

APPROCHE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU TRANSFERT DE CHALEUR EN ECOULEMENT DE GÖRTLER

G. DELACOURT¹, L. MOMAYEZ^{1&2}, P. DUPONT^{1&3}, H. PEERHOSSAINI¹

¹Laboratoire de Thermocinétique, CNRS-UMR 6607, École Polytechnique de l'Université de Nantes, BP 50609, F-44306, Nantes, France

²University of Marine Sciences and Technology, Khorramshahr, PB 669, 64199- 43175, Iran

³LGCGM, EA3913, INSA de Rennes, Campus Beaulieu, 35043 Rennes cedex, France
guillaume.delacourt@polytech.univ-nantes.fr

Résumé :

Nous avons observé un comportement inattendu du transfert thermique dans une couche limite laminaire sur paroi concave à basse vitesse nominale, une configuration particulièrement ignorée dans la littérature. Cette couche limite contient des tourbillons de Görtler intenses. Dans cette situation, les mesures précises du flux de chaleur pariétal démontrent que l'amélioration du transfert thermique est extrêmement grande, au-dessus de celui correspondant au cas d'une couche limite turbulente sur plaque plane. L'analyse démontre que pour une gamme de vitesse inférieure à une certaine vitesse critique, la couche limite transitionnelle est dominée par l'instabilité centrifuge. D'autres résultats renforcent cette discussion dont l'analyse de l'influence du forçage des perturbations amonts ainsi qu'un ensemble de visualisations d'écoulement. Une méthode numérique, résolvant les équations de Navier-Stokes pour une couche limite temporelle, permet une analogie avec le développement linéaire et non-linéaire des tourbillons réguliers de Görtler et leur instabilité primaire. Ces résultats sont comparés aux mesures expérimentales.

Abstract :

We noticed an unpredictable behaviour of heat transfer in a boundary layer over a concave wall for low level of nominal velocity. Such a configuration is badly known in literature. Very strong Görtler vortices are contained in this type of boundary layer and measures of wall heat flux show a big rise of heat transfer, very superior to turbulent level over a flat plate. For a range of velocity lower than a certain critical velocity, analysis proves that boundary layer is dominated by centrifugal instability. Other results support this discussion as the, influence of forced wavelength analysis and visualizations. To help us the understanding of what happens, a numerical method, based on Navier Stokes equation for an unsteady boundary layer, allows an analogy with nonlinear development of primary instability of Görtler vortices. These results are compared with experimental measurements.

Mots-clefs :

Instabilités de Görtler ; Transfert thermique ; Expérimental/Numérique

1 Introduction

L'étude d'une couche limite transitionnelle qui se développe sur une paroi concave est un problème complexe d'instabilité centrifuge, appelée instabilité de Görtler. Son apparition est causée par un déséquilibre entre les forces de pression et les forces centrifuges. Cette instabilité est à la base de plusieurs phénomènes physiques d'applications technologiques, comme par exemple le transfert de chaleur sur l'intrados des aubes de turbines [Peerhossaini (1996)].

Les études des effets de l'instabilité de Görtler, sur les transferts thermiques ont fait l'objet d'un article de synthèse, [Peerhossaini (1997)]. Notre dispositif d'étude d'une couche limite sur

une paroi concave est détaillé dans plusieurs articles [Ajakh A., Kestoras M.D., Toé R., Momayez L., Dupont P., Peerhossaini H.]. Il est constitué d'une soufflerie à aspiration de type Eiffel, dans laquelle est placée la maquette concave - convexe instrumentée (figure 1.a-b) (196 thermocouples permettent de mesurer les températures pariétales à différentes positions et la paroi est recouverte d'une feuille résistive dissipant un flux thermique uniforme). Une anémométrie par fils chauds permet de relever les vitesses longitudinales à différentes positions de la veine d'essai. Les études expérimentales déjà menées au sein du laboratoire de thermocinétique ont permis d'analyser trois aspects importants de cet écoulement : l'évolution longitudinale dynamique et thermique de l'écoulement et l'influence du forçage des tourbillons longitudinaux par des perturbations en amont du bord d'attaque.

Dans ce papier nous allons montrer la sensibilité du transfert de chaleur à différents paramètres de l'écoulement. Ces résultats expérimentaux mis en évidence ici ne sont pas encore bien compris et nous avons choisi de développer un outil numérique pour nous aider à une meilleure interprétation.

