



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale des instationarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé

Alexandre Weppe, Florian Moreau, Didier Saury

## ► To cite this version:

Alexandre Weppe, Florian Moreau, Didier Saury. Etude expérimentale des instationarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé. 30e Congrès de la Société Française de Thermique 2022, May 2022, Valenciennes, France. 10.25855/SFT2022-012 . hal-04083611

**HAL Id: hal-04083611**

**<https://hal.science/hal-04083611>**

Submitted on 27 Apr 2023

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Etude expérimentale des instationnarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé

Alexandre WEPPE, Florian MOREAU\*, Didier SAURY

Institut Pprime, UPR 3346 CNRS - ENSMA - Université de Poitiers  
Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

\*(auteur correspondant : florian.moreau@ensma.fr)

**Résumé** - Un écoulement de convection naturelle est généré dans une cavité cubique comprenant un obstacle cubique partiellement chauffé ( $Ra = 1,37 \times 10^9$ ). La zone étudiée se situe dans le plan vertical médian du canal vertical chauffé. Cette étude se focalise sur des instationnarités détectées dans la cavité. Un jet battant est observé lorsque l'écoulement de couche limite se développant le long de la paroi chaude de l'obstacle interne se détache de ce dernier. Les origines de ce jet battant sont analysées dans ce travail.

## Nomenclature

$A_h$	rapport de forme de la cavité, basé sur une hauteur $h$ . $A_h = h/L$	$\beta$	coefficient de dilatation thermique volumétrique à $T_0$ , $K^{-1}$
$f$	fréquence, Hz	$\epsilon$	émissivité
$H_{obs}$	hauteur de l'obstacle chauffant, m	$\lambda$	conductivité, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$L$	longueur de la cavité, m	$\mu$	viscosité dynamique à $T_0$ , $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
$Pr$	nombre de Prandtl	$\nu$	viscosité cinématique à $T_0$ , $m^2 \cdot s^{-1}$
$Ra$	nombre de Rayleigh basé sur $L_{ref}$ , $Ra = \frac{g\beta(T_c - T_f)L_{ref}^3}{\nu\alpha}$	$\rho$	masse volumique à $T_0$ , $kg \cdot m^{-3}$
$T$	température, K	$\sigma$	écart-type
$T_0$	température de référence, $T_0 = \frac{(T_c + T_f)}{2}$ , K	$\Phi_{V'}$	densité spectrale de puissance pour la grandeur $V'$ , $Hz^{-1}$
$V_0$	vitesse de référence de l'écoulement, $V_0 = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}}$ , $m \cdot s^{-1}$	$\Omega$	pulsation caractéristique
$U, V, W$	vitesses adimensionnées, $\frac{u, v, w}{V_0}$	<i>Indices</i>	
$X, Y, Z$	coordonnées adimensionnées, $\frac{x, y, z}{L}$	$c$	relatif à la paroi chaude
<i>Symboles grecs</i>		$f$	relatif à la paroi froide
$\alpha$	diffusivité thermique à $T_0$ , $m^2 \cdot s^{-1}$	$amb$	relatif à l'environnement ambiant
		$obs$	relatif à l'obstacle
		$ref$	relatif à une référence

## 1. Introduction

Les écoulements soumis à des effets de flottabilité prépondérants sont observés dans de nombreux secteurs industriels, tels que le nucléaire ou encore l'automobile. On peut par exemple citer la problématique du refroidissement d'un compartiment moteur qui est un point essentiel dans le dimensionnement d'un véhicule. Suite à un arrêt brutal du moteur après une forte sollicitation, l'intégrité du moteur doit être préservée alors même qu'il n'est plus refroidi par un écoulement externe forcé. Pour de telles situations, la convection naturelle, souvent en régime turbulent, doit permettre d'assurer le refroidissement (cas dimensionnant).

Le projet ANR MONACO.2025, au sein duquel s'inscrit cette étude expérimentale, a pour ambition de résoudre les problèmes rencontrés par les partenaires industriels lors de simulations d'écoulements turbulents avec effets de flottabilité dominants en espace confiné ainsi que d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques observés pour ce type d'écoulement. En effet, à ce jour, les modèles RANS développés et compatibles avec des temps de calculs adaptés à un contexte industriel ne rendent pas compte avec une précision suffisante des interactions entre la turbulence et les effets de flottabilité et par conséquent les transferts sont souvent mal quantifiés.

