

Analyse du développement de la couche limite thermique dans un écoulement de canal plan turbulent représentatif d'un récepteur solaire surfacique

Morgane BELLEC^{1*}, Adrien TOUTANT¹, Jean-Marc FOUCAUT², Gabriel OLALDE¹

¹Laboratoire PROMES, UPR CNRS 8521 – 7 rue du four solaire – 66120 Odeillo

²Laboratoire LML, UMR CNRS 8107 – Bv Paul Langevin, Cité Scientifique – 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

* (auteur correspondant : morgane.bellec@promes.cnrs.fr)

Résumé - Les récepteurs solaires à haute température des centrales à tour, sièges du transfert thermique vers le fluide, sont un élément clef de la conversion d'énergie solaire concentrée en chaleur. L'utilisation de modules sous pression de type canal plan présente un réel intérêt pour ces récepteurs. L'objectif final de cette étude est de mettre au point leur géométrie pariétale interne pour maximiser les transferts thermiques gaz-solide tout en limitant les pertes de charge. Les écoulements au sein du module sont complexes du fait de l'interaction entre la turbulence et les gradients importants de température dus au chauffage asymétrique produit par le rayonnement solaire éclairant le module uniquement par une de ces faces. Notre stratégie pour mieux les comprendre consiste à allier les approches expérimentales et numériques fines. D'une part, le laboratoire PROMES a conçu et réalisé une soufflerie de canal plan, MEETIC (Moyens d'Essais des Écoulements Turbulents pour l'Intensification des Transferts de Chaleur) qui reproduit un absorbeur/échangeur à l'échelle 5. Elle est instrumentée par un moyen de diagnostic optique SPIV (Stereo Particle Image Velocimetry) qui permet d'obtenir précisément les trois composantes de vitesses instantanées en tout point de l'écoulement. D'autre part, des simulations des grandes échelles (LES) aux mêmes conditions sont menées sur un serveur de calcul géré par le CINES.

Afin de distinguer les effets liés uniquement à la température de ceux liés à la géométrie, nous étudions dans un premier temps les interactions entre champs dynamique et thermique dans un canal plan lisse anisotherme. Les profils de vitesse moyenne et des écarts-types de vitesse adimensionnés par la vitesse de frottement sont présentés en fonction de la distance à la paroi. Ces résultats sont comparés à la configuration canal plan lisse isotherme, afin de comprendre comment le gradient de température modifie les phénomènes de turbulence.

Nomenclature

C_p	capacité thermique à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	U_i	composantes de la vitesse, $m.s^{-1}$
\mathcal{F}_j	flux de chaleur sous-maille, $K.m.s^{-1}$	u_τ	vitesse de frottement, $m.s^{-1}$
h	demi-hauteur du canal, m	x_i	coordonnées, m
P	pression totale, Pa	<i>Symboles grecs</i>	
P_{dyn}	pression dynamique, Pa	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
P_{thermo}	pression thermodynamique, Pa	μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
Pr	nombre de Prandtl	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
r	constante spécifique des gaz parfaits, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	τ_{ij}	tenseur sous-maille, $m^2.s^{-2}$
Re	nombre de Reynolds	τ	contrainte de cisaillement, Pa
Re_τ	nombre de Reynolds de frottement	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
T	température, K	<i>Indices et exposants</i>	
t	temps, s	$+$	adimensionné
		p	à la paroi
		sm	sous-maille

1. Introduction

La technologie des centrales solaires à tour est une voie très prometteuse pour la production d'énergie électrique. Elle permettrait d'atteindre de hauts rendements en utilisant un cycle thermodynamique de Brayton, éventuellement combiné. Cependant, cela nécessite d'atteindre de hautes températures de fluide de travail (de l'ordre de 1000°C). Les récepteurs solaires, sièges du transfert thermique vers le fluide, sont un élément clef de la conversion d'énergie solaire concentrée en chaleur. Il est donc crucial de développer des récepteurs performants, permettant un transfert de chaleur important vers le fluide de travail. Pour cela, l'utilisation de modules de type canal plan a démontré avoir un réel intérêt. L'optimisation de leur géométrie interne où circule le fluide (de l'air) permet d'obtenir des coefficients d'échanges importants, tout en limitant les pertes de charge. Ainsi, des travaux menés au laboratoire PROMES, utilisant à la fois des simulations numériques et des moyens expérimentaux, ont permis de développer une géométrie innovante qui a montré sa capacité à extraire des puissances importantes. [1]