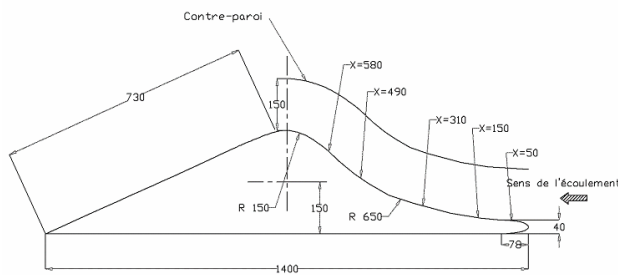


Figure 1.a : Maquette concave – convexe.

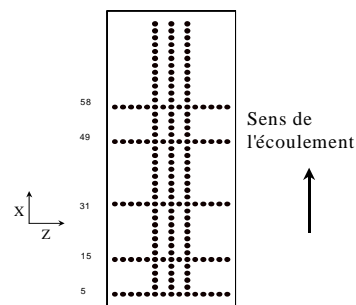


Figure 1.b : Implantation des thermocouples.

2 Mesures du transfert thermique

La maquette instrumentée permet notamment de calculer l'évolution du nombre de Stanton local à différentes abscisses de la paroi concave. Ce nombre représente le rapport entre le flux pariétal réellement transféré par le fluide, et le flux théorique maximal pouvant être transféré,

$St = \frac{\varphi_p}{(\rho C_p)_{T_f} \cdot \Delta T \cdot U_{pw}}$. 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). C'est une signature thermique du régime local du champ de vitesse en présence des tourbillons dits de Görtler. Le développement longitudinal dynamique et thermique (cf. figure 1.a, $\lambda = \infty$) se déroule ainsi :

- La couche limite est quasi 2D, portion OA, et le transfert suit la corrélation sur plaque plane (avec un niveau initial plus élevé lié à la présence du bord d'attaque).
- Ensuite des structures apparaissent, leur croissance devient rapidement non linéaire, portion AB, avec l'apparition d'un « plateau » où St est à peu près constant et le transfert dévie progressivement de la loi sur plaque plane.
- Puis les tourbillons sont déstabilisés par des instabilités dites secondaire, portion BC, conduisant à une transition à la turbulence, les transferts de chaleurs rejoignent et dépassent le niveau d'efficacité de la turbulence.
- Finalement, portion CD, l'écoulement devient turbulent, le niveau du transfert de chaleur est plus élevé que sur une plaque plane.

2.1 Influence des perturbations amonts

L'instabilité de Görtler amplifie les perturbations qui entrent en amont dans la couche-limite concave. Afin de contrôler à la fois l'amplitude et la longueur d'onde de ces perturbations nous avons choisi de *forcer* ces perturbations à l'aide d'une grille, constituée de fils verticaux de diamètre d_w , espacés d'une longueur λ , posée devant le bord d'attaque de la maquette.

La figure 2 indique les conséquences de l'espacement des fils de perturbations : la transition laminaire-turbulent est avancée d'autant plus que le nombre d'onde (λ^{-1}) augmente. Néanmoins, pour un forçage faible ($\lambda > 3\text{cm}$), la valeur du nombre de Stanton reste voisine de celle du cas référence sans forçage. La sensibilité maximale apparaît pour la zone d'instabilité secondaire point B. Ainsi le transfert de chaleur est d'autant plus intense que nous forçons une grande densité de tourbillons longitudinaux dans la couche limite.

La figure 3 met en parallèle l'évolution longitudinale du nombre de Stanton obtenue avec 3 amplitudes de perturbations différentes. Plus l'amplitude de la perturbation est grande, plus tôt sont les transitions entre les différents régimes d'écoulement. Ainsi le flux de chaleur total échangé par la surface (du bord d'attaque jusqu'à la fin $x=60\text{cm}$) est plus élevé pour l'amplitude de perturbation plus forte.

2.2 Influence de la vitesse nominale

Une augmentation générale de l'efficacité du transfert de chaleur apparaît lorsque la vitesse nominale décroît. La figure 4 illustre ce phénomène. 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. Entre les vitesses nominales supérieures à 5m.s^{-1} et la vitesse la plus faible que nous avons testé ici ($0,66\text{m.s}^{-1}$), l'efficacité du transfert thermique a triplé !

