

Utilisation de mesures couplées vitesse/température pour le calcul de quantités turbulentes.

Pierre BELLEOUD*, Didier SAURY, Denis LEMONNIER

Institut Pprime - UPR CNRS 3346, CNRS - ENSMA - Université de Poitiers,
Département Fluides Thermique Combustion,
ENSMA, Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP 40109, F-86961 Futuroscope CEDEX, France.
*(auteur correspondant : pierre.belleoud@ensma.fr))

Résumé - Ce travail se propose d'étudier expérimentalement les écoulements et les transferts thermiques de convection naturelle turbulente dans une cavité différentiellement chauffée à des nombres de Rayleigh de l'ordre de ceux que l'on peut rencontrer dans le bâtiment ($>10^{11}$). L'étude concerne une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme vertical égal à 4, instrumentée d'une chaîne PIV (25 Hz) et d'une sonde de micro-thermocouple (12,7 μm de diamètre). Les deux mesures sont synchronisées à l'aide d'un générateur de pulse BNC® pour obtenir expérimentalement les flux turbulents $\rho c_p \langle V_2' T' \rangle$ et $\rho c_p \langle V_3' T' \rangle$.

Nomenclature

c_p	chaleur spécifique à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	X_i^*	coordonnées adimensionnées par la hauteur ($X_i^* = x_i/H$)
H	hauteur de la cavité, m	<i>Symboles grecs</i>	
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
h	variation d'enthalpie, J	α_T	diffusivité thermique turbulente, $m^2.s^{-1}$
\dot{m}	débit masse, $kg.s^{-1}$	β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
p_m	pression motrice, Pa	ΔT	différence de température, $\Delta T = T_c - T_f$, K
Pr	nombre de Prandtl	ε	émissivité hémisphérique totale
Ra_H	nombre de Rayleigh basé sur la hauteur ($Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}$)	ϕ_h	flux enthalpique, W
S	surface horizontale, m^2	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
t	temps, s	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
T	température, K	ρ	masse volumique de l'air, $kg.m^{-3}$
T_0	Température ambiante, $T_0 = (T_c + T_f)/2$, K	ρ_0	masse volumique de l'air à T_0 , $kg.m^{-3}$
$V_i = V_1, V_2$	composantes horizontale et verticale de la vitesse, $m.s^{-1}$	θ	température adimensionnée, $\theta = (T - T_0)/\Delta T$
$V_{réf}$	vitesse de référence, $V_{réf} = \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$, $m.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
V_i^*	vitesse adimensionnée par vitesse de référence $V_{réf}$ ($V_i^* = V_i/V_{réf}$)	$\langle X \rangle$	moyenne temporelle de la quantité X
$x_i = x_1, x_2$	coordonnées, m	X'	fluctuation RMS de la quantité X
		X^*	grandeur adimensionnée

1. Introduction

Pour l'étude de la convection naturelle, la cavité différentiellement chauffée est un dispositif particulièrement intéressant grâce à la simplicité de sa géométrie. Ce mode de transfert n'est pas nouveau et a longuement été étudié que ce soit de manière théorique, numérique ou expérimentale, pour des nombres de Rayleigh correspondant à des régimes laminaires ([1-2] parmi d'autres). Pour les hauts nombres de Rayleigh, les études sont essentiellement numériques [3-9], notamment en ce qui concerne le couplage qui existe entre la vitesse et la température. On trouve néanmoins quelques études sur la transition vers la

turbulence dans une couche limite chaude en convection naturelle ([10] par exemple). L'étude présentée ici propose un dispositif permettant d'obtenir expérimentalement et de manière synchrone une mesure de la température et des composantes de la vitesse en un point. Dans le cas d'écoulements turbulents, cela permet d'obtenir les flux de chaleur turbulents.