Une configuration de référence est définie, permettant d'étudier un écoulement d'air en espace confiné représentatif des régimes rencontrés dans le domaine automobile. Le nombre de Rayleigh utilisé ici est proche de ceux rencontrés en configuration sous-capot ( $Ra \simeq 10^8 - 10^9$ ). Le compartiment moteur a été simplifié en une cavité cubique comportant en son sein un obstacle cubique partiellement chauffé sur l'une de ses faces verticales. Cet obstacle occupe plus de 50% du volume interne disponible.

Plusieurs études, en majorité numériques, traitent de l'influence d'un obstacle dans une cavité. House et al. [1] ont étudié l'impact de la taille et de la conductivité d'un bloc non-chauffé au centre d'une cavité différentiellement chauffée tandis que Ha et Jung [2] se sont intéressés plus spécifiquement à l'influence d'un bloc chauffant sur les transferts de chaleur conjugués conduction/convection dans une cavité de ce type. Yang et Tao [3] ont étudié des écoulements de convection naturelle générés par une plaque verticale chauffée dans une cavité cette fois-ci aux parois froides. Cependant, les écoulements considérés dans ces études se situent en régime laminaire, ce qui n'est pas représentatif des écoulements sous-capot qui peuvent être instationnaires ou turbulents. D'autres études numériques considèrent des écoulements à nombre de Rayleigh pouvant atteindre  $Ra = 1 \times 10^{11}$  dans le cas d'une cavité carré différentiellement chauffée avec variation linéaire de la température imposée aux parois horizontales (Sebilleau et al. [4]) et  $Ra = 1 \times 10^{10}$  dans le cas d'une cavité fermée de rapport de forme vertical  $A_h = 4$  (Trias et al. [5]). Pour ce même rapport de forme, Belleoud, Saury et al. [6, 9] ont étudié expérimentalement les écoulements au sein d'une cavité différentiellement chauffée pour un nombre de Rayleigh atteignant  $Ra = 1,2 \times 10^{11}$  en respectant l'approximation de Boussinesq. Si certaines similarités entre les écoulements en cavité différentiellement chauffée et les configurations d'écoulement avec obstacle sont observables, la perturbation de l'écoulement induite par l'obstacle ainsi que les conditions aux limites modifient la topologie de l'écoulement.

Le dispositif expérimental et la métrologie associée sont tout d'abord présentés. Les résultats obtenus sont ensuite détaillés. Dans un premier temps la dynamique globale de l'écoulement est décrite, puis la présence d'un jet battant est mise en avant. Enfin l'origine de la fréquence de battement de ce jet est analysée.

## 2. Dispositif expérimental et métrologie

### 2.1. Dispositif expérimental

Dans cette étude, une cavité cubique de côté  $L = 1$  m (dimension intérieure) est utilisée. Un obstacle cubique de côté  $H_{obs} = 0,8$  m et chauffé sur l'une de ses faces verticales est placé dans cette cavité (Fig. 1 et 2). Les coordonnées physiques sont adimensionnées par la longueur de la cavité.

Les parois de la cavité comportant l'obstacle partiellement chauffé sont de deux types : (i) isotherme ou (ii) isolée. Deux échangeurs à eau en aluminium (conductivité  $\lambda = 174$

