



**HAL**  
open science

# Modification des transferts de chaleur en convection naturelle par perturbation thermique localisée

Paul Chorin

► **To cite this version:**

Paul Chorin. Modification des transferts de chaleur en convection naturelle par perturbation thermique localisée. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2018. Français. NNT : 2018ESMA0021 . tel-02078817

**HAL Id: tel-02078817**

**<https://theses.hal.science/tel-02078817>**

Submitted on 25 Mar 2019

**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.

# THÈSE

pour l'obtention du grade de

## Docteur de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016

**Secteur de Recherche : Énergie, Thermique, Combustion**

École doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique,  
énergétique

**Paul CHORIN**

le 14 décembre 2018

## Modification des transferts de chaleur en convection naturelle par perturbation localisée

Directeur de thèse : **Didier SAURY**

Co-encadrant : **Florian MOREAU**

*Soutenue devant la Commission d'Examen*

### JURY

<b>Patrick LE QUÉRÉ</b>	Directeur de Recherche, CNRS, Université Paris-Saclay	Président
<b>Francesca CHILLÀ</b>	Professeur, ENS Lyon	Rapporteur
<b>Shihe XIN</b>	Professeur, INSA Lyon	Rapporteur
<b>Olivier VAUQUELIN</b>	Professeur, Aix-Marseille Université	
<b>Florian MOREAU</b>	Maître de Conférences, Université de Poitiers	
<b>Didier SAURY</b>	Professeur, ISAE-ENSMA	

---

# Remerciements

Je commencerai ce mémoire par adresser un grand merci à toutes les personnes sans qui ce travail de thèse n'aurait pas pu aboutir. Je remercie tout d'abord MM YVES GERVAIS et JACQUES BORÉE de m'avoir accueilli au sein du département de Fluides, Thermique et Combustion de l'Institut Prime.

Un grand merci également à MM DIDIER SAURY et FLORIAN MOREAU, qui ont été très présents et disponibles au cours de ces trois années. Votre encadrement et votre intérêt pour ce travail m'ont permis de garder une envie constante d'avancer même dans les moments difficiles.

J'adresse de chaleureux remerciements aux membres du jury, Mme FRANCESCA CHILLÀ et MM PATRICK LE QUÉRÉ, SHIHE XIN, OLIVIER VAUQUELIN, qui ont pris le temps de lire ce mémoire ainsi que de venir évaluer la soutenance de cette thèse. Vos remarques et votre expertise m'ont apporté un éclairage extérieur très intéressant sur ces travaux ainsi que des idées intéressantes sur de futures perspectives pour ce travail.

Bien que la thèse semble être un travail solitaire, rien n'aurait été possible sans les personnes qui, par leurs connaissances techniques et leur expérience, ont permis la réalisation de l'étude expérimentale. Je remercie grandement CATHERINE, HERVÉ, CHRISTOPHE, ANDRÉ, JEAN-CHRISTOPHE, YANN, CYRIL. Je remercie également YANN BILLAUD pour, en plus de sa bonne humeur, de m'avoir permis de démarrer rapidement sur l'étude numérique. Merci à CATHERINE LAVALLADE pour son soutien administratif sans pareil.

Pendant ces trois années, de nombreuses personnes m'ont accompagné et sont devenues bien plus que de simples collègues. Que ce soit sportivement au gymnase, gastronomiquement au fameux RU, au travers de discussions de couloir ou bien encore au Moe's, je tiens à remercier chaleureusement toutes celles et ceux qui ont permis ces bons moments. Sans ordre de préférence et de façon sûrement non-exhaustive, j'adresse ces mots à AIMAD, ANTHONY, RADOUAN, ANDRÉ, CARLOS, DAVID, MAXIME, GEOFFREY, ROMAIN, MICKAEL, CLEMENT, CYPRIEN, LUC, SAID, YVES, FLORIAN, YANG, BACH, UGO, ETIENNE, GWEN, MELISSA, LAHNA, TUNG, MANH, FILIPPO, FLAVIO, AMAL, BASTIEN, GILDAS, VINCENT, FRED, EVA, NICOLAS, CORENTIN. Un grand bravo aussi à ceux qui

---

m'ont supporté dans leur bureau pendant ces années et avec qui le travail au quotidien était très agréable, à savoir PIERRE, ELISSA, et maintenant ALEXANDRE.

J'adresse enfin toute ma gratitude envers ma famille, CATHERINE, ANTOINE, JEAN, FRANCOIS sur qui j'ai toujours pu compter et qui ont toujours apporté leur soutien à mes projets.

Tous ces mots ne peuvent exprimer ce que l'on ressent à l'achèvement de cette formidable expérience qu'est la réalisation d'une thèse. Au risque de me répéter, je vous dis un grand merci et j'espère vous revoir prochainement.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités sur les écoulements en cavité différentiellement chauffée verticale</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	7
1.2 Nombres caractéristiques de la convection naturelle . . . . .	8
1.3 Équations régissant les écoulements et les transferts : hypothèses usuelles . . . . .	10
1.4 Description des régimes d'écoulement successifs . . . . .	12
1.5 Notion de bifurcation - une vision système dynamique . . . . .	17
1.6 Route vers le chaos . . . . .	18
1.7 Conclusion . . . . .	23
<b>2 Perturbation thermique pariétale - étude numérique</b>	<b>25</b>
2.1 Introduction . . . . .	27
2.2 État de l'art sur les perturbations thermiques pariétales . . . . .	27
2.3 Méthodes numériques . . . . .	32
2.4 Validation du modèle numérique . . . . .	33
2.5 Modification de l'écoulement par perturbation thermique localisée . . . . .	37
2.6 Modification de l'écoulement sans apport énergétique moyen . . . . .	49
2.7 Conclusion sur l'étude numérique . . . . .	63
<b>3 Dispositif expérimental, métrologie et comparaison aux études existantes</b>	<b>65</b>
3.1 Introduction . . . . .	67
3.2 La cavité différentiellement chauffée . . . . .	68
3.3 Mesure de température par micro-thermocouple . . . . .	72
3.4 Mesure du flux de chaleur local . . . . .	79
3.5 Tomographie laser . . . . .	81
3.6 Mesure de vitesse par PIV . . . . .	85
3.7 Fréquences et nombres de Rayleigh critiques . . . . .	90
3.8 Température et transferts de chaleur à $Ra_H = 0,92 \times 10^8$ . . . . .	94
3.9 Champs de vitesse par PIV . . . . .	98

3.10 Conclusion . . . . .	105
<b>4 Écoulement avec perturbation par obstacle - étude expérimentale dans le plan vertical médian</b>	<b>107</b>
4.1 Introduction . . . . .	109
4.2 État de l'art sur les perturbations mécaniques . . . . .	110
4.3 Caractéristiques de l'obstacle cylindrique . . . . .	116
4.4 Influence de la longueur de l'obstacle à $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$ . . . . .	119
4.5 Influence du nombre de Rayleigh . . . . .	136
4.6 Influence de la position verticale de l'obstacle sur les transferts de chaleur à $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$ . . . . .	144
4.7 Étude multi-obstacles à $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$ : influence mutuelle . . . . .	147
4.8 Conclusion . . . . .	154
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>157</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>168</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>169</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>179</b>
<b>A Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD)</b>	<b>I</b>
<b>B Spectres avec perturbation sans apport énergétique moyen</b>	<b>III</b>
<b>C Polynômes de conversion pour thermocouple de type K</b>	<b>V</b>
<b>D Mesure des propriétés thermophysiques du liège utilisé</b>	<b>VII</b>
<b>E Profils verticaux de température en <math>X = 0,021</math></b>	<b>XI</b>

# Nomenclature

## *Symboles latins*

A	rapport de forme	(-)
$A_m$	amortissement du micro-thermocouple	(-)
Bi	nombre de Biot	(-)
$C_p$	capacité calorifique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
e	espacement adimensionné	(-)
E	f.e.m	V
f	fréquence adimensionnée	(-)
g	accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
G	facteur d'agrandissement	(-)
H	hauteur de la cavité	m
l	longueur adimensionnée de l'obstacle cylindrique	(-)
L	largeur de la cavité	m
N	quantité numérique	(-)
Nu	nombre de Nusselt	(-)
P	profondeur de la cavité	m
Pr	nombre de Prandtl	(-)
Q	débit volumique adimensionné	(-)
r	rayon adimensionné de l'obstacle cylindrique	(-)
Ra	nombre de Rayleigh	(-)
Re	nombre de Reynolds	(-)
S	stratification thermique	(-)
Se	coefficient de Seebeck	$V.K^{-1}$
Sr	nombre de Strouhal	(-)
t	temps adimensionné	(-)
T	température; période	K; (-)
u, v, w	vitesses physiques	$m.s^{-1}$
U, V, W	vitesses adimensionnées	(-)
x, y, z	coordonnées physiques	m
X, Y, Z	coordonnées adimensionnées	(-)

*Symboles grecs*

$\alpha$	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
$\beta$	coefficient de dilatation thermique	$K^{-1}$
$\gamma$	rapport des distances de contournement	(-)
$\epsilon$	émissivité hémisphérique totale	(-)
$\delta$	épaisseur de couche limite adimensionnée	(-)
$\Delta$	écart sur une grandeur	
$\lambda$	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\rho$	masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\theta$	température réduite centrée, $\theta = (T - T_0) / \Delta T$	(-)
$\tau$	constante de temps	s

*Indices et exposants*

0	moyenne dans la cavité (température)
b	basse (fréquence)
BV	Brunt-Väisälä (fréquence de)
c	chaude (paroi)
cent	centre (zone de perturbation)
crit	critique (fréquence, nombre de Rayleigh)
ext	extremum
int	intégrations (nombre d')
ité	itérations (nombre de)
d	dynamique (couche limite)
f	froide (paroi)
h	horizontal (rapport de forme) / haute (fréquence)
H	relatif à la hauteur
g	global (nombre de Nusselt)
L	relatif à la largeur
m	motrice (pression)
ms	milieu stratifié
Q	débitante (vitesse)
ra	ruban adhésif
rel	relatif (à l'obstacle cylindrique)
std	écart-type

---

t	thermique (couche limite)
tb	très basse (fréquence)
v	vertical (rapport de forme)
réf	grandeur de référence
$X'$	fluctuation de X, $X' = X - \langle X \rangle$
$\langle X \rangle$	valeur moyenne temporelle de X
$\bar{X}$	valeur moyenne spatiale de X

### *Sigles et abréviations*

CDC	Cavité Différentiellement Chauffée
CFD	Computational Fluid Dynamics
ODG	Ondes De Gravité
OC	Obstacle Cylindrique
POD	Proper Orthogonal Decomposition
RB	Rayleigh-Bénard
TS	Tollmien-Schlichting (ondes de)



# Introduction générale

Nous avons tous fait l'expérience de la convection naturelle dans notre vie quotidienne. Par exemple, lorsque l'on fait brûler de l'encens, on observe la montée des particules issues de la combustion depuis le bout incandescent. Le panache, d'abord régulier, se transforme progressivement en volutes turbulentes. La convection naturelle s'observe également lors de la cuisson des pâtes, avec l'apparition au bout d'un certain temps d'une circulation d'eau qui monte au centre (au-dessus du feu) et redescend le long des parois de la casserole, plus froides.

À plus grande échelle, la convection naturelle a lieu dans des endroits divers. À la fois sous nos pieds, avec le développement de panaches visqueux dans le manteau terrestre, responsables de zones de volcanisme à la surface, et aussi au dessus de nos têtes, avec la formation de nuages d'origine convective (les cumulus). On la retrouve également dans les océans avec la circulation thermohaline : des courants marins globaux, de cycles complets de 600 à 800 ans, sont formés par le chauffage des eaux de surface par le flux solaire qui modifie la température et la salinité de l'eau.

L'être humain a depuis longtemps mis à profit ce phénomène physique pour repousser les limites de la technologie. Il y a deux siècles, les frères Montgolfier profitaient de la moindre densité de l'air chaud pour élever leur nacelle. Plus récemment, la chaleur accumulée dans le circuit de refroidissement des centrales nucléaires est évacuée en partie par convection dans les grandes cheminées. Et dernièrement, les tours solaires utilisant des sels fondus stockent l'énergie solaire avant de faire bouillir de l'eau, la remontée de la vapeur plus légère actionnant des turbines reliées à un alternateur.

Les exemples de cas pratiques de convection naturelle sont nombreux, et on ne saura être exhaustif. Dans ce travail de thèse, on étudiera plus précisément la convection naturelle au sein d'espaces confinés (avec un domaine fermé limitant la libre circulation du fluide). Ce cas se retrouve notamment dans le refroidissement des composants électriques fortement dissipateurs de chaleur et installés dans des armoires, ou dans le domaine de l'habitat avec par exemple les façades double peau, où la ventilation naturelle de l'air régule la température des bâtiments, en été comme en hiver. Dans ces secteurs, l'optimisation des échanges de chaleur (qu'il s'agisse de leur augmentation ou de leur réduction) représente à la fois le principal objectif et le principal défi technique. L'objectif principal de ce

travail de thèse s'inscrit pleinement dans ce cadre : il s'agit de manipuler un écoulement interne de convection naturelle dans le but d'agir sur les transferts de chaleur. À cet effet, nous mettrons à profit la nature chaotique, sous certaines conditions, de cet écoulement, le rendant très sensible aux perturbations extérieures. La description et la compréhension du lien entre la modification de l'écoulement par une perturbation introduite et le changement potentiel sur les transferts de chaleur sera présentée.

Nous avons fait le choix d'introduire une perturbation localisée dans l'écoulement, c'est-à-dire qui ne modifie pas de façon globale les conditions aux limites, mais qui est située uniquement sur une zone de faible étendue de notre domaine d'étude. L'objectif est d'observer si une perturbation locale, ne nécessitant pas de changement majeur du dispositif, peut modifier l'écoulement et les transferts de façon globale. Parmi les différents types de perturbation possibles, nous avons choisi une perturbation d'origine thermique et/ou mécanique. Une perturbation purement thermique dans un cas, car le moteur de l'écoulement est directement lié à la température. Une perturbation mécanique dans l'autre cas, car en modifiant la circulation du fluide on agira sur les transferts de chaleur.

Deux voies ont été exploitées pour étudier l'influence de cette perturbation. La première est la voie numérique, par la modélisation sur un code de calcul de l'écoulement perturbé. La perturbation étudiée est alors purement thermique. La seconde est la voie expérimentale sur un dispositif réel. La perturbation est alors mécanique ou thermo-mécanique, avec l'utilisation d'un système mécaniquement passif. Les systèmes passifs sont intéressants pour le cas réel car ils présentent des avantages en terme de coût de construction et surtout en terme de coût d'entretien (ils ne nécessitent pas de suivi régulier et ne peuvent tomber en panne). Le système passif consiste ici en un (ou plusieurs) obstacle(s) de forme cylindrique positionné(s) sur la paroi chaude.

La présentation de ce mémoire s'organisera en quatre chapitres. Nous commencerons tout d'abord par une description de la convection naturelle dans notre configuration. La topologie de l'écoulement et le modèle théorique sous-jacent seront détaillés, ainsi que l'organisation de la déstabilisation de l'écoulement lors de la transition du régime laminaire au régime turbulent. Puis l'étude numérique sera présentée : après un état de l'art sur les perturbations thermiques en convection naturelle et une validation des méthodes numériques, nous distinguerons deux perturbations thermiques introduites dans le modèle. Dans le second cas, des études paramétriques ont été conduites, notamment sur la fréquence et la position de la perturbation. Les deux derniers chapitres sont consacrés à la partie expérimentale. Nous commencerons par décrire le dispositif utilisé (la cavité, la circulation d'eau contrôlée en température) et les moyens de mesure mis en œuvre (micro-thermocouple, PIV) et leurs incertitudes, puis nous présenterons une comparaison des résultats sur un écoulement non-perturbé avec de précédentes études. Finalement, l'écoulement perturbé par un système mécaniquement passif (par obstacle(s) cy-

---

lindrique(s)) sera détaillé en termes de transferts de chaleur, de profils de température et de champs de vitesse. Ces résultats nous permettront en particulier d'expliquer les modifications observées sur les transferts aux parois.



# Chapitre 1

## Généralités sur les écoulements en cavité différentiellement chauffée verticale

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>7</b>
<b>1.2</b>	<b>Nombres caractéristiques de la convection naturelle</b> . . . . .	<b>8</b>
<b>1.3</b>	<b>Équations régissant les écoulements et les transferts : hypothèses usuelles</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>1.4</b>	<b>Description des régimes d'écoulement successifs</b> . . . . .	<b>12</b>
1.4.1	Régime conductif : $Ra_H \leq 10^4$ . . . . .	12
1.4.2	Régime de cœur tournant : $10^4 < Ra_H < 5 \times 10^6$ . . . . .	12
1.4.3	Régime de couches limites laminaires : $5 \times 10^6 \leq Ra_H < 10^9$ . . . . .	12
1.4.4	Régime de convection turbulente : $Ra_H > 10^9$ . . . . .	15
<b>1.5</b>	<b>Notion de bifurcation - une vision système dynamique</b> . . . . .	<b>17</b>
1.5.1	Espace à une dimension . . . . .	17
1.5.2	Espace à deux dimensions . . . . .	18
<b>1.6</b>	<b>Route vers le chaos</b> . . . . .	<b>18</b>
1.6.1	État mono-périodique . . . . .	19
1.6.2	État bi-périodique . . . . .	19
1.6.3	État quasi-périodique . . . . .	19
1.6.4	Caractéristiques de la haute fréquence $f_h$ . . . . .	20
<b>1.7</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>23</b>

---



## 1.1 Introduction

L'écoulement de convection naturelle au sein d'une cavité différentiellement chauffée (CDC) présente de nombreuses spécificités. Dans ce chapitre, nous allons introduire les notions fondamentales de convection naturelle et nous allons décrire les différents phénomènes physiques mis en jeu.

Nous allons nous attacher à exposer le cadre général dans lequel s'inscrit cette thèse. Il s'agit ici de présenter la topologie des écoulements en cavité différentiellement chauffée lorsque ces écoulements ne sont pas influencés par une perturbation introduite. Par la suite un tel écoulement non-perturbé sera qualifié d'écoulement de référence. Les études antérieures concernant des écoulements de convection naturelle perturbés (par différents moyens et de différents types) seront discutées dans les chapitres 2 (pour la perturbation introduite dans l'étude numérique) et 4 (pour la perturbation dans l'étude expérimentale).

Après une description générale du modèle de la cavité différentiellement chauffée, nous introduirons les nombres caractéristiques utilisés en convection naturelle, ainsi que les équations et conditions aux limites associées à ce modèle. Les différents régimes d'écoulements seront présentés avant de nous intéresser plus spécifiquement à la phénoménologie de notre régime d'écoulement, lors de son cheminement vers le chaos.

En convection naturelle, l'écoulement est induit par des forces de flottabilité (ou poussée d'Archimède) ayant pour origine des gradients de masse volumique au sein du fluide. Un des moyens pour créer ces forces de flottabilités est de mettre en place un gradient thermique. Pour les écoulements de convection naturelle interne (au sein d'un domaine fluide fermé), on distingue principalement deux configurations :

- la configuration dite de Rayleigh-Bénard, dans laquelle le gradient thermique est parallèle à la direction de la force de gravité, pouvant conduire à la formation de structures thermo-convectives (cellules de Bénard),
- la configuration de la cavité différentiellement chauffée verticale, dans laquelle le gradient thermique est orthogonal à la direction de la force de gravité, conduisant à la formation d'un écoulement principal tournant

Sous sa forme bi-dimensionnelle, le modèle de la CDC présente une géométrie rectangulaire avec les deux parois verticales à des températures différentes, tandis que les parois horizontales sont soit adiabatiques soit parfaitement conductrices. La CDC à parois horizontales adiabatiques fera l'objet de ce travail. Dans le modèle prenant en compte la troisième dimension, les parois latérales avant et arrière sont adiabatiques. Pour un écart de température suffisant, un écoulement tournant se met en place sous la forme d'une montée du fluide devant la paroi chaude et d'une descente au niveau de la paroi froide

(cf. Fig. 1.1), la zone centrale étant immobile. Nous notons respectivement  $L$ ,  $P$  et  $H$  les dimensions de la cavité en largeur, profondeur et hauteur selon les axes de coordonnées  $(X, Y, Z)$ .

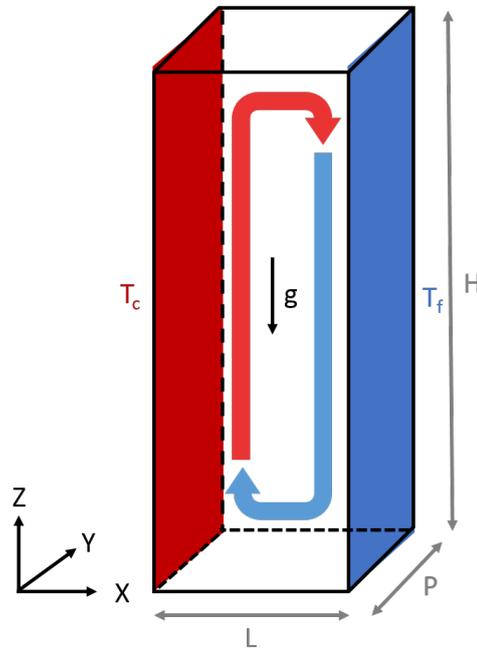


FIGURE 1.1 – Schéma général de la cavité différentiellement chauffée (CDC) verticale avec la formation d'un écoulement tournant de convection naturelle ( $L/P \approx 1$ ,  $H/L > 1$  ici)

## 1.2 Nombres caractéristiques de la convection naturelle

L'écoulement se développant au sein de la CDC est décrit par un ensemble de nombres caractéristiques sans dimension. Nous allons les présenter ici.

- *Caractérisation du fluide : le nombre de Prandtl*

Les capacités du fluide à propager une valeur de vitesse et une valeur de température sont caractérisées respectivement par sa viscosité cinématique,  $\nu$ , et sa diffusivité thermique,  $\alpha$ . Afin de comparer ces deux effets, on introduit le nombre de Prandtl faisant le rapport de ces deux propriétés du fluide :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (1.1)$$

À température ambiante, le nombre de Prandtl de l'air est de 0,71, si bien que la diffusion de quantité de mouvement est du même ordre de grandeur que la diffusion thermique.

- *Caractérisation du régime d'écoulement : le nombre de Rayleigh*

En convection naturelle, le régime d'écoulement dépend du nombre de Rayleigh :

$$Ra_{L_{réf}} = \frac{g\beta\Delta T L_{réf}^3}{\alpha\nu} \quad (1.2)$$

avec  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\beta$  le coefficient de dilatation thermique,  $\Delta T = T_c - T_f > 0$  l'écart de température entre les deux parois isothermes (dans le cas de la CDC) et  $L_{réf}$  une longueur de référence. Il représente le rapport entre les effets moteurs de l'écoulement (les forces de flottabilité) et les effets limitant cet écoulement, la diffusion thermique et la diffusion moléculaire. Nous utiliserons le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur  $H$  :

$$Ra_H = \frac{g\beta\Delta T H^3}{\alpha\nu} \quad (1.3)$$

- *Caractérisation du transfert thermique : le nombre de Nusselt*

À travers une interface fluide/paroi, le rapport du flux convectif sur le flux conductif de référence (c'est-à-dire sans mouvement d'ensemble du fluide) est quantifié par le nombre de Nusselt, noté ici en valeur absolue :

$$Nu = \frac{\Phi_{conv}}{\Phi_{cond,réf}} = \frac{\lambda \left| \frac{\partial T}{\partial n} \right|_p}{\lambda \frac{T_c - T_f}{L_{réf}}} = \left| \frac{\partial \theta}{\partial n^*} \right|_p \quad (1.4)$$

avec  $\theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}$  la température centrée réduite,  $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$ ,  $n$  la normale unitaire à la paroi et  $n^* = \frac{n}{L_{réf}}$ . On a utilisé ici le fait que le flux convectif se propage au niveau de la paroi par conduction (vitesse nulle à la paroi). Le nombre de Nusselt s'identifie donc à la pente du profil de température adimensionnée à la paroi. On peut considérer les CDC à parois horizontales adiabatiques comme un système physique fermé dans lequel le flux de chaleur est injecté au niveau de la paroi chaude et évacué au niveau de la paroi froide.

- *Caractérisation de la géométrie : les rapports de forme*

On introduit également les rapports de forme verticaux et horizontaux de la CDC :

$$\begin{cases} A_v = H/L \\ A_h = P/L \end{cases} \quad (1.5)$$

En se donnant le jeu de paramètres ( $Pr, A_v, A_h, Ra_H$ ) et en considérant l'approximation de Boussinesq, on caractérise de façon complète un point de fonctionnement de la CDC, vis-à-vis à la fois du fluide de travail, des dimensions de la cavité et du régime d'écoulement. On fixe, pour l'ensemble de l'étude, le fluide de travail et les dimensions de la cavité, avec  $Pr = 0,71$  (air ambiant),  $A_v = 4$  et, dans le cas réel,  $A_h = 0,167$ . Le choix de ces rapports de forme provient de considérations sur le régime d'écoulement (développées au paragraphe 1.6), tandis que l'air est choisi car il correspond au fluide utilisé dans la

plupart des applications visées. Les trois premiers paramètres sont donc constants. Seul  $Ra_H$  est parcouru, représentant ainsi le paramètre de contrôle de l'écoulement.

### 1.3 Équations régissant les écoulements et les transferts : hypotheses usuelles

Les écoulements de convection naturelle sont décrits par les équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, auxquelles sont ajoutées les conditions initiales et aux limites. Le fluide considéré étant newtonien et visqueux, ces équations s'écrivent :

- Bilan de masse (équation de continuité) :

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (1.6)$$

- Bilan de quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes) :

$$\underbrace{\rho \frac{D\vec{v}}{Dt}}_{\text{Variation } q. \text{ de } m.} = \underbrace{-\vec{\nabla} p}_{\text{Forces de pression}} + \underbrace{\rho \vec{g}}_{\text{Force de gravité}} + \underbrace{\mu [\Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v})]}_{\text{Forces visqueuses}} + \underbrace{f_e}_{\text{Forces externes}} \quad (1.7)$$

- Bilan d'énergie (équation de la chaleur) :

$$\underbrace{\rho C_p \frac{DT}{Dt}}_{\text{Inertie}} = \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T)}_{\text{Diffusion thermique}} + \underbrace{\beta T \frac{Dp}{Dt}}_{\text{Compressibilité}} + \underbrace{\mu \Phi}_{\text{Dissipation visqueuse}} + \underbrace{S_v}_{\text{Terme source}} \quad (1.8)$$

Ces trois bilans font apparaître des dérivées particulières (ou totales, lagrangiennes), sommes d'une dérivée partielle et de l'opérateur d'advection :

$$\frac{D(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial (\cdot)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (\cdot) \quad (1.9)$$

Dans le cas de la convection naturelle en CDC dans l'air, plusieurs simplifications peuvent être apportées. Les écarts de température et de pression étant faibles, les propriétés thermophysiques sont considérées constantes, uniformes et prises à la température moyenne de la CDC,  $T_0$ . À l'exception cependant de la masse volumique dans le bilan de quantité de mouvement, à cause de son rôle dans les forces de flottabilité. On se place dans ce cas dans le cadre de l'approximation de Boussinesq :

- la masse volumique est considérée constante sauf dans le terme de pesanteur
- sa variation, faible, est linéaire avec la température :  $\rho(T) = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$ .

Le terme de compressibilité ainsi que la dissipation visqueuse sont négligeables par rapport aux autres termes du bilan d'énergie. Ces approximations se basent sur l'examen

d'un ensemble de critères  $(R_i)_{0 \leq i \leq 5}$  proposés par GEBHART et al. [1988], avec  $R_0$  quantifiant les effets de pression sur la masse volumique,  $R_1$  les effets de température,  $R_2$  les effets de l'advection,  $R_3$  les effets de pression sur la température,  $R_4$  et  $R_5$  les effets de dissipation visqueuse...

L'ensemble de ces simplifications conduit au nouvel ensemble d'équations suivant :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.10)$$

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p_m - \beta(T - T_0) \vec{g} + \nu \Delta \vec{v} \quad (1.11)$$

$$\frac{DT}{Dt} = \alpha \Delta T \quad (1.12)$$

avec  $p_m = p + \rho_0 g z$  la pression motrice,  $z$  orienté vers le haut. Les grandeurs physiques sont adimensionnées en utilisant les grandeurs de référence du Tableau 1.1. Utiliser des grandeurs adimensionnées présente de nombreux avantages, car cela permet de rendre universel les résultats obtenus, facilitant ainsi la comparaison avec d'autres auteurs n'ayant pas les mêmes dimensions géométriques mais les mêmes rapports de forme par exemple. La température  $\theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}$  est centrée et réduite, variant ainsi entre -0,5 et +0,5. Les équations écrites sous forme adimensionnées font apparaître les nombres de Prandtl et de Rayleigh :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.13)$$

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla} p_m + Pr \theta \vec{k} + \frac{Pr}{\sqrt{Ra}} \Delta \vec{V} \quad (1.14)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{1}{\sqrt{Ra}} \Delta \theta \quad (1.15)$$

avec  $\vec{k}$  vecteur unitaire orienté vers le haut (à noter que la pression motrice apparaissant en éq. (1.14), ainsi que les opérateurs mathématiques et le temps, sont écrits sous forme adimensionnelle; cependant par souci de simplicité nous conservons la même notation que précédemment) Dans le modèle théorique, on associe à ces équations les conditions aux limites suivantes :  $\theta = \theta_c = +0,5$  pour la paroi gauche,  $\theta = \theta_f = -0,5$  pour la paroi droite et  $\Phi = 0$  pour les autres parois (parois horizontales et latérales adiabatiques). La condition de non-glissement  $U = W = 0$  est appliquée sur l'ensemble des parois (fluide visqueux). À l'état initial, le fluide est pris au repos à la température  $T_0$ . Maintenant que le modèle théorique de la CDC a été présenté, nous allons décrire les différents régimes d'écoulements (au sens large) apparaissant au sein de la cavité lorsque le paramètre de contrôle augmente. **Par la suite, les grandeurs physiques seront toujours écrites sous forme adimensionnée.**

Grandeur :	Longueur	Vitesse	Temps	Pression
Notation :	$L_{réf}$	$V_{réf}$	$t_{réf}$	$p_{réf}$
Définition :	$H$	$\frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$	$\frac{H^2}{\alpha \sqrt{Ra_H}}$	$\rho_0 (\frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H})^2$

TABLEAU 1.1 – Grandeurs physiques de référence

## 1.4 Description des régimes d'écoulement successifs

En faisant augmenter progressivement le nombre de Rayleigh, le fluide présent au sein de la CDC se met progressivement en mouvement. L'écoulement qui en résulte passe alors par différents régimes. On présente ici les régimes d'écoulement pour notre cavité de rapport de forme vertical de 4 et pour le nombre de Prandtl de l'air ambiant  $Pr = 0,71$ .

### 1.4.1 Régime conductif : $Ra_H \leq 10^4$

En régime conductif, les profils horizontaux de température sont linéaires, les isothermes sont verticales et en conséquence le nombre de Nusselt vaut 1. Cependant le fluide n'est pas à l'équilibre hydrostatique : à même hauteur, un volume élémentaire près de la paroi froide est plus lourd qu'un volume élémentaire près de la paroi chaude. Si bien qu'un léger mouvement d'ensemble du fluide est observé, mais celui-ci est d'amplitude si faible que les transferts restent dominés par la conduction au sein du fluide. Une illustration de cet écoulement est donnée en Figure 1.2 (gauche) à partir des lignes de courant à  $Ra_H = 10^4$  obtenus par simulations numériques directes (DNS). Le champ de température associé à cet écoulement est représenté en Figure 1.3 (gauche). À noter que toutes les références à ces simulations numériques (indiquées sous la forme 'résultats issus de DNS 2D') proviennent de simulations réalisées au cours de cette thèse. La validation du code de calcul utilisé est présentée au Chap. 2.

### 1.4.2 Régime de cœur tournant : $10^4 < Ra_H < 5 \times 10^6$

Le fluide se met en mouvement rotatif autour du centre de la cavité sous la forme d'un cœur tournant (cf. Fig. 1.2 (centre)), et les vitesses verticales deviennent importantes (cf. Fig. 1.4 (gauche)). Les profils horizontaux de la composante verticale de vitesse commencent à s'incurver et prennent la forme d'un S horizontal : c'est l'amorçage de la convection dû à l'apparition de vitesses appréciables. Progressivement, les isothermes s'aplatissent (cf. Fig. 1.3 (centre)) et il apparaît à mi-largeur de la cavité un gradient vertical de température. Avec le flux de chaleur dû à la convection, le nombre de Nusselt dépasse 1.