On recense dans la littérature, différentes méthodes pour évaluer les flux turbulents. Toutefois, certaines ne peuvent être applicables pour cette étude comme l'association fil froid/fil chaud car trop intrusive en convection naturelle : le fil chaud, par sa température, induit un écoulement parasite. Cette interaction entre les instruments de mesure et l'écoulement peut être évitée. Thole et Bogard [11] ont proposé un dispositif expérimental faisant intervenir une mesure de température par fil froid ($0,64 \mu\text{m}$) et une mesure de vitesse grâce à la vélocimétrie laser par effet Doppler à deux composantes (LDV 2D) que l'on retrouve plus tard chez Pietri et al. [12]. D'autres mesures associant la LDV avec une thermistance [13] ou un thermocouple fin ($25 \mu\text{m}$ de diamètre) de type K [14] ont été utilisées précédemment. Néanmoins, les méthodes faisant intervenir la LDV ne permettent pas aisément de maîtriser la fréquence d'acquisition de la mesure (particulièrement à faible vitesse). L'acquisition s'effectue quand la particule traverse le volume de mesure formé par le croisement des faisceaux laser. Il est de ce fait peu aisé de synchroniser les mesures de vitesse et de température. La méthode présentée dans cette étude, où la vitesse est mesurée par PIV et la température par un micro-thermocouple de type K, présente l'intérêt de fixer cette fréquence d'acquisition et ainsi permettre la synchronisation de ces deux types de mesure. Elle a été développée dans un premier temps sur une cheminée de petites dimensions [15] avant d'être adaptée à une cavité différentiellement chauffée d'environ 4 m de hauteur. Un protocole de mesure en temps réel a ainsi pu être développé pour synchroniser les mesures, moyennant quelques précautions, comme la distance du thermocouple à la nappe laser. Cela permet d'éviter toute interaction entre les mesures de vitesse et de température : chauffage du thermocouple par la nappe laser, par exemple.

L'étude présentée ici a été réalisée grâce à l'association de mesures de vitesse par PIV et de température par micro-thermocouple au sein d'un écoulement de convection naturelle turbulent, dans une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme égal à 4. Après avoir présenté le dispositif expérimental, on discutera de résultats concernant le nombre de Prandtl turbulent dans les couches limites et les flux d'enthalpie calculés grâce aux flux thermiques turbulents.

2. Dispositif expérimental et méthodologie

2.1. Description du dispositif expérimental

Les mesures présentées ont été réalisées dans une cavité différentiellement chauffée de grandes dimensions. Les dimensions (intérieures) du volume d'étude sont : 3,84 m de hauteur, 1 m de largeur et 0,86 m de profondeur. La température des parois isothermes, en Dural (AU4G, $\lambda=134 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, $\varepsilon=0,15$), est imposée grâce à un circuit d'eau glycolée dont la température est maintenue et régulée à l'aide de cryothermostats avec une incertitude de $0,1^\circ\text{C}$. Les autres parois de la cavité sont formées d'un assemblage de panneaux de Styrodur® ($\lambda=0,035 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) de 0,08 m d'épaisseur. Ces panneaux sont recouverts d'un film de Mylar® basse émissivité ($\varepsilon=0,10$) de $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Pour renforcer l'isolation, une couche additionnelle de Styrodur® de 0,03 m d'épaisseur recouvre toutes les parois de la cavité.

La Figure 1 présente une vue schématique de la cavité (gauche) ainsi que l'instrumentation installée sur son plafond (droite). La nappe laser traverse une fente vitrée du plafond pour passer par le plan vertical médian de la cavité. Le micro-thermocouple, quant à lui, se place

derrière la nappe grâce à une canne se déplaçant à travers une seconde fente réalisée (au plafond également) dans un guide pour limiter toute fuite d'air.