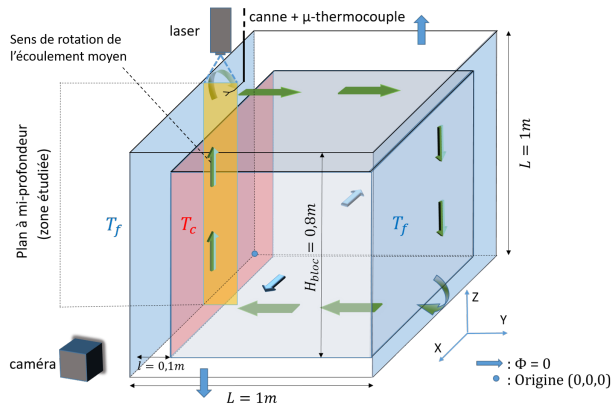


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

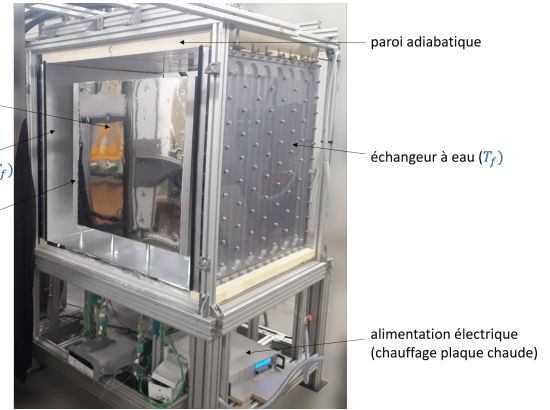


Figure 2 : Photo du dispositif expérimental

$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) imposent une température  $T_f = T_{amb}$  aux parois latérales de la cavité au moyen de deux bains thermostatés (Fig. 2). Les parois horizontales haute et basse de la cavité sont en polystyrène extrudé (conductivité  $\lambda = 0,035 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) et sont donc considérées comme adiabatiques. Elles sont de plus recouvertes d'une feuille de Mylar afin de limiter les effets du rayonnement ( $\epsilon = 0,08$ ). Les parois avant et arrière sont quant à elles en verre d'épaisseur 6 mm ce qui permet de visualiser l'écoulement. Des blocs de polystyrène extrudé sont maintenus devant ces parois afin de conserver leur caractère adiabatique tout en laissant la possibilité de libérer des espaces pour la visualisation. L'obstacle interne partiellement chauffé est maintenu par quatre supports en polymère qui limitent les échanges conductifs (conductivité  $\lambda = 0,25 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) et sont positionnés aux quatre extrémités de la face basse du cube afin de limiter les perturbations dans le plan médian où nous effectuons nos mesures. Cet obstacle est notamment composé de deux plaques d'aluminium (conductivité  $\lambda = 174 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) d'épaisseur  $e = 4 \text{ cm}$  dont l'une est chauffée de manière homogène par l'intermédiaire d'un câble chauffant à une température  $T_c$ . Ces deux plaques forment les faces latérales de l'obstacle placées en regard des parois à température imposée ( $T_f$ ). Entre ces deux plaques est disposée une succession de panneaux en laine de roche, d'une plaque en POM-C et d'une plaque en Ertalon. De cette manière, la température diminue de la paroi chaude de l'obstacle jusqu'à la paroi inerte en préservant la tenue mécanique de l'ensemble. Les faces avant, arrière, haute et basse de l'obstacle sont recouvertes de plaques de POM-C d'épaisseur 4mm pour préserver un bon état de surface. Ces plaques sont recouvertes d'une feuille de Mylar.

La différence de température entre la paroi chaude de l'obstacle et la paroi froide de la cavité est maintenue à  $\Delta T = T_c - T_f = 32 \text{ K} \pm 0,3 \text{ K}$ . Les parois de l'échangeur sont maintenues au plus près de la température ambiante ( $T_f = T_{amb}$ ) afin de limiter au maximum les échanges avec l'extérieur. En effet, les écoulements de convection naturelle sont particulièrement sensibles aux conditions aux limites. Pour préserver une différence de température constante, il est nécessaire d'adapter la température  $T_c$  en retour. Ce sont les variations des propriétés physiques de l'air dues à ces changements et les incertitudes sur les températures des parois qui expliquent l'incertitude associée au nombre de Rayleigh. On obtient alors le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur  $H_{obs}$  de l'obstacle :  $Ra = 1,37(\pm 0,18) \times 10^9$ .

## 2.2. Conditions limites

Les faces avant, arrière, haute et basse de l'obstacle sont instrumentées avec 9 thermocouples. 14 thermocouples sont fixés sur la face intérieure de chacune des plaques d'aluminium de l'obstacle. Enfin, 10 thermocouples sont positionnés à l'intérieur de ce même obstacle. L'ensemble de ces 74 thermocouples donne un suivi des conditions de température autour et à l'intérieur de

l'obstacle et permet de vérifier en particulier l'homogénéité en température de la paroi chaude (écart-type=0,6 K).

### 2.3. Les mesures de vitesse par PIV

Les mesures de vitesse sont obtenues par vélocimétrie par image de particules (PIV). Le laser est un laser pulsé double têtes Nd-YAG Litron®. Les deux têtes laser émettent chacune une impulsion d'énergie 35 mJ pendant 5 à 8 ns et de longueur d'onde 532 nm.