Pour créer de telles géométries internes performantes, il est indispensable de bien comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans ces récepteurs et notamment les phénomènes complexes provoqués par un gradient de température dans l'écoulement turbulent. En effet, des simulations fines d'un récepteur solaire, simplifié en un canal plan bipériodique dont les parois sont à des températures différentes, ont montré une dissymétrie des profils de vitesse moyennes et fluctuantes. Cette dissymétrie ne peut pas être expliquée par la seule variation des propriétés du fluide avec la température, elle est véritablement liée au couplage entre vitesse et température. [2] Il s'agit maintenant d'approfondir et de valider ces résultats par des études expérimentales et numériques fines. Afin d'examiner précisément les effets liés à la température, et de bien les distinguer de ceux liés à la géométrie, l'étude porte pour l'instant sur un canal plan lisse.

Le laboratoire PROMES a mis en place une soufflerie canal plan à veine ouverte, « MEETIC » (Moyens d'Essais des Écoulements Turbulents pour l'Intensification des transferts de Chaleur). Une paroi amovible permet de tester différentes géométries. Elle est également équipée d'un dispositif de chauffe afin de reproduire un gradient de température. Enfin, les trois composantes de la vitesse instantanée peuvent être mesurées en tout point de l'écoulement par SPIV (Stereo Particle Image Velocimetry). Malgré la précision et le détail des mesures, des grandeurs de l'écoulement restent inaccessibles expérimentalement.

L'approche numérique, en apportant ces données supplémentaires, est donc pleinement complémentaire de l'approche expérimentale. Quelques conditions sont toutefois nécessaires. D'une part, la complexité des interactions entre turbulence et gradient de température dans notre écoulement nécessite des simulations précises. Nous avons donc fait le choix d'une simulation des grandes échelles. D'autre part, les simulations doivent s'approcher au mieux des conditions de la soufflerie. La comparaison des résultats expérimentaux et numériques permet ainsi d'évaluer la qualité des simulations.

L'étude présentée ici porte sur une simulation des grandes échelles d'un canal plan lisse anisotherme aux conditions de la soufflerie. La première partie présente les caractéristiques de la simulation, les équations résolues, et les outils employés. La deuxième partie montre les statistiques de la turbulence qui en résultent.

2. Méthodes numériques

2.1. Caractéristiques de la simulation

On cherche ici à simuler un écoulement fortement turbulent et anisotherme représentatif d'un récepteur solaire, et dont les conditions sont reproductibles à la soufflerie. Le domaine de calcul est ainsi imposé par les dimensions de la soufflerie : il s'agit un canal lisse de 5 cm de hauteur, 16 cm de largeur et 64 cm de longueur. Pour obtenir les conditions aux limites en température de la simulation, nous avons mené une campagne de mesures de températures à la soufflerie. Le débit a été imposé à froid pour obtenir un nombre de Reynolds turbulent $Re_\tau = 395$ (nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement et la hauteur du canal). La paroi supérieure est ensuite chauffée sur 50 cm de longueur à plus de 300°C, ce qui échauffe la paroi basse à environ 120°C.

Pour reproduire l'échauffement du fluide le long du canal, il est nécessaire de simuler l'écoulement en canal ouvert. Mais pour qu'il soit représentatif, l'entrée du canal doit être un écoulement turbulent de canal plan statistiquement stationnaire. Pour l'obtenir, nous utilisons un canal bi-périodique isotherme à $T=288K$, et au même nombre de Reynolds de frottement $Re_\tau = 395$. Ce canal, appelé précurseur (voir figure 1), génère le champ de vitesse utilisé comme condition d'entrée du canal ouvert qui a donc le même débit. Les deux canaux ont mêmes résolutions spatiale et temporelle, mais le canal précurseur est quatre fois plus court.

La simulation complète est donc en réalité un problème couplant un canal bi-périodique isotherme et un canal ouvert dont les températures des parois sont imposées.

