

# Étude expérimentale de la perturbation d'un écoulement de convection naturelle par obstacle cylindrique.

Paul CHORIN<sup>1\*</sup>, Florian MOREAU<sup>1</sup>, Didier SAURY<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut Pprime, UPR CNRS 3346, CNRS – Université de Poitiers, ENSMA, Département Fluides, Thermiques, Combustion, ENSMA, Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

\*(auteur correspondant : [paul.chorin@ensma.fr](mailto:paul.chorin@ensma.fr))

**Résumé** - Ce travail présente une étude expérimentale des effets d'un obstacle passif dans un écoulement de convection naturelle confiné (cavité différentiellement chauffée) autour du nombre de Rayleigh critique conduisant à la transition de l'état stationnaire à l'état instationnaire. L'influence de l'obstacle a été quantifiée au moyen d'un micro-thermocouple (12,7  $\mu\text{m}$  de diamètre) mobile localisé en aval de la perturbation. Dans le cas d'un écoulement perturbé, les résultats montrent une atténuation des fluctuations de température dans le sillage de l'obstacle cylindrique par rapport au cas non-perturbé instationnaire. Celui-ci semble donc influencer la transition vers un écoulement instationnaire.

## Nomenclature

$A_v$  rapport de forme vertical (=  $H/L$ )  
 $A_h$  rapport de forme horizontal (=  $P/L$ )  
 $f$  fréquence adimensionnée  
 $h$  coefficient d'échange thermique,  $W.m^{-2}.K^{-1}$   
 $H$  hauteur,  $m$   
 $L$  largeur,  $m$   
 $P$  profondeur,  $m$   
 $p$  pression,  $Pa$   
 $Pr$  nombre de Prandtl (=  $\nu/\alpha$ )  
 $Ra_H$  nombre de Rayleigh basé sur la hauteur (=  $g\beta\Delta TH^3 / (\alpha\nu)$ )  
 $T$  température,  $^{\circ}C$   
 $X, Y, Z$  coordonnées adimensionnées par  $H$   
 $\mathbf{X}$  vecteur  $X$

### *Symboles grecs*

$\alpha$  diffusivité thermique,  $m^2.s^{-1}$   
 $\beta$  coefficient de dilatation thermique,  $K^{-1}$   
 $\Delta T$  écart de température entre les parois actives, (=  $T_c - T_f$ ),  $^{\circ}C$   
 $\lambda$  conductivité thermique,  $W.m^{-1}.K^{-1}$   
 $\rho$  masse volumique,  $kg.m^{-3}$   
 $\theta$  température adimensionnée, (=  $(T - T_0) / \Delta T$ )  
 $\nu$  viscosité cinématique,  $m^2.s^{-1}$

### *Indices et exposants*

$0$  moyenne  
 $c$  chaud  
 $f$  froid  
 $m$  motrice

## 1. Introduction

La problématique de la maîtrise des flux de chaleur dans une enceinte confinée se retrouve dans de nombreux domaines comme le confort des habitacles des véhicules ou l'évacuation de chaleur dans le domaine du nucléaire et de l'électronique de puissance. De même, diminuer la consommation énergétique globale d'un bâtiment tout en préservant le confort des personnes est un des enjeux auxquels sont confrontés les acteurs de ce secteur. Si l'on souhaite par exemple optimiser la régulation thermique de l'air d'une pièce, il faut maîtriser les transferts thermiques associés aux écoulements d'air qui se développent dans l'enceinte de la pièce.

Afin de contrôler ces transferts, il est nécessaire de bien comprendre le comportement des écoulements anisothermes lorsque les forces de flottabilités sont prépondérantes, notamment lorsque le régime d'écoulement est instationnaire ou turbulent. La stratégie utilisée ici pour étudier ces écoulements de façon expérimentale s'appuie sur l'étude d'un écoulement de

convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée ayant pour fluide de travail l'air. De précédentes études ont montré qu'il est possible de manipuler cet écoulement par des systèmes de perturbations mécaniques [1] ou acoustiques [2]. Des études numériques [3, 4] ont montré qu'une perturbation périodique d'origine thermique permet d'agir sur les transferts de chaleur. La faisabilité expérimentale d'une telle perturbation a également été démontrée [5, 6], cependant le gain en termes de transferts reste modeste.