La caméra utilisée pour enregistrer les impulsions laser est une caméra imager sCMOS de la marque LaVision® ayant un capteur de dimension  $2560 \times 2160$  pixels<sup>2</sup>. La taille d'un pixel est de 7 µm. Un champ de taille  $120 \times 100$  mm<sup>2</sup> est obtenu lorsque l'image couvre toute la largeur du canal vertical. Un filtre optique est positionné devant l'objectif afin de capter uniquement la longueur d'onde à 532 nm.

Des particules d'huile de paraffine Ondina de masse volumique  $\rho_p = 856$  kg.m<sup>3</sup> et de diamètre  $d \approx 5$  µm ont été choisies pour visualiser l'écoulement.

Considérant la taille du dispositif expérimental et la résolution de la caméra, il a été nécessaire d'effectuer 9 champs verticaux pour couvrir l'intégralité du canal vertical chauffé. 5000 doublets d'images ont été acquis à 25 Hz.

Les images ont été traitées avec le logiciel LaVision®. Des fenêtres d'interrogation de taille  $64 \times 64$  pixels<sup>2</sup> sont choisies pour première passe. Une deuxième passe sur des fenêtres d'interrogations de taille  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup> est effectuée afin de préciser les déplacements sur des zones plus petites. Enfin, un "overlapping" de 50% est utilisé afin d'augmenter le nombre de vecteurs calculés dans chacune de ces zones. Les vitesses obtenues sont adimensionnées par la vitesse de référence de l'écoulement  $V_0 = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}}$ .

## 3. Résultats

L'étude présentée ici se focalise sur la partie gauche du dispositif expérimental (Fig.1) que nous appellerons le canal vertical chauffé. C'est en effet ici que naissent et sont visibles les instabilités que l'on souhaite analyser.

Dans un premier temps, la morphologie de l'écoulement dans ce canal va être décrite puis la présence d'un jet battant va être mise en avant, enfin l'origine du battement du jet va être discutée.

### 3.1. Champ de vitesse moyenne dans le canal vertical chauffé

Afin d'obtenir une cartographie de l'écoulement dans le plan médian du canal vertical chauffé, le champ de la norme 2D de la vitesse moyenne est tracé figure 3. On peut observer un écoulement de couche limite ascendant le long de la paroi chaude à  $T_c$  (située en  $Y = 0,1$ ). Lorsque l'écoulement atteint la côte  $Z = 0,9$ , il se scinde en deux parties. L'écoulement se dirige alors soit vers le canal horizontal supérieur soit vers la paroi froide à  $T_f$  (située en  $Y = 0$ ). Ici, l'écoulement peut soit descendre le long de la paroi froide où une couche limite se développe, soit rejoindre une cellule de recirculation. Lorsque l'écoulement de couche limite descendant atteint la côte  $Z = 0,1$ , deux options se profilent à nouveau. L'écoulement va soit venir alimenter l'écoulement de couche limite ascendante naissant (en  $Z \in [0,1; 0,2]$  et  $Y \approx 0,1$ ) soit se diriger vers le canal horizontal inférieur. On peut également voir qu'un écoulement provient du canal horizontal inférieur et participe à la formation de la couche limite de l'écoulement ascendant. En dehors de ces écoulements de couches limites, on observe une zone centrale de la cavité aux vitesses très proches de 0 sur la majorité du canal vertical chauffé.

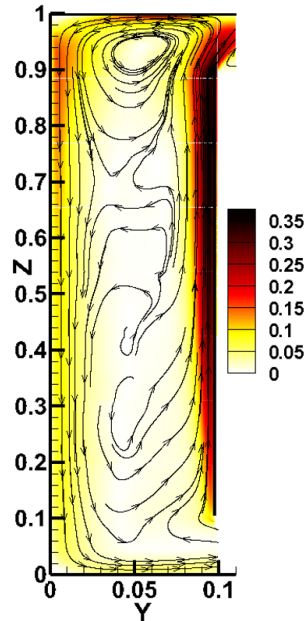


Figure 3 : Champ de la norme 2D de vitesse moyenne adimensionnée dans le canal vertical chauffé

### 3.2. Description du jet battant

Au sein du canal vertical chauffé, lorsque l'écoulement quitte le bord de l'obstacle (situé en  $Z = 0,9$  et  $Y = 0,1$ ), un jet battant chaud est observé. Celui-ci, dans le plan médian, bat alternativement en direction du canal horizontal supérieur et en direction du canal vertical chauffé. Des instantanés de la norme de vitesse pris à différents temps dans la zone du jet illustrent la déstabilisation de l'écoulement et le battement du jet (Fig. 4).