Les conditions expérimentales (ici la vitesse nominale, mais aussi les perturbations amonts vues précédemment, etc ...) ont une répercussion forte sur l'écoulement, ce qui implique une analyse fine pour comprendre et maîtriser les phénomènes en jeu.

Nous avons émis l'hypothèse de la présence de tourbillons intenses interagissant pour donner des instationnarités nouvelles, mais elle n'a pas été confirmée par l'analyse des champs de vitesses (présentée au congrès de la SFT 2007).

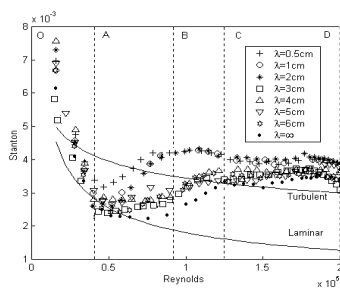


Figure 2 : Influence de la longueur d'onde de forçage par la grille de perturbation amont pour $Un=4,8\text{m/s}$ et $d_w=0,18\text{mm}$.

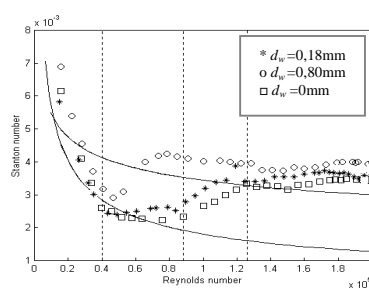


Figure 3 : Influence du diamètre des fils perturbation amont pour $Un=4,8\text{m/s}$ et $l=3\text{cm}$.

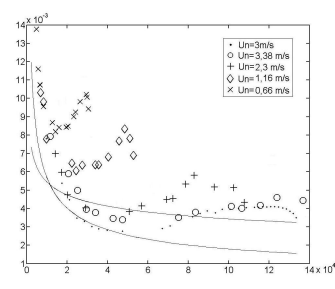


Figure 4 : Influence de la vitesse nominale (sans grille de perturbation).

3 Modèle numérique

3.1 Equations

Les équations considérées sont celles de Navier Stokes appliquées à une couche limite sur paroi concave ayant un rayon de courbure constant, toutes les variations dans la direction x sont ignorées (cf. eq. 1.1, 1.2, 1.3). Ceci correspond à un fluide dans un cylindre en rotation que l'on stoppe brusquement. Nous cherchons à voir dans quelle mesure ce système peut décrire notre écoulement, cf. Sabry & Liu (1991). Les équations non-linéaires à résoudre sont les suivantes :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \left[\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad \text{eq. 1.1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} + G^2 \cdot u^2 + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left[\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad \text{eq. 1.2}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad \text{eq. 1.3}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{eq. 1.4}$$

Ce système d'équations non linéaire est résolu par une méthode de différences finies ADI (Alternative Direction Implicit).

Afin de nous rapprocher numériquement des conditions expérimentales, nous interpolons le premier champ de vitesses expérimental par une série de la forme :

$$u = \sum [\varepsilon_i \cdot u_i(y) \cdot \cos(\alpha_i \cdot z) \cdot \exp(\sigma_i \cdot t)] + u_{Blasius} \quad \text{eq. 2.1}$$

$$v = \sum [\varepsilon_i \cdot v_i(y) \cdot \cos(\alpha_i \cdot z) \cdot \exp(\sigma_i \cdot t)] \quad \text{eq. 2.2}$$

$$w = \sum [\varepsilon_i \cdot \omega_i(y) \cdot \sin(\alpha_i \cdot z) \cdot \exp(\sigma_i \cdot t)] \quad \text{eq. 2.3}$$

$$p = \sum [\varepsilon_i \cdot p_i(y) \cdot \cos(\alpha_i \cdot z) \cdot \exp(\sigma_i \cdot t)] + p_{Blasius} \quad \text{eq. 2.4}$$

où les différents modes α_i sont déduits d'une analyse de Fourier des mesures expérimentales. Ces perturbations étant très faibles devant l'écoulement moyen de Blasius, nous pouvons linéariser les équations de Navier Stokes, les résoudre par une méthode « bvp » (Boundary Value Problem), ce qui permet d'obtenir un champ de vitesses (u, v, w) comme solution proche des mesures expérimentales à x_0 . Ainsi la simulation débute à une abscisse longitudinale fixée x_0 correspondant à notre premier champ de vitesses. On note aussi que le système (1) est temporel, par conséquent le développement expérimental longitudinal est en fait approximé par un développement numérique temporel relié par une vitesse de convection u_{conv} qui est à déterminer.