### 1.4.3 Régime de couches limites laminares : $5 \times 10^6 \leq Ra_H < 10^9$

Les couches limites verticales se forment et il apparaît alors une zone d'écoulement de très faible vitesse entre ces couches limites (cf. Fig. 1.2 (droite)). On observe dans le

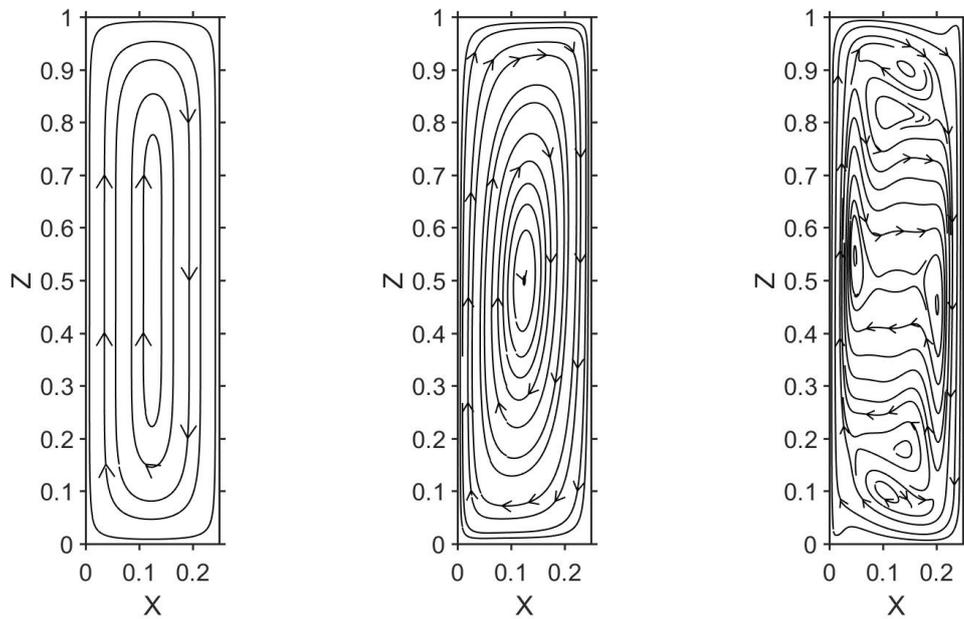


FIGURE 1.2 – Lignes de courant en CDC de rapport de forme vertical 4; (gauche)  $Ra_H = 10^4$ ; (centre)  $Ra_H = 10^6$ ; (droite)  $Ra_H = 10^8$ ; résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2)

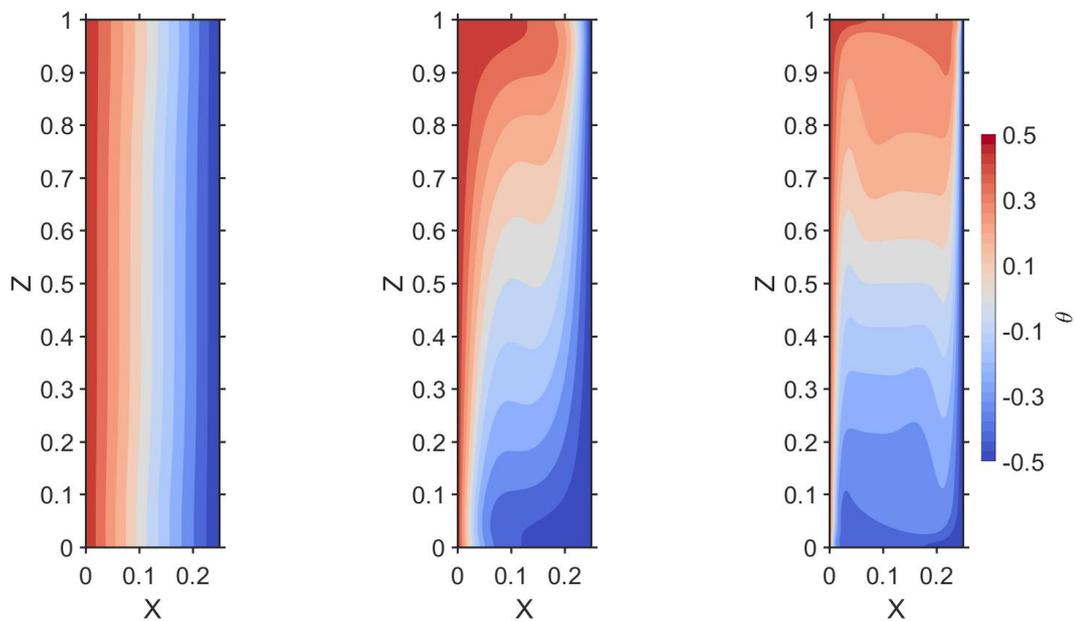


FIGURE 1.3 – Champs de température  $\theta$  en CDC de rapport de forme vertical 4; (gauche)  $Ra_H = 10^4$ ; (centre)  $Ra_H = 10^6$ ; (droite)  $Ra_H = 10^8$ ; résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2)

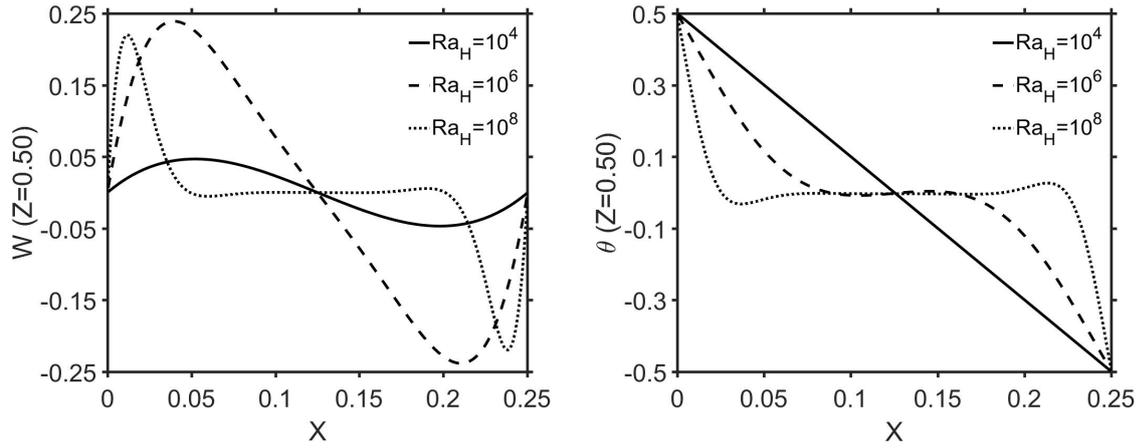


FIGURE 1.4 – Profils de composante verticale de vitesse  $W$  (gauche) et de température  $\theta$  (droite) à mi-hauteur  $Z = 0,50$  à  $Ra_H = (10^4, 10^5, 10^6)$ ; résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2)

cœur un gradient de température positif, si bien que le cœur présente une stratification en température (cf. Fig. 1.3 (droite), Fig. 1.4 (droite)). Avec l'augmentation de  $Ra_H$ , l'épaisseur des couches limites va diminuer, au profit d'un élargissement du cœur.

- *Analyse des ordres de grandeur en régime de couches limites laminaires :*

Une caractérisation quantitative de la variation de vitesse et de l'épaisseur des couches limites en régime laminaire a été proposée par BEJAN [2013], selon la méthode d'analyse des ordres de grandeurs. Sous l'hypothèse que l'écoulement est principalement 2D, les variations selon  $Y$  sont négligeables par rapport aux variations selon  $X$  et  $Z$  (cette hypothèse n'est donc plus valide près des parois latérales). Les équations du mouvement en régime stationnaire s'écrivent alors :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.16)$$

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + g\beta(T - T_0) \end{cases} \quad (1.17)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (1.18)$$

D'après l'équation de continuité (1.16), nous avons  $u/\delta_d \sim w/H$  avec  $\delta_d$  épaisseur de couche limite dynamique. Ainsi sur la projection verticale du bilan de quantité de mouvement (1.17), les deux termes à gauche  $u \frac{\partial w}{\partial x} \sim uw/\delta_d$  et  $w \frac{\partial w}{\partial z} \sim w^2/H$  sont du même ordre de grandeur. Comme l'air est peu visqueux ( $Pr < 1$ ), les forces d'inertie sont grandes devant les forces de viscosité, si bien que  $u \frac{\partial w}{\partial x} \sim w \frac{\partial w}{\partial z} \gg \nu [\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}]$ . On a alors l'ordre de grandeur de la vitesse verticale :  $w \frac{\partial w}{\partial z} \sim w^2/H \sim g\beta(T - T_0)$ . On fait apparaître le groupement

$$w^2 \sim \underbrace{\frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}}_{Ra_H} \underbrace{\frac{\nu}{H^2}}_{Pr} \alpha \text{ et on obtient :}$$

$$w \sim \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H Pr} \quad (1.19)$$

Pour déterminer l'ordre de grandeur de la vitesse horizontale et de l'épaisseur de la couche limite thermique, on utilise l'équation bilan d'énergie. Pour la même raison que pour le bilan de quantité de mouvement, les deux termes à gauche sont du même ordre de grandeur. Nous avons donc  $u \frac{\partial T}{\partial x} \sim \alpha [\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}]$  et  $w \frac{\partial T}{\partial z} \sim \alpha [\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}]$ , soit  $u \frac{T}{\delta_t} \sim \alpha \frac{T}{\delta_t^2}$  et  $w \frac{T}{H} \sim \alpha \frac{T}{\delta_t^2}$  avec  $\delta_t$  épaisseur de couche limite thermique. On obtient finalement :

$$\delta_t \sim H [Ra_H Pr]^{-1/4} \quad (1.20)$$

$$u \sim \frac{\alpha}{H} [Ra_H Pr]^{1/4} \quad (1.21)$$

Ces ordres de grandeur permettent de mettre en avant de quelle façon évoluent les grandeurs physiques avec le paramètre de contrôle  $Ra_H$ .

#### 1.4.4 Régime de convection turbulente : $Ra_H > 10^9$

Les études numériques ou expérimentales sur les écoulements en CDC ont pendant longtemps été menées uniquement pour des nombres de Rayleigh correspondant au régime d'écoulement laminaire. Depuis les années 90, le développement des moyens numériques a rendu possible l'étude du régime turbulent : au delà de  $Ra_H \approx 10^9$  pour  $A_\nu = 4$ , les couches limites verticales présentent une zone turbulente dans leur partie aval, après transition depuis une zone laminaire.

LANKHORST [1991] a étudié numériquement une cavité carrée à parois horizontales adiabatiques. L'auteur observe un épaissement des couches limites et une disparition des zones de recirculation près des coins. Le calcul du nombre de Nusselt global (intégré sur toute la paroi et moyenné dans le temps) du régime conductif jusqu'au régime pleinement turbulent est présenté en Figure 1.5. La loi de corrélation en puissance 1/4 du nombre de Rayleigh en régime laminaire fait place en régime turbulent à une augmentation en puissance 1/3.

Des études ont rapidement été mises en place pour confronter les résultats numériques à des mesures expérimentales. Au sein de l'Institut PPRIME, plusieurs travaux successifs ont été conduits notamment pour une cavité de rapport de forme vertical 4 en régime instationnaire et turbulent BELLEOUD [2016]; DJANNA KOFFI [2011]; ROUGER [2009]. Afin d'atteindre de hauts nombres de Rayleigh (pouvant dépasser  $10^{11}$ ), la cavité utilisée est de grande dimension : 1 m × 0,86 m × 3,84 m. Une topologie de l'écoulement pour  $Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$  et  $Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$  issue des travaux de DJANNA KOFFI [2011] est donnée en Figure 1.6.

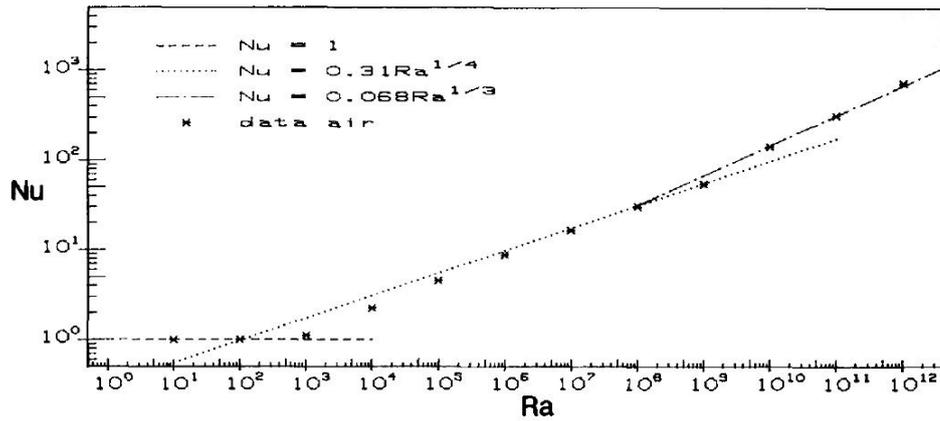


FIGURE 1.5 – Évolution du nombre de Nusselt global en fonction du nombre de Rayleigh pour une cavité carrée à parois horizontales adiabatiques; d’après LANKHORST [1991]

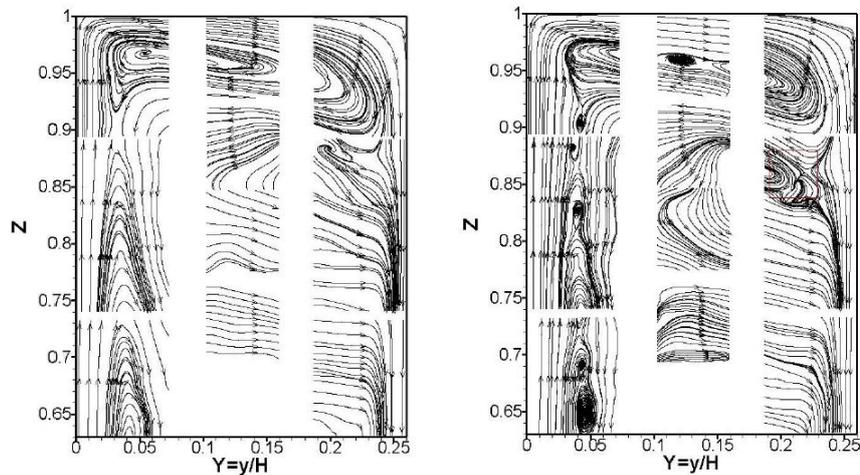


FIGURE 1.6 – Lignes de courant pour  $Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$  (gauche) et  $Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$  (droite) dans la zone supérieure d’une cavité de grandes dimensions; mesures expérimentales d’après DJANNA KOFFI [2011]

Récemment, BELLEOUD [2016] a réalisé des mesures couplées vitesse/température permettant le calcul de quantités turbulentes. En faisant des acquisitions synchrones à  $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$  entre le signal délivré par un micro-thermocouple mobile et les champs de vitesse obtenus par PIV, un ensemble de grandeurs dérivées (critères Q, nombres de Prandtl turbulents, flux turbulents, débits enthalpiques...) et des échelles intégrales ont été calculées. Le critère Q, défini à partir des termes de rotation et de cisaillement des tenseurs de gradient de vitesse, permet d’identifier les structures tourbillonnaires de l’écoulement. Un champs de ce critère, associé aux lignes de courant, est représenté en Figure 1.7.

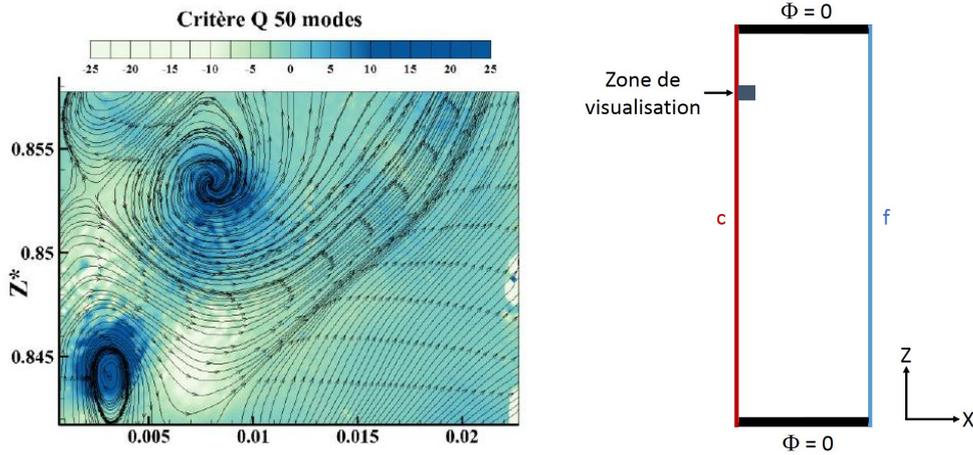


FIGURE 1.7 – Critère Q (gauche) et zone de visualisation associée (droite) à  $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$  en proche paroi chaude, dans la zone supérieure de la cavité; d'après BELLEOUD [2016]

## 1.5 Notion de bifurcation - une vision système dynamique

La transition du régime laminaire au régime turbulent s'effectue par la succession de bifurcations de l'écoulement. La notion de bifurcation est un concept général en physique, se référant à un changement d'état d'un système dynamique (système évoluant dans le temps). En mécanique des fluides, il s'agit du changement de solution des équations de Navier-Stokes, suite à la variation du paramètre de contrôle. La transition d'une solution stable à une autre solution stable peut se faire de façon progressive, continue (bifurcation super-critique) ou bien de façon discontinue (bifurcation sous-critique, donnant lieu à un phénomène d'hystérésis).

### 1.5.1 Espace à une dimension

Dans un espace à une dimension, nous pouvons citer la bifurcation fourche, dans laquelle un état stable transite vers un état instable, donnant lieu à la création de deux états stables (cf. Fig. 1.8 (gauche)). Un exemple de bifurcation fourche supercritique est la bifurcation conduisant à la première instabilité dans la configuration de Rayleigh-Bénard (par la formation de structures convectives, cf. BENARD [1901]). En notant  $\epsilon$  l'amplitude de la solution et  $\lambda$  le paramètre de contrôle, la forme canonique associée à ce type de bifurcation s'écrit :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \epsilon[(\lambda - \lambda_0) - \epsilon^2] \quad (1.22)$$

Pour  $\lambda < \lambda_0$ ,  $\epsilon = 0$  est la seule solution possible. En revanche pour  $\lambda > \lambda_0$ , les deux solutions stables sont  $\epsilon = \pm \sqrt{\lambda - \lambda_0}$ . Après la bifurcation, l'amplitude de la solution suit ainsi une loi parabolique.  $\lambda_0$  est la valeur critique du paramètre de contrôle. Dans le cas de la convection de Rayleigh-Bénard, le paramètre de contrôle est le nombre de Rayleigh et sa valeur critique est  $Ra_c = 1708$  (cf. GEBHART et al. [1988] par exemple).

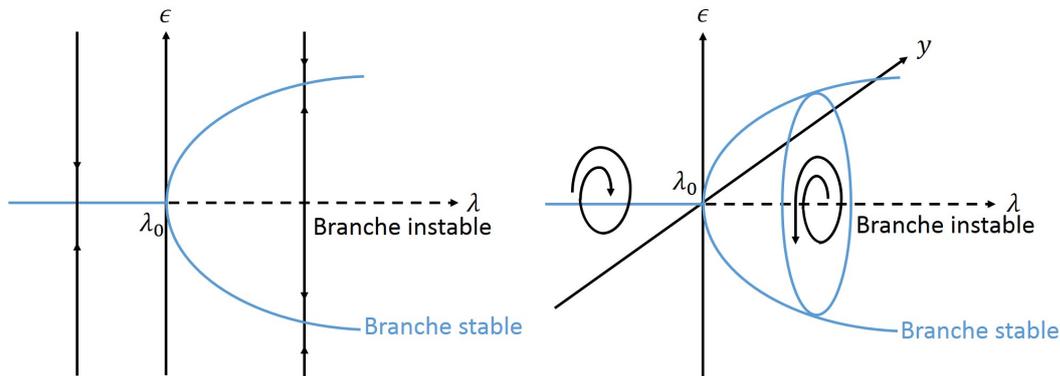


FIGURE 1.8 – (gauche) Bifurcation fourche supercritique; (droite) bifurcation de Hopf supercritique; d'après NDAMÉ [1992]

### 1.5.2 Espace à deux dimensions

Dans un espace à deux dimensions, la bifurcation de Hopf caractérise le passage d'un état stationnaire à un cycle oscillant (cf. Fig. 1.8 (droite)). Pour une bifurcation de Hopf supercritique, ce cycle oscillant se matérialise par une solution périodique en temps, pour laquelle l'amplitude au carré des fluctuations augmente de façon linéaire avec le paramètre de contrôle. La forme canonique associée à ce type de bifurcation s'écrit (avec  $\alpha$  et  $\beta$  réels) :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \epsilon[(\lambda - \lambda_0 + i) + (\alpha + i\beta)|\epsilon|^2] \quad (1.23)$$

$\alpha$  est le premier exposant de Lyapunov; pour une bifurcation de Hopf supercritique, on a  $\alpha < 0$  (sinon, la bifurcation est sous-critique). Pour  $\lambda > \lambda_0$ , la solution s'écrit  $\epsilon(t) = A \exp(i\omega t)$  avec  $A = \sqrt{-(\lambda - \lambda_0)/\alpha}$  et  $\omega = 1 + \beta A^2$ . Ce type de bifurcation se retrouve dans le cas d'un écoulement CDC lors de la transition à l'instationnarité, avec l'apparition des premières instabilités.

## 1.6 Route vers le chaos

Dans cette étude, nous nous intéressons à la plage de nombres de Rayleigh correspondant à la transition stationnaire/instationnaire. De façon générale, différentes routes mènent au chaos. Par exemple par l'apparition intermittente de pulses chaotiques visibles dans un signal régulier, ou par un phénomène de doublement de période sur un oscillateur forcé. Dans le cas d'un écoulement en CDC, la route vers le chaos s'organise par la succession de différentes phases dans lesquelles le nombre de fréquences incommensurables (c'est-à-dire indépendantes les unes des autres) augmente progressivement, cf. SKURTYS [2004].

NDAMÉ [1992] a étudié expérimentalement la route vers le chaos pour une CDC à parois horizontales adiabatiques. Pour un rapport de forme vertical  $A_v = 4$ , l'auteur a testé des rapports de forme horizontaux  $A_h$  allant de 1 à 3. Selon l'auteur, les états rencontrés depuis l'état stationnaire jusqu'à l'état chaotique sont l'état mono-périodique, l'état bi-périodique puis l'état quasi-périodique.

### 1.6.1 État mono-périodique

La première instabilité apparaissant dans l'écoulement dépend du rapport de forme horizontal :

- pour  $A_h < 1,37$ , il s'agit d'une instabilité de Tollmien-Schlichting (TS) : à cause du cisaillement de vitesse entre la bordure des couches limites verticales et le cœur de la cavité, des ondes progressives se propagent dans l'écoulement. Ces instabilités se forment au sein des couches limites et entraînent l'apparition d'une "haute" fréquence adimensionnelle  $f_h$  de l'ordre de 0,5. Après ce changement de l'écoulement, passant d'un régime stationnaire à un cycle oscillant lors de l'augmentation de  $Ra_H$ , l'amplitude des fluctuations évolue en  $\sqrt{Ra_H - Ra_{H,crit}}$ , correspondant à une bifurcation de Hopf supercritique.
- pour  $A_h > 1,37$ , les effets 3D émergent en premier : des tourbillons contrarotatifs apparaissent en haut et en bas de la cavité, et on observe l'émergence d'une basse fréquence  $f_b$  (plus faible de deux ordres de grandeur que celle apparaissant pour  $A_h < 1,37$ )

Le nombre de Rayleigh critique d'apparition de ces instationnarités,  $Ra_{H,crit}$ , est plus grand pour les faibles valeurs de  $A_h$  : entre  $0,86 \times 10^8$  et  $1,28 \times 10^8$  pour  $A_h < 1,37$ , et entre  $0,64 \times 10^8$  et  $0,86 \times 10^8$  pour  $A_h > 1,37$ . Dans le cadre de ce travail, nous avons  $A_h = 1,167$  : nous nous plaçons donc dans le premier cas et les premières instabilités rencontrées seront donc des ondes de Tollmien-Schlichting.

### 1.6.2 État bi-périodique

L'état bi-périodique se caractérise par la présence simultanée des deux fréquences pour l'état mono-périodique : la haute fréquence  $f_h$  due aux instabilités de couches limites et la basse fréquence  $f_b$  associée aux tourbillons contrarotatifs. Cela se manifeste par une modulation des signaux,  $f_b$  modulant  $f_h$ . Sur les spectres, des pics supplémentaires apparaissent, correspondants aux combinaisons linéaires de  $f_b$  et  $f_h$ .

### 1.6.3 État quasi-périodique

En continuant d'augmenter  $Ra_H$ , une troisième fréquence émerge dans l'écoulement, notée  $f_m$ , de valeur intermédiaire aux deux précédentes. Avec ces trois fréquences incom-

mesurables (aucune combinaison linéaire entre elles), de nombreuses combinaisons linéaires sont possibles et les spectres se complexifient fortement. D'après la théorie de Ruelle et Takens sur la route vers le chaos DE MOOR [2014], ces trois bifurcations de Hopf supercritiques conduisent le système vers l'état chaotique (dans lequel des spectres sont complètement saturés).

À noter que la troisième fréquence n'est pas toujours présente. C'est le cas notamment en convection de Rayleigh-Bénard. Dans cette configuration, le modèle numérique de Curry et Yorke (cf. BERGÉ et DUBOIS [1985]) montre un phénomène d'accrochage des deux premières fréquences : le rapport de ces deux fréquences forme un nombre rationnel. Dans ce cas, aucune troisième fréquence n'apparaît avant le régime chaotique.

Ces transitions vers le régime chaotique ne sont pas généralisables pour toutes les CDC, car elles dépendent du rapport de forme vertical, du nombre de Prandtl et de la nature des parois 'passives'. Pour des CDC en 2D, LE QUÉRÉ [1987] a calculé numériquement la valeur du nombre de Rayleigh critique d'apparition des instationnarités pour  $1 < A_v < 10$  et pour des parois passives adiabatiques ou parfaitement conductrices. L'évolution de ces valeurs avec le rapport de forme vertical est tracée en Figure 1.9. Ainsi,  $Ra_{H,crit}$  diminue avec l'augmentation du rapport de forme vertical. De plus, les parois parfaitement conductrices avancent le début du régime instationnaire par rapport aux parois adiabatiques, et on observe que cet écart se réduit lorsque  $A_v$  augmente.

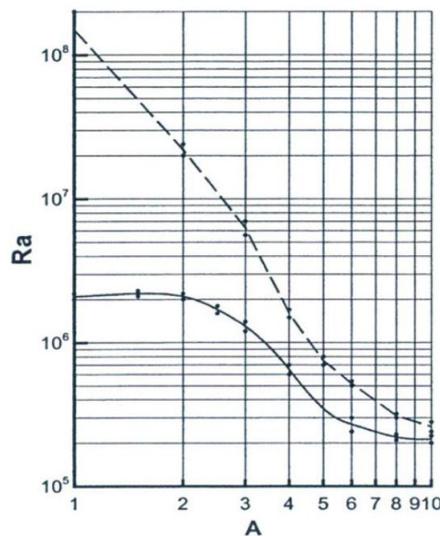


FIGURE 1.9 – Nombres de Rayleigh critique d'apparition des instationnarités, en fonction du rapport de forme vertical; (traits pointillés) parois horizontales adiabatiques, (traits pleins) parois horizontales parfaitement conductrices; d'après LE QUÉRÉ [1987]

#### 1.6.4 Caractéristiques de la haute fréquence $f_h$

Le rattachement de la haute fréquence  $f_h$  au phénomène physique sous-jacent dépend du rapport de forme vertical. On distingue deux origines pour cette fréquence :

- pour  $1 \leq A_v \leq 3$ , l'instationnarité provient du ressaut hydraulique en fin de couches limites, créant des structures détachées près des coins. La fréquence est alors plus basse que pour les hauts rapports de forme verticaux, et les fluctuations sont présentes dans toute la cavité.
- pour  $4 \leq A_v \leq 8$ , il s'agit d'une instabilité de couche limite de type ondes progressives de Tollmien-Schlichting; la fréquence est plus élevée d'un ordre de grandeur, et les fluctuations sont concentrées dans les couches limites.

Pour un rapport de forme vertical donné, la valeur physique de  $f_h$  augmente en  $\sqrt{Ra_H}$ . Son adimensionnement, par l'intermédiaire de  $t_{ref}$ , permet de rendre cette fréquence constante sur une branche de solution. Mais pour certains nombres de Rayleigh, elle change de valeur de façon discontinue par un saut de la branche de solution des équations de Navier-Stokes. Chaque branche de solution étant issue d'une bifurcation de Hopf supercritique, l'amplitude des fluctuations y augmente de façon linéaire avec  $\sqrt{Ra_H}$  et on peut associer à chaque branche un nombre de Rayleigh critique. XIN et LE QUÉRÉ [2006] ont identifié les valeurs de Rayleigh critiques associées à la fréquence de chaque branche.

Nous avons choisi pour notre cavité un rapport de forme vertical de 4, car il s'agit du plus faible rapport de forme pour lequel apparaît en premier des instabilités de couches limites. Le Tableau 1.2 recense les valeurs trouvées pour les six branches détectées pour  $A_v = 4$ . Les auteurs ont également identifié le nombre de structures d'ondes de chaque branche,  $N$ , ainsi que la symétrie des champs fluctuants (centro-symétriques ou antcentro-symétriques). En effet, on définit la symétrie de l'écoulement selon la valeur de  $\delta$  dans l'équation suivante :

$$\phi(1/A_v - X, 1 - Z) = \delta \phi(X, Z) \quad (1.24)$$

avec  $\phi = (U', W', \theta')$  les champs fluctuants de  $(U, W, \theta)$  selon la décomposition de Reynolds  $X = \langle X \rangle + X'$  ( $\langle X \rangle$  moyenne temporelle de  $X$ ,  $X'$  terme fluctuant), et  $\delta = \pm 1$ . Si  $\delta = -1$ , les champs fluctuants sont centro-symétriques (CS); si  $\delta = +1$ , les champs fluctuants sont antcentro-symétriques (ACS). Les champs moyens, pour  $\phi = (\langle U \rangle, \langle W \rangle, \langle \theta \rangle)$  sont toujours centro-symétriques. À l'évolution croissante de  $Ra_{H,crit}$  est associée une évolution croissante des fréquences et du nombre de structures d'onde. La symétrie des champs fluctuants change alternativement à chaque passage au mode supérieur. Les structures instationnaires de l'écoulement pour les six branches détectées sont affichées en Figure 1.10.

Branche	$Ra_{H,crit} (\times 10^{-8})$	$f_{crit}$	Symétrie	N
1	1,032	0,404	CS	7
2	1,056	0,433	ACS	8
3	1,183	0,468	CS	9
4	1,291	0,507	ACS	10
5	1,421	0,545	CS	11
6	1,609	0,583	ACS	12

TABLEAU 1.2 – Caractéristiques des branches de solution en régime instationnaire : nombre de Rayleigh critique  $Ra_{H,crit}$ , fréquence critique  $f_{crit}$ , symétrie de l'écoulement et nombre de structures d'onde N; d'après XIN et LE QUÉRÉ [2006]

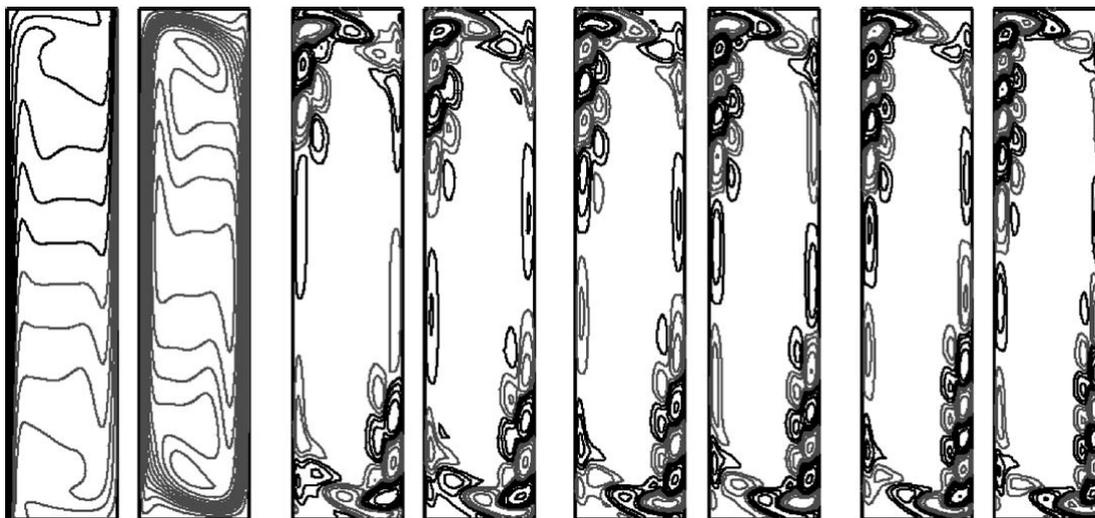


FIGURE 1.10 – Solution instable pour  $A_v = 4$ ; de gauche à droite : isothermes, lignes de courant et modes propres de températures associés aux branches de solution; d'après XIN et LE QUÉRÉ [2006]

## 1.7 Conclusion

L'écoulement de convection naturelle au sein d'une cavité différentiellement chauffée se traduit, pour des nombres de Rayleigh suffisamment hauts (supérieur à  $10^6$  en cavité de rapport de forme vertical 4), par un écoulement sous la forme de couches limites verticales avec rotation du fluide au niveau des coins, la zone centrale de la cavité étant quasiment immobile et stratifiée en température.

Nous allons nous placer à des nombres de Rayleigh proches de la transition du régime laminaire stationnaire au régime laminaire instationnaire autour de  $10^8$ . Ce régime est le prélude de la transition vers la turbulence, par l'apparition de fluctuations sous la forme d'ondes de fréquences successives bien identifiées dans la littérature.

Ces étapes d'évolution du régime d'écoulement apparaissent naturellement avec le changement du nombre de Rayleigh. L'objectif principal de ces travaux est d'analyser s'il est possible de modifier cet écoulement oscillatoire ou proche de l'être, par l'introduction d'une perturbation localisée. Comme les transferts de chaleur sur les parois verticales dépendent fortement de la topologie de l'écoulement, on s'attend à une modification de ces transferts de chaleur. Leur changement relatif par rapport à ceux de l'écoulement de référence constitue le critère principal à observer pour statuer sur la performance du type de perturbation choisie.

Dans cette optique, une première étude numérique a été conduite. Cette étude se base sur l'utilisation des ondes progressives de couches limites et des ondes de gravité pour modifier les transferts, notamment par un changement des conditions d'apparition de ces ondes.