L'objectif de ce travail expérimental est de réaliser une pré-étude de la perturbation occasionnée par la présence d'un obstacle cylindrique de faible conductivité, positionné sur la paroi chaude. Après avoir posé le problème physique, une vérification des conditions expérimentales sera présentée avant de regarder les effets de la présence de l'obstacle sur la température.

## 2. Problème

La cavité différentiellement chauffée utilisée est un parallélépipède de largeur  $L = 12\text{ cm}$ , de hauteur  $H = 48\text{ cm}$  et de profondeur  $P = 14\text{ cm}$  (rapport de forme vertical  $A_v = 4$ , rapport de forme horizontal  $A_h = 1,167$ , cf. Figure 1 et Figure 2). Elle est remplie d'air à pression atmosphérique et à température moyenne  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ . Les parois gauche et droite sont maintenues à des températures respectives  $T_c = T_0 + \Delta T/2$  et  $T_f = T_0 - \Delta T/2$ , avec  $\Delta T > 0$  l'écart de température entre les deux parois actives. Les parois horizontales sont isolées par du Styrodur (polystyrène expansé) recouvert d'une feuille d'aluminium afin d'atténuer au maximum les échanges radiatifs ( $\varepsilon \approx 0,1$ ). Les parois latérales sont constituées de plaques transparentes en Lexan (polycarbonate) d'épaisseur 1mm, séparant la cavité de mesure des cavités de garde situées devant et derrière. Ces cavités de garde sont également différentiellement chauffées et de mêmes dimensions que la cavité de mesure, permettant de diminuer fortement les pertes latérales grâce à la symétrie des écoulements par rapport aux cloisons (cf. Figure 1).

La plage de variation de température du fluide est bornée par  $\Delta T$ , dont la valeur ne dépasse pas  $20,6^\circ\text{C}$ . En conséquence les propriétés thermophysiques de l'air varient peu au sein de la cavité : masse volumique  $\rho = 1,03 \pm 0,04\text{ kg.m}^{-3}$ , conductivité thermique  $\lambda = 0,026 \pm 0,01\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ , diffusivité thermique  $\alpha = (2,12 \pm 0,14) \times 10^5\text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  et nombre de Prandtl  $Pr = 0,711 \pm 0,03$ . Le paramètre caractéristique est le nombre de Rayleigh  $Ra_H$  :

$$Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu} \quad (1)$$

dont la valeur est ici modifiée en faisant varier  $\Delta T$ . L'équation de continuité ainsi que les bilans de quantité de mouvement et d'énergie décrivent le problème. Les composantes de vitesse et la pression sont respectivement adimensionnées par  $\frac{\alpha}{H}\sqrt{Ra_H}$  et  $\rho\frac{\alpha^2}{H^2}Ra_H$ , tandis que la température réduite est  $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$ . En variables adimensionnées et dans le cadre de l'approximation de Boussinesq pour un écoulement incompressible, ces équations s'écrivent :

$$\nabla \cdot (\mathbf{V}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p_m + Pr \theta \mathbf{k} + \frac{Pr}{\sqrt{Ra}} \Delta \mathbf{V} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{\sqrt{Ra}} \Delta \theta \quad (4)$$

Elles sont associées aux conditions aux limites suivantes :  $\mathbf{V}=\mathbf{0}$  (parois fixes),  $\theta = 0,5$  (paroi chaude),  $\theta = -0,5$  (paroi froide) et  $\Phi = 0$  (autres parois adiabatiques).

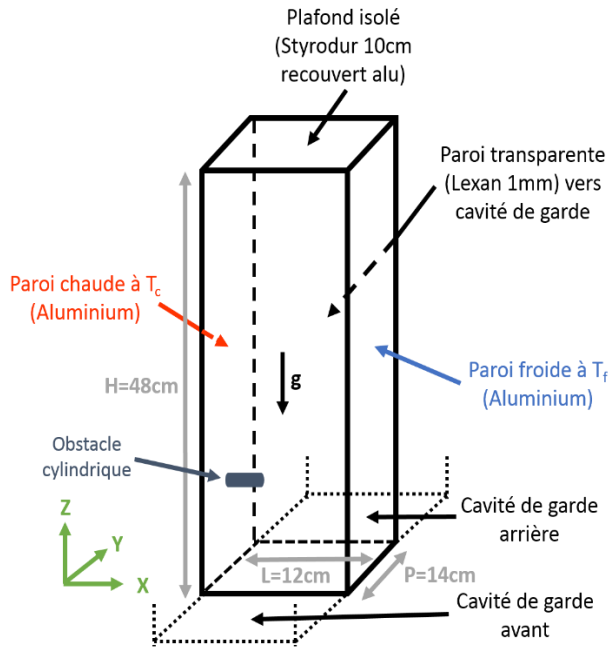


Figure 1 : Schéma de la cavité de mesure avec obstacle cylindrique (OC) sur la paroi chaude, positionné à mi-profondeur en  $Z=0,25$