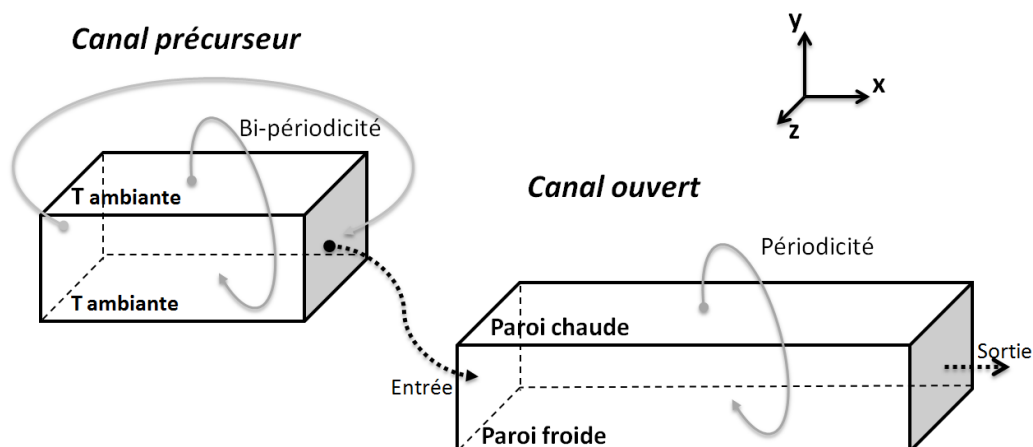


Figure 1 : Couplage entre le canal isotherme bi-périodique et le canal ouvert anisotherme

2.2. Modélisation de la turbulence

Dans les conditions de la simulation, l'écoulement est subsonique, avec un nombre de Mach de 0,02, tandis que les variations importantes de température induisent des variations significatives de propriétés du fluide. On résout numériquement les équations instationnaires de Navier-Stokes à faible nombre de Mach, valides pour un nombre de Mach inférieur à 0,3. L'approximation bas nombre de Mach a pour résultat de décomposer la pression en deux termes : la pression thermodynamique P_{thermo} , constante dans l'espace, et la pression dynamique P_{dyn} , qui elle peut varier spatialement. La pression totale est $P = P_{thermo} + P_{dyn}$.

On réalise une simulation des grandes échelles (SGE). Ce choix résulte d'un compromis entre puissance de calcul nécessaire et finesse de la capture de l'écoulement. Il s'agit de simuler les grandes échelles de la turbulence et de modéliser les petites. Un filtrage spatial $(\overline{\quad})$, et de Favre $(\widetilde{\quad})$ est réalisé pour séparer les échelles. L'impact des petites échelles sur les grandes est conservé par l'ajout de termes correctifs : le flux de chaleur sous-maille \mathcal{F}_j et le tenseur sous-maille τ_{ij} . Les équations de Navier-Stokes à résoudre deviennent alors les suivantes (équations 1 à 5) :

Équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{U}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\bar{\rho} \frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial t} + \bar{\rho} \widetilde{U}_j \frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P_{dyn}}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\mu} \left(\frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\mu} \frac{\partial \widetilde{U}_j}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{\rho} \tau_{ij}}{\partial x_j} + \bar{\rho} g \quad (2)$$

Équation de conservation de l'énergie :

$$\bar{\rho} c_p \left(\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial t} + \widetilde{U}_j \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \overline{P_{thermo}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{\rho} c_p \mathcal{F}_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

Loi d'état :

$$\overline{P_{thermo}} = \bar{\rho} r \widetilde{T} \quad (4)$$

La pression thermodynamique est une constante spatiale :

$$\frac{\partial \overline{P_{thermo}}}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

Le tenseur sous-maille est modélisé en faisant intervenir la viscosité sous-maille ν_{sm} :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_{sm} \widetilde{S}_{ij} \quad (6)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker et \widetilde{S}_{ij} est le tenseur des déformations filtré :

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

Pour exprimer la viscosité sous-maille, on utilise le modèle WALE (Wall Adapting Local Eddy) proposé par Nicoud [3]. Il a l'avantage d'avoir un bon comportement en proche paroi, la viscosité sous-maille s'annulant suivant la loi voulue ($\propto y^3$).