# Chapitre 2

## Perturbation thermique pariétale - étude numérique

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>27</b>
<b>2.2</b>	<b>État de l'art sur les perturbations thermiques pariétales</b> . . . . .	<b>27</b>
2.2.1	Configuration de Rayleigh-Bénard . . . . .	27
2.2.2	Configuration Cavité Différentiellement Chauffée . . . . .	29
2.2.3	Configurations diverses . . . . .	31
<b>2.3</b>	<b>Méthodes numériques</b> . . . . .	<b>32</b>
2.3.1	Présentation du code . . . . .	32
2.3.2	Schémas numériques, algorithme . . . . .	32
2.3.3	Paramètres physiques . . . . .	32
<b>2.4</b>	<b>Validation du modèle numérique</b> . . . . .	<b>33</b>
2.4.1	Validation en cavité cubique en régime stationnaire . . . . .	33
2.4.2	Validation en cavité rectangulaire en régime instationnaire . . . . .	34
<b>2.5</b>	<b>Modification de l'écoulement par perturbation thermique localisée</b> . . . . .	<b>37</b>
2.5.1	Introduction . . . . .	37
2.5.2	Nature de la perturbation et modèle mathématique associé . . . . .	37
2.5.3	Influence de la perturbation sur les transferts de chaleur . . . . .	39
2.5.4	Influence de la perturbation sur les champs moyens et fluctuants . . . . .	44
<b>2.6</b>	<b>Modification de l'écoulement sans apport énergétique moyen</b> . . . . .	<b>49</b>
2.6.1	Introduction . . . . .	49
2.6.2	Étude de la position de la zone de perturbation . . . . .	50
2.6.3	Étude fréquentielle . . . . .	53
2.6.4	Étude des transferts thermiques et de l'écoulement aux fréquences de gains maximaux . . . . .	57
<b>2.7</b>	<b>Conclusion sur l'étude numérique</b> . . . . .	<b>63</b>

---



## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, une étude numérique 2D est effectuée sur une perturbation thermique localisée dans une cavité de rapport de forme vertical 4. L'objectif de cette étude numérique est de quantifier si ce type de perturbation peut modifier de façon significative l'écoulement (notamment au sein des couches limites) dans l'objectif d'agir sur les transferts thermiques au niveau des parois verticales.

Après avoir exposé un ensemble d'études numériques et expérimentales réalisées sur la perturbation thermique d'un écoulement de convection naturelle, une étape de validation des méthodes numériques utilisées sera présentée. Puis une première perturbation d'origine thermique sera introduite dans l'écoulement. Cette perturbation consiste en la modification de la condition de température imposée sur une zone de faible étendue, au niveau de la partie inférieure de la paroi chaude. Sur cette zone de perturbation, la température imposée sera supérieure ou inférieure à la température de paroi (introduction d'un panache thermique). Cette perturbation pourra être constante dans le temps ou varier de façon périodique. Finalement, un second type de perturbation sera présentée, se distinguant de la première par une température imposée dont la valeur moyenne dans le temps est égale à la température de paroi (perturbation sans apport énergétique moyen).

## 2.2 État de l'art sur les perturbations thermiques pariétales

La perturbation d'un écoulement de convection naturelle, par modification de la température ou du flux de chaleur imposé(e) sur une ou plusieurs parois, constitue une situation étudiée par de nombreux auteurs depuis une vingtaine d'années. La grande partie de ces études ont été réalisées numériquement, ce qui a été rendu possible par l'avènement de calculateurs toujours plus puissants. À la connaissance de l'auteur, seules quelques études expérimentales de ce type ont été conduites. Les études présentées ici sont séparées en trois catégories selon la configuration géométrique de l'écoulement de convection naturelle : parois actives horizontales (configuration Rayleigh-Bénard, canal horizontal), parois actives verticales (CDC) et configurations diverses. Dans toutes les études numériques présentées, aucun modèle concernant le rayonnement n'est pris en compte (équivalent à des parois non-émissoires et un milieu transparent), ce qui sera également le cas pour notre étude numérique.

### 2.2.1 Configuration de Rayleigh-Bénard

Dans le cas de la configuration Rayleigh-Bénard, l'une des premières études réalisées est celle en 1997 de HOWLE [1997]. Dans cette étude expérimentale, la paroi basse comprend 5 blocs chauffants pouvant être activés séparément, tandis que la paroi haute est refroidie par circulation d'eau (cf. Fig. 2.1 (gauche)). Des mesures par ombroscopie rendent

possible un contrôle actif sur la distribution de chaleur par retour d'information en temps réel sur l'intensité mesurée. L'auteur montre qu'il est possible de supprimer la convection jusqu'à un nombre de Rayleigh égal à 10 fois celui de transition du régime conductif au régime convectif (cf. Fig. 2.1 (droite)).

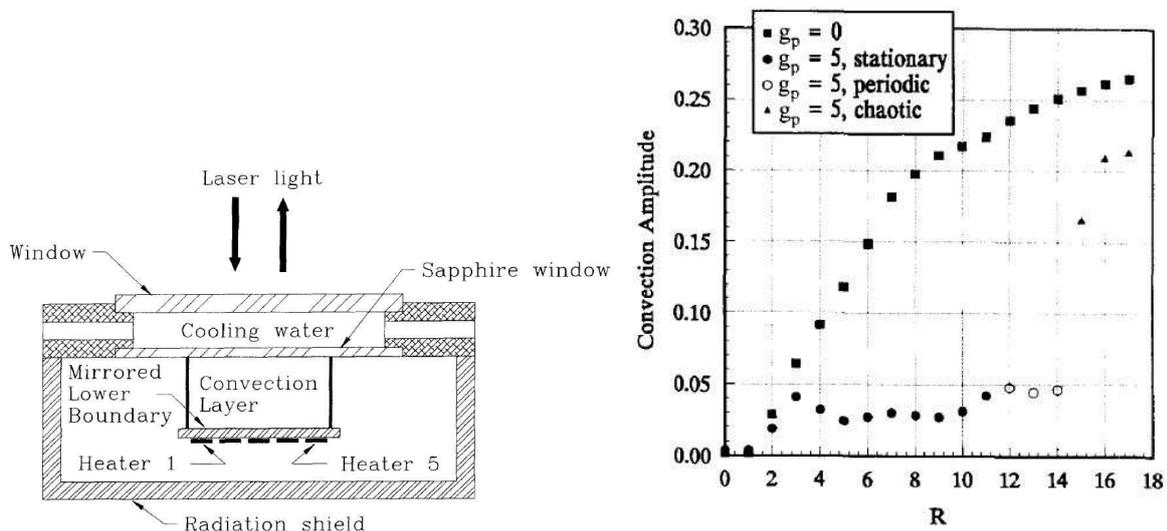


FIGURE 2.1 – (gauche) Schéma du montage expérimental;(droite) amplitude de convection en fonction de Ra : suppression par contrôle actif (ronds et triangles) ; d'après HOWLE [1997]

Dans une étude numérique, ABOURIDA et al. [1999] modifient la température de la paroi chaude en lui astreignant une composante temporelle sinusoïdale, la paroi froide ayant une évolution stationnaire dans un cas et sinusoïdale dans l'autre. En modifiant les paramètres propres à cette perturbation (amplitude, période, déphasage entre les parois), les auteurs montrent que le transfert de chaleur peut soit légèrement augmenter soit notablement diminuer (jusqu'à 30% de réduction). Ces mêmes auteurs DOUAMNA et al. [2000] se sont intéressés un an plus tard à un même type de perturbation (sur la paroi chaude uniquement), mais dans le cas d'un canal horizontal infini présentant des blocs adiabatiques carrés régulièrement espacés. Ils ont observé que différentes routes vers le chaos se mettent en place.

Également dans le cas d'un canal horizontal, mais avec les deux parois haute et basse froides, MARIMBORDES et al. [2002] ont introduit numériquement une dissipation interne de chaleur. Par une boucle de rétro-contrôle, les auteurs augmentent, comme HOWLE [1997], le nombre de Rayleigh de transition du régime conductif au régime convectif. Plus récemment, HOSSAIN et FLORYAN [2013, 2014, 2015] ont étudié numériquement un canal horizontal dont les parois hautes et basses (ou bien seulement la paroi basse) présentent une distribution spatiale sinusoïdale et constante dans le temps de la température (cf. Fig. 2.2 (gauche)). Lorsque les deux parois présentent une distribution sinusoïdale, leur déphasage a une influence majeure sur l'écoulement et les transferts : une situation en opposition de phase induit une faible convection et donc de faibles transferts, tandis

qu'une situation en phase induit au contraire une convection et des transferts plus importants (cf. Fig. 2.2 (droite)).

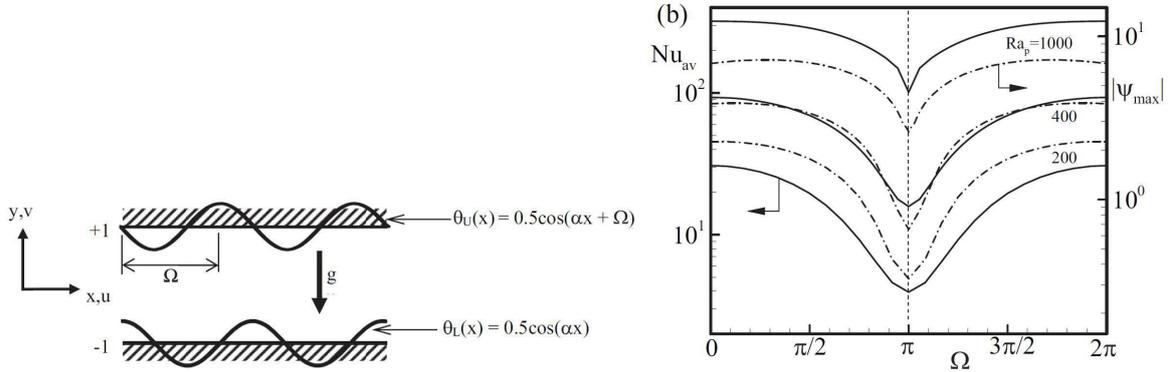


FIGURE 2.2 – (gauche) Distribution sinusoïdale de la température aux parois; (droite) évolution du nombre de Nusselt global en fonction du déphasage; d'après HOSSAIN et FLORYAN [2015]

## 2.2.2 Configuration Cavité Différentiellement Chauffée

Dans le cas de la configuration CDC, la très grande partie de ces études ont été réalisées numériquement et pour un rapport de forme vertical de 1. Ainsi ARMFIELD et JANSSEN [1996] ajoutent un terme source dans l'équation bilan d'énergie, au niveau du coin inférieur de la cavité. Une étude de stabilité montre que cet écoulement présente les mêmes caractéristiques que l'écoulement en régime transitoire : les instabilités de couches limites sont advectées.

La même année, KWAK et HYUN [1996] ajoutent une composante sinusoïdale à la température de paroi chaude d'une cavité carrée (cf. Fig. 2.3 (gauche)). Les auteurs étudient notamment l'influence de la fréquence de la perturbation  $f_p$  sur les nombres de Nusselt côté chaud  $Nu_c$ , côté froid  $Nu_f$  et à mi-largeur. Ils montrent que l'amplitude de  $Nu_c(t)$  augmente avec  $f_p$ , tandis que l'amplitude de  $Nu_f(t)$  diminue car la perturbation ne se propage pas à haute fréquence. Un phénomène de résonance apparaît alors (cf. Fig. 2.3 (droite)) : le gain sur le nombre de Nusselt global est maximal pour  $f_p = f_{ODG}(1, 1)$ , avec  $f_{ODG}(1, 1)$  fréquence fondamentale des ondes de gravité (ODG) en enceinte confinée (ODG internes). Les fréquences des différents modes des ondes de gravité pour un milieu stratifié confiné ont été calculées par THORPE [1968] :

$$f_{ODG}(n, p) = \frac{f_{BV}}{\sqrt{1 + \left(\frac{n}{pA_{ms}}\right)^2}} \quad (2.1)$$

avec  $f_{BV}$  fréquence de Brunt-Väisälä (fréquences des ODG en milieu infini),  $n$  et  $p$  les nombres de demi-longueur d'onde respectivement dans la hauteur et dans la largeur, et  $A_{ms}$  rapport de forme du milieu stratifié. Comme  $A_{ms} \approx 1$  pour une cavité de rapport de forme 1, cette fréquence est ici  $f_{ODG}(1, 1) \approx f_{BV}/\sqrt{2}$ . Pour une cavité carrée, KWAK et al. [1998] testent plusieurs amplitudes de perturbation  $A_p$  et montrent que, à la fréquence

de résonance, l'amplitude sur le nombre de Nusselt à mi-largeur est proportionnelle à  $A_p$ , mais que le gain sur le nombre de Nusselt global augmente plus rapidement que  $A_p$ .

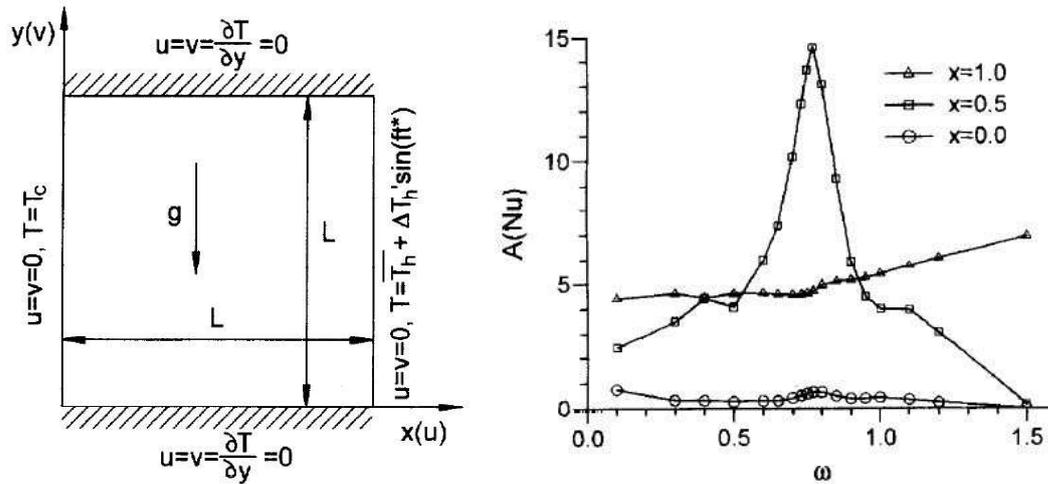


FIGURE 2.3 – (gauche) Distribution sinusoïdale de la température aux parois; (droite) évolution du nombre de Nusselt global en fonction du déphasage; d'après KWAK et al. [1998]

Ce type de perturbation initiée par KWAK et al. [1998] a été reprise par plusieurs auteurs sur d'autres études numériques. En 2005, KIM et al. [2005] reprennent ce type de perturbation et s'intéressent à son influence sur les instabilités de couche limite. Les auteurs observent une augmentation des amplitudes des ODG et des ondes de couche limite, ainsi qu'une augmentation des transferts de chaleur, lorsque la perturbation thermique est proche de la fréquence des instabilités de couche limite. Cependant, le gain sur le transfert de chaleur est modéré (jusqu'à 1%). En 2007, toujours avec ce type de perturbation, CHEIKH et al. [2007] étudient l'influence du rapport de forme de la cavité. Sur le transfert de chaleur global, ils observent que l'écart avec le cas sans perturbation augmente lorsque le rapport de forme diminue (de l'ordre de 10% pour  $A_v \geq 1$ , et jusqu'à 40% pour  $A_v = 1/6$ ). Plus récemment, HUANG et al. [2015] reprennent ce type de perturbation avec  $A_v = 1$  sur un cas 3D (cavité cubique). En régime laminaire instationnaire, les auteurs observent une augmentation des transferts de chaleur, avec également un phénomène de résonance pouvant apparaître à un nombre de Rayleigh élevé.

Les effets de l'introduction d'une perturbation thermique en CDC ont également été investigués expérimentalement par SKURTYS [2004] et PENOT et al. [2010] sur une cavité de rapport de forme 4. La perturbation thermique est réalisée par circulation d'eau, contrôlée en température, au sein d'une conduite traversant la cavité localisée en début de couche limite chaude. L'eau est périodiquement chauffée à une fréquence égale à la fréquence de l'écoulement (début de régime instationnaire). Les transferts de chaleur sont réduits dans le sillage immédiat de la conduite. Les instabilités générées restent confinées sur la bordure extérieure de la couche limite, tandis que l'épaisseur de ces couches limites a augmenté par effet d'obstacle.

### 2.2.3 Configurations diverses

Dans le cas de la convection naturelle sur plaque plane verticale, on peut citer les travaux réalisés par ZHAO et al. [2013, 2014, 2016]. Dans ces études numériques, les auteurs introduisent un terme source à l'équation bilan d'énergie, au sein d'une zone en bas de la plaque verticale (cf. Fig. 2.4 (gauche)). Ce terme source peut être soit aléatoire (pour créer une transition qualifiée de 'naturelle' par filtrage des fréquences introduites), soit évoluer de façon sinusoïdale dans le temps (transition contrôlée à une fréquence choisie). Pour la transition naturelle, les fréquences détectées se rapprochent progressivement de la fréquence caractéristique d'oscillation de couche limite. La transition contrôlée montre que l'amplitude des oscillations augmente de façon exponentielle avec la hauteur. On distingue alors deux zones, une première zone où les oscillations sont linéaires (évolution sinusoïdale, aucun gain sur les transferts), puis une zone non-linéaire en aval avec des transferts supérieurs au cas non-perturbé (cf. Fig. 2.4 (droite), 44% de gain net à  $Ra = 3,6 \times 10^{10}$  sur la demi-hauteur supérieure de la plaque).

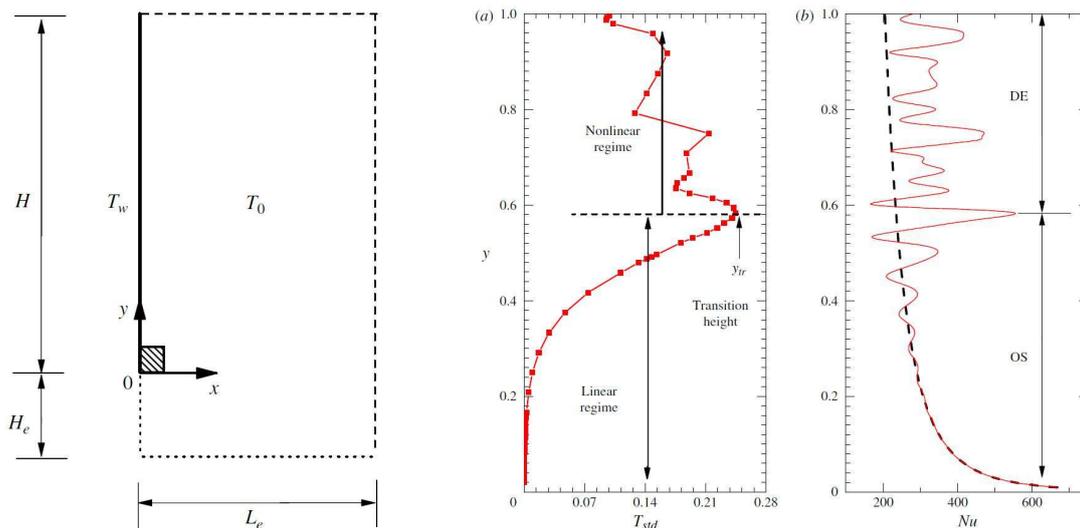


FIGURE 2.4 – (gauche) Domaine physique et zone d'introduction de la perturbation (zone hachurée); (droite) évolution d'un écart-type de température et du nombre de Nusselt local en fonction de la position; d'après ZHAO et al. [2013]

Une autre configuration étudiée récemment concerne les travaux numériques de MAHAPATRA et al. [2016, 2015], dans lesquels les deux parois verticales sont maintenues froides tandis que la paroi basse présente deux zones alternativement chauffées (les autres parois étant adiabatiques). Les auteurs comparent les transferts globaux avec le cas d'une seule zone chauffée de façon continue. Ils observent une augmentation des transferts avec les deux zones alternativement chauffées, d'autant plus que la fréquence de commutation augmente (gain jusqu'à 37,7% à  $Ra = 10^3$ ). Le transfert global prend ainsi une valeur intermédiaire entre les cas d'une seule et de deux zones chauffée(s) continûment.

Toutes ces études attestent de la pertinence de la modification d'un écoulement de convection naturelle au moyen d'une perturbation thermique, en montrant en particulier que les transferts de chaleur peuvent être significativement améliorés. Afin de modifier le moins possible les conditions aux limites, nous nous attacherons à appliquer une perturbation sur une zone de faible étendue. L'objectif est d'obtenir des effets globaux, appréciables sur l'ensemble de la cavité, à partir d'une perturbation sur une zone réduite d'une des parois de la cavité.

## 2.3 Méthodes numériques

### 2.3.1 Présentation du code

Cette étude numérique est réalisée en utilisant la version 4.0 de *Code\_Saturne*® développé par EDF (cf. ARCHAMBEAU et al. [2004]). Il s'agit d'un logiciel CFD libre d'accès (distribué sous licence GNU GPL depuis Mars 2007) fonctionnant en environnement Linux ou Windows. Il accepte des maillages structurés et non-structurés. La dilatation du fluide, la turbulence et les transferts de chaleurs peuvent être pris en compte, tandis que des modules supplémentaires permettent de traiter des problèmes physiques particuliers.

*Code\_Saturne*® s'appuie sur une approche en volumes finis : l'ensemble du domaine physique est discrétisé en un ensemble de cellules de contrôle, tandis que les interfaces vers l'extérieur du domaine sont discrétisées en surfaces. Les équations aux dérivées partielles associées au problème physique sont résolues au sein de chaque volume sous leur formulation forte. Le théorème de Green-Ostrogradski (ou théorème de divergence-flux) convertit les intégrales volumiques en intégrales surfaciques sur les faces entre les cellules. Cette méthode a ainsi l'avantage d'être conservative par construction.

### 2.3.2 Schémas numériques, algorithme

Le schéma temporel utilisé est un schéma centré de Crank-Nicholson d'ordre 2 (correspondant à la moyenne du schéma d'Euler explicite et du schéma d'Euler implicite). Il permet de réduire l'erreur sur la dérivée temporelle jusqu'à l'ordre 2. Les schémas spatiaux pour la vitesse et la température sont centrés d'ordre 2, afin ne pas engendrer de dissipation numérique (ce qui ne permettrait pas de détecter les faibles fluctuations lors de la transition à l'instationnarité). Un algorithme de type prédiction-correction, proche de SIMPLEC, est utilisé pour le couplage pression-vitesse.

### 2.3.3 Paramètres physiques

Les propriétés thermophysiques sont considérées constantes et sont évaluées pour l'air à 20°C et à pression atmosphérique. On se place dans le cadre de l'approximation de Boussinesq par l'ajout d'un terme source à la projection verticale de l'équation bilan de

quantité de mouvement (voir paragraphe 1.3). Ce terme source, traité explicitement, est défini après intégration sur le volume de contrôle. Il s'écrit sous la forme  $-\rho_0 V(i) g \beta [T(i) - T_0]$ , avec  $V(i)$  volume de contrôle de la cellule  $i$  et  $T(i)$  sa température. Il n'y a pas de modèle radiatif implémenté dans cette étude.

Les conditions aux limites spécifiées dans le modèle sans perturbation sont les suivantes :

- $U = V = 0$  sur l'ensemble des parois (condition de non-glissement)
- $\theta = \theta_c = +0,5$  en  $X = 0$  (paroi gauche chaude)
- $\theta = \theta_f = -0,5$  en  $X = \frac{1}{A_v}$  (paroi droite froide)
- $\frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0$  en  $Z = 0$  et  $Z = 1$  (parois horizontales adiabatiques)

## 2.4 Validation du modèle numérique

Afin de s'assurer que le modèle numérique permet de simuler de façon correcte l'écoulement en CDC, il est nécessaire de vérifier son accord avec des solutions numériques de référence fournies par la littérature.

Une première validation est réalisée pour une cavité cubique (3D) en régime stationnaire, en termes de nombres de Nusselt, de vitesses maximales et de profils de température. À notre connaissance, ces valeurs de référence sont à disposition seulement pour le cas de la cavité cubique, cas le plus étudié en simulations numériques. Puis nous nous intéresserons à la configuration de notre étude numérique, une cavité rectangulaire (2D) de rapport de forme vertical 4 en régime laminaire instationnaire, à travers la vérification des valeurs de fréquences caractéristiques de l'écoulement et de leur nombre de Rayleigh critique d'apparition.

### 2.4.1 Validation en cavité cubique en régime stationnaire

Pour cette étape de validation, nous utilisons 2 cavités cubiques contenant  $51^3$  ou  $71^3$  mailles (selon la valeur de  $Ra$ ), réparties dans les 3 directions à partir d'une distribution en cosinus hyperbolique pour raffiner le maillage près des parois. Dans le Tableau 2.1, nos valeurs sont comparées avec celles issues de TRIC et al. [2000] en terme de nombres de Nusselt 1D et 2D, et de maximaux des composantes de vitesse.  $Nu_{1D}$  et  $Nu_{2D}$  sont définis par :

$$Nu_{1D} = \int_{Z=0}^1 - \left( \frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{X=0, Y=0.5} dZ \quad \text{et} \quad Nu_{2D} = \int_{Y=0}^1 \int_{Z=0}^1 - \left( \frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{X=0} dY dZ \quad (2.2)$$

Dans ce tableau (et uniquement ici), les vitesses sont adimensionnées par la vitesse de diffusion thermique  $\frac{\alpha}{H}$  afin de se placer en concordance avec les auteurs de TRIC et al. [2000]. Les écarts maximaux observés sont de 0,8% pour les nombres de Nusselt et 1,2% pour les vitesses maximales.

Ra	$10^5$		$10^6$		$10^7$	
Maillage	$51^3$		$71^3$		$71^3$	
	Réf.	PE	Réf.	PE	Réf.	PE
$Nu_{1D}$	4,613	4,647 (+0,7%)	8,878	8,891 (+0,2%)	16,548	16,615 (+0,4%)
$Nu_{2D}$	4,337	4,374 (+0,8%)	8,641	8,656 (+0,2%)	16,343	16,414 (+0,4%)
$U_{max}$	43,90	44,26 (+0,8%)	126,97	126,75 (-0,2%)	383,84	382,59 (-0,3%)
$V_{max}$	9,70	9,78 (+0,9%)	25,56	25,47 (-0,4%)	83,50	84,13 (+0,9%)
$W_{max}$	71,07	71,94 (+1,2%)	236,72	236,80 (+0,1%)	767,24	769,07 (+0,1%)

TABLEAU 2.1 – Comparaison de nos résultats (Présente Étude, PE) avec ceux de TRIC et al. [2000] (Réf.) sur les nombres de Nusselt 1D et 2D et les maximaux de vitesse pour une cavité cubique

Pour cette configuration, une comparaison est présentée en Figure 2.5 avec les résultats de SOUCASSE et al. [2012] en terme de profil vertical de température à mi-largeur et de profil horizontal au plafond, à  $Ra = 10^6$ . Le maillage de taille  $71^3$  a été utilisé. On observe une superposition correcte de nos points avec les profils de référence.

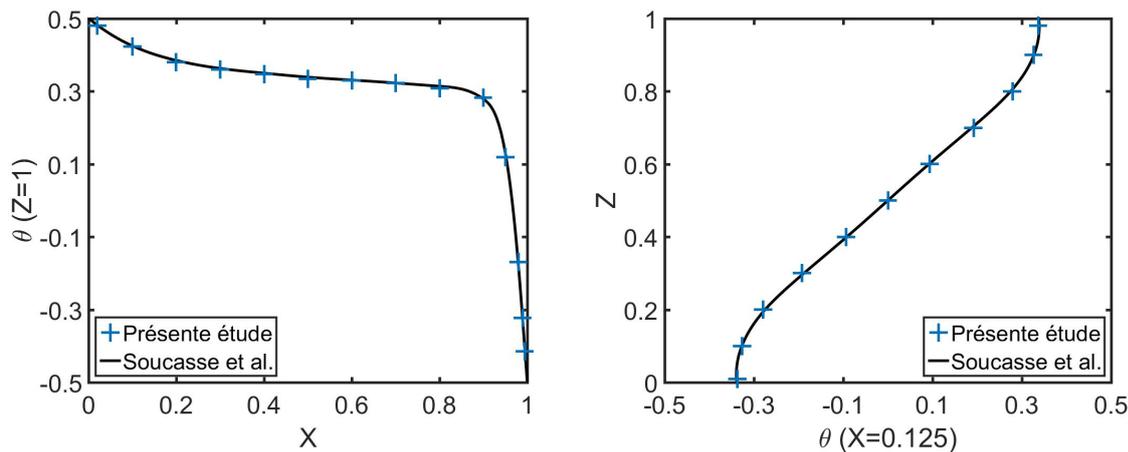


FIGURE 2.5 – (gauche) Profil horizontal de température au plafond ( $Z=1$ ); (droite) profil vertical de température à mi-largeur ( $X=0,125$ ); cavité cubique, comparaison avec SOUCASSE et al. [2012]

La comparaison de nos valeurs de nombres de Nusselt, de vitesses maximales et de températures locales avec des résultats issus de la littérature montre un bon accord avec les résultats de référence. Ce maillage et les méthodes numériques sont donc satisfaisantes pour simuler des écoulements en CDC cubique pour ces valeurs de Ra.

## 2.4.2 Validation en cavité rectangulaire en régime instationnaire

La configuration utilisée pour cette étape de validation est celle qui sera utilisée pour l'étude de la perturbation thermique de l'écoulement. Il s'agit d'une cavité 2D de rapport de forme vertical 4, dont le maillage est distribué selon X et Z avec une fonction de répartition des mailles en  $\cosh(4m - 2)$ ,  $m \in [0; 1]$ . Une représentation de la répartition de ces mailles est donnée en Figure 2.6. Différentes tailles de maillages ont été testées, et une étude sur la convergence en maillage a été réalisée. La Figure 2.7 (gauche) montre un bon

accord sur le profil vertical de  $\langle \theta \rangle$  à mi-largeur de la cavité entre les maillages  $130 \times 260$  et  $160 \times 320$ . L'évolution temporelle de la température au point  $(X = 0,037 ; Z = 0,90)$  est tracée sur la Figure 2.7 (droite). Ce point est situé à proximité de la bordure extérieure de la couche limite thermique, où l'amplitude des fluctuations est importante. On observe une évolution temporelle similaire pour ces deux maillages. Ces résultats attestent d'une convergence en maillage pour le maillage  $130 \times 260$ , aussi bien sur les distributions spatiales que sur les évolutions temporelles de température. Ce maillage est donc choisi pour notre étude. Le pas de temps adimensionné est compris entre  $2,64 \times 10^{-3}$  et  $1,18 \times 10^{-2}$  pour  $Ra_H \in [0, 1; 2] \times 10^8$  afin de vérifier la condition nécessaire sur le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy, alors inférieur à 1 dans tous le domaine.

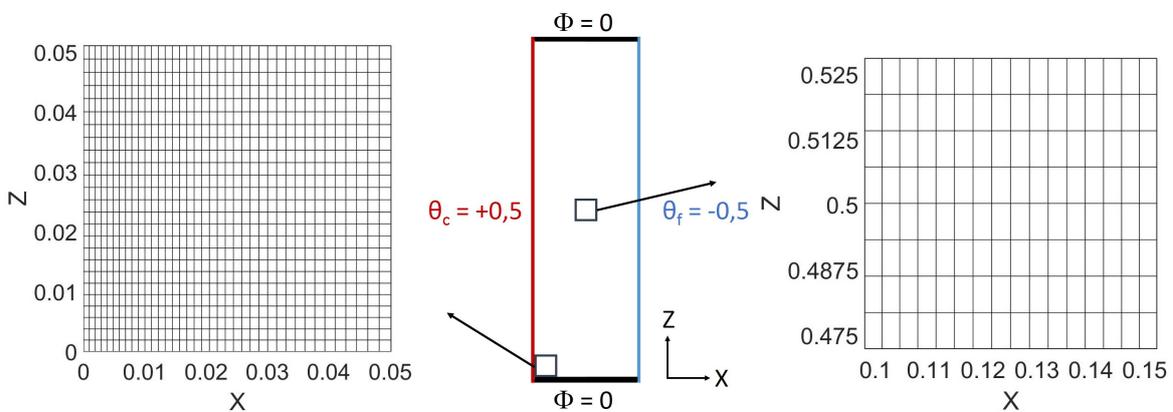


FIGURE 2.6 – Agrandissement sur les mailles du maillage  $130 \times 260$  utilisé, dans la zone inférieure basse (gauche) et au centre (droite)

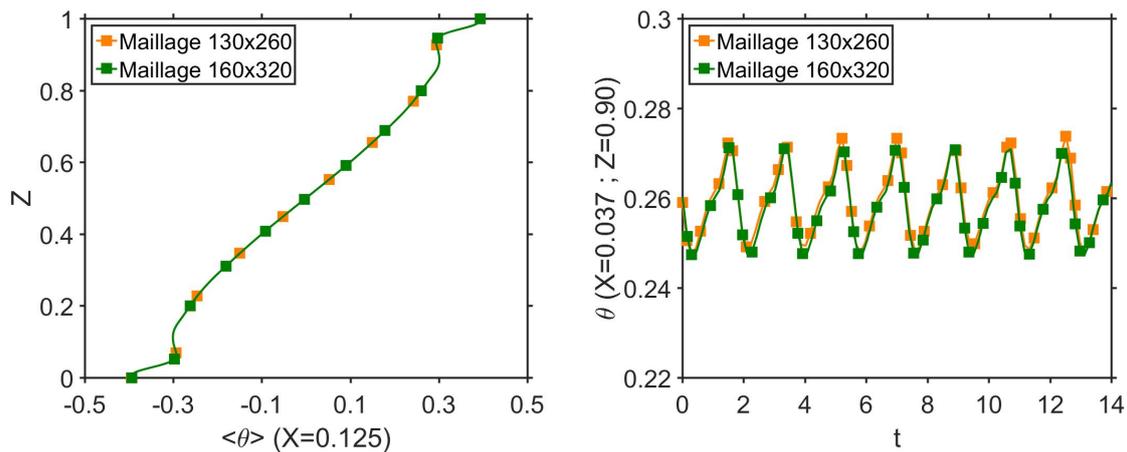


FIGURE 2.7 – (gauche) Profil vertical de température à mi-largeur ( $X=0,125$ ) à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; (droite) évolution temporelle de la température en  $(X = 0,037; Z = 0,90)$  à  $Ra_H = 1,90 \times 10^8$ ; comparaison des maillages  $130 \times 260$  et  $160 \times 320$

Le nombre de Nusselt global  $Nu$  est mesuré en faisant varier le nombre de Rayleigh de  $0,50 \times 10^8$  à  $1,90 \times 10^8$ . Son évolution est représentée en Figure 2.8. On obtient la loi d'évolution en éq. (2.3) (avec un intervalle de confiance à 95%), en accord avec la loi issue des travaux de GADOIN et al. [2001] donnée en éq. (2.4) :

$$Nu = (0,0741 \pm 0,0006)Ra_H^{0,2520 \pm 0,0005} \quad (2.3)$$

$$Nu = (0,0732 \pm 0,0045)Ra_H^{0,2536 \pm 0,0013} \quad (2.4)$$

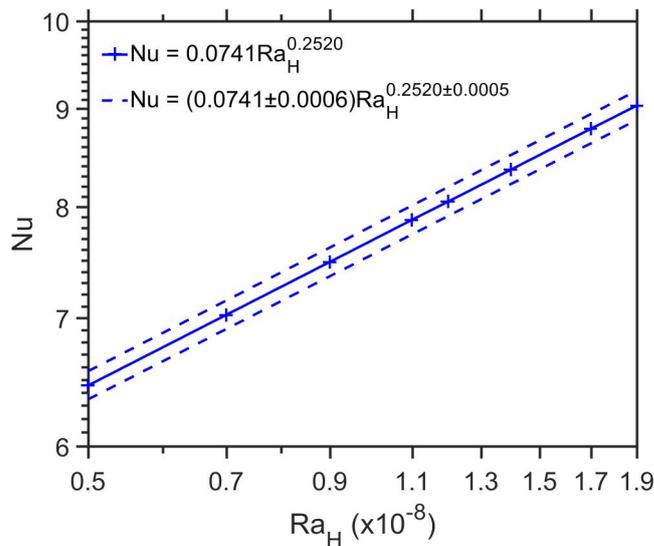


FIGURE 2.8 – Évolution du nombre de Nusselt global  $Nu$  en fonction du nombre de Rayleigh  $Ra_H$  entre  $0,50 \times 10^8$  et  $1,90 \times 10^8$  pour une cavité 2D de rapport de forme vertical 4; double échelle logarithmique

Sur cette plage de  $Ra_H$ , on transite d'un écoulement stationnaire à un écoulement mono-périodique, bi-périodique et finalement quasi-périodique (voir paragraphe 1.6). Les changements de la haute fréquence et les nombres de Rayleigh critiques associés sont affichés en Tableau 2.2. Comme les changements de mode se font par bifurcation de Hopf supercritique, les nombres de Rayleigh critiques sont calculés par extrapolation de l'amplitude au carrée des fluctuations. Un écart maximal est obtenu pour la première fréquence apparaissant (Mode 1), pour laquelle l'écart sur  $Ra_{H,crit}$  est de 2%. Les valeurs obtenues sont en accord avec XIN et LE QUÉRÉ [2006], ce qui valide notre modèle numérique pour le cas d'étude.