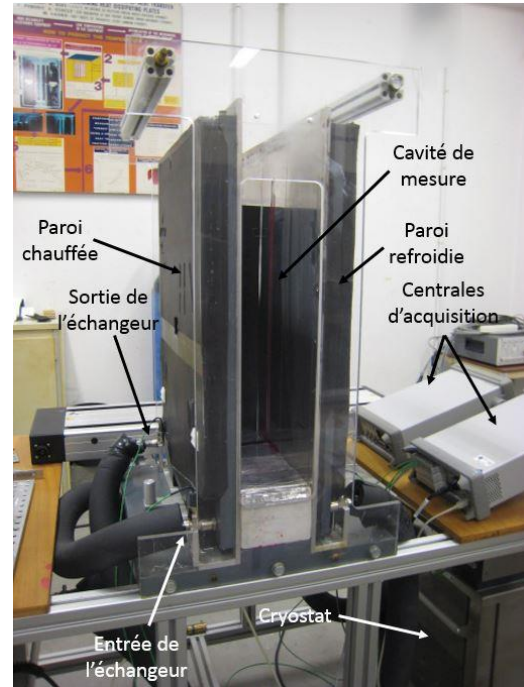


Figure 2 : Photographie du banc de mesure en l'absence du thermocouple

### 3. Validation du banc de mesure

Une première étape de vérification des conditions expérimentales a été conduite afin de s'assurer que le problème est correctement approché par le banc de mesure, et notamment que les conditions aux limites sont justes.

Le micro-thermocouple utilisé pour ces mesures, de type K et de diamètre  $12,5\ \mu\text{m}$ , est branché en opposition : la soudure chaude est compensée par une soudure froide installée dans un environnement contrôlé en température. Cette soudure froide est insérée dans une plaque d'aluminium  $20 \times 20 \times 3\ \text{cm}^3$ , prise en étau entre 2 autres plaques de mêmes dimensions afin de lui conférer un environnement de grande inertie thermique. Ces plaques sont installées dans la pièce du banc d'essai, régulée en température. La variation de la température de la soudure froide au cours du temps est présentée en Figure 3. L'acquisition est réalisée par une sonde platine positionnée à côté de la soudure froide. On observe une bonne stabilité avec une amplitude de l'ordre de  $0,1^\circ\text{C}$ . De plus, cette température de référence varie avec une période d'environ 20 minutes, donc la fréquence correspondante n'apparaîtra pas sur les spectres : elle n'est pas du même ordre de grandeur que les fréquences des phénomènes physiques mis en jeu.

Afin de s'assurer que les parois actives sont isothermes, la différence de température entre l'entrée et la sortie des échangeurs a été enregistrée sur 1200 s. Le résultat est présenté en Figure 4. L'eau chaude s'est refroidie de  $0,15^\circ\text{C}$  au passage de l'échangeur situé derrière la paroi chaude, tandis que l'eau froide s'est réchauffée de  $0,05^\circ\text{C}$ . Ainsi l'écart de température imposée entre les deux parois,  $\Delta T$ , est donné avec une précision de  $0,20^\circ\text{C}$ . Les spectres de ces signaux calculés par transformée rapide de Fourier (FFT) sont présents en Figure 5. On observe que la régulation effectuée par les cryostats n'induit pas de fréquence émergent du bruit de mesure.

Ces incertitudes sur la température de référence et sur  $\Delta T$  sont responsables d'incertitudes sur la valeur du nombre de Rayleigh de la cavité, de façon directe mais aussi en créant des incertitudes sur les propriétés thermophysiques. Ces incertitudes ont été évaluées et sont regroupées dans le Tableau 1. La hauteur de la cavité est estimée connue à 5 mm près (due à l'erreur sur la position du plafond), tandis que l'on estime qu'aucune incertitude n'est présente sur les autres dimensions, le reste du montage étant rigide. L'ensemble de ces valeurs fournissent une incertitude relative sur  $Ra_H$  ainsi que sur les fréquences de l'ordre de 6%.