Le flux sous-maille fait appel à la diffusivité sous-maille \mathcal{K}_{sm} :

$$\mathcal{F}_j = \mathcal{K}_{sm} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (8)$$

Pour le modéliser, on fait l'hypothèse d'un nombre de Prandtl sous-maille (défini par $Pr_{sm} = \nu_{sm}/\mathcal{K}_{sm}$) constant. L'impact de ce modèle simple est minimisé par la finesse du maillage.

Le fluide est de l'air. Dans les conditions expérimentales les plus défavorables, la fraction molaire d'eau dans l'air est de 0.6%. Étant donné en outre la faible épaisseur d'air considérée (5cm), les effets du transfert par rayonnement dans le fluide peuvent être négligés. On choisit le nombre de Prandtl $Pr = 0,70$. On suppose la capacité thermique constante $C_p = 1006 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Au début de la simulation, la pression thermodynamique est $P_{thermo} = 8,4.10^4 \text{ Pa}$, ce qui correspond aux conditions expérimentales habituelles de la soufflerie. La viscosité dynamique est calculée en utilisant la loi de Sutherland :

$$\mu(T) = 1,460.10^{-6} \frac{T^{1,5}}{T + 111} \quad (9)$$

On en déduit la conductivité thermique :

$$\lambda(T) = \frac{\mu C_p}{Pr} = 2,089.10^{-3} \frac{T^{1,5}}{T + 111} \quad (10)$$

2.3. Maillage et outils

Le maillage comporte 512x128x256 mailles, soit environ 17 millions de mailles. C'est un maillage structuré. Il est régulier dans les directions longitudinales et transversales avec des tailles de mailles adimensionnées de respectivement $\Delta x^+ \approx 20$ et $\Delta z^+ \approx 10$. Dans la direction perpendiculaire, le maillage utilise un raffinement hyperbolique en proche paroi. La taille des mailles varie dans cette direction de $\Delta y^+ \approx 12$ en milieu de canal à $\Delta y^+ \approx 1,5$ près des parois.

Cette simulation est réalisée en utilisant le logiciel Trio_U développé par le CEA. C'est un code de mécanique des fluides ouvert, permettant des applications de thermohydraulique telles que l'écoulement turbulent à faible nombre de Mach qui nous intéresse.

3. Résultats

Les figures 2 et 3 à 5 présentent respectivement la composante longitudinale de la vitesse moyenne du fluide et les écarts-types de vitesse dans les trois directions en fonction de la distance à la paroi. Nous utilisons l'adimensionnement classique en unités de paroi :

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (11)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_p}} \quad (12)$$

Où τ_p est la contrainte de cisaillement à la paroi.

Le canal ouvert n'a qu'une direction d'homogénéité : la direction transverse z. Pour chaque grandeur, les résultats sont présentés à trois positions le long du canal : au début, au milieu, et à la fin de la zone chauffée, et ce à proximité de la paroi basse froide (courbes marquées « Fr ») et de la paroi haute chaude (courbes marquées « Ch ») du canal. Par comparaison, on

montre également les données du canal précurseur isotherme, moyennées suivant les deux directions d'homogénéité transverse et longitudinale.

Les statistiques sont calculées sur environ 23 fois le temps caractéristique pour le canal anisotherme et 30 fois le temps caractéristique pour le canal isotherme, après que l'écoulement s'est pleinement établi. Le temps caractéristique est défini comme $\frac{h}{u_{\tau m}}$, la vitesse de frottement $u_{\tau m}$ étant la moyenne des vitesses de frottement aux deux parois.

On voit figure 2 que les profils de vitesse moyenne longitudinale sont proches à faible distance de la paroi. Puis à partir de $y^+=10$, les profils du canal anisotherme s'éloignent du profil isotherme. Ils sont fortement modifiés du côté chaud, mais également dans une moindre mesure du côté froid. Il faut toutefois remarquer que le côté « froid » est lui-même plus chaud que le fluide entrant.