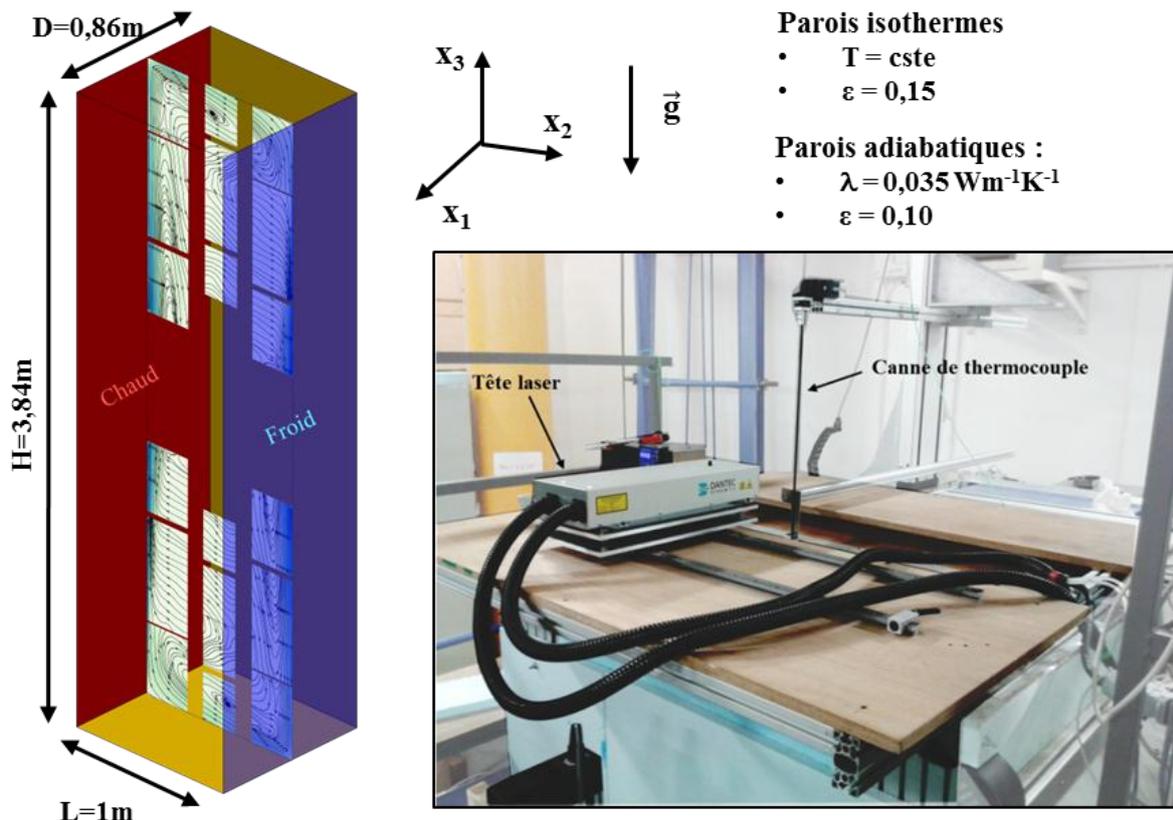


Figure 1 : Vue schématique de la cavité différentiellement chauffée (gauche) et vue du plafond (droite) muni de deux fentes pour permettre le passage de la canne du micro-thermocouple et de la nappe laser.

2.2. Métrologie associée

Les mesures de température sont réalisées par un thermocouple de type K de $12,7 \mu\text{m}$ de diamètre monté sur deux broches à l'extrémité d'une canne de 3 m de long. Cette canne est mobile selon un plan parallèle à celui de la nappe laser grâce à un système de déplacement micrométrique. La distance du thermocouple est ajustable par rapport à la nappe laser mais fixe pendant les mesures. Les broches du support ont un diamètre de $100 \mu\text{m}$ et une longueur de 2 cm. A 25 Hz et pour ces dimensions, le temps de réponse de la sonde est d'environ 1,6 ms avec un facteur d'atténuation de 7 % [16]. La soudure froide est plongée dans un bain thermostaté dont on vérifie la température à l'aide d'une sonde PT100. Ces mesures sont réalisées avec un temps d'intégration de 0,1 NPLC (Number of Power Line Cycles), soit 2 ms. Le thermocouple est relié à un multimètre digital NI 4071 DMM monté sur un châssis NI PXI 1031 temps réel. Les réglages permettent des mesures dans une gamme de $\pm 100 \text{ mV}$ avec une résolution de $6\text{-}\frac{1}{2}$ digits jusqu'à 100 Hz. Cela donne une résolution de $0,025^\circ\text{C} \pm 0,01^\circ\text{C}$ pour la température.

Les mesures des composantes de la vitesse dans le plan vertical médian sont réalisées grâce à une chaîne de mesure PIV composée d'un laser (Nd-YAG), pulsé à 100 Hz, d'un générateur de fumée ensemençant l'écoulement de fines particules (quelques micromètres de diamètre) d'huile de paraffine (Ondina Shell®) et d'une caméra Dantec SpeedSense 9040 CCD utilisée avec une fréquence d'acquisition de 25 Hz et une résolution de 8 bits par pixel. La caméra est équipée avec un objectif macro de 105 mm de distance focale ayant ouverture maximale de

2,8. Les champs de vitesse sont obtenus par corrélations adaptatives sur des fenêtres d'interrogation initiales de 64×64 pixels et finales de 16×16 pixels avec 50 % de recouvrement. Le temps entre les deux nappes laser, et donc entre deux images, a été fixé à 2 ms, ce qui correspond au temps d'intégration du thermocouple pour la mesure de température.