Mode	$f_h$		$Ra_{H,crit} (\times 10^{-8})$	
	PE	Réf.	PE	Réf.
1	0,403	0,404	1,052	1,032
2	0,434	0,433	1,050	1,056
3	0,467	0,468	1,180	1,183
4	0,506	0,507	1,273	1,291
5	0,545	0,545	1,403	1,421

TABLEAU 2.2 – Comparaison de nos résultats (Présente Étude, PE) avec ceux de XIN et LE QUÉRÉ [2006] (Réf.) en termes de fréquences caractéristiques,  $f_h$ , et de nombres de Rayleigh critiques associés,  $Ra_{H,crit}$ , sur les 5 premiers modes

## 2.5 Modification de l'écoulement par perturbation thermique localisée

### 2.5.1 Introduction

L'écoulement de convection naturelle en CDC est désormais modifié par l'introduction d'une perturbation sous la forme d'une perturbation pariétale, engendrant un panache thermique. Ce panache thermique est formé par la modification locale de la température sur la paroi chaude, en dessous ou au dessus de  $\theta_c$ , et présentant éventuellement une composante temporelle. La fréquence de cette composante temporelle est celle des ondes de couches limites apparaissant naturellement en régime instationnaire, afin de déclencher et/ou d'amplifier les fluctuations de l'écoulement.

Le premier objectif de cette perturbation est d'agir sur les transferts aux parois actives. Son influence sera également évaluée sur l'écoulement en termes d'effets thermiques et dynamiques : fluctuations de température, écart-type sur la vitesse... Deux nombres de Rayleigh ont été étudiés, égaux à  $0,90 \times 10^8$  et  $1,10 \times 10^8$ ; ils sont situés de part et d'autre et proches du nombre de Rayleigh critique de transition stationnaire/instationnaire (correspondant à  $Ra_{H,crit}$  du premier mode, cf. Tableau 2.2). Dans tous les cas, on se place après établissement du régime permanent (l'équilibre thermique est atteint).

### 2.5.2 Nature de la perturbation et modèle mathématique associé

La perturbation consiste en un changement de la température imposée localement sur une zone de la paroi chaude (modification locale de la condition en température). Cette zone de perturbation est de faible étendue : sa position verticale est comprise entre  $Z_1 = 0,20$  et  $Z_2 = 0,25$  (cf. Fig. 2.9). Cette zone correspond au début de la formation de la couche limite côté chaud, tout en restant en dehors du jet pariétal provenant de l'autre paroi. La perturbation pourra ainsi se propager sur le reste de la paroi chaude (et éventuellement vers la paroi froide), par advection à travers l'écoulement principal. Cette zone a été choisie d'après l'étude de GADOIN et al. [2001], montrant que la zone inférieure de la paroi chaude correspond à la zone de réceptivité maximale des ondes de couches limites.

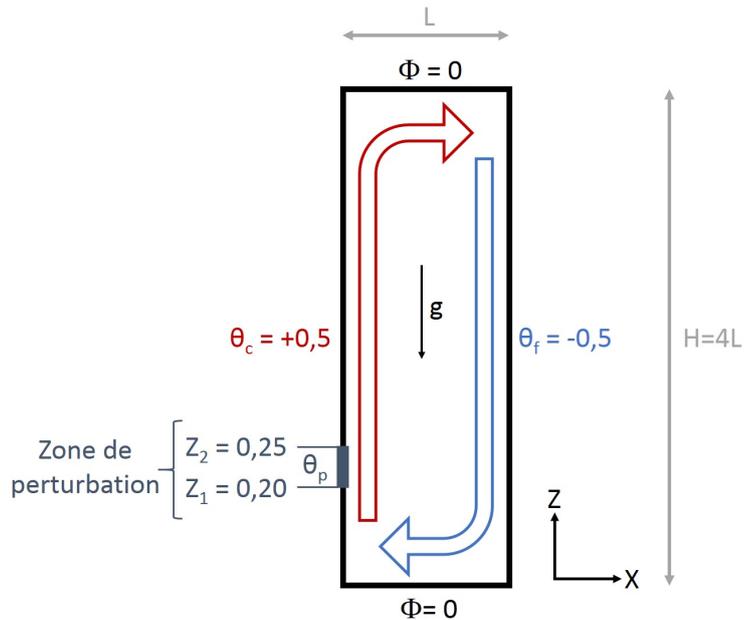


FIGURE 2.9 – Schéma de la cavité; zone de perturbation sur la paroi chaude entre  $Z_1 = 0,20$  et  $Z_2 = 0,25$ , sur laquelle  $\theta_c$  est remplacée par  $\theta_p(Z, t)$

Sur cette zone, la condition aux limites  $\theta = \theta_c$  est remplacée par une fonction température dont l'expression générale est :

$$\theta_p(Z, t) = \theta_c + A_p (\delta + \epsilon \sin(2\pi f_p t)) s(Z) \quad (2.5)$$

avec  $A_p$  amplitude de la perturbation;  $\delta = \pm 1$  indique si la température imposée est inférieure ou supérieure à  $\theta_c$  (respectivement panache froid ou panache chaud),  $\epsilon = (0, 1)$  indique si une composante sinusoïdale dans le temps est présente ou non et  $f_p$  la fréquence de perturbation (adimensionnée).  $s(Z)$  est une fonction spatiale donnée par

$$s(Z) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{Z - Z_{cent}}{Z_2 - Z_1} \right) \right] \quad (2.6)$$

avec  $Z_{cent} = \frac{1}{2} (Z_1 + Z_2)$  centre de la zone de perturbation. Bornée entre 0 et 1, elle permet de supprimer les effets de bords (discontinuités) apparaissant en  $Z_1$  et  $Z_2$ .

Les valeurs des paramètres pour les 4 types de perturbation sont données au Tableau 2.3. Ces 4 cas sont notés :

- avec une lettre F ou C, pour indiquer si la température moyenne de perturbation est inférieure (F, 'froid') ou supérieure (C, 'chaud') à la température de paroi chaude
- suivi du symbole '~' ou '-' pour indiquer si une composante sinusoïdale est ajoutée ou non

Le cas de référence, sans perturbation, est quant à lui noté O-. L'amplitude de la perturbation est  $A_p = 1$ , c'est-à-dire que l'écart entre la température moyenne de perturbation et la température de paroi chaude,  $\theta_p - \theta_c$ , est égal à l'écart de température entre les deux parois. Dans les cas d'une perturbation sinusoïdale (cas C ~ et F ~), la fréquence

imposée est celle du premier mode apparaissant en régime instationnaire  $f_{h,1}$ , proche de 0,40 (cf. Tableau 2.2). Le choix de cette fréquence est lié au régime d'écoulement : à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ , il s'agit d'étudier si nous pouvons faire transiter l'écoulement en régime instationnaire, tandis qu'à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$  l'écoulement bat naturellement à cette fréquence, il s'agit alors d'observer si un phénomène de résonance apparaît.

	Cas O-	Cas F-	Cas F~	Cas C-	Cas C~
$A_p$	0	1	1	1	1
$\delta$	-	-1	-1	+1	+1
$\epsilon$	-	0	1	0	1
$f_p$	-	-	0,40	-	0,40

TABLEAU 2.3 – Synthèse du cas sans perturbation (cas O-) et des cas de perturbations imposées en fonction des valeurs des termes de la fonction de perturbation  $\theta_p(Z, t)$ , éq.(2.5)

Pour visualiser les différences sur la perturbation imposée entre les cas traités, l'évolution au cours du temps de la température imposée au centre de cette zone  $\theta_p(Z = Z_c)$  est affichée en Figure 2.10.

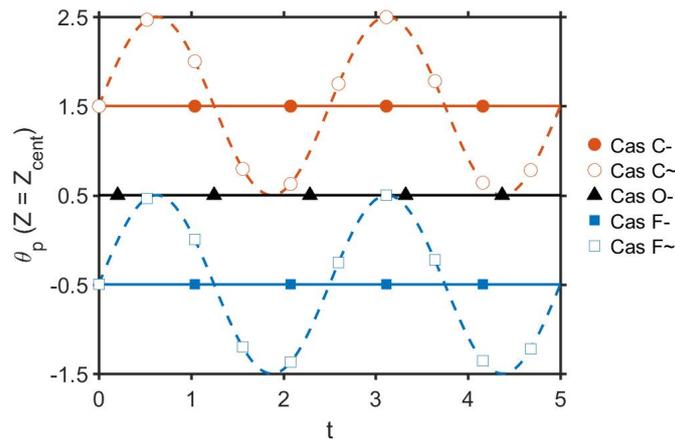


FIGURE 2.10 – Évolution de la température imposée au centre de la zone de perturbation  $\theta_p(Z = Z_c)$  avec  $A_p=1$  et pour les 5 cas de perturbation

### 2.5.3 Influence de la perturbation sur les transferts de chaleur

#### Transferts de chaleur moyens

L'objectif principal de l'introduction d'une perturbation thermique dans l'écoulement est de chercher à modifier les transferts de chaleur aux parois actives. Ces transferts sont quantifiés par le nombre de Nusselt. Le Tableau 2.4 recense les nombres de Nusselt moyens (moyennés dans le temps et dans l'espace), mesurés le long de la paroi froide par simplicité, la température imposée étant uniforme. Le cas sans perturbation O- et les différents cas perturbés sont traités (température de perturbation inférieure, égale ou supérieure à  $\theta_c$ , perturbation constante ou sinusoïdale) ainsi que le gain relatif par rapport au cas sans perturbation. Aux deux nombres de Rayleigh étudiés,  $0,90 \times 10^8$  et  $1,10 \times 10^8$ , on constate

que la diminution locale de la température imposée (cas F- et F ~) entraîne une réduction du transfert de l'ordre de 2,2%. De façon symétrique, une température plus haute (cas C- et C ~) entraîne une augmentation du même ordre.

$Ra_H$	$0,90 \times 10^8$		$1,10 \times 10^8$	
Cas	$Nu_f$	Gain (%)	$Nu_f$	Gain (%)
O-	7,486	-	7,876	-
F-	7,317	-2,27	7,698	-2,26
F ~	7,321	-2,21	7,702	-2,20
C-	7,662	2,34	8,058	2,32
C ~	7,648	2,16	8,047	2,18

TABLEAU 2.4 – Nombres de Nusselt côté froid et gain par rapport au cas sans perturbation, pour le cas de réf. O- et pour les cas F-, F ~, C-, C ~ aux nombres de Rayleigh  $0,90 \times 10^8$  et  $1,10 \times 10^8$

En revanche, les écarts sont très faibles entre les cas F- et F ~ et entre les cas C- et C ~. En regardant précisément les gains obtenus, on observe que la perturbation sinusoïdale va légèrement atténuer l'effet induit par le changement de température : pour le cas C ~, l'augmentation est amoindrie par rapport au cas C-, tandis que pour le cas F ~ la diminution occasionnée se retrouve amoindrie par rapport au cas F-. Ainsi qu'il s'agisse de chercher à augmenter les transferts ( $\theta_p = \theta_c + 1$ ) ou à les réduire ( $\theta_p = \theta_c - 1$ ), il est préférable de ne pas introduire de composante sinusoïdale sur la perturbation thermique en cette position.

On observe des comportements similaires pour ces deux nombres de Rayleigh, avec des gains qui, pour chaque cas, divergent de moins de 0,02%. Or ces deux nombres de Rayleigh sont situés de part et d'autre du premier nombre de Rayleigh critique ( $Ra_{Hc1} = 1,052 \times 10^8$ ). Ainsi, que l'écoulement non-perturbé soit stationnaire ou mono-périodique à la fréquence de perturbation, l'introduction de la perturbation a le même effet sur les transferts de chaleur : on n'observe ni gain supplémentaire lié au déclenchement des instationnarités, ni phénomène d'amplification des transferts par la perturbation de l'écoulement à sa fréquence de battement. Seul le niveau de température imposé va modifier les transferts : augmentation pour une température plus grande, réduction pour une température plus basse. Mais sa variation dans le temps n'a que peu d'impact sur le transfert moyen. Pour la suite nous nous plaçons à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ .

### Transferts de chaleur instantanés

Contrairement au nombre de Nusselt moyenné dans le temps, l'introduction d'une perturbation instationnaire aura un impact important sur les valeurs instantanées des nombres de Nusselt globaux. Dans les cas C ~ et F ~, les variations temporelles des nombres de Nusselt globaux côtés chaud et froid sont représentées en Figure 2.11. On observe une forte oscillation côté chaud pour les cas C ~ et F ~, d'amplitudes proches

dans ces 2 cas égaux respectivement à 11,9% et 11,2% de leur valeur moyenne. Pour ces cas, l'oscillation de  $Nu_f$  est très faible (inférieures à 0,1%) : l'oscillation du transfert de chaleur côté chaud ne s'est pas propagée jusqu'au côté froid, et s'est fortement dissipée par les effets visqueux et diffusifs.

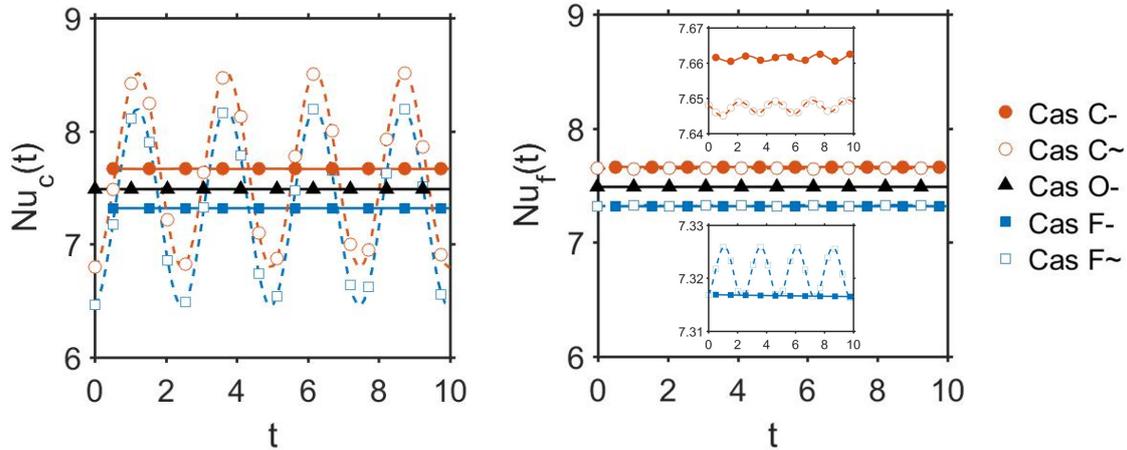


FIGURE 2.11 – Évolution temporelle des nombres de Nusselt instantanés (a) côté chaud; (b) côté froid à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; pour le côté froid, des agrandissements sont affichés pour les évolutions des cas chauds et froids afin de visualiser les faibles fluctuations présentes

On peut adopter le point de vue de ANTOHE et LAGE [1994], où la CDC est vue comme un système physique avec un flux de chaleur en entrée, côté chaud, et un flux de chaleur en sortie, côté froid. À cause du comportement instationnaire de  $Nu_c$  pour les cas C ~ et F ~, ce système physique n'est pas à l'équilibre thermique à chaque instant (seulement en valeur moyenne). On observe une succession de phases dans lesquelles la CDC va virtuellement stocker de l'énergie, puis en libérer davantage que celle introduite au même instant. Ce comportement est représenté en Figure 2.12 où est tracé, pour les cas C ~ et F ~, l'écart relatif instantané du transfert de chaleur  $e_{Nu}(t)$  est défini par :

$$e_{Nu}(t) = \frac{Nu_c(t) - Nu_f(t)}{Nu} \quad (2.7)$$

On observe des évolutions comparables pour les deux cas, avec jusqu'à 11% de stockage thermique au cours d'une période. La température de perturbation  $\theta_p$ , centrée et réduite d'un facteur 10, est représentée afin d'apprécier le déphasage de  $e_{Nu}(t)$  avec la perturbation imposée. On note un retard de phase de  $e_{Nu}(t)$  de  $2\pi/3$  par rapport à la perturbation, ce qui signifie qu'il faut une durée égale à un tiers de la durée d'un cycle pour observer un maximum d'effet sur les transferts instantanés.

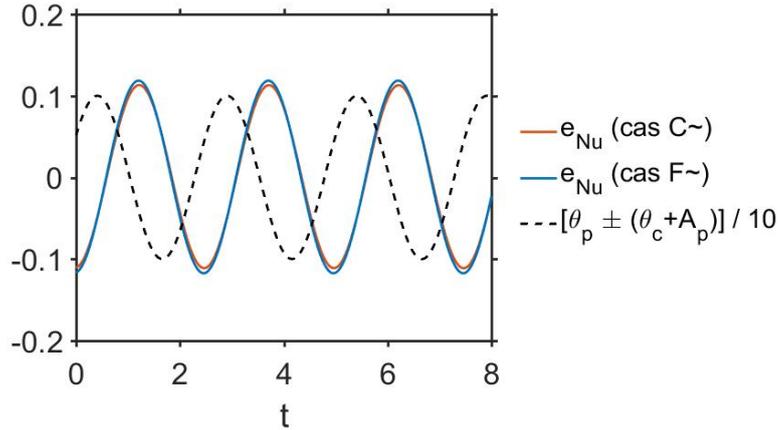


FIGURE 2.12 – Évolution temporelle de l'écart relatif entre les transferts de chaleur côté chaud et côté froid,  $e_{Nu}$ , pour les cas C~ et F~ à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; la température de perturbation (centrée et réduite d'un facteur 10),  $[\theta_p \pm (\theta_c + A_p)]/10$ , est superposée pour comparaison

### Transferts de chaleur locaux

La modification des nombres de Nusselt globaux par le panache nous a renseignés sur le changement des transferts de chaleur totaux échangés au niveau des parois actives. Afin d'étudier la répartition de ces changements sur ces parois, les nombres de Nusselt locaux moyennés dans le temps,  $\langle Nu_c(Z) \rangle$  et  $\langle Nu_f(Z) \rangle$  respectivement sur la paroi chaude et la paroi froide, sont représentés en Figure 2.13. Ils sont définis par :

$$\langle Nu_c(Z) \rangle = -\frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} \frac{\partial \theta}{\partial X}(X=0, Z) dt \quad (2.8)$$

$$\langle Nu_f(Z) \rangle = -\frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} \frac{\partial \theta}{\partial X}(X=0.25, Z) dt$$

avec  $T_p = \frac{1}{f_p}$ . Sur cette figure sont superposés les gains locaux par rapport au cas de réf.,  $\%Nu_Z$ , définis par

$$\%Nu_Z = 100 \frac{\langle Nu(Z) \rangle - Nu(Z)_{0-}}{Nu(Z)_{0-}} \quad (2.9)$$

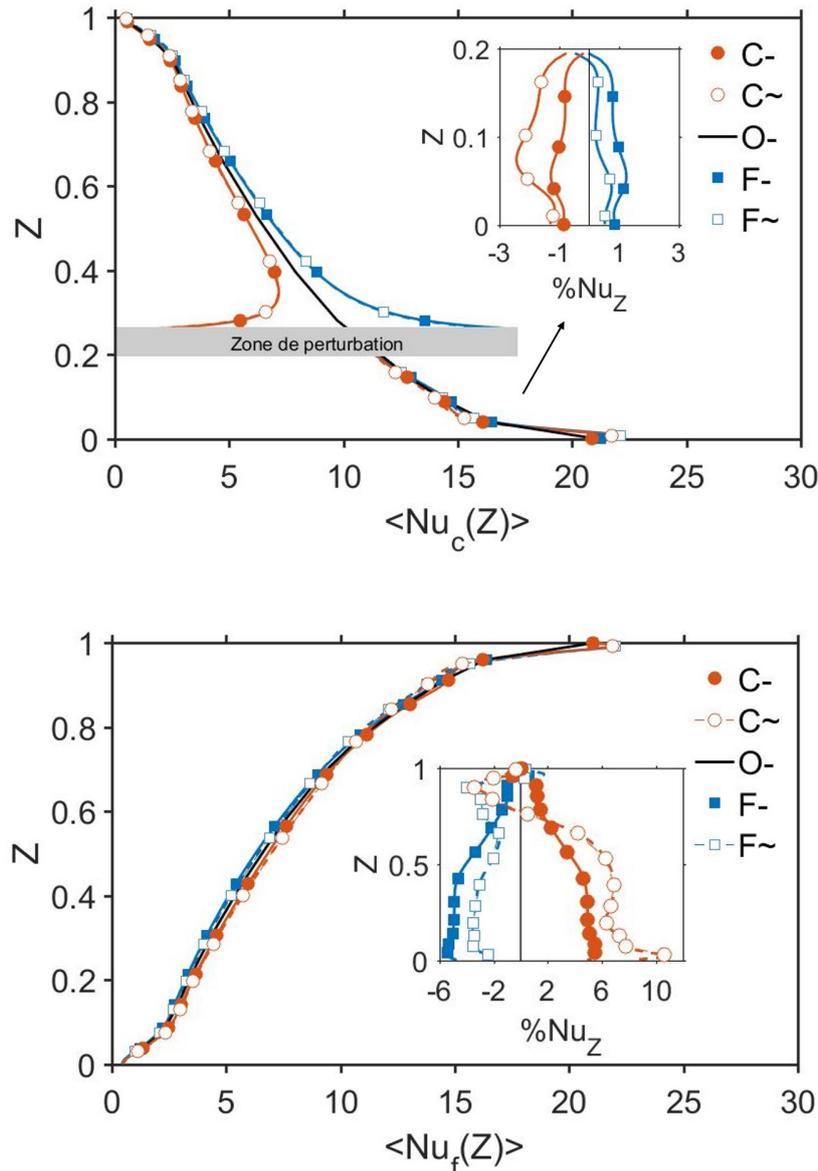


FIGURE 2.13 – Profils des nombres de Nusselt locaux moyennés temporellement (haut) côté chaud,  $\langle Nu_c(Z) \rangle$ ; (bas) côté froid,  $\langle Nu_f(Z) \rangle$ ;  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

Sur la paroi chaude (cf. Fig. 2.13 (haut)), on observe qu'en amont de la zone de perturbation, les changements avec le cas de réf. sont inférieurs à 2,4%. Dans les cas C- et C~, le transfert y est faiblement réduit, tandis que pour les cas F- et F~ le transfert a faiblement augmenté. Cette influence sur la zone en amont de la perturbation, faible mais non-négligeable, indique que la perturbation a été advectée par l'écoulement principal sur l'ensemble du contour de la cavité. Sur la zone en aval de la perturbation,  $\langle Nu_c(Z) \rangle$  est fortement réduit pour les perturbations chaudes, et de façon symétrique fortement augmenté pour les perturbation froides, avec des changements relatifs maximaux respectivement de 82% et 70% en  $Z = 0,26$ . Après une décroissance rapide du changement de  $\langle Nu_c(Z) \rangle$  dans une zone de faible étendue (jusqu'à  $Z = 0,35$  environ), les nombres de Nusselt locaux se rapprochent lentement du cas sans perturbation, et la différence est bien plus faible pour  $Z > 0,90$  (moins de 3% d'écart). On constate également que l'intro-

duction d'une composante temporelle à la perturbation thermique, de fréquence égale à la première fréquence apparaissant dans l'écoulement, ne modifie pas  $\langle Nu_c(Z) \rangle$  de façon significative par rapport à une perturbation stationnaire. Ces résultats sont en accord avec les faibles changements des nombres de Nusselt globaux (cf. Tableau 2.4).

Sur la paroi froide (cf. Fig. 2.13 (bas)), les différences entre les cas étudiés sont faibles sur l'ensemble de la paroi. On observe sur l'évolution de  $\%Nu_Z$  que la répartition des changements locaux sont complexes. Sur une grande partie de la paroi froide (pour  $Z < 0,75$ ),  $\%Nu_Z$  est négatif pour les perturbations froides et positif pour les perturbations chaudes, ce qui est en accord avec les nombres de Nusselt globaux. De plus, on observe une symétrie des cas F- et C- sur toute la hauteur de la paroi, avec des valeurs de  $\%Nu_Z$  de signe opposé pour  $Z > 0,94$  par rapport au reste de la paroi. En revanche, les cas F~ et C~ ne sont pas symétriques et présentent un comportement similaire :  $\%Nu_Z$  présente un minimum proche de  $-3,8\%$  pour  $Z = 0,90$ , puis devient supérieur à la valeur de  $\%Nu_Z$  du cas avec perturbation stationnaire pour  $Z < 0,70$  (cas F~ relativement au cas F-, cas C~ relativement au cas C-).

Ainsi, la proximité de la valeur des nombres de Nusselt globaux (pour les perturbations froides d'un côté, pour les perturbations chaudes de l'autre) ne permettait pas d'observer que la répartition des transferts de chaleur locaux entre les perturbations stationnaires et instationnaires est en fait très différente. Pour comprendre l'origine de ces comportements locaux particuliers, nous allons nous intéresser aux modifications thermiques et dynamiques au sein de l'ensemble de la cavité, en particulier les effets de la perturbation sur les champs moyens et fluctuants.

#### 2.5.4 Influence de la perturbation sur les champs moyens et fluctuants

Le développement du panache thermique issu de la zone de perturbation va engendrer des modifications de la température au sein de la cavité. Afin de mettre en évidence ces changements de température, les champs de l'écart de température vis-à-vis du cas sans perturbation, moyennés temporellement,  $\langle \theta \rangle - \langle \theta_{0-} \rangle$ , sont représentés en Figure 2.14. Il s'agit des champs de température moyenne des cas avec perturbation auxquels on a soustrait en chaque point le champ obtenu dans le cas de référence. Les lignes de courant sont superposées.

On observe tout d'abord que l'introduction d'un panache froid (cas F- et F~) va engendrer des zones qui paradoxalement seront plus chaudes que dans le cas de référence, et de façon symétrique un panache chaud (cas C- et C~) peut engendrer des zones plus froides. Cette observation est particulièrement visible dans le cas C~, pour lequel une grande zone plus froide est présente pour  $Z > 0,80$ .

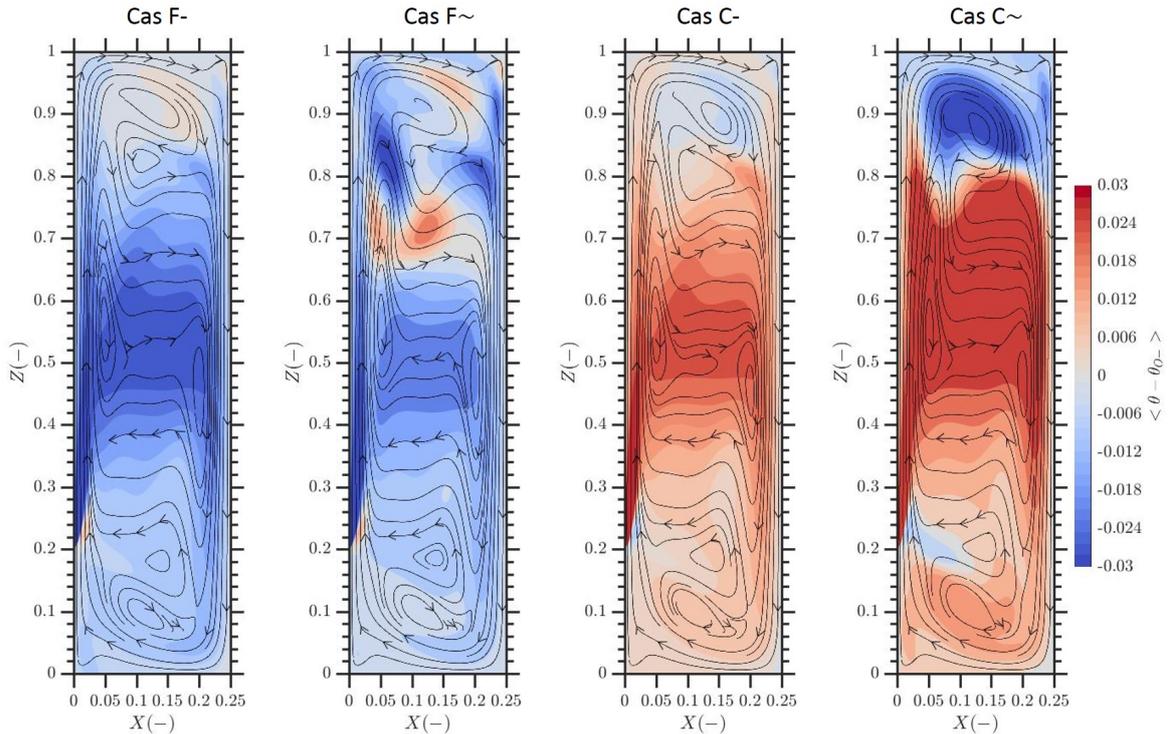


FIGURE 2.14 – Écart de température avec le cas de référence moyenné temporellement,  $\langle \theta \rangle - \langle \theta_{0-} \rangle$ , pour les 4 cas avec perturbation à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; les lignes de courant sont superposées

L'examen des lignes de courant montre peu de différences sur l'écoulement au sein de la cavité, qu'il s'agisse de l'écoulement principal le long des parois ou de l'écoulement secondaire (zones tourbillonnaires et cœur stratifié).

On observe également que les cas F- et C- ont des écarts de température opposés en chaque point. Ainsi la symétrie des profils de  $\%Nu_Z$ , le long de la paroi froide pour les cas F- et C- (cf. Fig. 2.13 (b)) s'explique par la similitude de la répartition de la température dans la cavité pour les deux perturbations stationnaires (en particulier par la température au voisinage de la paroi froide, qui influence directement les transferts de chaleur).

Le minimum observé de  $\%Nu_Z$  sur la paroi froide pour les cas F~ et C~ (cf. Fig. 2.13 (b)) a pour origine la zone froide (en relatif) localisée à la paroi froide en  $Z = 0,90$ . De plus, l'augmentation pour ces 2 cas de  $\%Nu_Z$  pour  $Z < 0,70$ , en comparaison de leur cas stationnaire respectif, est imputée dans le cas F~ à la traversée d'une zone chaude centrée en  $(X = 0,12; Z = 0,71)$  par l'écoulement secondaire allant de la paroi chaude vers la paroi froide (voir les lignes de courant), et dans le cas C~ à cette même traversée de la zone supérieure du cœur de la cavité, particulièrement chaud. Cet apport d'écoulement chaud le long de la paroi froide va augmenter les transferts en aval.