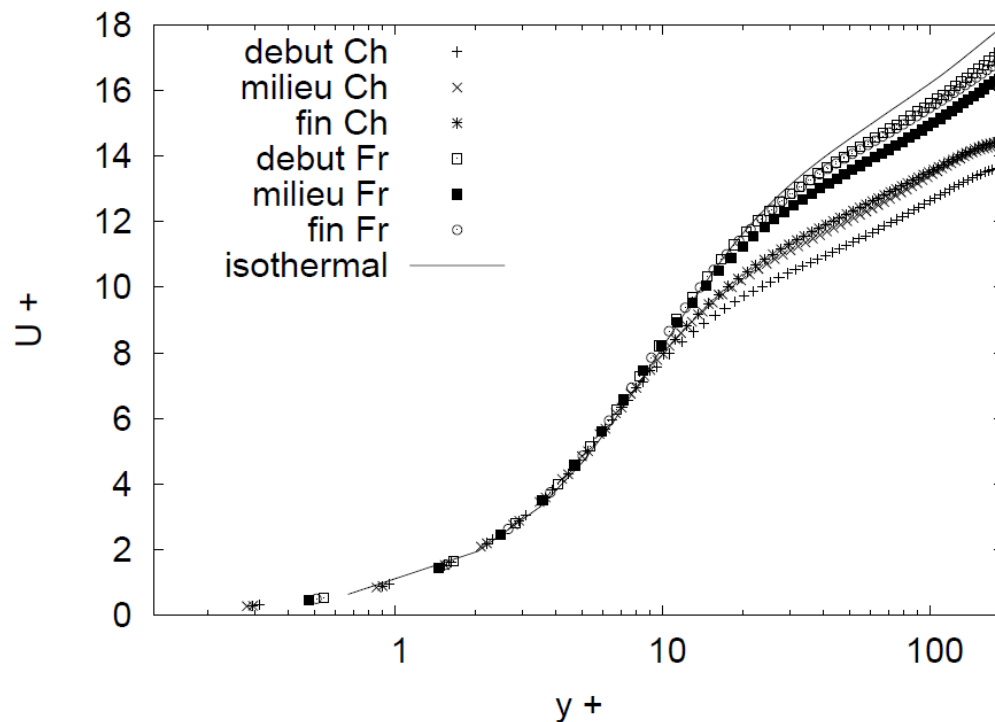


Figure 2 : Vitesse moyenne longitudinale

Les fluctuations de la vitesse longitudinale (voir figure 3) sont les plus importantes pour le cas isotherme. Dans le canal anisotherme, elles sont plus faibles côté chaud que côté froid. Le pic d'intensité, centré sur $y^+=14$ pour le profil isotherme, se rapproche de la paroi dans le cas anisotherme. Du côté froid, les fluctuations sont centrées autour de $y^+=11$. Du côté chaud, l'intensité des fluctuations augmente le long du canal, et le pic s'éloigne de la paroi, de $y^+=8$ en début de zone chauffée à $y^+=10$ en fin de zone chauffée.

Les fluctuations de la vitesse perpendiculaire (voir figure 4) ont un comportement différent : elles sont plus importantes dans le cas anisotherme que dans le cas isotherme en proche paroi, et ce jusqu'à une distance située entre $y^+=20$ et 40 suivant la position dans le canal. En ce qui concerne les pics d'intensité, ils sont également plus proches de la paroi dans le cas anisotherme que dans le cas isotherme, et du côté chaud que du côté froid.

Les fluctuations de la vitesse transversale (voir figure 5) suivent les mêmes tendances que celles de la vitesse longitudinale, aussi bien au niveau des intensités que des pics de fluctuation.

Aussi bien pour la vitesse longitudinale que pour les fluctuations, on peut remarquer que côté froid, les profils sont plus faibles en milieu de canal qu'en entrée et en sortie, ce qui n'est pas le cas côté chaud. Il faut cependant noter qu'avec l'adimensionnement classique utilisé ici, les grandeurs sont directement comparées sans prendre en compte les fortes variations locales de propriétés du fluide avec la température. Une analyse plus poussée, utilisant probablement d'autres types d'adimensionnements, va donc être nécessaire pour différencier les effets en jeu et ainsi mieux comprendre de telles observations.