3.2 Comparaison numérique / expérimental

Dans cette partie nous allons confronter les champs expérimentaux de vitesse longitudinale obtenus par une anémométrie fils chauds à ceux obtenus numériquement (figure 5). Nous avons fait des simulations avec un mode (le mode principal α_1 de l'analyse de Fourier) et trois modes (les deux suivants $\alpha_2 = 2\alpha_1$ et $\alpha_3 = 3\alpha_1$ ayant une amplitude 3 fois moindre par rapport au mode principal).

La comparaison apporte la valeur de $u_{conv} = 0,58 \times u_{\infty}$.

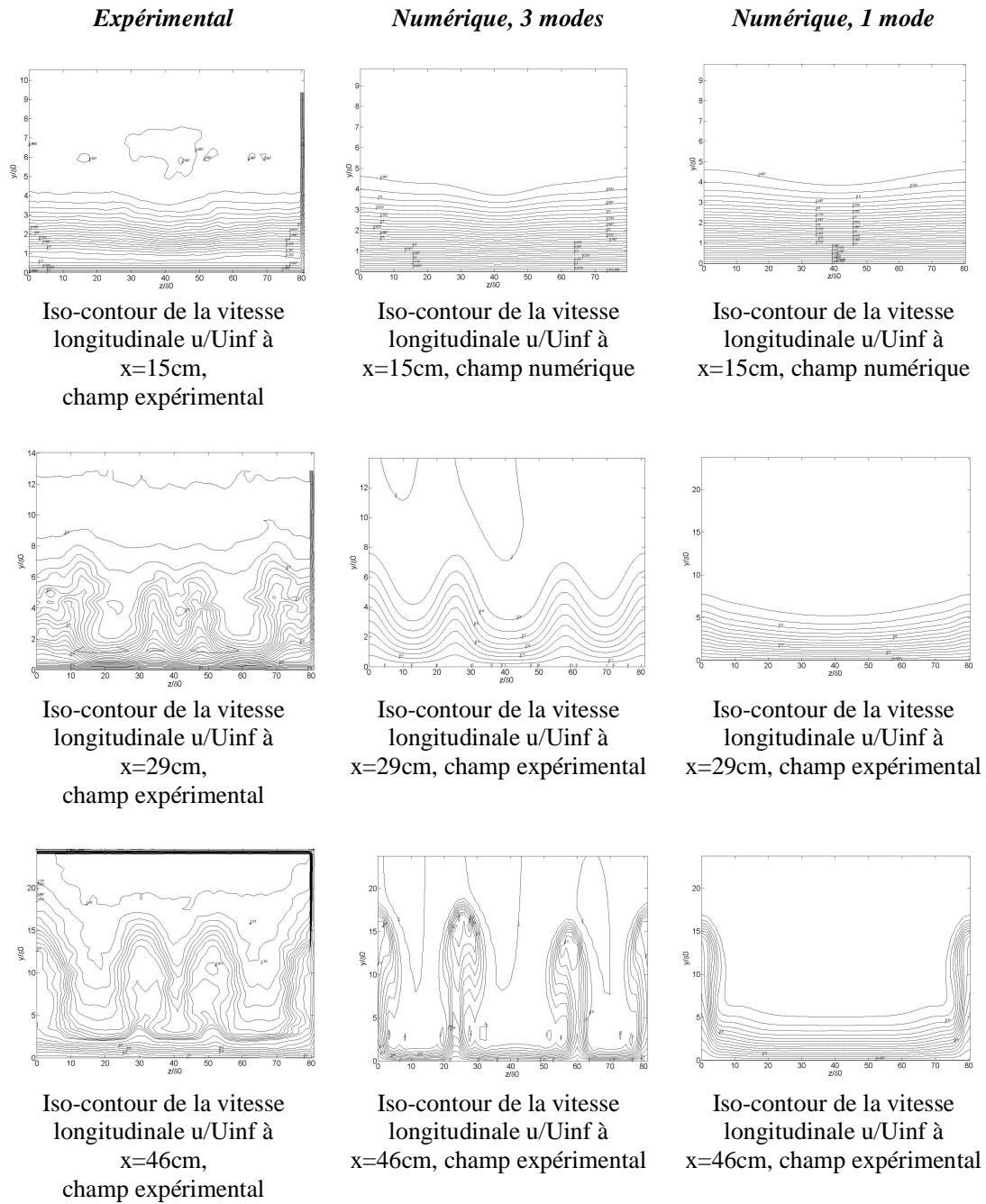


Figure 5 : Comparaison des champs de vitesse longitudinale expérimentaux et numériques pour différentes abscisses. Conditions initiales à $x=15\text{cm}$ puis développement non-linéaire, $U=3\text{m/s}$, sans grille de perturbation amont.

Il est nécessaire de prendre en compte plusieurs modes pour capter tous les tourbillons. Ici le troisième mode semble devenir prépondérant. L'allure des iso-contours expérimentaux et numériques (3 modes) est similaire, mais une étude plus détaillée des modes à prendre en compte doit être réalisée pour mieux s'approcher du champ expérimental. L'instabilité secondaire n'étant pas considérée numériquement ici, nous savons que des différences seront forcément présentes à la dernière abscisse longitudinale.

4 Conclusions

Nous avons vu que les perturbations amonts, la vitesse nominale de l'écoulement sont des paramètres modifiant considérablement le comportement dynamique et thermique de l'écoulement. Si l'instabilité de Görtler est très sensible expérimentalement aux conditions initiales, il en est de même numériquement. La modélisation de l'instabilité sera une étape supplémentaire importante permettant d'approfondir l'augmentation des transferts de chaleur observés expérimentalement.

Références

- Ajakh A., Kestoras M.D., Toé R., Peerhossaini H., Influence of forced perturbations in the stagnation region on Görtler instability, *AIAA J.* **37** (12) (1999) 1572-77.
- Delacourt G., Dupont P., Peerhossaini H., Interprétation de l'efficacité des tourbillons de Görtler sur les transferts thermiques à nombre de Reynolds modéré. *Congrès SFT* (2007).