Afin d'observer les éventuelles fluctuations de vitesse apparaissant dans l'écoulement, nous nous intéressons désormais non plus aux champs moyens de température mais aux

champs de fluctuation de vitesse. L'écart-type standard de la norme de la vitesse  $\|V\|_{std}$ , calculé sur une période pour les cas perturbés et défini en éq. (2.10), est tracé en Figure 2.15. L'écart-type standard de la vitesse permet d'identifier les zones de fortes fluctuations de l'écoulement. Dans le cas de référence, l'écoulement étant stationnaire, aucune fluctuation n'est présente au sein de la cavité.

$$\|V\|_{std}(X, Z) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\|V\|_i(X, Z) - \langle \|V\|_i(X, Z) \rangle)^2}, \quad N \text{ tel que } \frac{1}{f_p} = Ndt \quad (2.10)$$

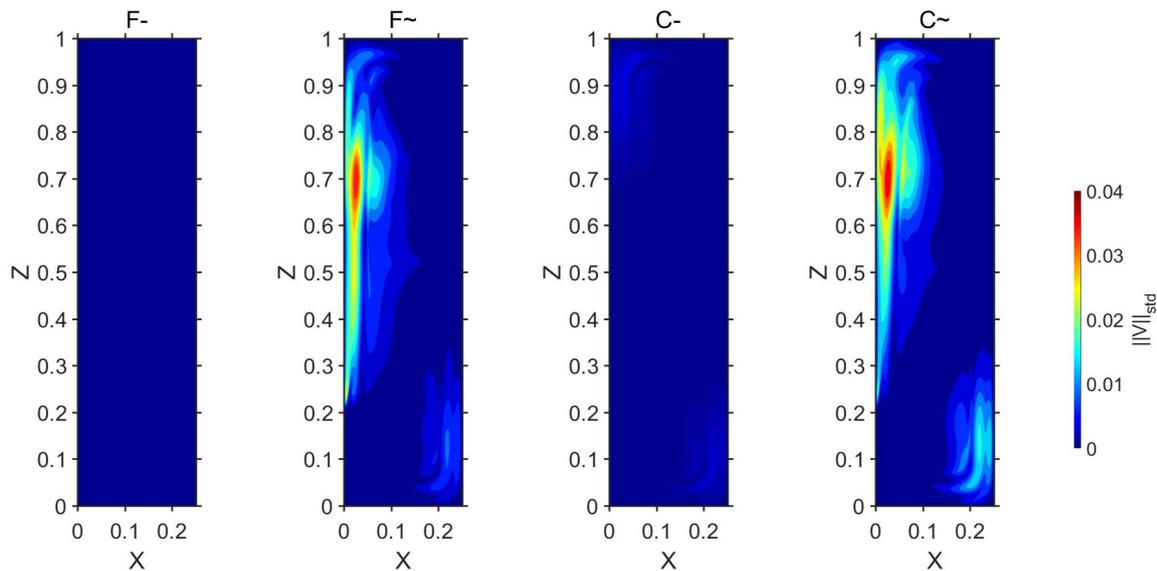


FIGURE 2.15 – Champs de l'écart-type standard de la norme de la vitesse,  $\|V\|_{std}(X, Z)$ , pour les 4 cas avec perturbation à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

Dans le cas F-, on n'observe aucune fluctuation de vitesse. En revanche, dans les cas F~ et C~, d'importantes fluctuations sont présentes dans l'écoulement, car dans ces 2 cas la température imposée sur la zone de perturbation est instationnaire, ce qui a un impact sur les vitesses. On observe que les fluctuations passent par des valeurs maximales en aval de la zone de perturbation, vers  $Z = 0,70$ . Cependant, ces maxima de fluctuations ne sont pas les maxima globaux, car devant la zone de perturbation les fluctuations y sont plus fortes et atteignent 0,6. Ces fortes fluctuations restent confinées sur une zone très peu étendue devant la zone de perturbation. Il est intéressant de constater qu'après une rapide décroissance immédiatement en aval de  $Z = 0,25$ , les fluctuations augmentent progressivement le long de la couche limite. De plus, des fluctuations sont visibles dans le coin inférieur droit, c'est-à-dire en fin de couche limite froide.

Dans le cas C-, on note de la même façon, des zones de faibles fluctuations dans les coins supérieur gauche et inférieur droit de la cavité. Ainsi, la perturbation a créé des fluctuations de l'écoulement, alors même que la perturbation et l'écoulement de base sont stationnaires (pas de composante temporelle dans la température imposée et nombre de

Rayleigh sous-critique). Ces formations de zones de fluctuations en fin de couches limites sont la manifestation de la formation d'ondes de Tollmien-Schlichting par la perturbation.

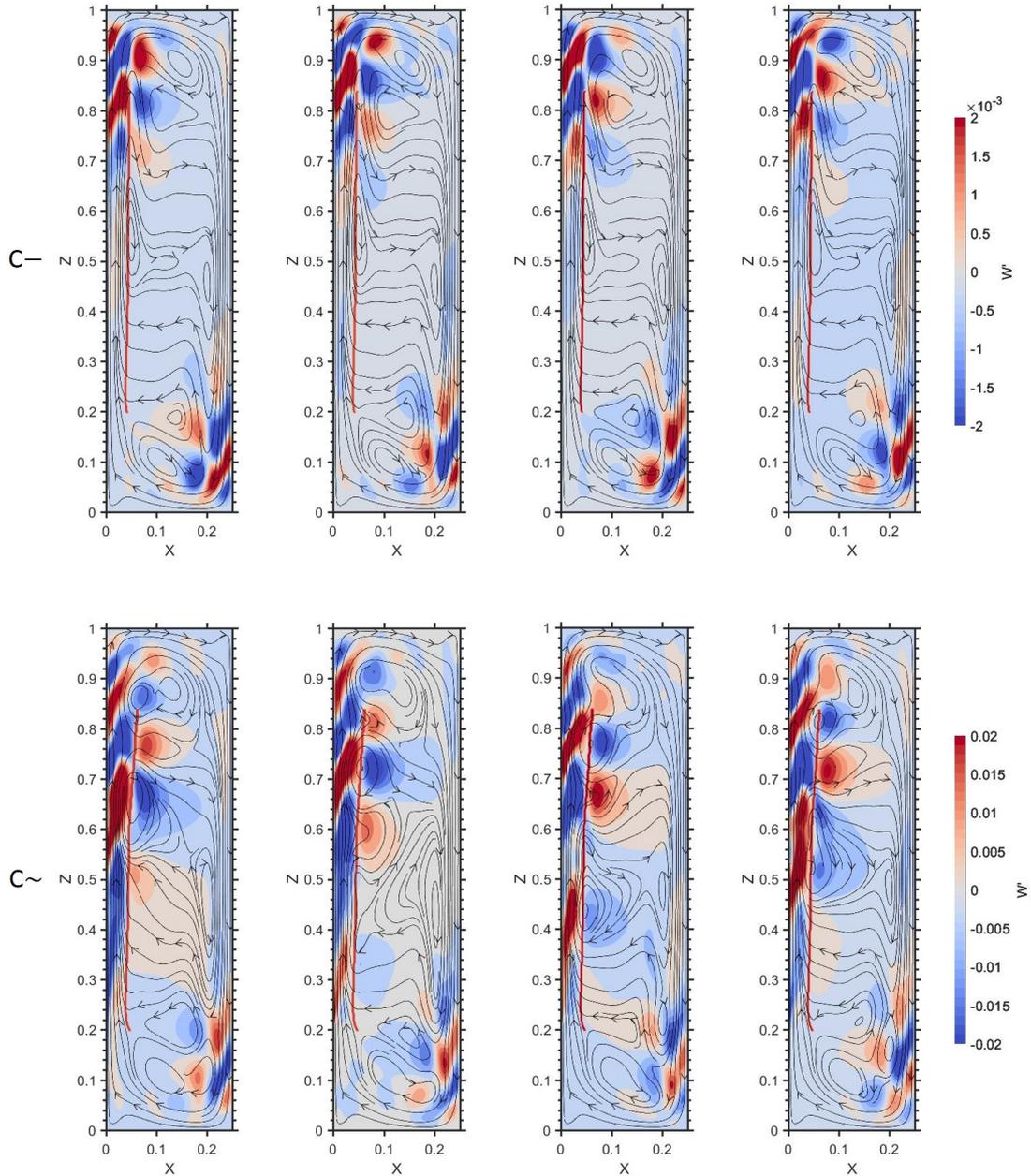


FIGURE 2.16 – Évolution temporelle de la fluctuation de la composante verticale de vitesse,  $W'$ , sur 4 instants espacés d'un quart de période, pour le cas  $C-$  (haut) et  $C\sim$  (bas) à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; la bordure de la couche limite dynamique chaude est superposée (rouge); note : l'échelle pour le cas  $C\sim$  est 10 fois plus grande que pour le cas  $C-$

Afin de s'assurer qu'il s'agit du même phénomène qu'en début de régime instationnaire, l'évolution temporelle de la fluctuation de la composante verticale de vitesse,  $W'(X, Z, t) = W(X, Z, t) - \langle W \rangle(X, Z)$ , sur une période temporelle et pour le cas  $C-$ , est tracée en Figure 2.16. On observe que les fluctuations de vitesse se manifestent sous la forme

de zones où la vitesse est alternativement supérieure et inférieure à la vitesse moyenne. Ces zones sont advectées par l'écoulement principal et deux zones successives forment une longueur d'onde des ondes de Tollmien-Schlichting. Elles se positionnent de part et d'autre de la bordure de la couche limite, chaque zone au sein de la couche limite dynamique se trouvant en face d'une zone en dehors et de signe opposé. La bordure de la couche limite dynamique  $\delta_d(Z)$  est définie pour chaque profil horizontal de vitesse par

$$W(X = \delta_d(Z), Z) = 0,05 \max_X [W(X, Z)] \quad (2.11)$$

Une différence notable de cet écoulement avec un écoulement en régime instationnaire est son absence de symétrie. En régime instationnaire, l'écoulement fluctuant est centro-symétrique ou anticentro-symétrique (cf Chapitre 1, paragraphe 6), mais ici la perturbation introduite a brisé la centro-symétrie des conditions aux limites. Ainsi les fluctuations sont plus importantes en fin de couche limite chaude qu'en fin de couche limite froide. Cette différence est quantifiée sur la Figure 2.17 (gauche) représentant l'évolution de l'écart-type de la norme de la vitesse  $\|V\|_{std}$  en fonction de  $X$  pour les deux cotes  $Z = 0,10$  et  $Z = 0,90$ . Cette évolution sur le cas C- est comparée à l'évolution sur l'écoulement non-perturbé au nombre de Rayleigh sur-critique  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ . En  $Z = 0,90$  les fluctuations sont plus fortes dans le cas C-, tandis que pour  $Z = 0,10$  elles sont plus fortes dans le cas non perturbé à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ . On retrouve la centro-symétrie de l'écoulement sur-critique par la superposition des profils  $\|V\|_{std}(X, Z = 0,90)$  et  $\|V\|_{std}(0,25 - X, Z = 0,10)$ .

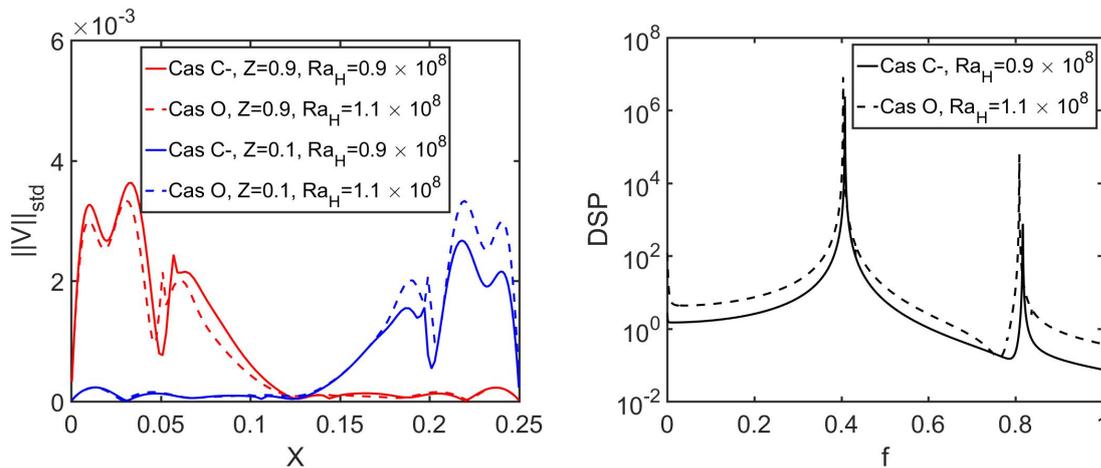


FIGURE 2.17 – (gauche) Évolution de l'écart-type de la norme de la vitesse  $\|V\|_{std}$  en fonction de  $X$  en  $Z = 0,10$  et  $Z = 0,90$ ; (droite) spectre de l'écoulement mesuré sur la température au point  $(X = 0,037; Z = 0,90)$

Un autre argument permettant d'associer les fluctuations apparaissant dans le cas C- à la formation d'ondes de TS est donné en Figure 2.17 (droite). Le spectre de l'écoulement, mesuré sur la température au point  $(X = 0,037; Z = 0,90)$  pour le cas C- et pour le cas non-perturbé à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ , est tracé sur cette figure. Pour le cas C-, l'écoulement bat à la fréquence de l'écoulement non-perturbé à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ , soit  $f = f_1 = 0,40$  correspon-

dant à la première fréquence apparaissant en régime instationnaire (mode 1). Comme en régime instationnaire, cette fréquence se retrouve en tout point de la cavité.

En résumé, une perturbation localisée sur 5% de la hauteur de la cavité sous la forme d'un panache thermique, fluctuant ou non, a entraîné un changement des transferts de chaleur globaux de l'ordre de 2%. Le panache chaud constant dans le temps fait transiter l'écoulement stationnaire vers un écoulement instationnaire, par l'apparition d'instabilités de couches limites proches de celles du régime instationnaire non-perturbé. Comme la température de perturbation est différente de la température de paroi chaude, la perturbation entraîne un apport d'énergie en moyenne (au sens temporel). Nous allons désormais nous intéresser à l'étude d'une perturbation fluctuante et centrée sur la température de paroi chaude, c'est-à-dire sans apport énergétique moyen.

## 2.6 Modification de l'écoulement sans apport énergétique moyen

### 2.6.1 Introduction

La perturbation précédemment introduite a entraîné la formation d'un panache thermique, du fait de la modification de la température moyenne imposée sur une zone de faible étendue de la paroi chaude. On a notamment constaté une modification des transferts de chaleur, particulièrement importante en aval de la zone de perturbation. Pour cette étude, un changement du niveau de température moyenne dans la cavité a eu lieu, car la température moyenne imposée sur la zone de perturbation n'est pas égale à la température du reste de la paroi chaude.

Nous allons maintenant chercher à augmenter les transferts de chaleur en introduisant une composante temporelle sur la température de paroi chaude, tout en gardant une même température moyenne imposée. L'énergie introduite pendant la phase 'chaude' ( $\theta_p > \theta_c$ ) est alors compensée par celle récupérée pendant la phase 'froide' ( $\theta_p < \theta_c$ ) : il n'y a pas d'apport énergétique en moyenne. Nous n'appliquons plus de fonction spatiale à la perturbation, car celle-ci filtre de façon trop importante l'amplitude de la perturbation en supprimant grandement son effet près des bords. L'équation (2.5) se simplifie alors sous la forme

$$\theta_p(t) = \theta_c + A_p \sin(2\pi f_p t) \quad (2.12)$$

Cette température de paroi est imposée entre les cotes  $Z_1$  et  $Z_2$  tel que  $Z_2 - Z_1 = 0,10$ . La zone de perturbation est donc toujours de faible étendue, sa hauteur ne représentant que 10% de la hauteur de la cavité. Cette hauteur est le double de la hauteur utilisée pour la première perturbation étudiée, permettant d'avoir des effets significatifs tout en conser-

vant l'aspect localisé de la perturbation. Pour l'ensemble de cette étude, l'amplitude de cette perturbation,  $A_p$ , est fixée à 1, soit égale à l'écart de température entre les 2 parois isothermes. Les deux paramètres de la perturbation sont donc sa fréquence  $f_p$  et la position de son centre  $Z_{cent}$ . Contrairement à l'étude précédente, nous ne cherchons plus forcément à exciter les ondes de couche limite, nous nous intéressons également aux ondes de gravité internes. La meilleure position pour la zone de perturbation est donc probablement différente.

Une première étude paramétrique est conduite pour déterminer la position optimale de la zone de perturbation. Une fois la zone optimale déterminée, une étude fréquentielle est conduite en cette position. Pour ces 2 études, le critère à maximiser est le nombre de Nusselt global.

### 2.6.2 Étude de la position de la zone de perturbation

Pour conduire l'étude paramétrique sur la position du centre de perturbation  $Z_{cent}$ , il est nécessaire de fixer la fréquence de perturbation  $f_p$ . Cette fréquence est choisie comme étant la fréquence de résonance attendue selon les travaux de KWAK et al. [1998]; KWAK et HYUN [1996] (cf. paragraphe 2.2). Pour le nombre de Rayleigh de notre étude, les ondes de gravité (ODG) s'amortissent lentement et finissent par disparaître, à moins d'être entretenues par une excitation de fréquence inférieure à  $f_{BV}$  (LE QUÉRÉ et BEHNIA [1998]). Les fréquences des différents modes ODG pour un milieu stratifié confiné ont été calculées par THORPE [1968] (cf. paragraphe 2.2). Au sein de la cavité, le cœur stratifié présente une forme rectangulaire légèrement déformée à cause de l'épaississement progressif des couches limites. Cet épaississement étant faible, on peut calculer le rapport de forme du cœur stratifié  $A_{ms} = 5,6$ . Pour le mode fondamental ( $n = p = 1$ ), on obtient le dénominateur de la formule de THORPE [1968] :

$$\sqrt{1 + \left(\frac{n}{pA_{ms}}\right)^2} = 1,016 \quad (2.13)$$

d'où

$$f_{ODG}(1,1) \approx f_{BV} \quad (2.14)$$

Ainsi, comme la cavité a un rapport de forme 4, la fréquence fondamentale des ODG pouvant se développer est proche de la fréquence de Brunt-Väisälä, égale ici à 0,135. Comme cette fréquence a permis d'obtenir un phénomène de résonance en cavité carrée pour KWAK et HYUN [1996] (maximisant ainsi le gain sur les transferts chaleur), elle est choisie pour l'étude paramétrique de  $Z_{cent}$ .

Un autre argument avancé par KWAK et HYUN [1996] est l'observation que cette résonance correspond à une forte interaction entre les effets d'un cycle de la perturbation avec les

effets du cycle précédent : l'impact du cycle précédent atteint la zone de perturbation au début du nouveau cycle, et cette synchronisation crée un effet d'amplification.

Afin de déterminer la fréquence correspondant à cette synchronisation, nous avons calculé le temps de parcours d'un tour complet de l'écoulement principal le long des parois. La vitesse d'écoulement n'étant pas constante au sein de la couche limite, nous avons utilisé la vitesse débitante définie par

$$V_Q = \frac{1}{\delta_d} \int_0^{\delta_d} W(X) dX \quad (2.15)$$

En calculant cette vitesse en  $Z = 0,50$ , on trouve  $V_Q = 0,110$ . À partir du temps de parcours d'une particule fluide de vitesse égale à  $V_Q$ , on obtient le temps de parcours de l'écoulement principal. Sur le profil de vitesse  $W(X, Z = 0,50)$ , il existe dans la couche limite chaude deux abscisses telles que  $W(X, Z = 0,50) = V_Q$  :  $X_1 = 0,0032$  et  $X_2 = 0,0172$ . Afin de calculer les trajectoires des particules présentes à ces deux abscisses sur un tour complet (approche lagrangienne), on utilise le schéma explicite d'ordre 2 de Runge pour itérer sur la position :

$$\begin{pmatrix} X \\ Z \end{pmatrix}^{n+1} = \begin{pmatrix} X \\ Z \end{pmatrix}^n + \Delta t \begin{pmatrix} U(X^n + \frac{\Delta t}{2} U(X^n, Z^n), Z^n + \frac{\Delta t}{2} W(X^n, Z^n)) \\ W(X^n + \frac{\Delta t}{2} U(X^n, Z^n), Z^n + \frac{\Delta t}{2} W(X^n, Z^n)) \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Le pas de temps a été pris égal à 1 ms à la suite de l'étude de convergence en pas de temps donné au Tableau 2.5. En appliquant ce schéma au cas de référence et aux deux positions considérées, on obtient les trajectoires en Figure 2.18. On en déduit le temps de parcours en ces 2 positions, égal à  $T = \Delta t \times N_{ité}$ ,  $N_{ité}$  nombre d'itérations nécessaires. On obtient respectivement  $T_1 = 7,409$  et  $T_2 = 3,810$ , c'est-à-dire des fréquences  $f_1 = 0,135$  et  $f_2 = 0,262$ . On remarque que  $f_1 = f_{BV}$  et  $f_2 \approx 2f_{BV}$  : il y a un bon accord entre la fréquence associée au parcours d'un (ou de deux tours) complet(s) de l'écoulement et la fréquence de résonance attendue. Il semble donc judicieux d'effectuer l'étude paramétrique sur la position de la zone de perturbation avec cette fréquence particulière.

$\Delta t$	T
10,39	11,02
2,08	11,01
0,21	11,01

TABLEAU 2.5 – Convergence en pas de temps adimensionné calculé à partir du point ( $X = 0,002$ ;  $Z = 0,50$ )

Les résultats de l'étude paramétrique sur la position du centre de la zone de perturbation,  $Z_{cent}$ , sont donnés en Figure 2.19. Le gain sur le nombre de Nusselt,  $\%G_{Nu}$ , est défini avec l'équation (2.17),  $Nu_{g,0}$  étant le nombre de Nusselt global dans le cas de référence. On observe que ce gain diminue d'abord avec  $Z$  pour  $Z_{cent} < 0,20$ , est ensuite négatif jusqu'à  $Z_{cent} = 0,45$ , puis finalement redevient positif en augmentant fortement

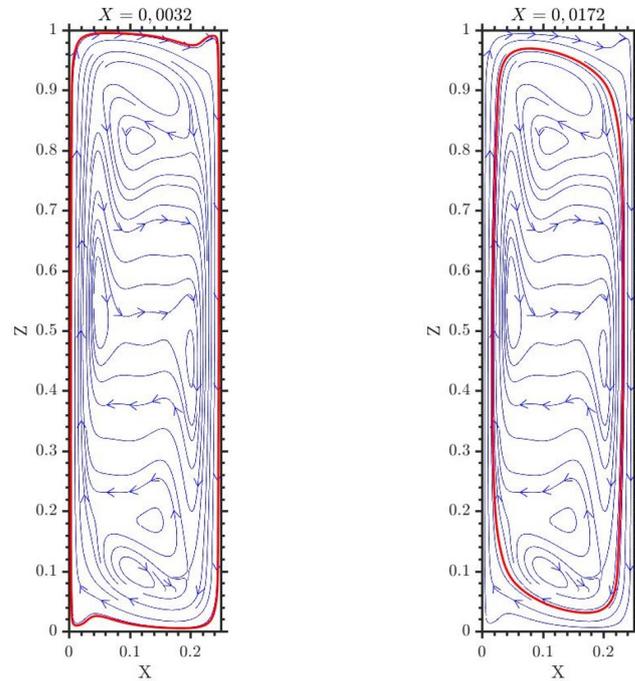


FIGURE 2.18 – Trajectoires de particules initialement en  $(X_1 = 0,0032; Z = 0,50)$  et  $(X_2 = 0,0172; Z = 0,50)$  pour le cas de réf. à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; pour ces deux positions la vitesse locale est égale à la vitesse débitante  $V_Q$

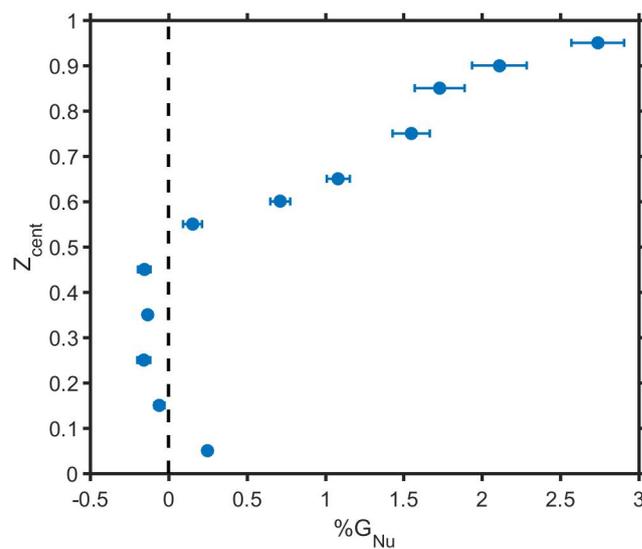


FIGURE 2.19 – Gain sur le nombre de Nusselt global en pourcentage,  $\%G_{Nu}$ , en fonction de la position du centre de la zone de perturbation  $Z_{cent}$  à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

jusqu'à atteindre 2,7% pour  $Z_{cent} = 0,95$ . À noter que ce résultat est similaire à la légère baisse de  $Nu_g$  observée dans les cas  $F \sim$  et  $C \sim$  par rapport respectivement aux cas  $F-$  et  $C-$  (cf. Tableau 2.4), même si la fréquence de perturbation est différente. En effet, pour  $Z_{cent} = 0,25$ , l'introduction d'une composante temporelle réduit légèrement  $Nu$ , à la fois sur les panaches thermiques à  $f_p = f_1$  et sur une perturbation à moyenne nulle à  $f_p = f_{BV}$ .

$$\%G_{Nu} = \frac{Nu_g - Nu_{g,0}}{Nu_{g,0}} \quad (2.17)$$

La position de la zone de perturbation permettant la plus grande amplification du transfert de chaleur est localisée près du coin supérieur de la cavité. On se place donc en cette position  $Z_{cent} = 0,95$  pour l'étude fréquentielle.

### 2.6.3 Étude fréquentielle

On fixe les paramètres suivants pour cette étude :  $A_p = 1$ ,  $Z_{cent} = 0,95$  et  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . On effectue un balayage sur la fréquence de perturbation,  $f_p$ . On a vu que la fréquence de Brunt-Väisälä est une fréquence particulière, c'est pourquoi on va travailler ici en fréquence réduite  $f_p/f_{BV}$ . La plage de variation de  $f_p/f_{BV}$  s'étale sur trois ordres de grandeur, de 0,01 à 5.

Les évolutions des nombres de Nusselt globaux (moyennés dans le temps) et des gains  $\%G_{Nu}$  par rapport au cas de référence, c'est-à-dire au cas sans perturbation, sont tracées en Figures 2.20 (gauche) (échelle linéaire) et 2.20 (droite) (échelle logarithmique). En Figure 2.20 (gauche), on observe que  $Nu$  est toujours supérieur au cas de référence (représenté par un trait rouge). On peut séparer le domaine fréquentiel en quatre régions distinctes. En se déplaçant des hautes vers les basses fréquences, nous avons :

- pour  $f_p/f_{BV} \geq 4$  (zone 1),  $Nu$  est constant et légèrement supérieur à la valeur de référence (trait rouge)
- pour  $1 \leq f_p/f_{BV} \leq 4$  (zone 2),  $Nu$  augmente lorsque que l'on se rapproche de  $f_{BV}$  ; l'évolution semble linéaire sur deux morceaux (rupture de pente vers  $f_p/f_{BV} = 2,5$ )
- pour  $0,38 \leq f_p/f_{BV} \leq 1$  (zone 3),  $Nu$  diminue lorsque l'on s'éloigne de  $f_{BV}$  ; en  $f_{BV}$  est donc associé un maximum local
- pour  $f_p/f_{BV} \leq 0,38$  (zone 4),  $Nu$  augmente de nouveau lorsque l'on se tend vers 0 ; les valeurs obtenues y sont supérieures à celle du maximum local en  $f_p = f_{BV}$

Ainsi, on observe un phénomène de résonance à la fréquence fondamentale des ondes de gravité internes  $f_{ODG}(1,1) \approx f_{BV}$ , comme dans l'étude de KWAK et al. [1998]. Cette résonance est présente aux deux rapports de forme verticaux considérés (4 ici, 1 pour la littérature) et semble indifférente au nombre de Rayleigh (en tout cas en restant en régime laminaire stationnaire). De plus, avoir réduit la zone de perturbation à seulement 10% de

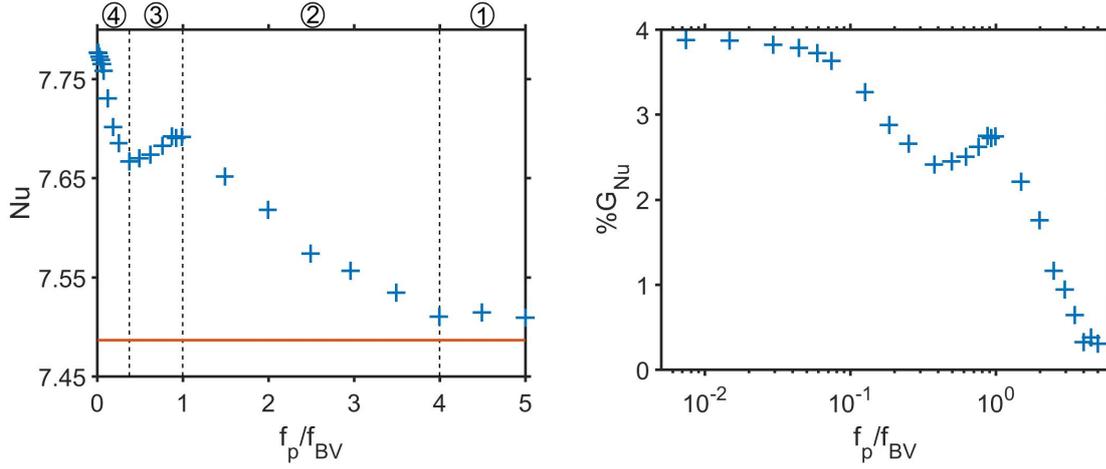


FIGURE 2.20 – (a) Évolution du nombre de Nusselt global,  $Nu$ , en fonction de  $f_p/f_{BV}$  à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; la valeur de  $Nu$  dans le cas de référence est représentée en trait rouge; les 4 domaines fréquentiels sont séparés par des traits en pointillés; (b) gain sur  $Nu$  par rapport au cas de référence,  $\%G_{Nu}$ , en fonction de la fréquence de perturbation réduite  $f_p/f_{BV}$ , en échelle logarithmique

la hauteur totale de la paroi chaude (contrairement à l'étude de KWAK et al. [1998], où l'ensemble de la paroi chaude est considérée) maintient l'occurrence de cette résonance.

Cependant, on observe ici que le pic de résonance n'est pas le seul domaine fréquentiel pour lequel  $Nu$  est fortement augmenté. Pour de très basses fréquences, de un et de deux ordres de grandeurs inférieurs à la fréquence de résonance, le nombre de Nusselt est supérieur, et dépasse même sa valeur à la résonance. Ce comportement n'est pas référencé par KWAK et al. [1998], cependant on ne peut conclure à l'absence ou non de ce comportement dans leur cas car les auteurs n'ont pas étudié des fréquences aussi faibles. On note une saturation de  $Nu$  lorsque la fréquence tend vers 0. Cette observation est bien visible sur la Figure 2.20 (droite) : le gain tend vers 3,9% lorsque  $f_p$  tend vers 0, tandis qu'au pic de résonance ce gain était de 2,7%. Ainsi, cette augmentation de  $Nu$  lorsque  $f_p$  tend vers 0 est presque pour moitié plus grande que celle à la résonance des ondes de gravité.

Afin de comprendre les tendances observées sur les nombres de Nusselt moyennés dans le temps, nous allons maintenant nous intéresser au niveau de fluctuation sur les nombres de Nusselt instantanés. Pour quantifier ces niveaux de fluctuations, nous introduisons l'amplitude relative sur le nombre de Nusselt,  $A_{Nu}$ , définie par

$$A_{Nu} = \frac{\max(Nu(t)) - \min(Nu(t))}{\langle Nu \rangle} \quad (2.18)$$

avec  $\langle Nu \rangle$  nombre de Nusselt moyenné temporellement. Ces amplitudes, calculées sur les nombres de Nusselt instantanés côté chaud,  $Nu_c(t)$ , et côté froid,  $Nu_f(t)$ , sont tracées en Figure 2.21. Lorsque l'on réduit  $f_p$  depuis  $f_p/f_{BV} = 5$ ,  $A_{Nu,c}$  diminue linéairement jusqu'en  $f_p = f_{BV}$  tandis que  $A_{Nu,f}$  reste quasiment nulle jusqu'en 2,5 puis augmente jusqu'en 1. La rupture de pente observée sur la Figure 2.20 pour  $f_p/f_{BV} = 2,5$  semble donc liée à l'émergence de fluctuations sur le nombre de Nusselt instantané côté froid. Ensuite, sur

la région  $0,38 \leq f_p / f_{BV} \leq 1$ , les deux amplitudes  $A_{Nu,f}$  et  $A_{Nu,c}$  se stabilisent sur un palier autour des valeurs 0,14 et 0,57. Enfin lorsque  $f_p$  tend vers 0, les amplitudes se rapprochent l'une de l'autre et tendent vers 0,36. La variation de  $A_{Nu,f}$  avec  $f_p$  est liée à la notion de profondeur de pénétration de la perturbation oscillante. L'amplitude de  $Nu_f(t)$  diminue globalement avec  $f_p$ , car pour les hautes fréquences l'oscillation reste confinée en proche paroi. D'après SCHLICHTING et al. [1974] cité par KWAK et HYUN [1996], on peut faire le parallèle de ce comportement avec l'exemple du second problème de Stokes, dans lequel une plaque horizontale est soumise à un mouvement oscillatoire, ce qui entraîne le fluide (visqueux) situé au dessus.