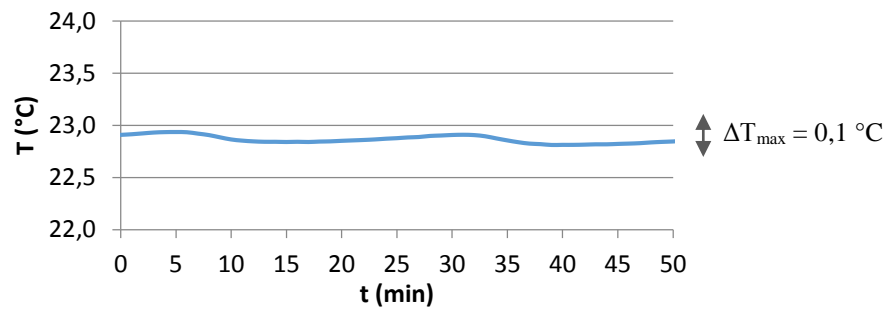


Figure 3 : Stabilité de la température de référence du thermocouple (soudure froide)

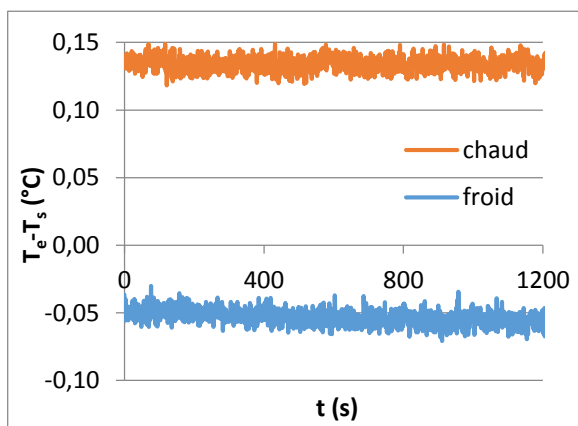


Figure 4 : Différence de température entre l'entrée et la sortie  $T_e - T_s$  de chaque échangeur

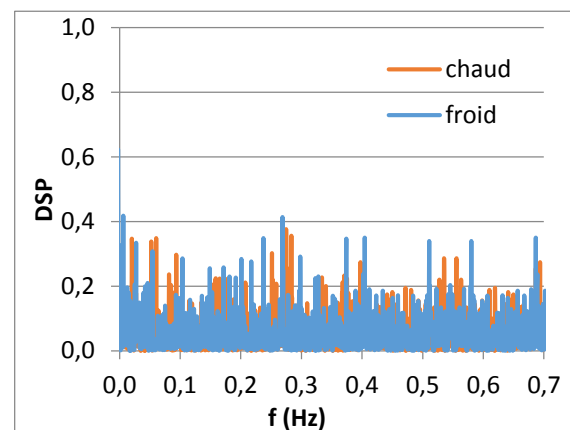


Figure 5 : Spectres associés à la Figure 4

$\Delta(\Delta T)$ (°C)	$\Delta T_0$ (°C)	$\Delta H$ (m)	$\Delta v$ (m <sup>2</sup> /s)	$\Delta \beta$ (K <sup>-1</sup> )	$\Delta \alpha$ (m <sup>2</sup> /s)	$\Delta Ra_H / Ra_H$	$\Delta f / f$
0,20	0,10	0,005	$5 \times 10^{-8}$	$1 \times 10^{-6}$	$8 \times 10^{-8}$	0,064	0,057

Tableau 1 : Estimation des incertitudes sur les paramètres thermophysiques et géométriques, incertitudes relatives sur le nombre de Rayleigh et les fréquences mesurées

Le comportement de la cavité a également été étudié en termes de fréquences caractéristiques apparaissant en régime instationnaire. Le régime instationnaire correspond à une phase transitoire observée lors du cheminement d'un régime d'écoulement de couches limites laminaires stationnaires vers un régime de couches limites turbulentes [5]. Il débute par l'apparition d'une seule fréquence (régime mono-périodique), puis cette fréquence évolue avec  $Ra_H$  et peut changer brusquement de valeur pour certaines valeurs du nombre de Rayleigh. Une

seconde (basse) fréquence émerge ensuite (régime bi-périodique). Lorsque plus de deux fréquences incommensurables sont présentes, le spectre se complexifie dû aux combinaisons des différentes fréquences, et tend vers un état chaotique. Les nombres de Rayleigh d'apparition de ces fréquences sont différents selon la route choisie pour atteindre ce régime (phénomène d'hystérésis dû aux non-linéarités de l'écoulement).