- Görtler H., On the three-dimensional instability of laminar boundary layers on Concave Walls. *Nacher. Ges. Wiss. Göttingen 2*, (NACA TM 1375, 1954) 1-26.
- Mitsudharmadi H., Winoto S.H. et Shah D.A., Development of boundary-layer flow in the presence of forced wavelength Görtler vortices, *Physics of fluid* **16** (2004) 3983-3996.
- Momayez L., Dupont P., Peerhossaini H., "Some unexpected effects of wavelength and perturbation strength on heat transfer enhancement by Görtler instability", *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47** (2004)3783 –3795
- Peerhossaini H., Bippes H. et Steinbach D., « Modèle pour l'étude expérimentale des effets de la courbure sur la transition de la couche limite sur une aile en flèche, résultats préliminaires », *Recherche Aérospatiale*, (1990) No. **6**:15-21.
- Peerhossaini H., Wesfreid J.E., Les tourbillons de Görtler et leurs influence sur les turbines à gaz, *Bull Assoc. Tech. Maritime Aéronaut.* **88** (1988) 361-381.
- Peerhossaini H., On the effects of streamwise vortices on wall heat transfer. *Begell House Publishers*, New York (1997).
- Sabry A. S., Liu J. T. C., Concentration and heat transfer in nonlinear Görtler vortex flow and the analogy with longitudinal momentum transfer, *Proc. R. Soc. London.* **432** (1991) 1-12.
- Sabry A. S., Liu J. T. C., Longitudinal vorticity element in boundary layers : nonlinear development from initial Görtler vortices as a prototype problem, *J. Fluid Mech.* **231** (1991) 615-663.
- Liu J. T. C., Lee K., Heat transfer in a strongly nonlinear spatially developing longitudinal vortices system, *Phys. Fluids* **7** (3) (1995) 559-599.
- Toé R., « Etude expérimentale de l'instabilité de Görtler : Instabilité secondaire et effets des tourbillons de Görtler sur les phénomènes de transfert thermique », Thèse de doctorat (1999) Université de Nantes, France.
- Toé R., Ajakh A., Peerhossaini H., Heat transfer enhancement by Görtler instability, *Int. J. Heat and Fluid Flow* **23**(2002) 194-204.