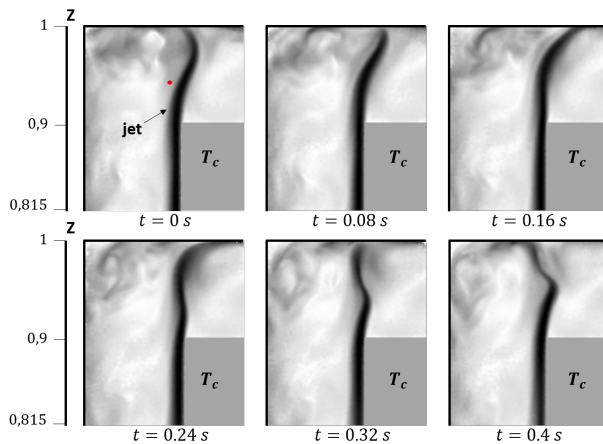


Figure 4 : Instantanés de la norme de vitesse pris à différents temps  $t$ . Le point rouge correspond à la localisation de la mesure de la figure 5

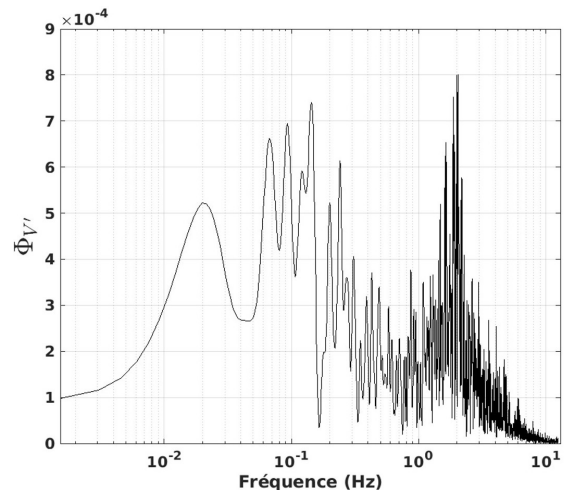


Figure 5 : Densité spectrale de puissance moyenne pour  $V'$  à  $Z = 0,94$  et  $Y = 0,09$

La figure 5 montre la densité spectrale de puissance de la fluctuation horizontale  $V'$  (au sens de la décomposition de Reynolds) pour un point localisé en  $Z = 0,94$  et  $Y = 0,09$ ; c'est à dire dans le jet une fois que celui-ci a quitté l'obstacle. La fréquence principale du jet est centrée sur 2 Hz. Nous allons maintenant analyser l'origine de cette fréquence.

### 3.3. Instabilités de couche limite

La figure 6 montre la densité spectrale de puissance moyennée pour la fluctuation horizontale,  $V'$ , au sein de la couche limite ascendante à  $Z = 0,65$  et  $Y = 0,09$ . La densité spectrale de puissance correspond à  $\Phi_{V'} = \frac{1}{f_s n_{acq}} |\widehat{V'}|^2$  où  $\widehat{V'}$  est la transformée de Fourier de la quantité  $V'$ ,  $f_s$  la fréquence d'échantillonnage du signal, et  $n_{acq}$  le nombre d'acquisitions. La densité spectrale est ici moyennée sur la somme des densités spectrales déterminées sur un quart (1250 acquisitions) de l'échantillon total. On peut remarquer la présence d'une fréquence centrée autour de  $f = 2$  Hz, comme celle repérée au sein du jet battant. On peut également noter la présence d'une harmonique autour de 4 Hz ( $f' \approx 2f$ ). La fréquence principale du jet battant provient donc d'une instabilité advectée par la couche limite ascendante.

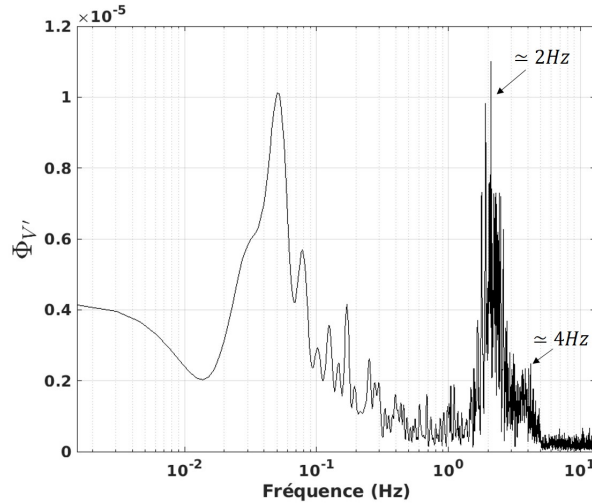


Figure 6 : Densité spectrale de puissance moyennée pour la fluctuation horizontale à  $Z = 0,65$  et  $Y = 0,09$

