Fluids* 7 (1995), 559-599.
- [2] R. Toé, A. Ajakh, H. Peerhossaini, Heat transfer enhancement by Görtler instability, *Int. J. Heat and Fluid Flow* 23 (2002), 194-204.
- [3] L. Momayez, P. Dupont, H. Peerhossaini, Intensification des transferts convectifs par l'instabilité de Görtler, *actes du congrès SFT*, (Grenoble, 2003)
- [4] L. Momayez, P. Dupont, H. Peerhossaini, Effects of vortex organization on heat transfer enhancement by Görtler instability, *International Journal of Thermal Sciences* 43 (2004a), 753-760
- [5] L. Momayez, P. Dupont, H. Peerhossaini, Some unexpected effects of wavelength and perturbation strength on heat transfer enhancement by Görtler instability, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 47 (2004b), 3783-3795