La cavité utilisée a été dimensionnée pour permettre le parcours de l'ensemble de la plage de nombre de Rayleigh correspondant au régime de transition vers l'état instationnaire. Deux séries de mesures ont été réalisées, pour lesquelles les positions du thermocouple sont indiquées en Tableau 2. Ainsi lorsque  $\Delta T$  vaut quelques degrés le régime est stationnaire, tandis que pour  $\Delta T > 20\text{ }^\circ\text{C}$  (soit  $(Ra_H > 2,40 \times 10^8)$ ), un régime fortement instationnaire commence à apparaître.

	Série 1	Série 2
X	0,044	0,010
Y	0,146	0,146
Z	0,510	0,500

Tableau 2 : Positions du thermocouple pour les deux séries de mesure

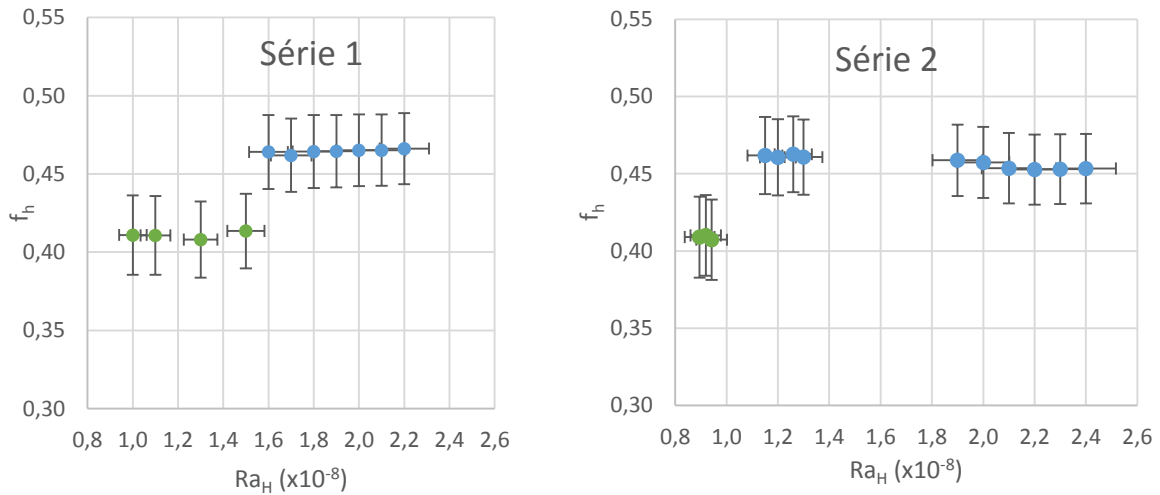


Figure 6 : Hautes fréquences détectées lors des deux séries de mesure

En Figure 6 sont représentées les hautes fréquences détectées lors du parcours dans le sens des  $Ra_H$  croissants. La première fréquence est détectée à partir de  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  et vaut environ  $f_{h_1} = 0,40$  (valeur adimensionnelle). Cette fréquence reste quasiment constante sur sa plage d'existence (écarts inférieurs à 2%). Cette fréquence est remplacée par une fréquence de  $f_{h_2} = 0,46$  pour  $Ra_H \in [1,50 \times 10^8 ; 1,60 \times 10^8]$  pour la série de mesure n°1, mais pour  $Ra_H \in [0,90 \times 10^8 ; 1,15 \times 10^8]$  pour la série de mesure n°2. Cet écart montre la grande sensibilité de ce changement fréquence. Cette fréquence  $f_{h_2}$  sera détectée jusqu'à  $Ra_H \approx 2,4 \times 10^8$  où le régime devient alors fortement instationnaire. Ces deux valeurs de fréquences sont en accord avec [4] et correspondent aux fréquences des modes 1 et 3 décrits par ces auteurs. De plus, une basse fréquence proche de 0,06 émerge peu après le passage de  $f_{h_1}$  à  $f_{h_2}$  et demeure détectée jusqu'à au moins  $Ra_H \approx 2,40 \times 10^8$  (pas de mesures au-delà de cette valeur).