### 3.4. Comparaison avec la théorie

Gebhart et al. [12] ont étudié l'évolution de la propagation d'une instabilité périodique le long d'une plaque verticale chauffée (isotherme ou à flux constant). En résolvant l'équation d'Orr-Sommerfeld, Dring et al. [13] ont montré que cette instabilité périodique est amplifiée et filtrée en une seule fréquence. Cela sera plus tard confirmé expérimentalement par Qureshi, Mahajan et Gebhart [14, 15]. La valeur de cette fréquence ne dépend pas de la position le long de la plaque verticale et Dring et al. [12] ont proposé la pulsation caractéristique ( $\Omega$ ) suivante :

$$\Omega = \frac{2\pi f}{\nu} \left( \frac{\nu^2}{g\beta\Delta T^*} \right)^{2/3} \quad (1)$$

où  $\Delta T^*$  est la différence de température entre la température de plaque et la température dans l'écoulement loin de la plaque. A l'aide de plusieurs travaux expérimentaux et numériques de la littérature, Gebhart et al. [16] ont trouvé les solutions asymptotiques dépendant du nombre de Prantl,  $Pr$  pour  $Pr \in [0,1 - 100]$ .

$$\Omega = 0,315 Pr^{-0,065} \quad (2)$$

Plus récemment, les perturbations se développant le long d'une plaque plane isotherme ont été étudiées par Fan et al. [17] et Zhao et al. [18]. Ils ont aussi observé une perturbation croissante

dont la fréquence ne dépend pas de la position verticale sur la plaque et qui correspond à une fréquence caractéristique;  $f_c$ . Pour  $Pr = 0,7$ , ils obtiennent la corrélation suivante pour la fréquence caractéristique dimensionnée :

$$f_c = 0,07 \left( \frac{g\beta\Delta T^*}{\alpha} \right)^{2/3} \nu^{1/3} \quad (3)$$

Cette corrélation peut être ré-écrite suivant la définition de Gebhart sous la forme de la pulsation caractéristique adimensionnée,  $\Omega$  :

$$\Omega = 2\pi \times 0,07 Pr^{2/3} \quad (4)$$

Le tableau 1 montre la pulsation caractéristique déterminée asymptotiquement par Gebhart, celle de Zhao pour  $Pr = 0,7$  et celle issue des travaux présentés ici.

	$\Omega$
Gebhart [16]	0,32
Zhao [18]	0,35
Etude présentée	0,36

Tableau 1 : Comparaison des pulsations caractéristiques pour  $Pr = 0,71$  et  $f = 2\text{ Hz}$

Dans notre cas,  $\Delta T^*$  est la différence entre la température de la plaque et la température moyenne dans le centre du canal vertical chauffé entre  $Z = 0,1$  et  $Z = 0,9$ . Le choix de cette température motivé par les isothermes horizontales dans le coeur de l'écoulement (voir Weppe et al. [8]) et cela semble la meilleure façon de se rapprocher dans notre cas expérimental de la définition théorique de Gebhart.

Enfinement, la pulsation obtenue expérimentalement est proche de celle prévue par les théories de Gebhart et Zhao et diffère d'environ 10%. Enfin, une possible gamme de valeur de la pulsation expérimentale obtenue peut être donnée qui prend en compte la stratification thermique de la cavité :  $\Omega \in [0,31; 0,47]$ .

#### 4. Conclusion

Dans ce travail un écoulement de convection naturelle se développant dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé est présenté et analysé ( $Ra = 1,37 \times 10^9$ ). Ce travail est la suite de deux travaux présentés au congrès de la SFT : le premier traitant de la dynamique de l'écoulement et le second de la thermique. Ici l'étude se focalise sur la description et l'analyse d'un jet battant. Ce jet est issu de l'écoulement de couche limite se développant le long de la paroi verticale chauffée de l'obstacle. Ce jet bat à une fréquence de 2 Hz. Afin de comprendre l'origine de cette fréquence, l'écoulement de couche limite ascendant est analysé. Cet écoulement présente une fréquence de battement similaire que l'on retrouve théoriquement. La fréquence principale du jet battant provient donc d'une instabilité advectée par la couche limite ascendante.