La synchronisation des mesures de vitesse et de température est assurée par un générateur d'impulsion/retard Berkeley BNC 575. Celui-ci pilote l'acquisition par PIV via le logiciel DynamiStudio® de Dantec et déclenche de manière synchrone la mesure de température avec les acquisitions de la caméra.

3. Résultats et discussion

Les résultats présentés ici ont été calculés pour une cote adimensionnée $X_3^*=0,85$, soit en fin de couche limite ascendante, côté chaud, et en début de couche limite descendante, côté froid. On rappelle la forme des équations régissant le mouvement et les transferts au sein de l'écoulement de convection naturelle qui s'établit en cavité différentiellement chauffée dans l'approximation de Boussinesq :

- continuité : $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ (1)

- moment : $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p_m - \beta(T-T_0)\vec{g} + \nu \Delta \vec{v}$ (2)

- énergie : $\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = \alpha \nabla^2 T$ (3)

L'équation de continuité ($\vec{\nabla} \cdot \vec{v}=0$) permet notamment de réécrire l'équation de conservation d'énergie de la manière suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(V_i T - \alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (4)$$

En réécrivant l'équation (4) sous forme moyennée au sens de Reynolds et adimensionnée, on obtient alors :

$$\frac{\partial}{\partial X_i^*} \left(\langle V_i^* \rangle \langle \theta \rangle + \langle V_i'^* \theta' \rangle - \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial X_i^*} \right) = 0 \quad (5)$$

L'importance des termes en gras de l'équation précédente a ensuite été comparée au travers du calcul de différentes quantités comme les flux d'enthalpie et les flux de chaleur selon les deux directions du plan vertical médian (X_2^* et X_3^*). Le flux enthalpique ϕ_{hi} s'exprime :

$$\phi_{hi} = \dot{m}_i h = \rho V_i S \times h$$

où h est la variation d'enthalpie par rapport à une enthalpie de référence prise à T_0 pour des raisons d'adimensionnement. Ainsi $h = c_p(T - T_0)$ et on obtient alors :

$$\phi_{hi} = \rho c_p S V_i (T - T_0) \quad (6)$$

Après une décomposition en partie moyenne et partie fluctuante, le flux enthalpique moyen s'exprime :

$$\langle \phi_{hi} \rangle = \rho c_p S (\langle V_i \rangle (\langle T \rangle - T_0) + \langle V_i' T' \rangle) \quad (7)$$

Pour adimensionner l'expression, on utilisera l'écart de température entre les deux parois isothermes $\Delta T = T_c - T_f$ et la vitesse de référence $V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$. Ainsi,

$$\langle \phi_{hi}^* \rangle = \frac{\langle \phi_{hi} \rangle}{\rho c_p S \times V_{ref} \times \Delta T} = \langle V_i^* \rangle \langle \theta \rangle + \langle V_i^{*'} \theta' \rangle \quad (8)$$