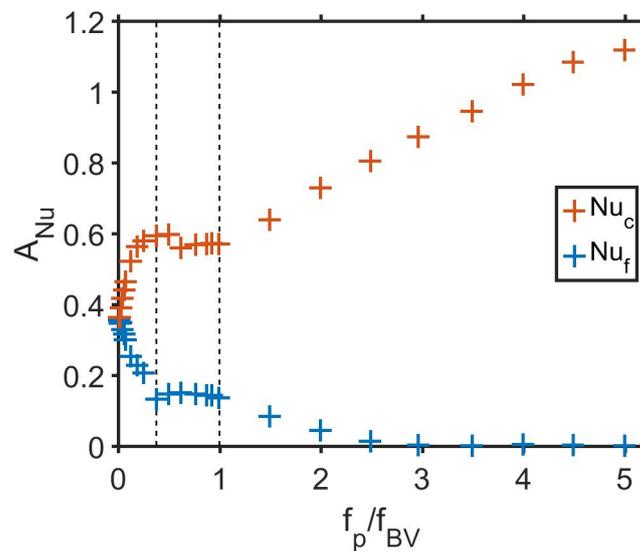


FIGURE 2.21 – Amplitude des nombres de Nusselt côté chaud  $A_{Nu,c}$  et côté froid  $A_{Nu,f}$  en fonction de la fréquence de perturbation réduite  $f_p / f_{BV}$  à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

On a vu que l'amplitude des nombres de Nusselt globaux varie fortement avec la fréquence de perturbation. Afin de visualiser la forme de leurs fluctuations, les évolutions dans le temps de  $Nu_f(t)$  et  $Nu_c(t)$  sur quelques périodes d'oscillation et pour trois fréquences réduites de perturbation  $f_p / f_{BV}$  égales à 0,007, 1 et 5 sont tracées en Figure 2.22. L'allure de la température de perturbation est superposée afin d'apprécier le déphasage avec  $Nu_f(t)$  et  $Nu_c(t)$ . On observe les comportements suivants :

- $f_p / f_{BV} = 0,007 \ll 1$  :  $Nu_f(t)$  et  $Nu_c(t)$  évoluent de façon similaire avec la même amplitude et la même phase; les 2 signaux présentent une évolution proche d'une évolution sinusoïdale; il n'y a pas de déphasage avec la température de perturbation, l'évolution est quasi-statique. Ce résultat explique le rapprochement des amplitudes relatives en Figure 2.21 lorsque  $f_p$  tend vers 0.
- $f_p / f_{BV} = 1$  : l'amplitude de  $Nu_c(t)$  a augmenté tandis que celle de  $Nu_f(t)$  a diminué d'une même quantité;  $Nu_f(t)$  s'éloigne d'une évolution sinusoïdale (phase de croissance trois fois moins longue que la phase de décroissance). Son retard, égal à 3,31, est proche du temps de parcours d'une particule se déplaçant de la paroi

chaude en  $Z = Z_{cent} = 0,95$  et atteignant la paroi froide en cette même cote, qui est de 3,21. Ce retard par rapport à  $Nu_c(t)$  est donc lié au temps de propagation de la perturbation pour atteindre la paroi froide.

- $f_p/f_{BV} = 5$  : la perturbation n'a pas atteint la paroi froide, à cause d'une profondeur de pénétration trop faible (confinement à la zone de perturbation); l'amplitude crête-à-crête de  $Nu_c(t)$  est légèrement supérieure à sa valeur moyenne 7,51; un déphasage de  $\pi/3$  est observé entre  $Nu_c(t)$  et la température de perturbation.

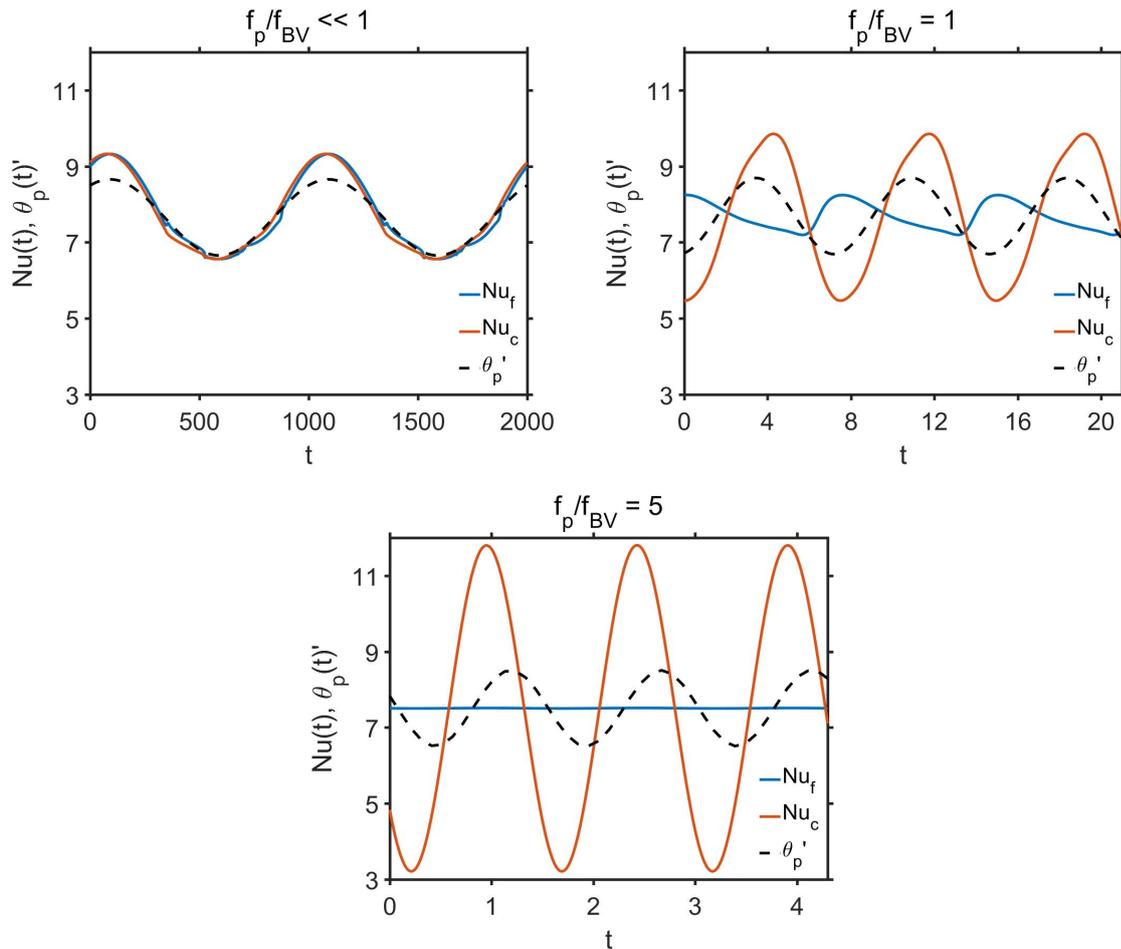


FIGURE 2.22 – Évolution temporelle des nombres de Nusselt globaux pour  $f_p/f_{BV} = 0,007 \ll 1$ ,  $f_p/f_{BV} = 1$  et  $f_p/f_{BV} = 5$  à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; (trait pointillé) allure de la température de perturbation, décalée et centrée sur  $\langle Nu(t) \rangle$

Afin d'expliquer cette augmentation des transferts de chaleur globaux (moyennés dans le temps, alors même que la température de perturbation moyenne n'est pas différente de la température de paroi chaude), nous allons étudier les profils spatiaux des nombres de Nusselt locaux et la répartition en température dans la cavité. Pour cela nous allons étudier deux fréquences particulières pour lesquelles les gains sur les transferts sont importants :  $f_p/f_{BV} = 1$  et  $f_p/f_{BV} \ll 1$ . Pour s'assurer que la position optimale de perturbation est la même pour  $f_p/f_{BV} \ll 1$  que lors de l'étude à  $f_p/f_{BV} = 1$ , le Tableau 2.6 présente les gains obtenus sur Nu à la très basse fréquence pour différents  $Z_{cent}$ . On constate que la meilleure position est située près du coin supérieur de la cavité, comme ce qui avait été

observé pour  $f_p/f_{BV} = 1$  au paragraphe 2.6.2. On se place donc en cette position pour l'étude sur les deux fréquences.

$Z_{cent}$	0,25	0,55	0,85	0,90	0,95
$\%G_{Nu}$	0,18	0,50	1,40	2,28	3,88

TABLEAU 2.6 – Gains sur le nombre de Nusselt global pour différentes positions du centre de la zone de perturbation  $Z_{cent}$  pour  $f_p/f_{BV} \ll 1$  à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

### 2.6.4 Étude des transferts thermiques et de l'écoulement aux fréquences de gains maximaux

Comme pour la partie précédente, on fixe la position du centre de la zone de perturbation en  $Z_{cent} = 0,95$ . Une première étude paramétrique sur l'amplitude de perturbation  $A_p$  entre 0,1 et 1 est d'abord réalisée. Son influence sur le gain de transfert de chaleur est tracée en Figure 2.23 pour les deux fréquences considérées. On observe un comportement similaire pour ces deux fréquences, c'est-à-dire une augmentation croissante du gain avec  $A_p$ . Puisque le gain n'est pas proportionnel à  $A_p$ , des effets non-linéaires interviennent et sont responsables de cette augmentation rapide du gain. On choisit pour la suite de se placer à  $A_p = 1$ , correspondant à un changement sur la température imposée au maximum égal à l'écart de température entre les parois actives.

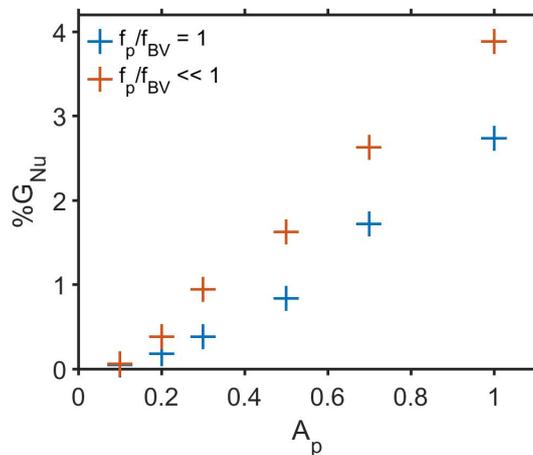


FIGURE 2.23 – Gain sur le nombre de Nusselt en fonction de l'amplitude de perturbation  $A_p$  pour  $f_p/f_{BV} = 1$  (bleu) et  $f_p/f_{BV} \ll 1$  (rouge) à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

Les profils des nombres de Nusselt locaux  $Nu_c(Z)$  et  $Nu_f(1 - Z)$  moyennés dans le temps à  $f_p/f_{BV} = 1$  sont tracés en Figure 2.24 (gauche). Le profil du cas de référence  $Nu_c(Z)$  (identique à  $Nu_f(1 - Z)$ ) y est superposé. Les trois principales régions présentant des nombres de Nusselt locaux différents du cas de référence sont indiquées sur la figure. Sur la région 1, pour  $Z > 0,96$ ,  $Nu_c(Z)$  a diminué à cause de la perturbation et devient même négatif, c'est-à-dire que la température du fluide devant la paroi est, en moyenne, supérieure à la température de paroi. Sur la région 2, pour  $0,89 < Z < 0,96$ ,  $Nu_c(Z)$  a augmenté à cause de la perturbation et atteint un maximum en  $Z = 0,90$ , début de zone de

perturbation. Le fluide à son voisinage y est donc plus froid. Sur le reste de la paroi chaude,  $Nu_c(Z)$  est très proche de sa valeur de référence. Concernant  $Nu_f(1 - Z)$ , celui-ci est notablement différent du cas de référence sur la région 3 pour  $Z > 0,91$  ( $Z^* < 0,09$ ), soit en face de la zone de perturbation. En moyenne, cette partie de la paroi froide est ainsi au contact d'un fluide plus chaud.

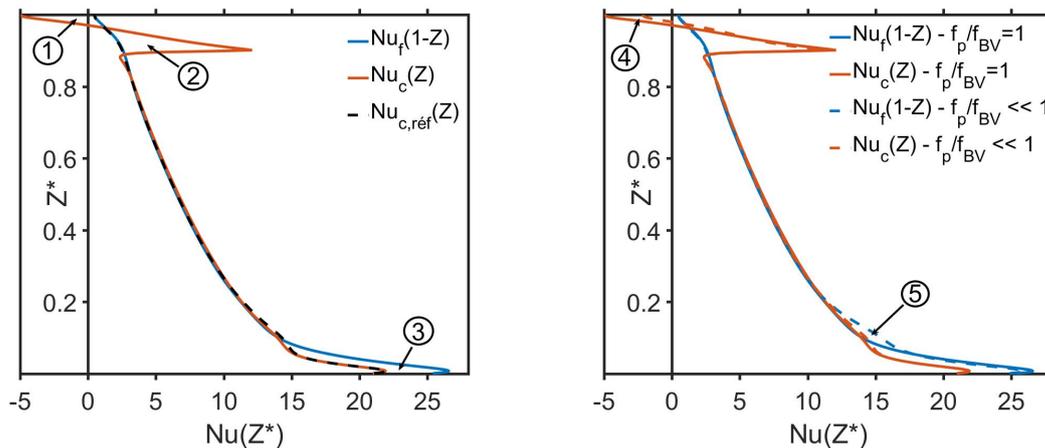


FIGURE 2.24 – (gauche) Profils des nombres de Nusselt locaux  $Nu_c(Z)$  (rouge) et  $Nu_f(1 - Z)$  (bleu) moyennés dans le temps à  $f_p/f_{BV} = 1$ ; comparaison avec le cas de référence (traits pointillés noirs); (droite) comparaison des profils  $Nu_c(Z)$  et  $Nu_f(1 - Z)$  à  $f_p/f_{BV} = 1$  (traits pleins) et  $f_p/f_{BV} \ll 1$  (traits pointillés);  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

À noter que l'augmentation globale de  $Nu_c(Z)$  sur les régions 1 et 2 est de 0,20, et ne compense pas l'augmentation de  $Nu_f(Z)$  sur la région 3, égale à 0,25. En effet,  $Nu_f(Z)$  est suffisamment éloigné du cas de référence sur le reste de la paroi (en dehors de ces trois régions) pour que l'écart y soit de -0,05. Pour le côté froid, la perturbation thermique se traduit donc par une élévation importante des transferts en face de la zone de perturbation, élévation qui n'est pas compensée par la réduction sur le reste de sa surface. Sur la paroi chaude, seuls les transferts sur la zone de perturbation sont modifiés, d'abord par une forte augmentation puis par une réduction plus faible à l'approche du coin supérieur.

Sur la Figure 2.24 (droite) sont comparés les profils de  $Nu_c(Z)$  et  $Nu_f(Z)$  pour les fréquences de perturbation  $f_p/f_{BV} = 1$  et  $f_p/f_{BV} \ll 1$ . La valeur plus élevée du nombre de Nusselt global pour  $f_p/f_{BV} \ll 1$  (cf. Fig. 2.20) se retrouvent au niveau des régions numérotées 4 et 5. La réduction de  $Nu_c(Z)$  observée sur la région 4 est moins marquée que pour  $f_p/f_{BV} = 1$ . De la même façon, l'augmentation de  $Nu_f(Z)$  s'étend davantage en aval, dépassant la zone strictement en face de la zone de perturbation en atteignant  $Z^* = 0,21$  (région 5).

Afin d'analyser les modifications sur la répartition de la température et la topologie de l'écoulement, les champs moyens de température et les lignes de courant sont représentés en Figure 2.25 pour le cas de référence et pour ces deux fréquences de perturbation.

Il est intéressant de noter que, dans les deux cas perturbés, une région de température moyenne supérieure à  $\theta = \theta_c = 0,5$  est présente au voisinage de la paroi horizontale supérieure. Ainsi, bien que la température moyenne de la zone de perturbation soit égale à  $\theta_c$ , la phase 'chaude' de la perturbation (pour laquelle  $\theta_p > \theta_c$ ) engendre une élévation de la température du fluide, élévation qui persiste même pendant la phase 'froide' du cycle. Cette région est responsable de la valeur négative prise par  $Nu_c(Z)$  pour  $Z > 0,96$  (cf. Fig. 2.24 (gauche), région 1).

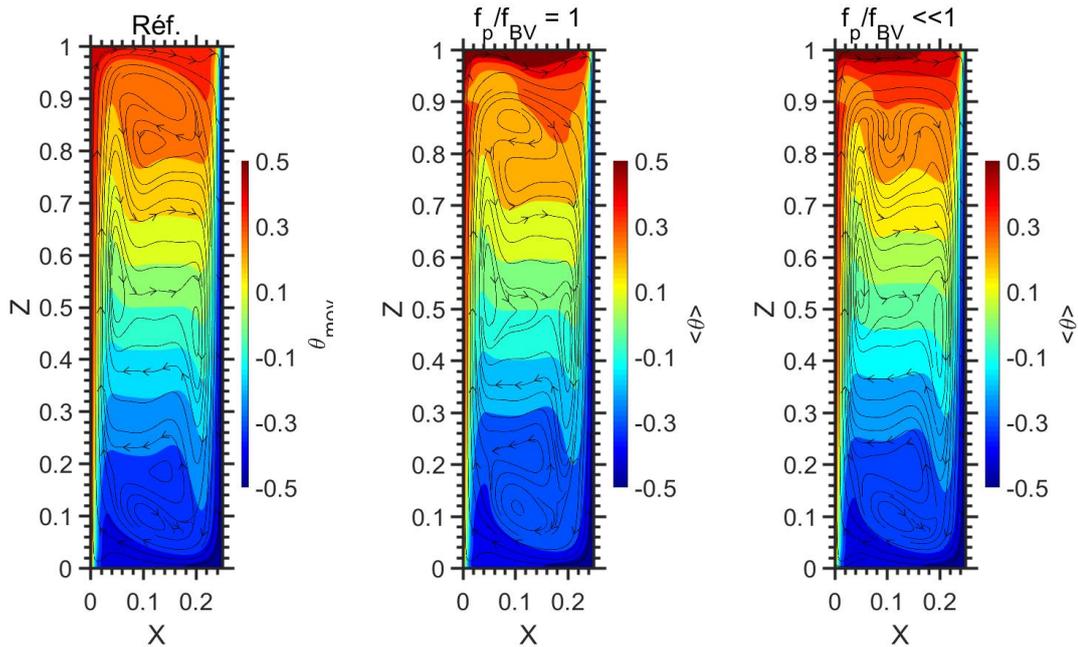


FIGURE 2.25 – Champs de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  dans le cas de référence (gauche) et pour les fréquences  $f_p/f_{BV} = 1$  (centre) et  $f_p/f_{BV} \ll 1$  (droite) à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; les lignes de courant de l'écoulement moyen sont superposées

On observe également que l'écoulement est perturbé dans la zone supérieure de la cavité. Pour  $f_p/f_{BV} = 1$ , la recirculation du fluide près de la paroi haute est modifiée, tandis que pour  $f_p/f_{BV} \ll 1$  un effet de blocage est observé : en fin de couche limite chaude, la partie du fluide située du côté extérieur de la couche limite retombe dans le cœur, car sa température est plus basse que celle dans la zone tout en haut.

L'analyse du comportement instationnaire de ces écoulements peut être conduite sur les fréquences apparaissant dans l'écoulement. Les spectres sur la température au centre de la cavité ( $X = 0,125$ ;  $Z = 0,50$ ) pour les fréquences de perturbation  $f_p/f_{BV} = 1$  et  $f_p/f_{BV} \ll 1$  sont tracés en Figure 2.26. Ils sont obtenus par FFT en prenant la moyenne de 2 signaux comprenant respectivement  $2^{10} = 1024$  et  $2^{18} = 262144$  points. Les spectres tracés ici se retrouvent de façon similaire dans l'ensemble de la cavité, ainsi que sur les composantes de vitesse : la perturbation affecte la totalité de l'écoulement (cf. Annexe B).

Pour  $f_p/f_{BV} = 1$  (cf. Fig. 2.26 (haut)), on observe que l'écoulement bat à la fréquence de perturbation et que les harmoniques de cette fréquence sont présentes. Ces harmoniques témoignent d'une déformation du signal de perturbation sinusoïdal (qui lui ne présente pas d'harmoniques).

Pour  $f_p/f_{BV} \ll 1$ , le spectre est très dense à cause des nombreuses harmoniques de  $f_p$  (bien visibles sur l'agrandissement en Fig. 2.26 (bas)). Ces harmoniques commencent à diminuer en amplitude à partir de  $f_{BV} = 0,134$ , car  $f_{BV}$  est la fréquence de coupure pour les ODG internes (XIN et LE QUÉRÉ [2006]). Cependant pour  $0,4 < f < 0,6$ , des pics d'amplitudes émergent nettement du spectre. Ces pics sont répartis en plusieurs domaines, chaque domaine étant basé sur l'une des fréquences caractéristiques associées aux ondes de Tollmien-Schlichting (qui ont été préalablement identifiées au paragraphe 2.4.2; seul le domaine correspondant à la première fréquence caractéristique  $f_1$  est légèrement décalé vers la gauche, probablement parce que le code numérique utilisé détecte également avant la transition une fréquence légèrement inférieure à  $f_1$ ). On voit que perturber l'écoulement à très basse fréquence a excité les ondes responsables de la transition vers l'instationnarité, et ceci sur l'ensemble de leur gamme de fréquences.

Un examen détaillé de l'évolution temporelle des nombres de Nusselt globaux, en Figure 2.27, montre que ces fluctuations n'opèrent que durant une courte partie d'un cycle de perturbation, au moment où la température de perturbation se situe juste après sa valeur minimale du cycle. Elles ont pour origine la formation d'ondes de gravité, qui s'amortissent rapidement au profit des ondes de TS. Cette baisse de la température propagée au voisinage de la paroi froide est donc suffisante pour déclencher la transition à l'instationnarité. À noter que cette transition n'est pas permanente, elle prend fin lorsque la température de perturbation augmente de nouveau.

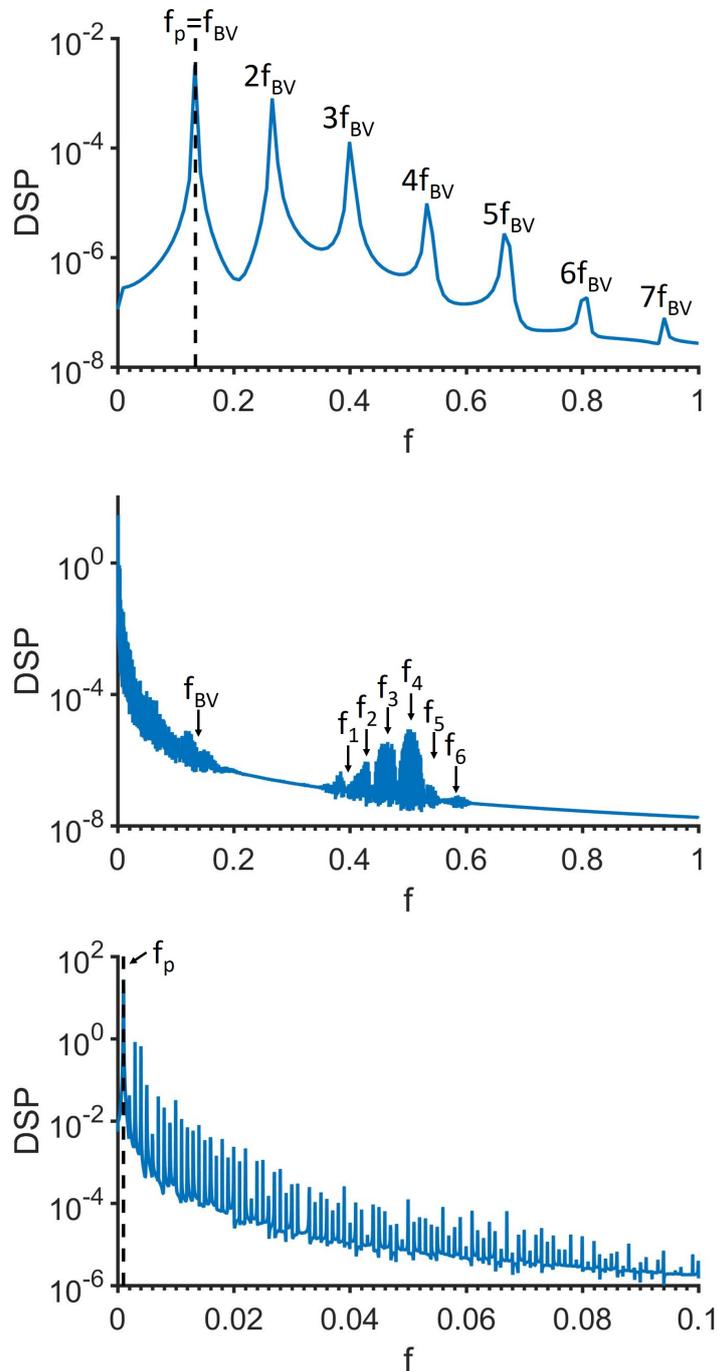


FIGURE 2.26 – Spectres sur la température au centre de la cavité ( $X = 0,125$ ;  $Z = 0,50$ ), calculés par moyenne sur 2 signaux à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; (haut)  $f_p/f_{BV} = 1$ ,  $N_{int} = 2^{10}$ ; (centre)  $f_p/f_{BV} \ll 1$ ,  $N_{int} = 2^{18}$ ; (bas) agrandissement sur le spectre à  $f_p/f_{BV} \ll 1$  pour  $f \leq 0,1$ ; la fréquence de perturbation est représentée par un trait pointillé, et les fréquences caractéristiques des ondes de Tollmien-Schlichting sont indiquées

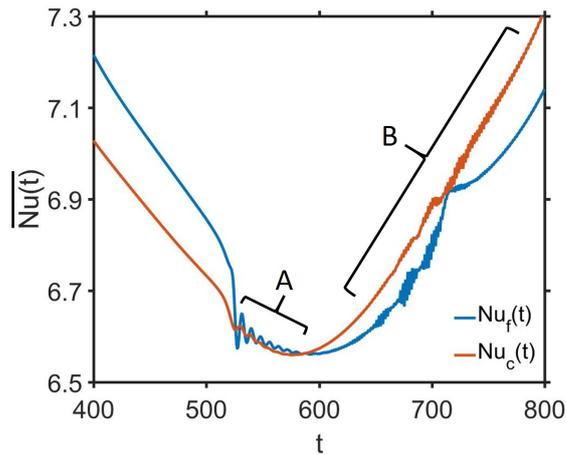


FIGURE 2.27 – Agrandissement de la Figure 2.22 (a) pour  $f_p/f_{BV} \ll 1$  au voisinage des minimums des courbes de  $Nu_f(t)$  et  $Nu_c(t)$ ; des ondes de gravité internes (région A) et des ondes de Tollmien-Schlichting (région B) se développent puis s’amortissent

Finalement, une étude sur le nombre de Rayleigh a été conduite entre  $5,00 \times 10^6$  et  $2,00 \times 10^8$  à la fréquence  $f_p/f_{BV} = 1$ . L’évolution du gain sur Nu est tracée en Figure 2.28 (gauche).  $\%G_{Nu}$  augmente lorsque l’on se rapproche du nombre de Rayleigh critique, puis se stabilise autour de 2,8% en régime instationnaire. Les amplitudes relatives  $A(Nu_c)$  et  $A(Nu_f)$ , tracées en Figure 2.28 (droite), sont stables sur toute la plage de  $Ra_H$  décrite. Cela signifie que les amplitudes réelles progressent de la même façon que le nombre de Nusselt global, en  $Ra_H^{1/4}$ . Les fluctuations des transferts de chaleur globaux ne sont donc pas directement responsables de l’augmentation observée sur le transfert moyen : c’est l’approche puis le passage du nombre de Rayleigh critique qui va permettre cette augmentation des transferts.

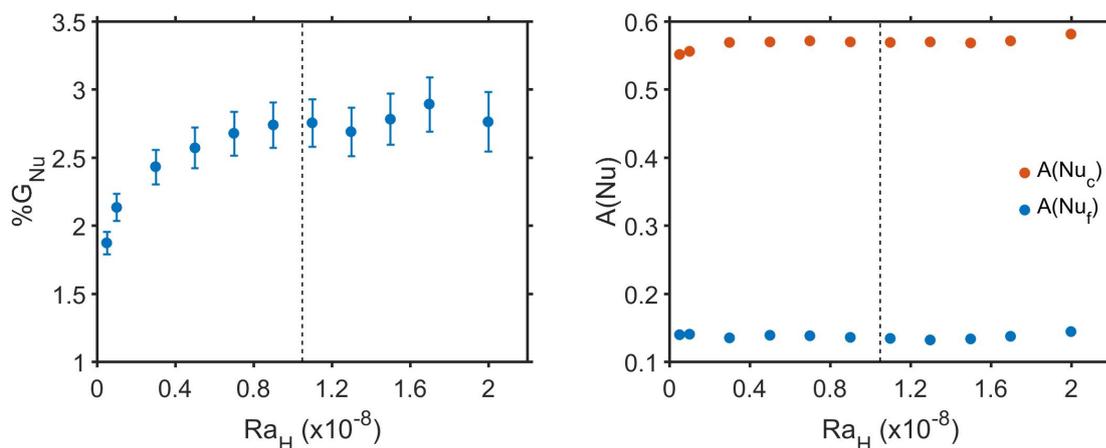


FIGURE 2.28 – (Gauche) Gain sur le nombre de Nusselt  $\%G_{Nu}$  et (droite) amplitude réduite en paroi chaude  $A(Nu_c)$  et froide  $A(Nu_f)$  en fonction du nombre de Rayleigh pour  $f_p/f_{BV} = 1$ ; (trait pointillé vertical) nombre de Rayleigh de transition à l’instationnarité

## 2.7 Conclusion sur l'étude numérique

Un code de calcul CFD a été utilisé pour modéliser l'écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée. Une première étape de validation a permis de vérifier le bon accord du modèle numérique avec des résultats issus de la littérature. Pour cela, un ensemble contraignant de critères de comparaison a été utilisé, notamment concernant la transition vers la turbulence et les fréquences et nombres de Rayleigh critiques associés.

Une fois cette validation effectuée, une perturbation d'origine thermique a été introduite dans l'écoulement. Cette perturbation consiste en la modification locale de la température de paroi, imposée dans le modèle en tant que condition aux limites. La particularité de cette étude en comparaison d'études antérieures, est le caractère localisé de cette perturbation (appliquée seulement sur une zone de faible étendue de la paroi chaude). Deux perturbations ont été étudiées successivement.

La première perturbation a consisté en la modification de la température en début de couche limite chaude. Lorsqu'une composante fluctuante est ajoutée, la fréquence choisie est celle de la première fréquence de battement des couches limites. La position de la zone de perturbation a été choisie en conséquence afin de perturber les ondes de couches limites. Cette perturbation a conduit à la formation d'un panache thermique se propageant dans l'ensemble de l'écoulement. Une augmentation ou une réduction des transferts de chaleur globaux est observée selon le sens de changement de la température imposée (respectivement supérieure ou inférieure à la température de paroi chaude). Le fait d'ajouter une composante fluctuante, dont la fréquence est égale à la première fréquence de battement des couches limites, ne modifie que faiblement ces résultats, en atténuant légèrement le changement par rapport au cas de référence. De plus, on observe les mêmes changements sur les transferts de chaleur que l'on se place à un nombre de Rayleigh inférieur ou supérieur au nombre de Rayleigh de transition à l'instationnarité. Concernant la topologie de l'écoulement, les champs de la vitesse moyenne sont peu impactés par l'introduction de cette perturbation, contrairement aux champs instantanés. Ceux-ci présentent dans certains cas un comportement oscillatoire, avec notamment la transition de l'écoulement vers un régime similaire à celui du premier mode instationnaire.

Pour la seconde perturbation étudiée, le caractère oscillatoire de la perturbation a été conservé, mais l'oscillation est désormais centrée autour de la température de paroi chaude (perturbation sans apport énergétique moyen). L'objectif a été d'étudier si l'excitation des ondes de gravité à la place ou en supplément des ondes de couche limite peut agir de façon significative sur les transferts, par un choix approprié de la fréquence de perturbation et de la position de perturbation (tout en restant avec une zone de perturbation de faible étendue spatiale). L'étude paramétrique sur la position

de la perturbation a montré que sa position optimale du point de vue des transferts de chaleur se situe sur la partie la plus élevée de la paroi chaude, contrairement à ce qui avait été imaginé pour la première perturbation où l'objectif était d'exciter les ondes de Tollmien-Schlichting. On a observé une augmentation significative des transferts de chaleur en particulier pour 2 fréquences de perturbation. La première correspond à la fréquence du mode fondamental des ondes de gravité internes, en accord avec la littérature qui notait également (dans une configuration différente) un phénomène de résonance à cette fréquence. Cependant, des gains plus importants ont été observés lorsque la fréquence tend vers 0. Un comportement asymptotique a été noté, c'est pourquoi la fréquence de résonance des ondes de gravité et la plus basse des fréquences testées ont été étudiées plus en profondeur. La perturbation à ces deux fréquences conduit à la formation d'une zone de température plus élevée que la température de paroi chaude, localisée dans la partie supérieure de la cavité, et se maintenant durant une grande partie d'un cycle de perturbation. Il a été montré que la très basse fréquence a excité non seulement les ondes de gravité, mais également les ondes de couche limite, contrairement à une perturbation à la fréquence de résonance des ondes de gravité. Pour une position de perturbation optimisée, la fréquence de résonance des ondes de gravité et la très basse fréquence conduisent respectivement à des gains sur les transferts de 2,7% et 3,9%.

Ces résultats montrent la pertinence d'introduire une perturbation localisée au sein d'un écoulement en cavité différentiellement chauffée. Cette perturbation étant difficile à reproduire par la voie expérimentale, un autre type de perturbation localisée sera utilisée sur une cavité réelle afin d'observer si des effets sont également présents, notamment sur les transferts thermiques aux parois. Avant de présenter les résultats de cette étude expérimentale, nous allons commencer par décrire le dispositif utilisé et la métrologie associée dans le chapitre suivant.