En perspectives à ce travail, deux points peuvent être mentionnés. Tout d'abord, les simulations qui seront menées par nos partenaires académiques et industriels devront être capables de reproduire numériquement les instabilités qui ont été mises en avant dans ce travail d'un point de vue expérimental et théorique. Par ailleurs, ce travail ainsi que les deux précédents (Weppe et al. [7] [8]), ont été menés avec des conditions aux limites stationnaires. La prochaine étude sera



faite avec des conditions aux limites instationnaires afin de simuler des comportements moteurs qui peuvent être rencontrés en conditions réelles (arrêt brutal du véhicule ou succession d'arrêts et de redémarrages en cas d'embouteillage par exemple).

## Références

- [1] J.M. House, C. Beckermann, T.F. Smith, Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure, *Numer. Heat Transfer*, 18 (1990) 213-225.
- [2] M.Y. Ha, M.J. Jung, A numerical study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with a heat-generating cubic conducting body, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 43 (2000) 4229-4248.
- [3] M. Yang, W.Q. Tao, Three-Dimensional Natural Convection in an Enclosure With an Internal Isolated Vertical Plate, *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 619-625.
- [4] F. Sebilliau, R. Issa, S. Lardeau, S.P. Walker, Direct Numerical Simulation of an air-filled differentially heated square cavity with Rayleigh numbers up to  $10^{11}$ , *Int. J. Heat and Mass transfer*, 123 (2018) 297-319.
- [5] F.X. Trias, M. Soria, A. Oliva, C.D. Pérez-Segarra, Direct numerical simulations of two- and three-dimensional turbulent natural convection flows in a differentially heated cavity of aspect ratio 4, *J. Fluid Mech.*, 586 (2007) 259-293.
- [6] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 38 (2011) 679-687
- [7] A. Weppe, F. Moreau, D. Saury, Etude expérimentale de la dynamique d'un écoulement dans une cavité cubique comprenant un bloc partiellement chauffé, *Congrès français de thermique*. (Belfort, 9th-12th june, 2020).
- [8] A. Weppe, F. Moreau, D. Saury, Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé, *Congrès français de thermique*. (Belfort, 1-3 june, 2021).
- [9] P. Belleoud, Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différenciellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2016.
- [10] P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Coupled velocity and temperature measurements in an air-filled differentially heated cavity at  $Ra = 1.2^{11}$ , *Int. J. Thermal Sciences*, 123 (2018) 151-161.
- [11] <http://www.biostat.jhsph.edu/~iruczins/teaching/390.672/notes/notes.class6.pdf> (site consulté le 25/01/2021).
- [12] B. Gebart, Y. Jaluria, Buoyancy-Induced Flows And Transport *Taylor and Francis*, (1988)
- [13] R.P. Dring, et B. Gebhart, A theoretical investigation of disturbance amplification in external laminar natural convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 34 (1968) 551-564
- [14] R.L. Mahajan et B. Gebhart, An experimental determination of transition limits in a vertical natural convection flow adjacent to a surface, *Journal of Fluid Mechanics*, 91 (1979) 131-154
- [15] Z.H. Qureshi et B. Gebhart, Transition and transport in a buoyancy driven flow in water adjacent to a vertical uniform flux surface, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 21 (1978) 1467-1479
- [16] B. Gebhart et R.L. Mahajan, Tharacteristic disturbance frequency in vertical natural convection flow, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975) 1143-1148
- [17] Y. Fan, Y. Zhao, and J.F. Torres, and F. Xu, C. Lei, Y. Li et J. Carmeliet, Natural convection over vertical and horizontal heated flat surfaces : A review of recent progress focusing on underpinnings and implications for heat transfer and environmental applications, *Physics of Fluids*, 33 (2021)
- [18] Y. Zhao, P. Zhao, Y. Liu, Y. Xu et J.F. Torres, On the selection of perturbations for thermal boundary layer control, *Physics of Fluids*, 31 (2019) 104102

## Remerciements

Les auteurs remercient l'ANR pour le financement du projet MONACO 2025 ; les programmes CPER (2015-2020) et FEDER (2014-2020) ; ainsi que le personnel d'appui qui a participé à la mise en place de ce dispositif expérimental, en particulier H. Arlaud, C. Fuentes, J.-C. Fraudeau, M. Caron et N. Papin.