Ces résultats attestent de la validité des conditions expérimentales du banc de mesure. L'influence de l'obstacle cylindrique pourra être quantifiée thermiquement au regard de ces résultats.

#### 4. Résultats

Désormais un obstacle cylindrique (OC) de rayon 1 cm et de faible conductivité ( $\lambda \approx 0,041 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) est installé sur la paroi chaude, à mi-profondeur en  $Z = 0,25$ . Cette faible conductivité permet de s'approcher au mieux du cas d'un obstacle adiabatique : en effet la loi d'ailette infinie s'applique ici et on trouve, en prenant un coefficient d'échange avec l'air  $h \approx 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , que la différence de température entre l'obstacle et l'environnement est réduite de moitié dès 5 mm de la paroi. Deux longueurs d'obstacle ont été étudiées : 2 et 4,3 cm. On peut noter que la première longueur est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite à cette cote.

Les acquisitions ont été faites à 5 positions  $Z$  en aval de l'obstacle ( $X=0,01$ ;  $Y=0,146$ ;  $Z=0,29/0,38/0,50/0,71/0,85$ ). Pour cette première étude, deux nombres de Rayleigh ont été choisis :  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  et  $Ra_H = 1,20 \times 10^8$ , correspondants respectivement à l'apparition des instationnarités et à la fin du régime mono-périodique à  $f_{h_1} = 0,40$ . Chaque mesure a été effectuée sur 2048 instants à une fréquence d'acquisition de 5 Hz (soit  $t_{acq} = 409,6 \text{ s}$ ).

Les résultats pour  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  ( $\Delta T = 7,8 \text{ }^\circ\text{C}$ ) dans les cas sans obstacle, obstacle de 2 cm (OC2) et obstacle de 4,3 cm (OC4) sont présentés en Figure 7 en termes de température moyenne  $\theta_{moy}$  (Figure 7a) et d'écart-type sur la distribution de température  $\theta_{std}$  (Figure 7b). On voit que  $\theta_{moy}$  est réduit dans le sillage immédiat de l'obstacle (pour  $Z = 0,30$  et  $Z=0,37$ ). Cet effet est plus marqué pour l'obstacle le plus long (OC4). En revanche, à partir de  $Z=0,50$ , l'influence de l'obstacle n'est plus visible sur les valeurs moyennes de température. Pour ce nombre de Rayleigh, les fluctuations de température sont très faibles ( $\theta_{std} < 0,005$ ). L'insertion d'obstacle (OC2 ou OC4) n'a donc pas induit de fluctuations significatives additionnelles. Néanmoins, l'obstacle le plus long (OC4) semble atténuer de façon plus significative les fluctuations de température ( $\approx -50\%$ ). Cet effet est imperceptible pour l'obstacle de 2 cm (OC2).

Les résultats pour  $Ra_H = 1,2 \times 10^8$  ( $\Delta T = 10,4^\circ\text{C}$ ) sont affichés en Figure 8. Ici, aucune influence notable des obstacles sur la température moyenne dans leur sillage n'est détectée en ces positions. En revanche, les fluctuations de températures sont fortement amoindries par la présence de l'obstacle. Dans le cas sans OC, ces fluctuations sont importantes en début de couche limite, due à la recirculation du fluide provenant de la paroi froide, mais aussi en haut de la couche limite, qui est la zone où les fluctuations sont maximales pour une cavité de rapport de forme vertical supérieur à 4 (due aux instabilités des couches limites, cf. [5]). La présence d'un obstacle réduit fortement ces fluctuations ( $\theta_{std}$  rejoint des valeurs identiques à l'étude à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ). La présence de l'obstacle semble inhiber le développement des instationnarités. De plus, contrairement à la baisse de  $\theta_{moy}$  observée pour  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ , cette réduction des fluctuations n'est pas uniquement visible dans le sillage immédiat des obstacles mais se retrouvent également à chaque position étudiée (excepté en  $Z=0,85$  pour l'OC4). Pour ce nombre de Rayleigh, l'introduction d'un obstacle en bas de la couche limite chaude permet donc d'inhiber les fluctuations observées à ce régime d'écoulement (effet retardateur).