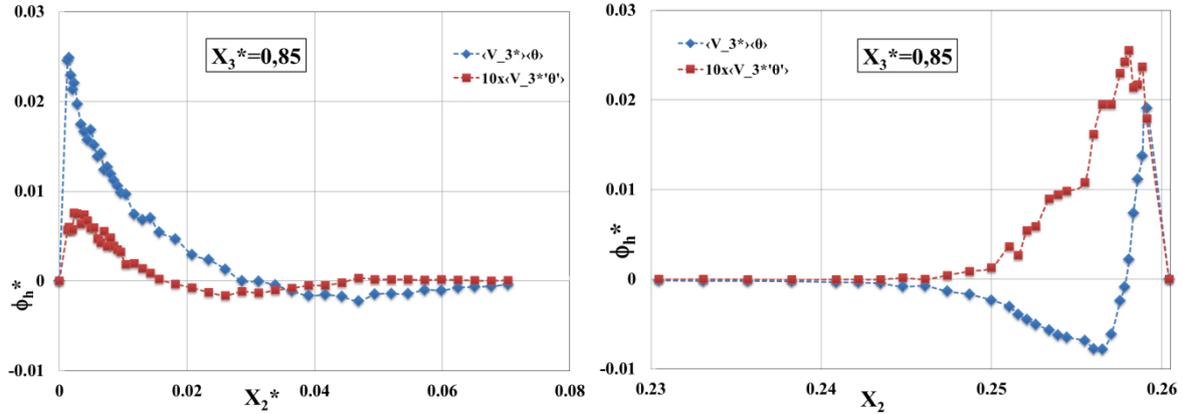


Figure 2 : Profils des flux d'enthalpie verticaux pour le mouvement moyen et fluctuant à différentes cotes pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

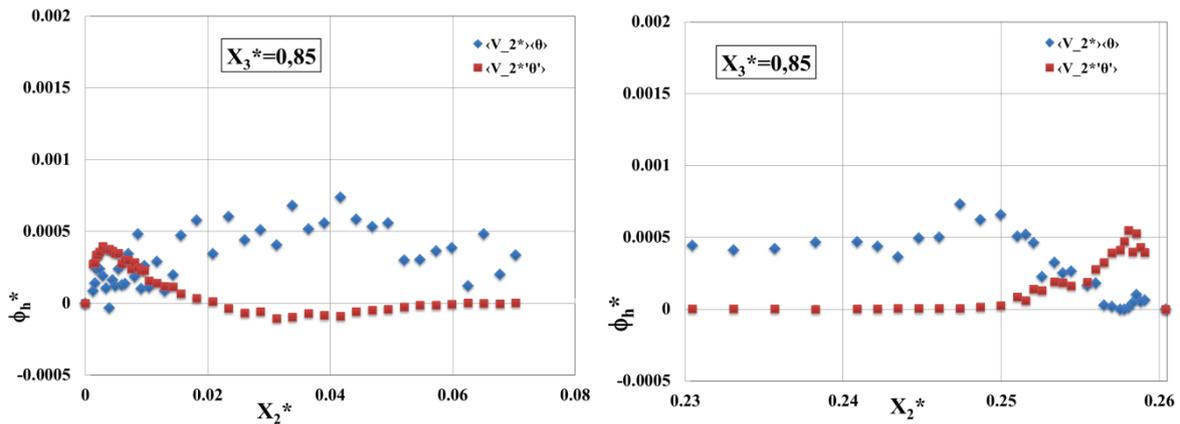


Figure 3 : Profils des flux d'enthalpie horizontaux pour le mouvement moyen et fluctuant à différentes cotes pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La Figure 2 et la Figure 3 présentent $\langle V_i^* \rangle \langle \theta \rangle$ et $\langle V_i^{*'} \theta' \rangle$ pour les deux directions du plan vertical médian (X_2^* et X_3^*). Un premier constat montre que la contribution de $\langle V_3^* \rangle \langle \theta \rangle$ est bien plus importante que celle de $\langle V_3^{*'} \theta' \rangle$, d'environ un ordre de grandeur. En effet, l'écoulement s'effectuant principalement le long des parois, on peut supposer que le flux transporté par le mouvement vertical moyen a plus de poids que celui transporté par les fluctuations de la composante verticale de vitesse. En revanche, les flux horizontaux moyens $\langle V_2^* \rangle \langle \theta \rangle$ et fluctuant $\langle V_2^{*'} \theta' \rangle$ sont du même ordre de grandeur à $X_3^* = 0,85$, notamment dans la couche limite chaude. Du côté froid, le transport horizontal de l'enthalpie semble s'effectuer essentiellement par les fluctuations en début de couche limite ($X_2^* > 0,255$) et par le mouvement horizontal moyen en deçà de $X_2^* = 0,255$. On peut noter que $\langle V_2^* \rangle \langle \theta \rangle$ rejoint un palier à 0,0005. Ce « potentiel » enthalpique est notamment dû, d'une part, à la stratification thermique du cœur où $\langle \theta \rangle$ rejoint une isotherme non nulle. D'autre part, cela s'explique par l'éjection de fluide à la sortie de la couche limite chaude et l'alimentation de la couche limite froide par un écoulement secondaire redescendant provenant de la couche limite chaude, ce qui implique $\langle V_2^* \rangle > 0$ (voir Figure 2, Figure 3 et [17]). Néanmoins ces deux derniers flux

sont inférieurs à $\langle V_3^* \rangle \langle \theta \rangle$ de deux ordres de grandeur. De plus, par des propriétés de centrosymétrie de l'écoulement [17], la connaissance des flux à ces cotes permet de comprendre les phénomènes que l'on retrouve en fin (côté chaud) et en début (côté froid) de couche limite.