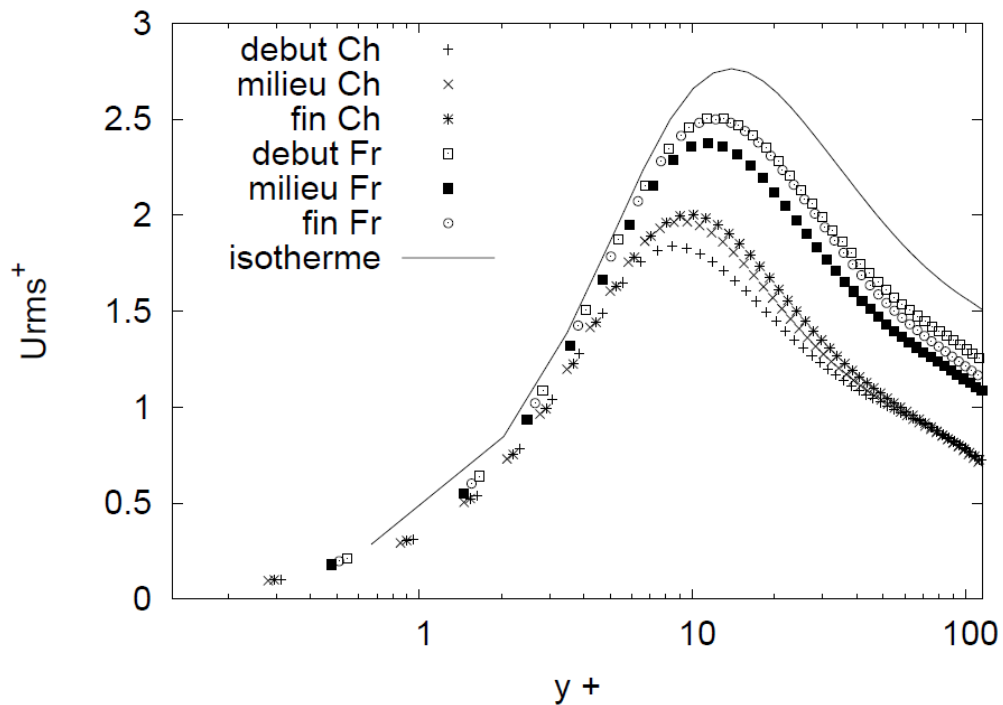


Figure 3 : Écart-type de la vitesse longitudinale

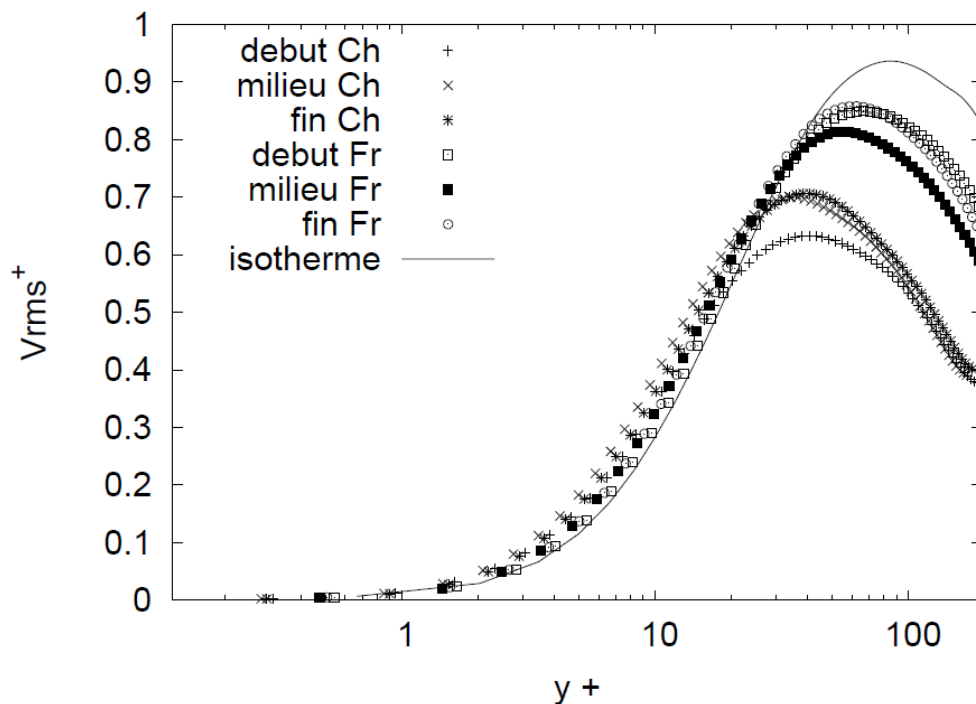


Figure 4 : Écart-type de la vitesse perpendiculaire aux parois

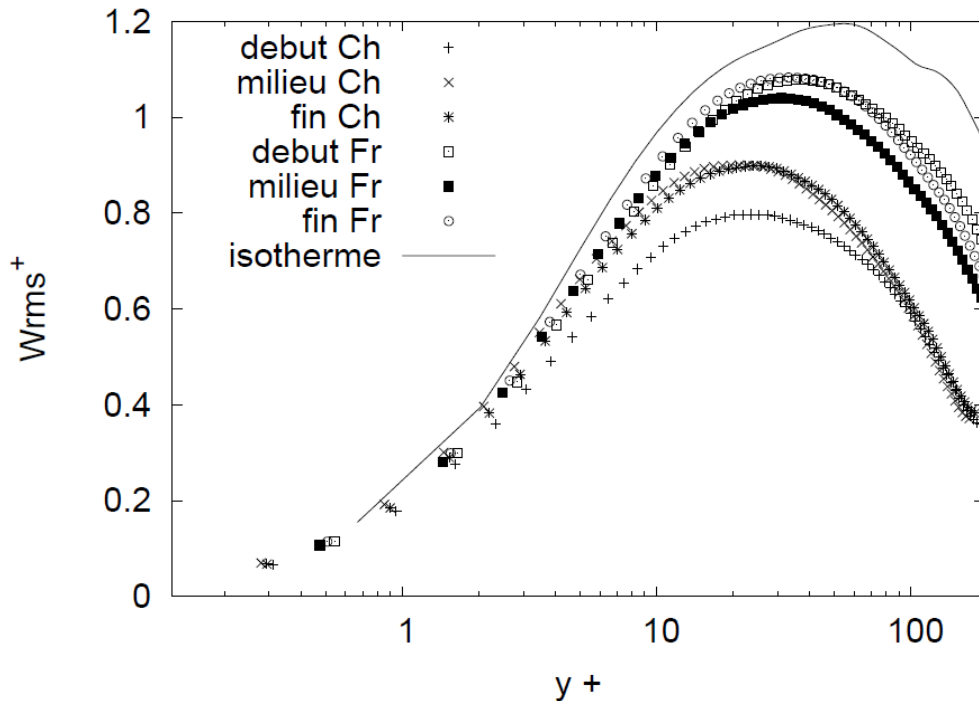


Figure 5 : Écart-type de la vitesse transversale

4. Conclusion

Une simulation des grandes échelles d'un canal plan lisse ouvert anisotherme a été menée. Il s'agit d'un écoulement en canal plan turbulent, soumis à un fort gradient de température. Un soin particulier a été porté à la similitude des conditions de la simulation avec les expériences menées parallèlement à la soufflerie « MEETIC » du laboratoire PROMES.

Les premiers résultats montrent que les profils de vitesse sont fortement modifiés par la température. Cependant, il semble que, plus que l'effet du gradient de température, c'est celui des couches limites thermiques sur les deux parois qu'on observe. Pour approfondir cette étude, il sera pertinent d'utiliser d'autres adimensionnements permettant de mieux mettre en évidence les phénomènes mis en jeu.

Références

- [1] A. Colleoni, A. Toutant, G. Olalde and J-M. Foucaut, Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement, *Applied Thermal Engineering*, 50 (2013), 1092 -1100.
- [2] M. Sanchez, F. Aulery, A. Toutant, and F. Bataille, Large Eddy Simulations of Thermal Boundary Layer Spatial Development in a Turbulent Channel Flow, *Journal of Fluids Engineering*, 136 (2014), 12.
- [3] F. Nicoud and F. Ducros, Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor flow, *Turbulence and Combustion*, 62 (1999), 183–200.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l'allocation de ressources 2014-c20142a5099 attribuée par GENCI.