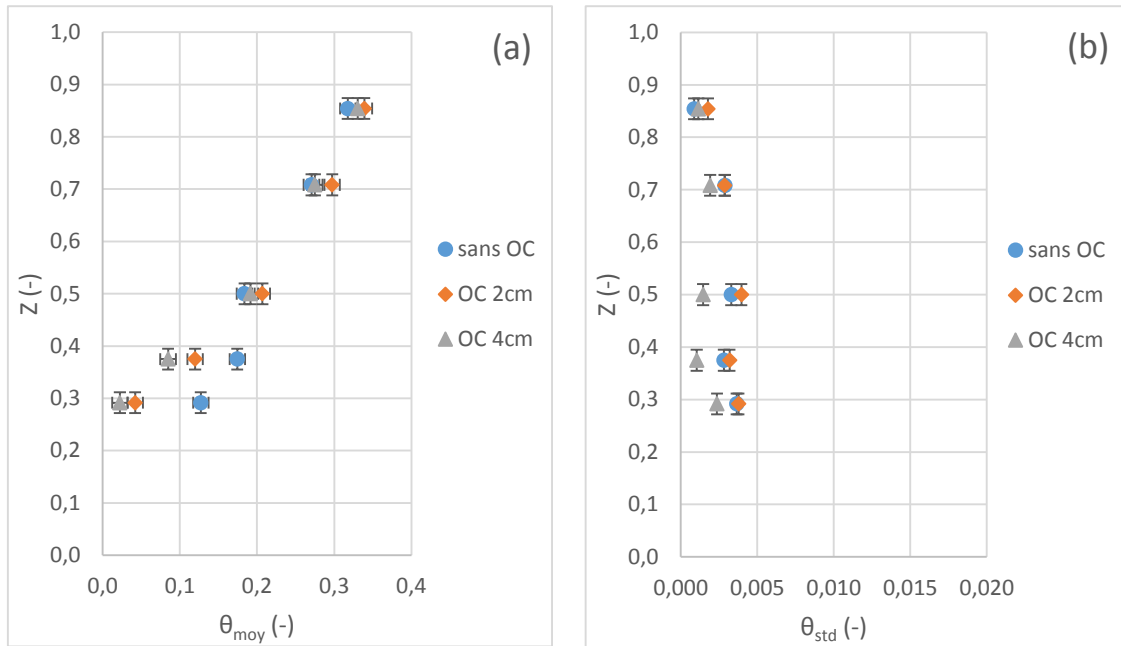


Figure 7 : Température moyenne (a) et écart-type (b) aux 5 positions de mesure; cas sans OC (bleu), OC 2cm (rouge) et OC 4,3cm (gris) ;  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