En utilisant la décomposition de Reynolds et l'utilisation de l'opérateur moyenne $\langle \cdot \rangle$ dans l'équation (4), l'équation d'énergie dimensionnelle moyennée est obtenue :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle V_i \rangle \langle T \rangle + \langle V_i' T' \rangle - \alpha \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (9)$$

En procédant de la même manière avec l'équation de quantité de mouvement (2) et en regroupant le terme de transport et de diffusion de l'équation de moment :

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(V_j V_i - \nu \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial x_i} + g\beta(T-T_0)\delta_{3i} \quad (10)$$

Cette équation devient après décomposition de Reynolds et passage à la moyenne ($\langle \cdot \rangle$) :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle V_j \rangle \langle V_i \rangle + \langle V_j' V_i' \rangle - \nu \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p_m \rangle}{\partial x_i} + g\beta(\langle T \rangle - T_0)\delta_{3i}. \quad (11)$$

En introduisant la diffusivité thermique turbulente α_T et la viscosité cinématique turbulente définies respectivement par $\langle V_i' T' \rangle = -\alpha_T \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i}$ et $\langle V_i' V_j' \rangle = -\nu_T \frac{\partial \langle V_j \rangle}{\partial x_i}$ on peut définir le nombre de Prandtl turbulent $Pr_T = \frac{\nu_T}{\alpha_T}$. Ainsi,

$$Pr_T = \frac{\nu_T}{\alpha_T} = \frac{\langle V_i' V_j' \rangle}{\langle V_i' T' \rangle} \times \frac{\partial \langle T \rangle / \partial x_i}{\partial \langle V_j \rangle / \partial x_i} \quad (12)$$