# Chapitre 3

## Dispositif expérimental, métrologie et comparaison aux études existantes

### Sommaire

---

<b>3.1 Introduction</b> . . . . .	<b>67</b>
<b>3.2 La cavité différentiellement chauffée</b> . . . . .	<b>68</b>
3.2.1 Dimensions de la cavité . . . . .	68
3.2.2 Caractéristiques des parois - cavités de garde . . . . .	68
3.2.3 Contrôle de la température des parois isothermes . . . . .	69
3.2.4 Plage de fonctionnement . . . . .	71
<b>3.3 Mesure de température par micro-thermocouple</b> . . . . .	<b>72</b>
3.3.1 Caractéristiques du micro-thermocouple . . . . .	72
3.3.2 Système de déplacement . . . . .	73
3.3.3 Stabilité de la soudure froide . . . . .	73
3.3.4 Chaîne d'acquisition . . . . .	74
3.3.5 Caractéristiques dynamiques du micro-thermocouple . . . . .	76
3.3.6 Convergence statistique des acquisitions . . . . .	77
3.3.7 Incertitude sur la température et le nombre de Rayleigh . . . . .	78
<b>3.4 Mesure du flux de chaleur local</b> . . . . .	<b>79</b>
3.4.1 Principe . . . . .	79
3.4.2 Incertitude sur le nombre de Nusselt local . . . . .	80
<b>3.5 Tomographie laser</b> . . . . .	<b>81</b>
<b>3.6 Mesure de vitesse par PIV</b> . . . . .	<b>85</b>
3.6.1 Présentation . . . . .	85
3.6.2 Moyens expérimentaux . . . . .	86
3.6.3 Traitement des images . . . . .	87
3.6.4 Incertitudes sur la vitesse . . . . .	88
<b>3.7 Fréquences et nombres de Rayleigh critiques</b> . . . . .	<b>90</b>
<b>3.8 Température et transferts de chaleur à <math>Ra_H = 0,92 \times 10^8</math></b> . . . . .	<b>94</b>

3.8.1 Stratification thermique . . . . .	94
3.8.2 Profil de température à mi-hauteur . . . . .	95
3.8.3 Transferts de chaleur . . . . .	96
<b>3.9 Champs de vitesse par PIV . . . . .</b>	<b>98</b>
3.9.1 Profil de vitesse . . . . .	98
3.9.2 Bidimensionnalité de l'écoulement moyen dans le plan médian . . . . .	98
3.9.3 Débits volumiques moyens . . . . .	101
3.9.4 Extrema de vitesse . . . . .	103
<b>3.10 Conclusion . . . . .</b>	<b>105</b>

---

## 3.1 Introduction

Après avoir effectué une étude numérique (décrite au Chapitre 2), une étude expérimentale a été menée au cours de ce travail de thèse. Dans cette étude, une cavité précédemment construite par SKURTYS [2004] a été ré-utilisée. De nombreuses modifications ont néanmoins été apportées, à la fois sur le dispositif expérimental et sur les moyens de mesure : changement des bains cryostatés, changement du plafond de la cavité et du système de déplacement du micro-thermocouple, remplacement de l'isolation thermique...

Dans ce chapitre, nous détaillerons tout d'abord les caractéristiques de la cavité différemment chauffée expérimentale et les techniques de métrologie. Des mesures qualitatives visant à caractériser la topologie de l'écoulement ont d'abord été réalisées par tomographie laser. La métrologie utilisée pour les mesures quantitatives se classe en deux catégories : la métrologie de mesure de température et de transfert de chaleur, au moyen d'un micro-thermocouple mobile dans la cavité, et la métrologie de mesure de vitesse par vélocimétrie par images de particules (PIV). Ces deux types de mesure sont nécessaires pour décrire pleinement l'écoulement de convection naturelle.

Dans un second temps, les mesures effectuées sur cette cavité seront comparées avec des études antérieures. Ces études sont issues de la littérature et sont basées sur deux types d'approches : l'approche numérique avec les travaux de GADOIN et al. [2001] et de XIN et LE QUÉRÉ [2006], et l'approche expérimentale avec les travaux de SKURTYS [2004]. En l'absence de données issues des études numériques antérieures, les données de comparaison proviendront de l'étude numérique effectuée au cours de cette thèse (dont la validation des méthodes numériques a été montrée au Chapitre 2). La comparaison des résultats expérimentaux avec ceux des études antérieures sera effectuée sur trois aspects : tout d'abord sur les caractéristiques de la transition du régime stationnaire au régime instationnaire (fréquences et nombres de Rayleigh critiques), puis sur les aspects thermiques (températures et transferts de chaleur) et enfin sur la dynamique de l'écoulement (profils de vitesse, vitesses caractéristiques...).

Si la comparaison de nos résultats avec les études antérieures est satisfaisante, cela signifiera à la fois que la cavité expérimentale possède les conditions aux limites attendues pour l'écoulement, et aussi que les moyens de mesures sont à même de capter précisément les écoulements et les transferts associés. Dans ces conditions, cet écoulement qui formera le cas de référence pourra être perturbé ultérieurement, ce qui fera l'objet du Chapitre 4.

## 3.2 La cavité différentiellement chauffée

### 3.2.1 Dimensions de la cavité

La cavité différentiellement chauffée (CDC) de l'étude expérimentale est un parallélépipède aux dimensions intérieures suivantes : largeur  $L = 12$  cm, profondeur  $P = 14$  cm, hauteur  $H = 48$  cm. Dans le système de coordonnées utilisé, ces 3 dimensions sont respectivement associées aux axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . À partir de ces 3 dimensions, nous obtenons les rapports de forme suivants :  $A_v = \frac{H}{L} = 4$  et  $A_h = \frac{P}{L} = 1,167$ . Le choix de ces rapports de forme provient des considérations de (NDAMÉ [1992]) :

- pour  $A_v \geq 4$  et  $A_h \leq 1,37$ , la première instabilité apparaissant dans l'écoulement est de type ondes progressives de Tollmien-Schlichting se propageant dans les couches limites verticales
- pour  $A_v = 4$ , ces instabilités sont indépendantes des conditions aux limites sur les parois latérales (qui ne sont pas parfaites en cas réel)

Plus d'informations sur ces considérations ont été données au paragraphe 1.6.

### 3.2.2 Caractéristiques des parois - cavités de garde

Les parois verticales, associées à une condition aux limites de type isotherme, sont réalisées en duralumin (conductivité  $\lambda = 164 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) d'épaisseur 5mm polies sur leur surface (émissivité  $\epsilon = 0,2 - 0,3$ ). Une fente verticale de largeur 10mm est située à mi-profondeur de la paroi froide afin de permettre le passage d'une nappe laser pour les mesures par PIV (cf. Fig. 3.1).

Les parois horizontales sont réalisées en polystyrène expansé (*Styrodur*®), présentant une faible conductivité ( $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), et recouvert par une feuille d'aluminium d'épaisseur 95 $\mu\text{m}$  afin de minimiser les échanges radiatifs ( $\epsilon = 0,080 \pm 0,005$ ). Les épaisseurs des parois haute et basse sont respectivement de 9cm (ou 16cm, selon le plafond utilisé) et 11cm. En pratique, l'écart maximal de température entre les faces intérieure et extérieure de ces parois est de 5°C, si bien que la perte de chaleur par conduction n'y excède pas 0,03 W. Une structure en PVC placée sur leur face externe leur apporte de la rigidité, et introduit une résistance thermique supplémentaire.

La cavité de mesure est encadrée par deux cavités, dites 'de garde', de mêmes dimensions que la cavité de mesure et situées devant et derrière celle-ci (cf. Fig. 3.2). Les deux cavités de garde sont différentiellement chauffées de la même façon que la cavité de mesure, afin qu'il s'y établisse le même écoulement de convection naturelle. Dans ces conditions, les parois séparant les cavités sont des plans de symétrie, ce qui assure l'adiabaticité de ces parois. Ces trois cavités (la cavité de mesure et les deux cavités de garde) sont séparées par des parois transparentes pour permettre la visualisation de l'écoulement. Ces parois sont

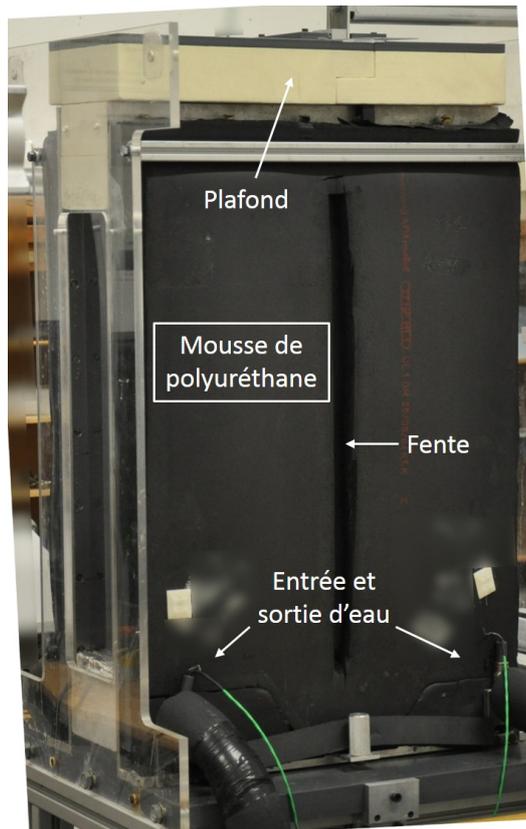


FIGURE 3.1 – Photographie de la cavité vue de côté

en polycarbonate *Makrolon*® ( $\lambda = 0,19 - 0,22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $\epsilon \in [0,92; 1]$ ) d'épaisseur 1mm. Elles peuvent alors introduire des échanges par rayonnement, à la différence de l'étude numérique. Les deux cavités de garde sont isolées de l'extérieur par une lame d'air de 2cm, séparée de l'ambiance au moyen d'une autre plaque en *Makrolon*®.

### 3.2.3 Contrôle de la température des parois isothermes

La température des parois isothermes est imposée par une circulation d'eau glycolée sur leur face extérieure. Cette circulation se fait au sein de 10 canaux verticaux organisés en serpentins et situés entre les parois en duralumin et une plaque en PVC extrudée de 2cm d'épaisseur. La plaque en PVC est recouverte de mousse en polyuréthane pour minimiser les échanges vers l'extérieur (cf. Fig. 3.1). La circulation de l'eau glycolée, contrôlée en température, est réalisée par deux bains cryostatés *Huber*® CC-410wl (débit maximal 22L/min, stabilité en température en sortie 0,02°C).

Afin de s'assurer que les parois en duralumin sont uniformes en température, l'écart de température entre l'entrée et la sortie de ces canaux est mesuré par deux thermocouples montés en opposition. Cet écart  $T_s - T_e$  est égal à 0,07°C. En l'absence d'échange de chaleur de ces canaux autre que celui vers les parois, nous avons le bilan thermique suivant :

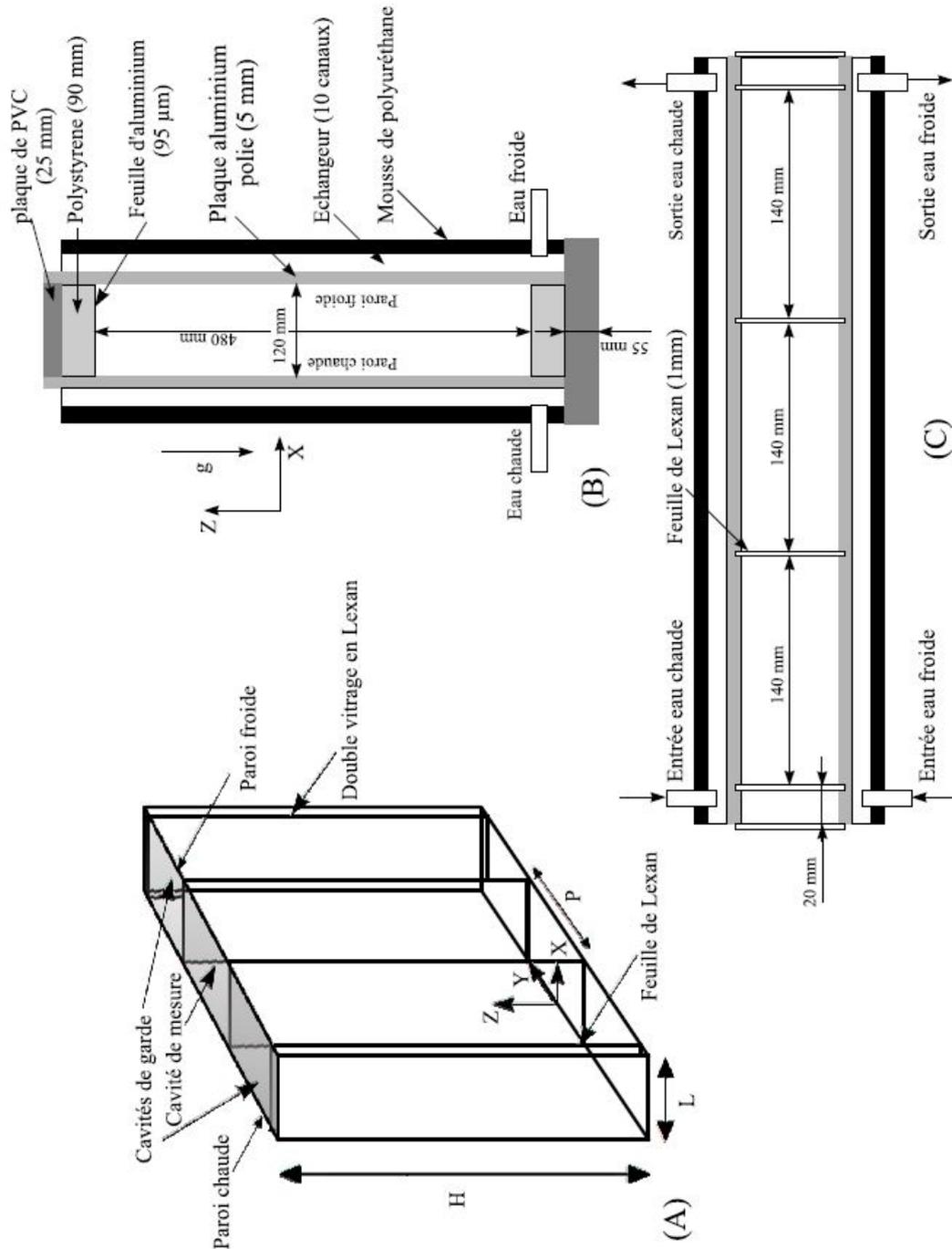


FIGURE 3.2 – Schéma de la cavité d’après SKURTYS [2004]; (A) vue en perspective; (B) coupe verticale; (C) coupe horizontale

$$\begin{aligned} \Phi_{conv} &= \Phi_{cond} \\ \dot{m}C_p(T_s - T_e) &= \lambda_{dural}S \frac{\Delta T}{e_{dural}} \end{aligned} \quad (3.1)$$

avec  $\dot{m}$  débit massique au sein des canaux,  $\lambda_{dural}$  et  $e_{dural}$  conductivité thermique et épaisseur des plaques en duralumin,  $S$  surface de la paroi et  $\Delta T$  l'écart moyen de température entre les deux faces. Avec les valeurs du Tableau 3.1, on obtient  $\Delta T < 0,01^\circ\text{C}$  : le gradient thermique dans l'épaisseur des parois en duralumin est inférieur à quelques centièmes de degré, et donc la température imposée sur les parois isothermes est bien celle de l'eau circulant dans les canaux.

$\dot{m}$ [ $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ]	$C_p$ [ $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ]	$\lambda_{dural}$ [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ]	$S$ [ $\text{m}^2$ ]	$e_{dural}$ [m]
0,11	912	164	0,202	0,005

TABLEAU 3.1 – Valeurs des propriétés utilisées pour le calcul du gradient au sein des parois actives

### 3.2.4 Plage de fonctionnement

La hauteur de la cavité  $H = 0,48$  cm a été choisie pour atteindre un nombre de Rayleigh  $Ra_H$  proche de  $10^8$  pour une plage de température accessible par les bains cryostatés. Ainsi la plage  $Ra_H \in [5 \times 10^7; 3 \times 10^8]$  est accessible pour un écart de température entre les deux parois isothermes  $\Delta T$  compris entre  $4,5^\circ\text{C}$  et  $27^\circ\text{C}$ . Cette plage de température est adaptée aux conditions expérimentales : en effet si  $\Delta T$  est trop faible, l'incertitude sur  $\Delta T$  et donc sur  $Ra_H$  devient trop importante ; en revanche si  $\Delta T$  devient trop grand, (i) la température du bain froid se rapproche du point de solidification de l'eau ( $T_f \leq 0^\circ\text{C}$ ) et (ii) la vapeur d'eau de l'air peut se condenser sur la paroi froide ( $T_f \leq T_{rosée}$ ). De plus, si  $\Delta T$  est grand, on ne peut plus utiliser l'approximation de Boussinesq et ainsi une comparaison avec des simulations numériques utilisant cette approximation pose problème.

Une précaution particulière a été prise pour que la température moyenne des deux bains cryostatés,  $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$ , soit la plus proche possible de la température ambiante de la pièce (mesurée par une sonde Pt100 à proximité de la cavité), afin de réduire au maximum les déperditions de chaleur entre la cavité et l'ambiance. En pratique, cet écart de température entre  $T_0$  et la température ambiante est inférieur à  $0,5^\circ\text{C}$ . L'écart de température entre les deux parois isothermes  $\Delta T$  est également ajusté vis-à-vis de l'évolution de la température ambiante pour conserver un même nombre de Rayleigh de la cavité.

### 3.3 Mesure de température par micro-thermocouple

#### 3.3.1 Caractéristiques du micro-thermocouple

Au sein de la cavité, la température est mesurée en un point de l'espace par un micro-thermocouple mobile. Un thermocouple permet de déterminer une différence de température en mesurant la tension entre deux fils de matériaux différents soudés l'un à l'autre (formant la 'soudure chaude'). Cette tension mesurée correspond à la force électromotrice (f.e.m) générée par migration des électrons induite par le gradient de température : c'est l'effet Seebeck. Le micro-thermocouple utilisé est de type K (Chromel/Alumel) et de diamètre  $12,7\mu\text{m}$  (Fig. 3.3 (droite)). Il est compensé par un second thermocouple (thermocouple en opposition, la 'soudure froide') formant ainsi un schéma électrique appelé montage en opposition : dans ce cas, la différence de température se situe entre le micro-thermocouple (soudure chaude) et la soudure froide.

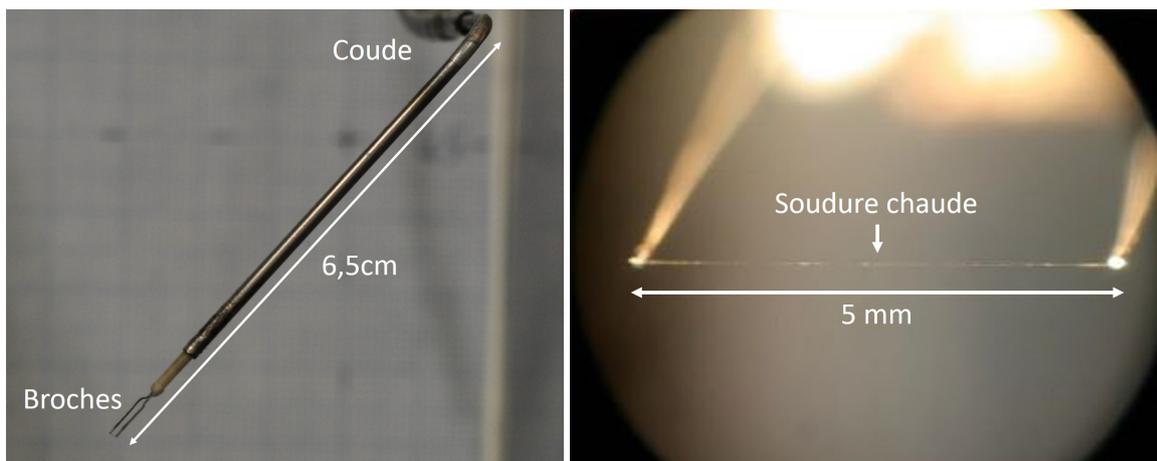


FIGURE 3.3 – (Gauche) Agrandissement sur l'extrémité de la canne support du micro-thermocouple; (droite) agrandissement sur la soudure chaude du micro-thermocouple entre les broches (BELLEOUD [2016])

Le micro-thermocouple est réalisé au laboratoire par jonction thermo-électrique sous microscope. Il est disposé entre deux broches distantes de 5mm, à l'extrémité d'une canne rigide en aluminium de 6mm de diamètre et de longueur 70cm. La canne est de faible diamètre et est positionnée dans un plan décalé vis-à-vis du plan de mesure afin d'être aussi peu intrusive que possible. Un coude à 6,5cm de la soudure chaude permet de régler l'inclinaison du micro-thermocouple, fixée à  $45^\circ$  vis-à-vis de l'écoulement (cf. Fig. 3.3 (gauche)), dans le sens opposé pour ne pas le perturber. Les deux broches sont placées parallèlement aux parois, au sein d'une même isotherme, afin d'éviter toute conduction de chaleur au sein du fil supportant la jonction.

### 3.3.2 Système de déplacement

La canne supportant le micro-thermocouple doit pouvoir se déplacer de façon à permettre au micro-thermocouple de parcourir le plan vertical médian de la cavité, à mi-profondeur (plan  $y=7\text{cm}$  soit  $Y=0,146$ ). Pour ce faire, la paroi haute (plafond) a été extrudée sur une largeur de 6mm. Un système par glissement sur rainures est installé sur la face externe du plafond (cf. Fig. 3.4 (droite)), afin de minimiser l'impact de cette ouverture sur l'écoulement de la cavité. Une languette en polycarbonate, solidaire de la canne, se déplace au sein d'une rainure recouverte également de polycarbonate afin de réduire les frottements. La rainure a une longueur de 8cm, inférieure à la largeur de la cavité afin de réduire la zone extrudée. Le plafond peut se séparer en deux parties (de chaque côté de la rainure, cf. Fig. 3.4 (gauche)) pour permettre l'accès à l'intérieur de la cavité.

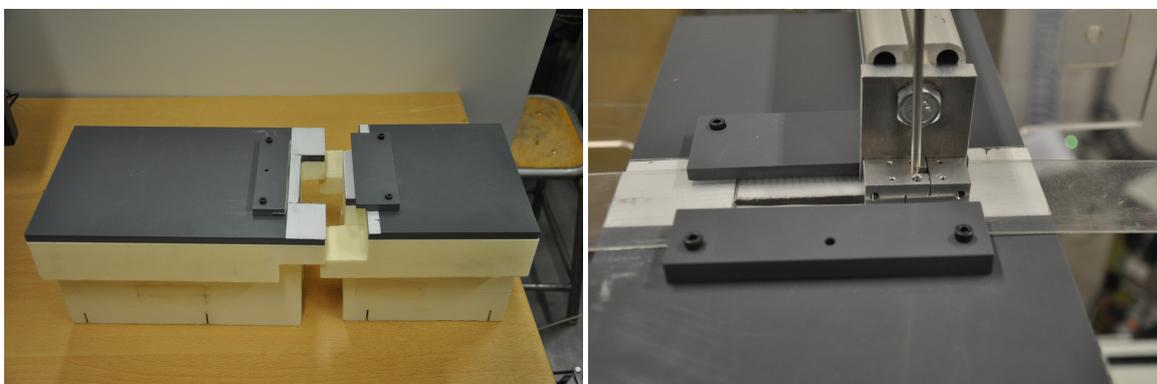


FIGURE 3.4 – (Gauche) Photographie de la paroi haute (plafond) avec séparation en deux parties; (droite) languette en polycarbonate avec fixation de la canne du micro-thermocouple, installée dans une rainure sur la plafond

Le déplacement de la canne au sein de la cavité est assuré par un système motorisé *CharlyRobot*® à deux axes orthogonaux (cf. Fig. 3.5 (gauche)). Le déplacement se fait par rotation de vis sans fin, chaque impulsion électrique entraînant un déplacement sur  $6,5\mu\text{m}$ . Le déplacement de chaque axe est contrôlé par un programme implémenté sous *Labview*®. La canne est reliée à l'axe vertical par deux profilés placés horizontalement. Utiliser deux profilés au lieu d'un seul permet de ne pas entrainer de flexion de la canne par frottements dans la rainure, qui pourraient induire des erreurs de position.

### 3.3.3 Stabilité de la soudure froide

La soudure froide du micro-thermocouple nécessite d'être insérée dans un environnement stable en température durant toute la durée d'une acquisition. À cet effet, la soudure froide est installée dans un bloc en aluminium, lui-même plongé dans un bain d'eau assurant une grande stabilité thermique. Ce bain d'eau est isolé de l'extérieur par une paroi double-peau. La température de la soudure froide est mesurée par une thermistance Pt100 insérée dans une chemise au contact direct de la soudure froide. Pour les mesures

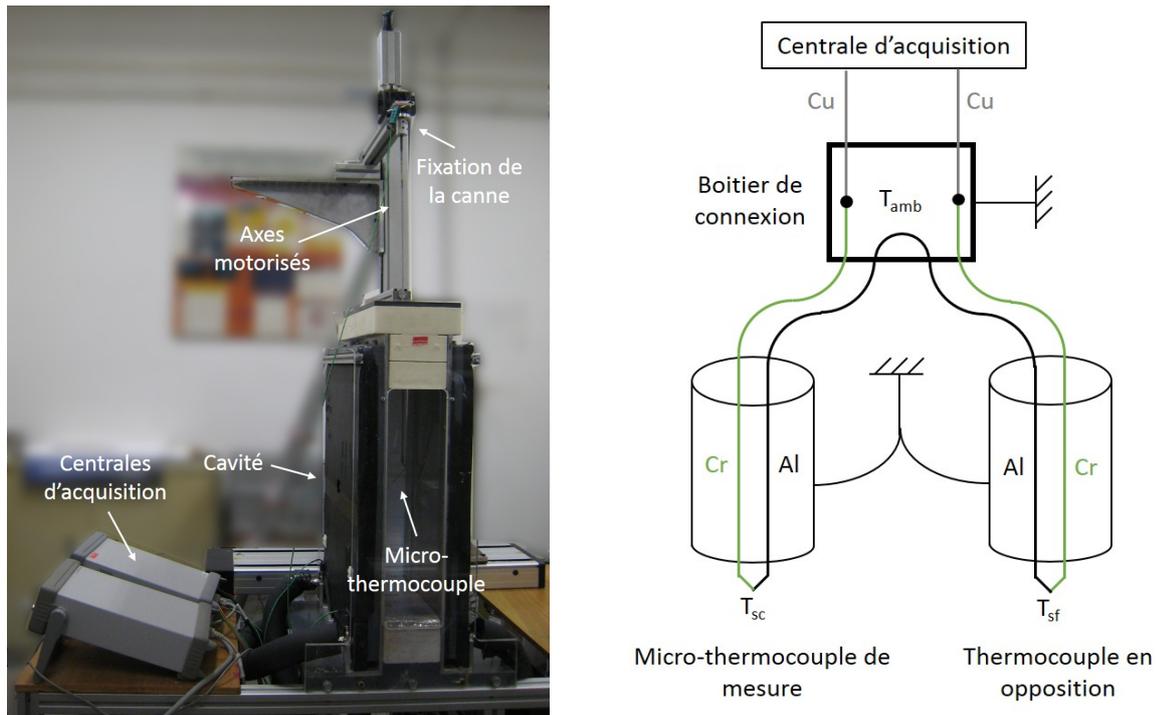


FIGURE 3.5 – (Gauche) Photographie de la cavité avec le dispositif d’acquisition de température ; (droite) schéma du circuit électrique du micro-thermocouple (Cu : cuivre, Cr : Chromel, Al : Alumel,  $T_{sc}/T_{sf}$  : températures de soudure chaude/froide,  $T_{amb}$  : température ambiante)

réalisées (sur des durées maximales de 205s), la dérive de température de soudure froide est inférieure à  $0,005\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

### 3.3.4 Chaîne d’acquisition

Les fils de Chromel et d’Alumel du micro-thermocouple et du thermocouple en opposition sont torsadés, dans le but d’éviter la formation d’une boucle électrique qui serait sensible aux perturbations électro-magnétiques (cf. Fig. 3.5 droite)). Le boîtier de jonction, formant une cage de Faraday isotherme, est relié à une centrale nano-voltmètre *Agilent*® 34420A (7½ digits, 18 bits). La résolution en tension de la centrale est de  $0,1\text{ nV}$ . En considérant que le coefficient de Seebeck est proche de  $40\mu\text{V}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$  (thermocouple de type K dans sa zone linéaire), on obtient une résolution en température de  $25\mu^{\circ}\text{C}$ .

Une précaution particulière a été prise concernant le calcul de la température de soudure chaude (température de mesure). En effet, cette température peut être obtenue par calcul direct, en convertissant la tension aux bornes du micro-thermocouple,  $\Delta E$ , en différence de température  $\Delta T$ , puis par ajout de la température de soudure froide  $T_{sf}$  selon le schéma de principe en Figure 3.6. Mais ce calcul par simple conversion donne une valeur de température de soudure chaude  $T_{sc}$  se révélant peu précise. En effet, nous utilisons des polynômes de conversion d’ordre élevé (permettant d’obtenir une tolérance plus faible), mais leur non-linéarité entraîne des erreurs dans le calcul par simple conversion. Pour améliorer la précision, il est nécessaire de convertir d’abord  $T_{sf}$  en tension  $E_{sf}$ , de

l'ajouter à  $\Delta E$  pour obtenir  $E_{sc}$  puis de reconvertir cette tension en  $T_{sc}$  (calcul par double conversion). Ainsi, la conversion tension vers température ne s'effectue plus seulement sur la tension aux bornes du micro-thermocouple, mais prend en compte également la température de soudure froide, préalablement convertie en tension.

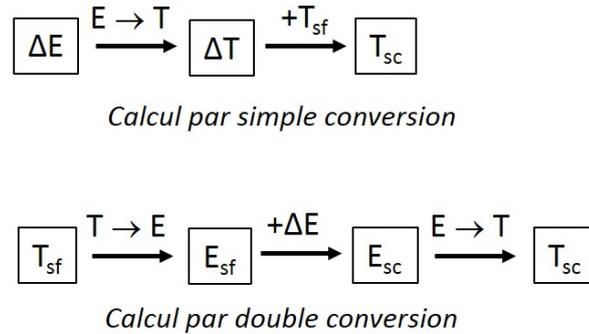


FIGURE 3.6 – Étapes de calcul de la température de soudure chaude  $T_{sc}$ , par simple conversion ou par double conversion

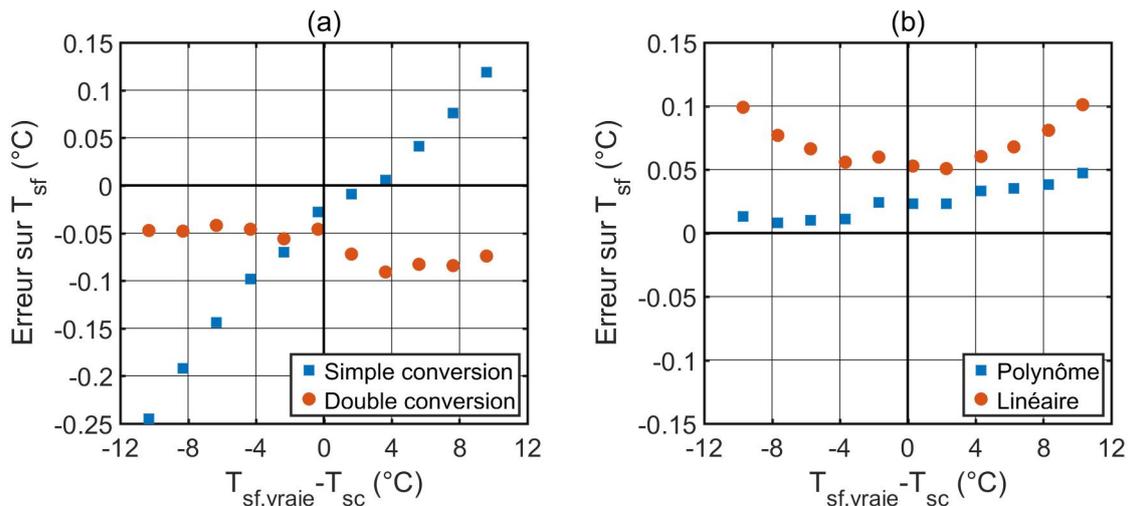


FIGURE 3.7 – Évolution de l'erreur sur la température de soudure froide (a) ou chaude (b) en fonction de l'écart de température aux bornes du micro-thermocouple; (a) comparaison par calcul simple conversion ou calcul double conversion; (b) comparaison de la conversion par polynôme ou par relation linéaire

Afin de quantifier ce gain de précision de mesure, nous avons fait varier la température de consigne du bain contenant la soudure froide entre 9°C et 29°C par pas de 2°C, tout en maintenant  $T_{sc}$  dans un bain de consigne à 19°C. L'enregistrement continu de  $T_{sc}$  montre que celle-ci est stable au centième de degré près. Comme la soudure froide est au contact direct d'une thermistance Pt100 (précision de l'ordre du centième de degré), nous avons une mesure précise de la température au niveau de la soudure froide, notée  $T_{sf,vraie}$ . Ainsi nous pouvons calculer  $T_{sf}$  par les 2 schémas de calcul évoqués précédemment et comparer avec  $T_{sf,vraie}$ . Cette erreur de mesure est tracée en Figure 3.7 (a) en fonction de l'écart réel entre les 2 soudures,  $T_{sf,vraie} - T_{sc}$ . On observe que

le calcul par simple conversion est très dépendant de cet écart : plus il est important, plus l'erreur sur le calcul de  $T_{sf}$  est grande. En revanche le calcul par double conversion permet de borner l'erreur sur  $T_{sf}$  due à la conversion tension  $\leftrightarrow$  température en dessous du dixième de degré.

Les conversions  $T \rightarrow E$  et  $E \rightarrow T$  utilisent des polynômes de degré 8 à 12 en fonction de la plage de température. Ces polynômes, issus de données de constructeurs en thermométrie, présentent une tolérance (c'est-à-dire une erreur de conversion) comprise entre  $0,02^\circ\text{C}$  et  $0,05^\circ\text{C}$ . Ces polynômes sont donnés en Annexe C. Afin de comparer leur précision avec une conversion linéaire (utilisant un coefficient de Seebeck  $Se$  constant), une régression linéaire sur la température de soudure chaude entre  $9^\circ\text{C}$  et  $29^\circ\text{C}$  est effectuée. Nous obtenons  $Se = 40,26 \pm 0,08 \mu\text{V} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$  pour une confiance à 95% (coefficient de corrélation  $R^2 > 0,999$ ). La comparaison de l'erreur faite sur  $T_{sc}$  entre l'utilisation des polynômes de conversion et l'utilisation de la relation linéaire est donnée en Figure 3.7 (b). Sur toute la plage étudiée, les polynômes de conversion se révèlent effectivement plus précis que la relation linéaire : erreur maximale sur la gamme considérée de  $0,05^\circ\text{C}$  pour les polynômes de conversion, contre  $0,10^\circ\text{C}$  pour la relation linéaire. Le calcul par double conversion utilisant les polynômes des données constructeurs est donc choisi pour les mesures de température.