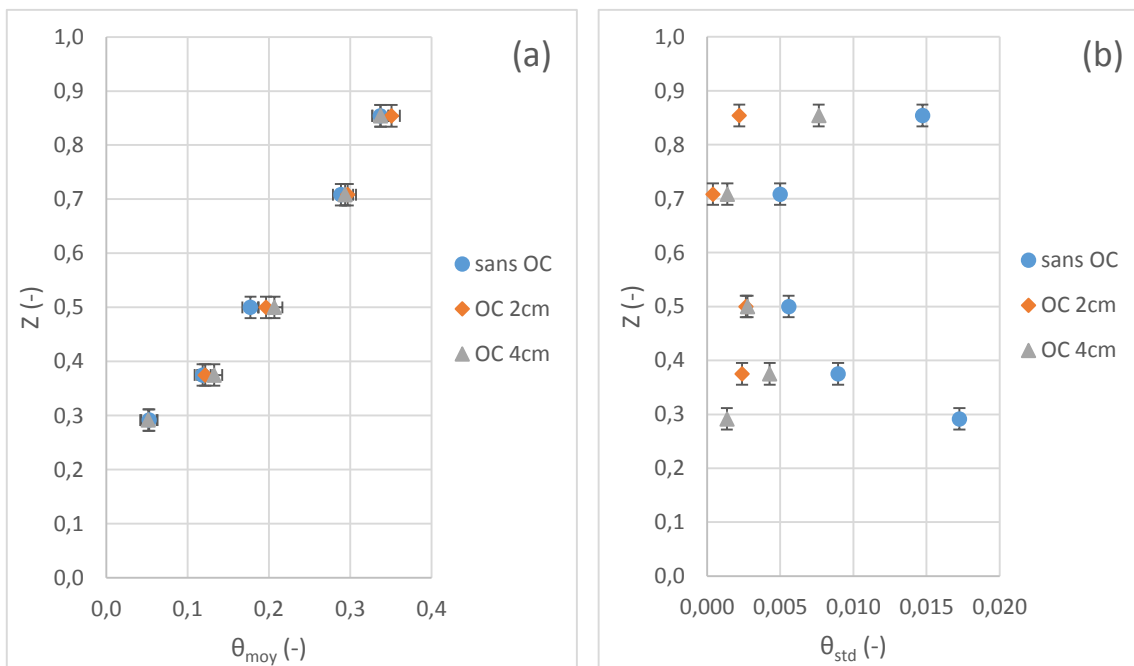


Figure 8 : Température moyenne (a) et écart-type (b) aux 5 positions de mesure; cas sans OC (bleu), OC 2cm (rouge) et OC 4,3cm (gris) ;  $Ra_H = 1,20 \times 10^8$

## 5. Conclusion

L'influence de la présence d'un obstacle cylindrique localisé sur la paroi chaude d'une cavité différentiellement chauffée a été quantifié expérimentalement au moyen d'un micro-thermocouple mobile situé dans son sillage.

Après avoir vérifié les conditions expérimentales (stabilité en température, parois actives isothermes, validation des fréquences caractéristiques par rapport à la littérature), deux séries de

mesures ont été réalisées pour deux nombres de Rayleigh. Pour  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ , on observe une baisse importante de la température moyenne dans le sillage immédiat de l'obstacle, mais peu d'effet sur les fluctuations de température, celles-ci sont déjà très faibles dans le cas sans obstacle et à la limite du seuil de détectabilité de nos moyens de mesure. Il apparaît toutefois qu'un obstacle traversant la couche limite atténue ces fluctuations.

Pour  $Ra_H = 1,20 \times 10^8$ , aucun effet sur les températures moyennes n'a été constaté. En revanche, les fluctuations observées dans le cas sans obstacle sont fortement réduites par l'introduction d'un obstacle et rejoignent des valeurs comparables à celles observées à un nombre de Rayleigh plus faible ( $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ).

Des études supplémentaires sont en cours pour approfondir notre compréhension des changements induits par l'ajout d'un obstacle cylindrique sur l'écoulement en lui-même, mais également sur les transferts de chaleur au niveau des parois actives. L'influence de la position de cet obstacle, l'utilisation de plusieurs obstacles alignés sur une même horizontale ou le remplacement par un obstacle de forte conductivité (et ainsi quasiment isotherme à la température de paroi) sont autant de pistes envisagées pour la suite.

### Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la région Poitou-Charentes pour son financement ainsi que le personnel technique de l'Institut PPRIME pour l'ensemble de son aide.

### Références

- [1] Y. Lin et B. Farouk, «Heat transfer in a rectangular chamber with differentially heated horizontal walls: Effects of a vibrating sidewall,» *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, vol. 51, pp. 3179-3189, 2008.
- [2] S. Hyun, D.-R. Lee et B.-G. Loh, «Investigation of convective heat transfer augmentation using acoustic streaming generated by ultrasonic vibrations,» *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, vol. 48, pp. 703-718, 2005.
- [3] O. Skurtys, Penot, F. and Le Quéré, P, «Numerical simulation of natural convection in a differentially heated cavity with thermal perturbation at the hot wall,» *Proceeding of the 12th Int. Heat Transf. Conf.*, 2002.
- [4] E. Gadoin, P. Le Quéré et O. Daube, «A general methodology for investigating flow instabilities in complex geometries: application to natural convection in enclosures,» *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 37, pp. 175-208, 2001.
- [5] O. Skurtys, «Contribution au contrôle de la convection naturelle par excitation thermiques des couches limites en cavité différentiellement chauffée,» *Thèse de doctorat*, Poitiers, France, 2004.
- [6] F. Penot, O. Skurtys et D. Saury, «Preliminary experiments on the control of natural convection in differentially-heated cavities,» *Int. J. Thermal Sciences*, vol. 49, pp. 1911-1919, 2010.
- [7] S. Xin et P. Le Quéré, «Natural-convection flows in air-filled, differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls,» *Numer. Heat Transfer A*, vol. 50, pp. {437-466}, 2006.
- [8] S. Xin et P. Le Quéré, «Stability of two-dimensional (2D) natural convection flows in air-filled differentially heated cavities: 2D/3D disturbances,» *Fluid Dynamics Research*, vol. 44, p. 031419, 2012.