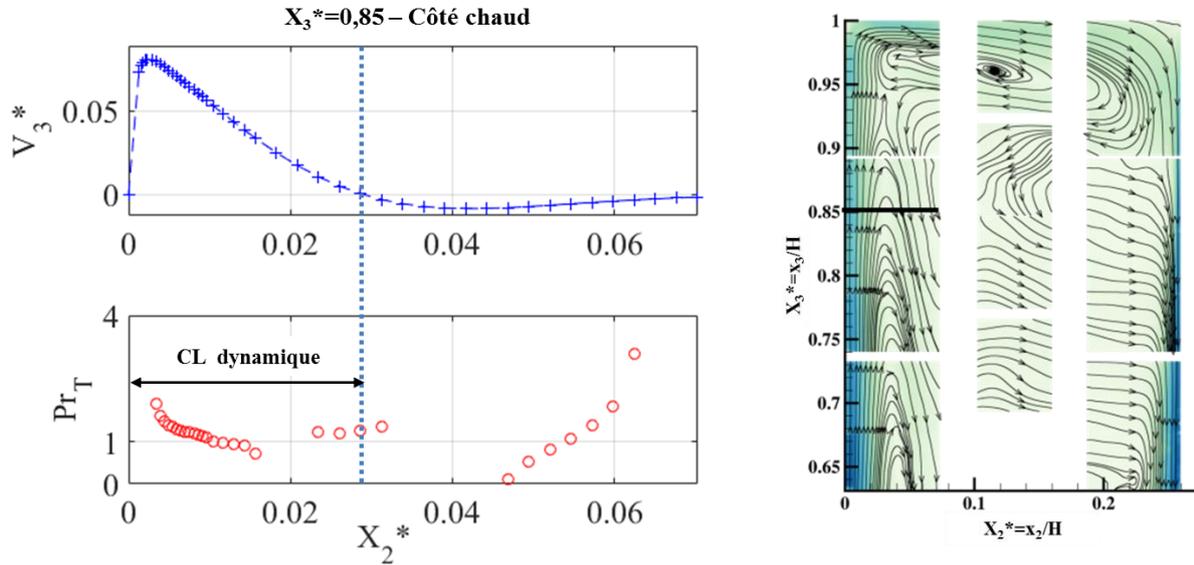


Figure 4 : Profils de la composante verticale de la vitesse (haut) et du nombre de Prandtl turbulent (bas), à $X_3^*=0,85$, côté chaud, pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La composante verticale adimensionnée de la vitesse V_3^* ainsi que le nombre de Prandtl turbulent Pr_T sont tracés Figure 4 et Figure 5. On note que dans l'épaisseur de la couche limite dynamique, montante côté chaud et descendante côté froid, les valeurs du nombre de Prandtl turbulent se répartissent autour de 1 comme on pourrait l'attendre d'un écoulement en

turbulence homogène isotrope. Il est à noter que ce nombre de Prandtl ne peut être calculé sur des zones où le flux thermique turbulent $\langle V_i' T' \rangle$ et le gradient de vitesse $\partial \langle V_j \rangle / \partial x_i$ s'annulent (comme par exemple aux extrema de la vitesse). Sur ces deux figures, on peut également voir les limites d'une telle modélisation pour des écoulements de ce type, où le nombre de Prandtl peut diverger et devenir négatif. Cela signifie alors que les effets de diffusion thermique et de viscosité dus à la turbulence s'opposent, respectivement, aux gradients de température et aux gradients de vitesse, déjà observé [20], notamment dans la zone de recirculation côté chaud.

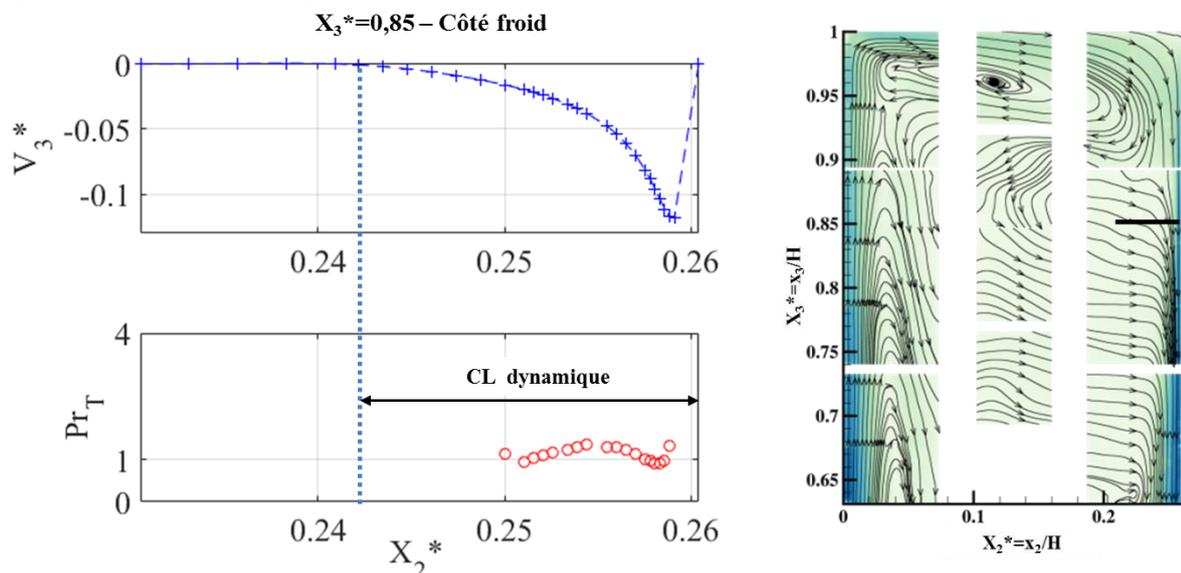


Figure 5 : Profils de la composante verticale de la vitesse (haut) et du nombre de Prandtl turbulent (bas), à $X_3^*=0,85$, côté froid, pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

4. Conclusion

La méthode de synchronisation des mesures de température et de vitesse présentée précédemment permet d'une part d'avoir accès aux quantités turbulentes présentes dans les équations de Navier-Stokes pour, notamment, enrichir le développement de modèles de turbulence (base de données expérimentale). D'autre part, ces termes permettent de calculer des quantités turbulentes afin de confronter certaines hypothèses sur l'écoulement (turbulence homogène isotrope) et appréhender la contribution de la turbulence dans les mécanismes de transferts d'énergie, comme on a pu le voir avec le calcul du flux d'enthalpie.

Les résultats présentés ici ne sont qu'une première utilisation des flux turbulents pour le calcul de quantités liées (justement) à la turbulence que l'on peut compléter en faisant le bilan sur l'épaisseur de la couche limite tout au long de l'écoulement. Cela permet également d'envisager l'évaluation expérimentale d'autres termes des équations de Navier-Stokes tels que le gradient de pression ou encore terme source volumique, lorsque des effets radiatifs sont présents.

Références

- [1] G. De Vahl Davis, Laminar natural convection in an enclosed rectangular cavity, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 11 (1968), 1675-93.
- [2] A. Lankhorst, Laminar and turbulent natural convection in cavities, *Thèse de doctorat* (Université Technologique de Delft - 1991).
- [3] F.X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part I: Numerical methods and time-averaged flow, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 53 (2010), 665-73.

- [4] F.X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part II: Heat transfer and flow dynamics, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 53 (2010), 674-83.
- [5] S. Xin, J. Chergui, P. Le Quéré, R. Dai, Turbulent 3D natural convection flows and interaction with surface radiation in air-filled cavity, *Int. Centre for Heat and Mass Tr.* Palermo, 24-27 sept. 2012).
- [6] F.X. Trias, A. Gorobets, , A. Oliva, C.D. Pérez-Segarra, DNS and regularization modeling of a turbulent differentially heated cavity of aspect ratio 5, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 57 (2013), 171-82.
- [7] A. Sergent, S. Xin, P. Joubert, P. Le Quéré, J. Salat, F. Penot, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part I: Reference solutions using Chebyshev spectral methods, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 39 (2013), 1-14.
- [8] A. Sergent, P. Joubert, S. Xin, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part II: End walls effects using large eddy simulation, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 39 (2013), 15-27.
- [9] S. Xin, J. Salat, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part III: A full convection-conduction-surface radiation coupling, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 42 (2013), 33-48.
- [10] T. De Laroche Lambert, Transition to turbulence in strongly heated vertical natural convection boundary layers, *Eurotherm Sem. 74 Proc.* (Eindhoven, 23-26 mars 2003), 183-8.
- [11] K. A. Thole, D. G. Bogard, Simultaneous temperature and velocity measurements, *Meas. Sci. Technol.*, 5 (1994), 435-9.
- [12] L. Pietri, M. Amielh et F. Anselmet, Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a slightly heated jet combining a cold wire and laser Doppler anemometry, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 21 (2000), 22-36.
- [13] I. N. G. Wardana, T. Ueda, M. Mizomoto, Velocity-temperature correlation in strongly heated channel flow, *Experimental in Fluids*, 18 (1995), 454-62.
- [14] F. Felis , M. Pavageau, J. C. Elicer-Cortés, T. Dassonville, Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a double stream-twin jet air curtain for heat confinement in case of tunnel fire, *Int. Com. in Heat and Mass Tr.*, 37-9 (2010), 1191-6.
- [15] P. Belleoud, A. Ilie, D. Saury, Réalisation de mesures couplées vitesse/température dans un écoulement de convection naturelle turbulent, *Soc. Fr. de Therm.* (Gérardmer, 28-31 mai 2013), 6125.
- [16] H. H. Bruun, *Hot-wire anemometry Principles and signal analysis*, Oxford University Press (1995) 21-45.
- [17] P. Belleoud, D. Saury, P. Joubert, D. Lemonnier, F. Djanna, Experimental investigations in an air-filled differentially-heated cavity at large Rayleigh Numbers, *Eurotherm congress* (Poitiers, 4-7 sept. 2012), A3162.
- [18] A. Ilie, D. Saury, D. Lemonnier, P. Belleoud, Coupled temperature and velocity measurements in turbulent natural convection flows, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 395 (2012), 012067.
- [19] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in air-filled cavity: Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. Com. in Heat and Mass Tr.*, 28 (2011), 679-687.
- [20] A. A. Avramenko, B. I. Basok, Vortex effect as a consequence of negative turbulent diffusivity and viscosity, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 79(5) (2006), 957-962.