### 3.3.5 Caractéristiques dynamiques du micro-thermocouple

Pour s'assurer que le micro-thermocouple mesure de façon correcte les fluctuations de température de son environnement, un modèle théorique a été utilisé en vue de calculer l'amortissement du micro-thermocouple. Cet amortissement correspond au pourcentage d'atténuation de l'amplitude du signal délivré par rapport à l'amplitude réelle des fluctuations de la température. L'amortissement peut être calculé en considérant une fonction de transfert du premier ordre (cf. SKURTYS [2004]) :

$$\frac{A_m}{A_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (3.2)$$

avec  $A_m$  amplitude mesurée,  $A_0$  amplitude réelle,  $\omega = 2\pi f$  pulsation d'excitation et  $\tau = \frac{\rho C_p V}{h_{cv} S}$  constante de temps du micro-thermocouple. En estimant le coefficient d'échange  $h$  par corrélation, nous trouvons une constante de temps  $\tau = 0,01\text{s}$ . Comme la fréquence de l'écoulement n'excède pas  $1\text{Hz}$ , l'amortissement est inférieur à  $1,7\%$ . Ainsi, la fréquence de coupure  $f_c = 1/(2\pi\tau) = 18\text{Hz}$  est de deux ordres de grandeur supérieurs à la fréquence de l'écoulement. Enfin, le coefficient d'échange radiatif, estimé en linéarisant le bilan de flux, est inférieur à  $5 \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  ; la comparaison avec le coefficient d'échange convectif  $h$  de l'ordre de  $10^3 \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  (corrélation de Hilpert pour un cylindre dans un écoulement à une vitesse égale à notre vitesse débitante) montre qu'il n'est pas nécessaire de procéder à une correction prenant en compte le rayonnement.

### 3.3.6 Convergence statistique des acquisitions

Chaque mesure de température en un point de l'espace nous renseigne sur l'évolution temporelle de la température en ce point. À partir de cette évolution temporelle, nous pouvons en déduire des grandeurs statistiques, en particulier la moyenne et l'écart-type qui nous intéresseront au cours de notre étude. Afin que les valeurs trouvées pour cette moyenne et cet écart-type aient un sens physique et puissent être exploitées correctement, il est nécessaire que le nombre d'acquisition, noté  $N$ , soit suffisant.

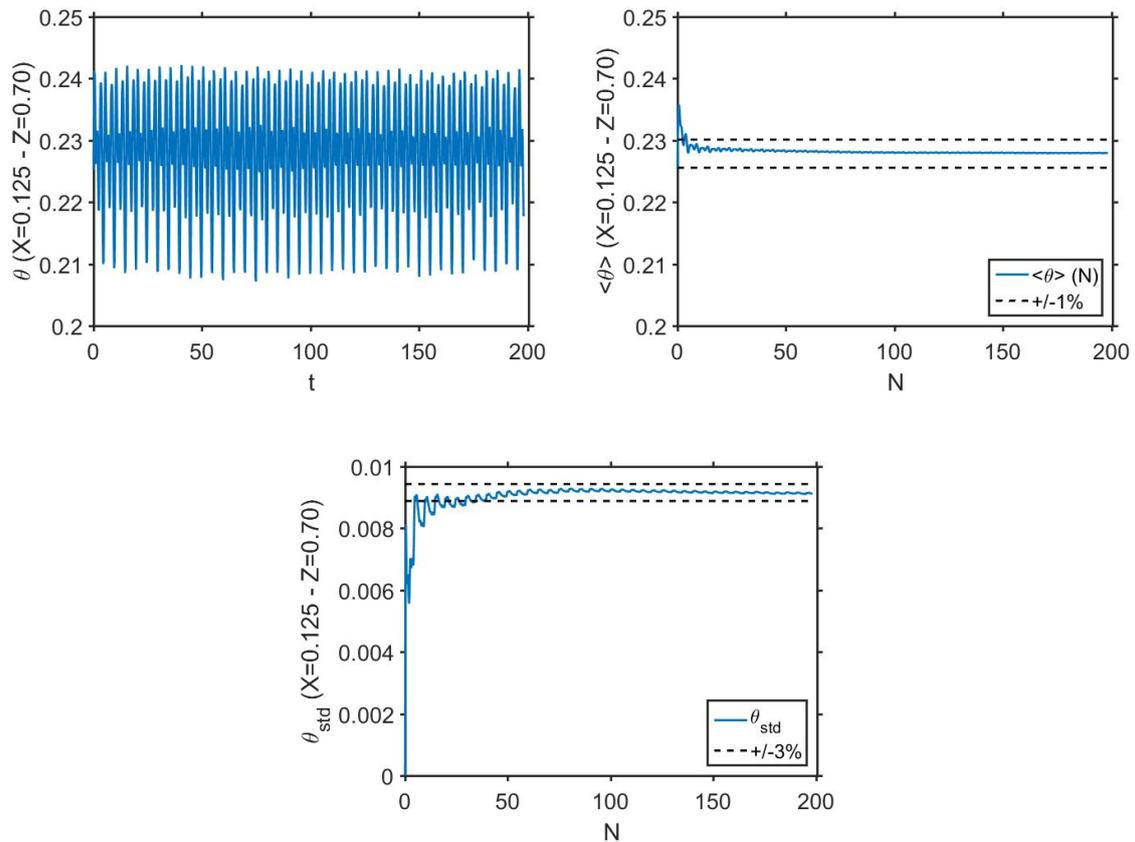


FIGURE 3.8 – Convergence statistique du signal de température en  $(X = 0,125; Z = 0,70)$  (haut) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  sur la moyenne (bas, gauche) et sur l'écart-type (bas, droite) selon le nombre d'acquisition  $N$ , pour  $N_{tot} = 1024$ ; les tolérances à  $\pm 1\%$  et  $\pm 3\%$  respectivement sur la moyenne et l'écart-type sont indiquées en traits pointillés

Les mesures de température effectuées pour les profils tracés sont réalisées à partir de  $N_{tot} = 1024$  acquisitions chacune. Pour vérifier si ce nombre total d'acquisition est suffisant, le signal temporel de  $\theta$  en  $(X = 0,125; Z = 0,70)$  à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  ainsi que les évolutions de la moyenne et de l'écart-type en fonction de  $N$  sont tracés en Figure 3.8. Le nombre de Rayleigh est tel que le régime est instationnaire, si bien que des fluctuations se développent et en ce point de mesure les fluctuations y sont importantes (bordure de couche limite, dans sa seconde moitié). On observe que la moyenne est rapidement égale à la moyenne à  $\pm 1\%$  près (calculée au bout de 2048 acquisitions, traits pointillés), de même concernant l'écart-type (en considérant pour celui-ci une tolérance

à  $\pm 3\%$ ). Le nombre total de 1024 acquisitions est donc suffisant pour obtenir la convergence statistique sur nos mesures de température.

### 3.3.7 Incertitude sur la température et le nombre de Rayleigh

Plusieurs types d'erreurs viennent entacher la valeur de la température réduite,  $\theta$ . Il y a tout d'abord l'erreur sur la valeur de la température de soudure froide, l'erreur sur la tension relevée par la centrale d'acquisition, l'erreur de conversion en température et enfin l'erreur sur les températures de parois.

La température de soudure froide  $T_{sf}$  est mesurée par une thermistance Pt100. Sa précision de mesure est de  $0,01^\circ\text{C}$  tandis que sa conversion (Résistance  $\rightarrow$  Température) engendre une erreur maximale de  $0,02^\circ\text{C}$ , si bien que l'erreur sur la température de soudure froide est  $\delta(T_{sf}) = 0,03^\circ\text{C}$

L'erreur totale sur la tension du micro-thermocouple  $\delta(E)$  est liée à l'erreur sur la valeur mesurée et l'erreur sur la gamme, selon la relation  $\delta(E) = \delta(m)m + \delta(G)G$ . Pour la gamme utilisée  $G = 100\text{mV}$ , les données constructeur fournissent les spécifications suivantes :  $\delta(m) = 0,004\%$  et  $\delta(G) = 0,0004\%$ . Comme la valeur mesurée n'excède pas  $m = 0,2\text{mV}$ , l'erreur totale maximale sur la tension est  $\delta(E) = 0,41\mu\text{V}$ . Le coefficient de Seebeck étant proche de  $40\mu\text{V}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ , on obtient une erreur de mesure sur la température de  $0,01^\circ\text{C}$ .

Les 2 étapes de conversion température vers tension puis tension vers température (cf. Fig. 3.6) conduisent à une erreur sur  $T_{sc}$  liée à la tolérance des polynômes de conversion. Sachant que l'écart entre les températures de soudures froides et chaudes n'excèdent jamais  $5^\circ\text{C}$  en pratique, cette erreur de conversion est bornée à  $0,04^\circ\text{C}$  (cf. Fig. 3.7 (b)).

Ces 3 types d'erreur viennent s'ajouter pour donner l'erreur totale sur la température mesurée :  $\delta(T_{sc}) = 0,08^\circ\text{C}$ . Pour déterminer l'erreur sur  $\theta$ , il faut prendre aussi en compte l'erreur sur la température moyenne  $T_0 = \frac{1}{2}(T_c + T_f)$  et sur l'écart de température entre les parois actives  $\Delta T = T_c - T_f$ . Les écarts de température entre l'entrée et la sortie des parois actives, mesurés sur quatre jours, sont tracés sur la Figure 3.9. Comme ces écarts sur les températures des parois chaude et froide sont en moyenne de  $0,07^\circ\text{C}$  chacun, les erreurs sur  $T_0$  et  $\Delta T$  sont respectivement de  $0,07^\circ\text{C}$  et  $0,14^\circ\text{C}$ . L'erreur sur  $\theta$  est donnée par :

$$\delta(\theta) = \frac{1}{\Delta T} [\delta(T) + \delta(T_0) + \theta \delta(\Delta T)] \quad (3.3)$$

Comme  $\theta \in [-0,5; 0,5]$ , on obtient finalement une erreur sur  $\theta$  de  $0,023 \pm 0,004$ . Ainsi, par exemple pour  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$  et  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  (cas standard), nous avons  $\Delta T = 9,50^\circ\text{C}$  si bien que cette erreur totale correspond à une erreur physique de  $0,22 \pm 0,04^\circ\text{C}$ .

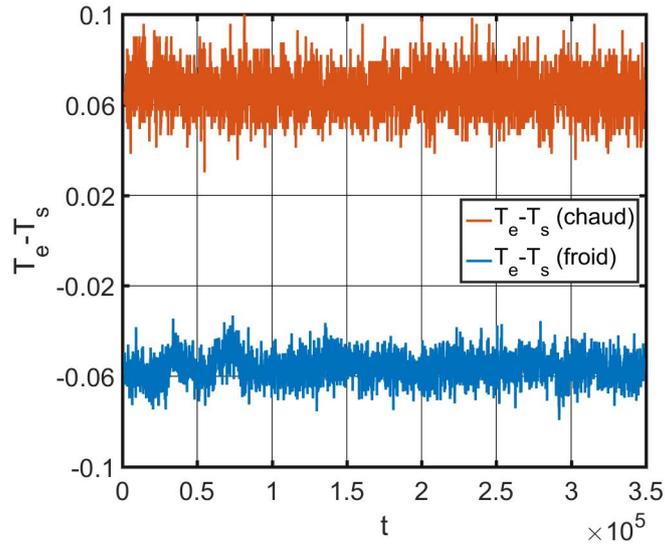


FIGURE 3.9 – Acquisition des écarts de température entre l'entrée et la sortie de l'eau glycolée au sein des parois actives ; mesure toutes les deux minutes sur quatre jours

À partir de ces considérations sur les incertitudes en température, nous pouvons calculer l'incertitude sur le nombre de Rayleigh de la cavité. Avec la définition de  $Ra_H$  (Chapitre 1, éq. (1.2)), nous en déduisons son incertitude relative :

$$\frac{\delta(Ra_H)}{Ra_H} = \frac{\delta(\beta)}{\beta} + \frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T} + 3 \frac{\delta(H)}{H} + \frac{\delta(\nu)}{\nu} + \frac{\delta(\alpha)}{\alpha} \quad (3.4)$$

Les valeurs des grandeurs physiques et leur incertitude associées sont données au Tableau 3.2. L'incertitude sur la hauteur de la cavité de 2mm est une estimation. On obtient finalement une incertitude relative sur le nombre de Rayleigh de 3,7%.

Grandeur	$\beta$ [ $K^{-1}$ ]	$\Delta T$ [ $^{\circ}C$ ]	H [m]	$\nu$ [ $m^2.s^{-1}$ ]	$\alpha$ [ $m^2.s^{-1}$ ]
Valeur	$3,41 \times 10^{-3}$	9,50	0,48	$1,50 \times 10^{-5}$	$2,11 \times 10^{-5}$
Incertitude	$8,1 \times 10^{-7}$	0,14	0,002	$5,0 \times 10^{-8}$	$8,0 \times 10^{-8}$

TABEAU 3.2 – Valeurs et incertitudes des grandeurs physiques utilisées pour le calcul de l'incertitude relative sur le nombre de Rayleigh (éq. (3.4)) pour  $T_0 = 20^{\circ}C$

## 3.4 Mesure du flux de chaleur local

### 3.4.1 Principe

Le transfert de chaleur au niveau des parois isothermes est quantifié par le nombre de Nusselt local  $Nu(Z)$ . On a vu au Chapitre 1, éq. (1.4) que  $Nu(Z)$  est égal au gradient de température adimensionné à la paroi. En effet, ce transfert de chaleur est uniquement conductif sur la zone en très proche paroi, zone où la vitesse est très faible.

Pour mesurer le gradient de température à la paroi, le micro-thermocouple est d'abord déplacé jusqu'au contact avec la paroi (contact observé par lunette télescopique montée sur palmer). Une fois le contact effectué, le micro-thermocouple est progressivement éloigné de la paroi par incrément de  $100\mu\text{m}$ . La pente du profil de température, obtenue sur 5 points, nous renseigne sur la valeur locale du nombre de Nusselt. Ce nombre de points résulte d'un compromis entre la faible taille de la zone linéaire de température au voisinage de la paroi et un nombre minimum de points nécessaire pour réduire l'incertitude sur la pente. Un exemple de profil de température en proche paroi approché par régression linéaire est donné en Figure 3.10 (gauche).

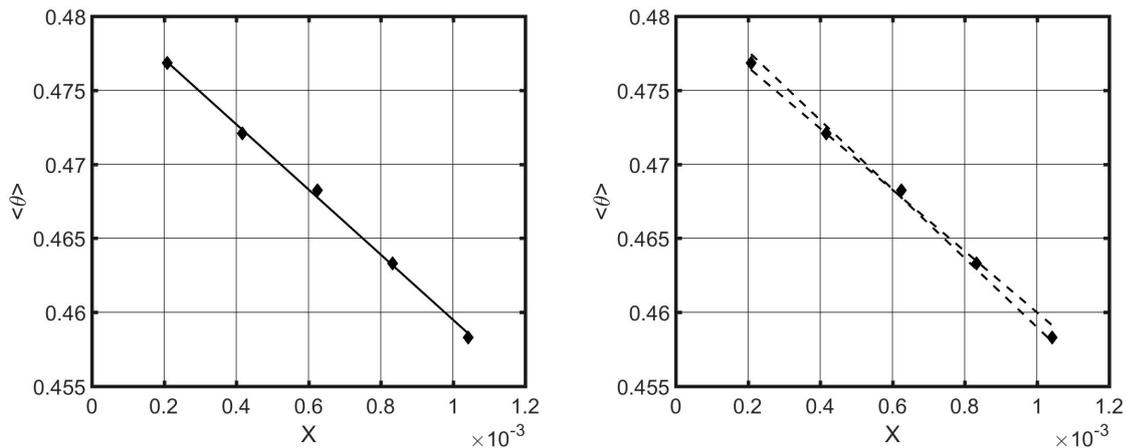


FIGURE 3.10 – Exemple de calcul du nombre de Nusselt local par régression linéaire sur 5 points de mesure en proche paroi; (gauche) pente moyenne; (droite) pentes minimale et maximale avec un intervalle de confiance à 90%

### 3.4.2 Incertitude sur le nombre de Nusselt local

L'incertitude sur le nombre de Nusselt local est directement reliée à la précision sur la pente du profil de température en très proche paroi. Nous souhaitons déterminer les bornes d'un intervalle sur la pente avec un seuil de confiance  $1 - \alpha$  pris ici à 90%. L'incertitude  $\delta\left(\frac{d\theta}{dX}\right)$  sur la pente estimée  $\frac{d\theta}{dX}$  est telle que l'intervalle de confiance soit  $I = \left[\frac{d\theta}{dX} - \delta\left(\frac{d\theta}{dX}\right); \frac{d\theta}{dX} + \delta\left(\frac{d\theta}{dX}\right)\right]$ . L'incertitude sur la pente est alors donnée par DEPIEREUX [2009] :

$$\delta\left(\frac{d\theta}{dX}\right) = t_{(N-2; 1-\alpha/2)} \sqrt{\frac{\text{SCER}}{(N-2)\text{SCEX}}} \quad (3.5)$$

avec  $N$  nombre de points de mesure (5 ici),  $t_{(N-2; 1-\alpha/2)}$  le quantile d'ordre  $\alpha$  de la loi de Student à  $N - 2$  degrés de liberté, SCER la somme des carrés des écarts résiduels de la régression linéaire et SCEX la somme des carrés des écarts sur  $X$ . Les mesures sont validées si l'écart relatif entre les bornes de l'intervalle de confiance et la valeur estimée n'excède pas 10%. Cela correspond à un coefficient de corrélation de la régression linéaire d'au moins 0,995. Sur l'exemple précédent, les pentes minimales et maximales calculées avec ce seuil de confiance sont représentées en Figure 3.10 (droite).

### 3.5 Tomographie laser

Une première campagne de visualisation de l'écoulement a été conduite afin d'observer sa topologie et son régime (stationnaire ou instationnaire) de façon qualitative, et de définir les régions d'intérêt utiles pour l'étude quantitative. À cet effet, la tomographie laser a été utilisée, le dispositif d'acquisition associé étant relativement rapide à installer. Ces visualisations ont été réalisées par tomographie laser à  $Ra_H = (1,40 \pm 0,05) \times 10^8$  et  $Ra_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ . Le champ de vision de la caméra est soit la cavité entière, soit une section rectangulaire de hauteur 13,2cm sur toute la largeur de la cavité (12cm).

En Figures 3.11 et 3.12 sont représentées des séquences d'images de tomographie laser pour  $Z \in [0, 18; 0, 46]$ , respectivement à  $Ra_H = (1,40 \pm 0,05) \times 10^8$  et  $Ra_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ . Ces images sont espacées d'une durée de 0,5s. La durée totale représente une période des oscillations de couche limite. Sur la Figure 3.11 on distingue nettement les couches limites dynamiques par rapport au cœur quasiment immobile. Un examen plus approfondi de la bordure des couches limites fait apparaître l'aspiration de l'air à la frontière de la couche limite par entrainement. La partie supérieure de la zone de recirculation, en début de couche limite chaude, est difficilement visible sur une image seule mais bien visible sur une séquence animée d'images sous la forme d'une chute de l'air à droite de la couche limite. Enfin, un léger mouvement de battement est visible au niveau de la bordure des couches limites, ce qui témoigne du caractère instationnaire de l'écoulement pour ce nombre de Rayleigh.

Sur la Figure 3.12, la zone de recirculation en début de couche limite chaude n'est plus visible. En revanche on observe la présence d'un tourbillon positionné au niveau de la bordure des couches limites et advecté par l'écoulement principal. On peut supposer que ce tourbillon de bordure de couche limite a pour origine le battement excessif des couches limites : à partir du nombre de Rayleigh de transition stationnaire-instationnaire, les couches limites vont se mettre à osciller latéralement à mesure que  $Ra_H$  augmente. Lorsque cette oscillation devient trop importante, la partie de l'écoulement la plus à l'extérieur de la couche limite va décrocher de l'écoulement principal et va chuter par manque de force motrice. Ces particules vont rejoindre la couche limite un peu plus en aval, formant ce tourbillon. Ce tourbillon suivra l'oscillation de couche limite l'ayant formé.

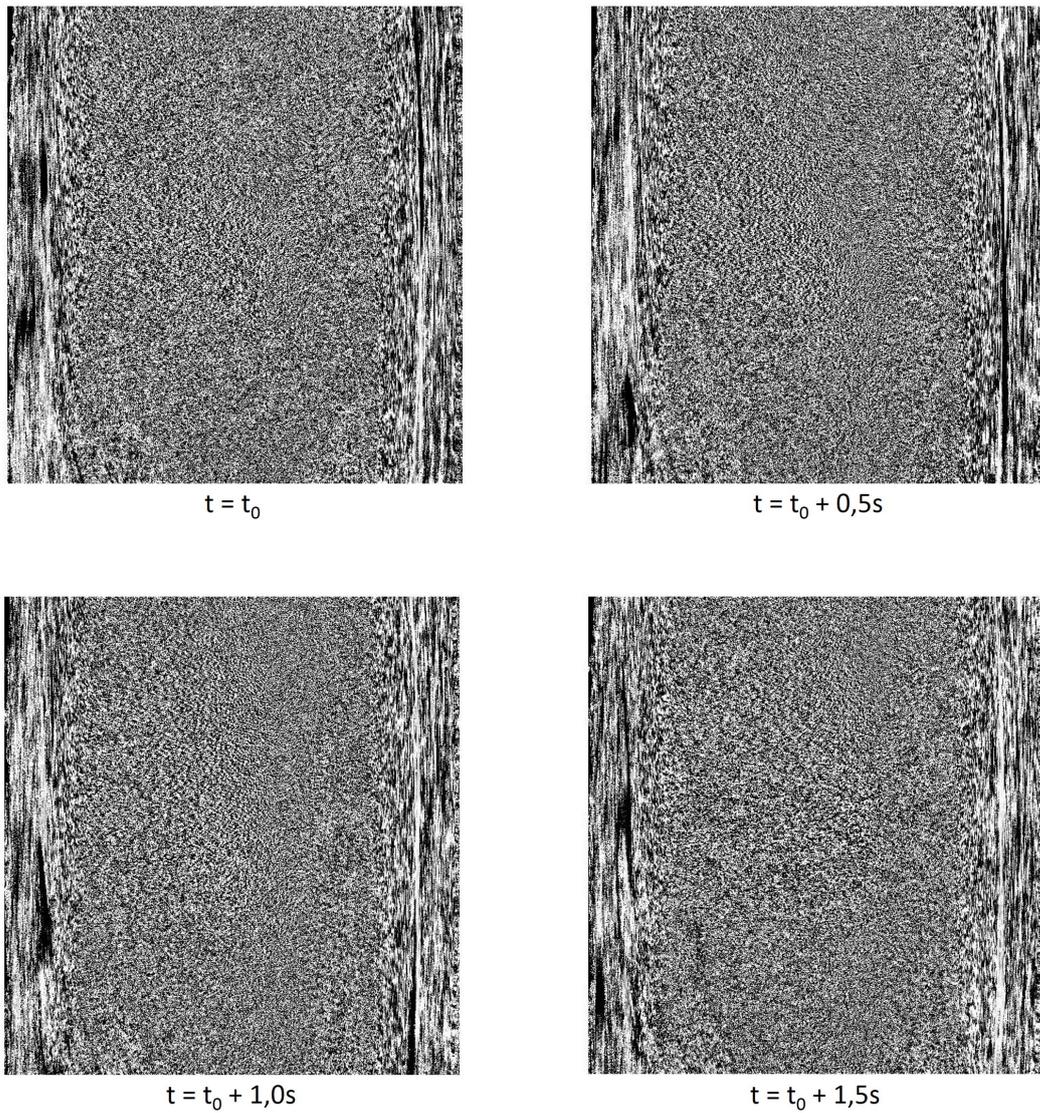


FIGURE 3.11 – Séquence d’images issues de tomographies laser à  $Ra_H = (1,40 \pm 0,05) \times 10^8$ ,  $Z \in [0,18; 0,46]$ ; les images sont espacées d’une durée de 0,5 s; la durée totale représente une période des oscillations de couche limite

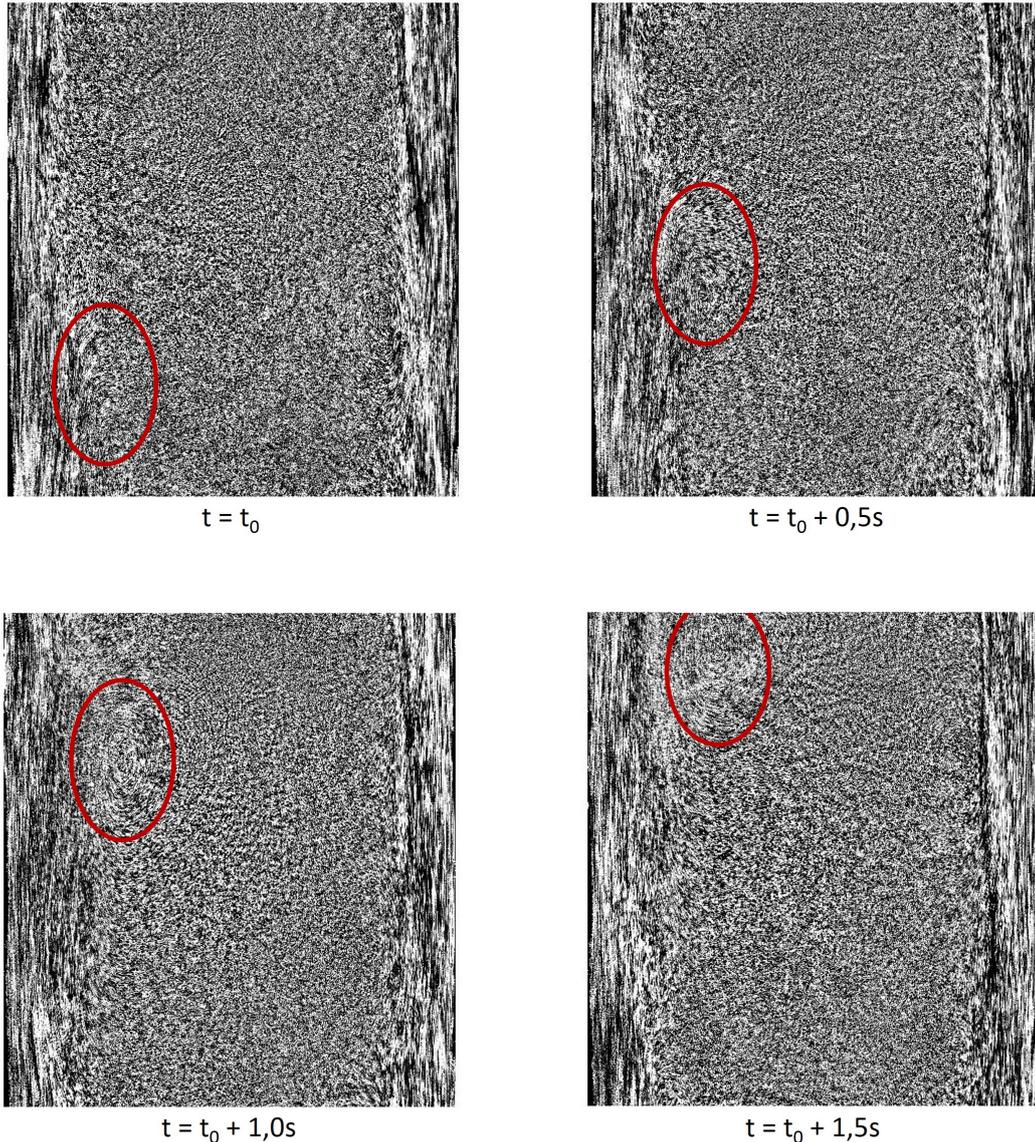


FIGURE 3.12 – Séquence d’images issues de tomographies laser à  $Re_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ ,  $Z \in [0, 18 ; 0,46]$ ; les images sont espacées d’une durée de 0,5 s; la durée totale représente une période des oscillations de couche limite; (cercles rouges) centres d’un tourbillon advecté en bordure de couche limite dynamique

Ces images ont été traitées par le programme en libre accès OpenPIV (cf. TAYLOR et al. [2010]). La version utilisée, implémentée sous Matlab® permet des calculs par PIV. Le temps entre deux images successives  $1/f_{acq} = 0,1s$  est trop grand pour pouvoir obtenir les vitesses de l’écoulement principal. En revanche l’estimation des vitesses dans le cœur est possible par ce moyen. Un exemple des champs de vecteurs vitesse obtenus par ce moyen est donné en Figure 3.13. On observe en haut à gauche de l’image que la bordure droite d’un tourbillon de couche limite est détecté par ce moyen. Les vitesses associées à l’aspiration de l’air par les couches limites sont également présentes.

La vitesse augmentant progressivement entre les faibles vitesses du cœur et les vitesses de couche limite, le calcul avec OpenPIV va engendrer un pic à l’interface entre ces deux régions. La position de ces pics nous donne un premier indicateur de la localisation de

la bordure des couches limites (définie ici comme la première position de vitesse significative par rapport à la faible vitesse du cœur). Les positions détectées par ce moyen sont représentées par des points noirs sur la Figure 3.14 ( $Re_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ ,  $Z \in [0,18 ; 0,46]$ ). L'utilisation d'une chaîne de mesure PIV va permettre d'affiner ces résultats avec une meilleure précision et d'obtenir les vitesses au sein des couches limites.

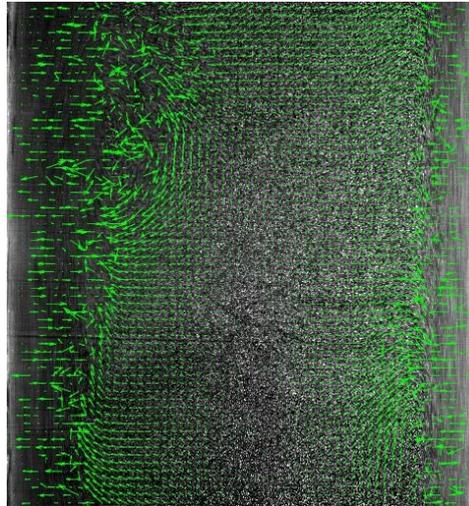


FIGURE 3.13 – Exemple de champs de vecteurs vitesse par traitement par OpenPIV de deux images issues d'une tomographie laser

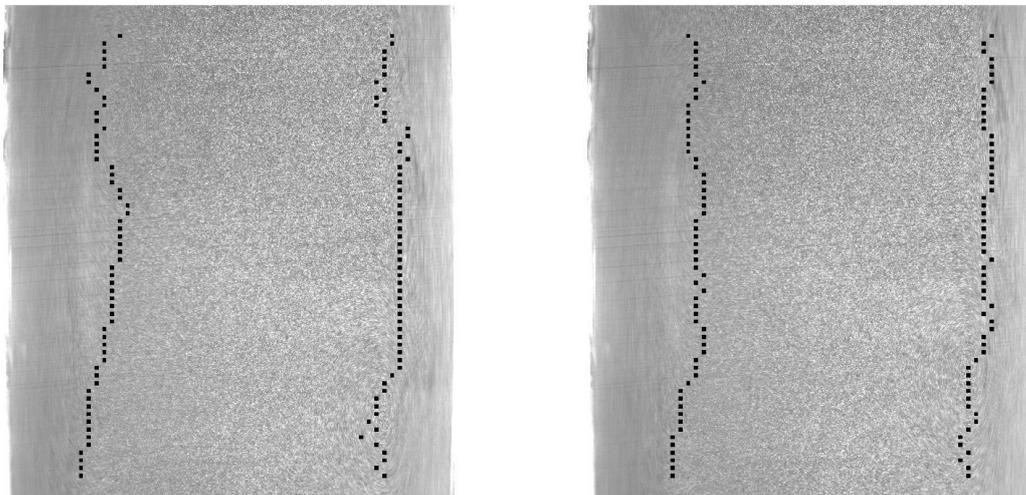


FIGURE 3.14 – Détection de la bordure des couches limites après traitement PIV des images de tomographie laser à  $Re_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ ;  $Z \in [0,18 ; 0,46]$

## 3.6 Mesure de vitesse par PIV

### 3.6.1 Présentation

Afin de caractériser et de quantifier la topologie de l'écoulement au sein de la cavité, observée qualitativement par tomographie laser, il est nécessaire d'avoir accès à la distribution de vitesse. On se place ici dans l'approche eulérienne afin de déterminer le champ de vitesse instantanée de l'écoulement dans le plan médian de la cavité. Pour y parvenir, la technique choisie est la vélocimétrie par imagerie de particules, ou PIV. De nombreux auteurs (SKURTYS [2004], DJANNA KOFFI [2011]) ont montré la pertinence de cette technique optique non-intrusive dans le cadre d'un écoulement de convection naturelle. De nombreuses précautions sont néanmoins à prendre pour obtenir des résultats satisfaisants.

Le principe de la technique PIV consiste à comparer deux images successives d'un écoulement afin d'identifier le déplacement de particules d'une image à un autre, et ainsi en déduire les vecteurs vitesse locaux dans ce plan (cf. Fig. 3.15). Ces particules ont été préalablement introduites dans l'écoulement et doivent le suivre de façon précise afin de mesurer les vitesses de l'écoulement. Les particules sont rendues visibles au moyen d'un laser illuminant l'écoulement dans un plan (diffusion lumineuse de Mie par nappe laser de faible épaisseur). En face de ce plan est située une caméra rapide permettant l'acquisition de ces 2 images séparées d'une durée courte (quelques milli-secondes).

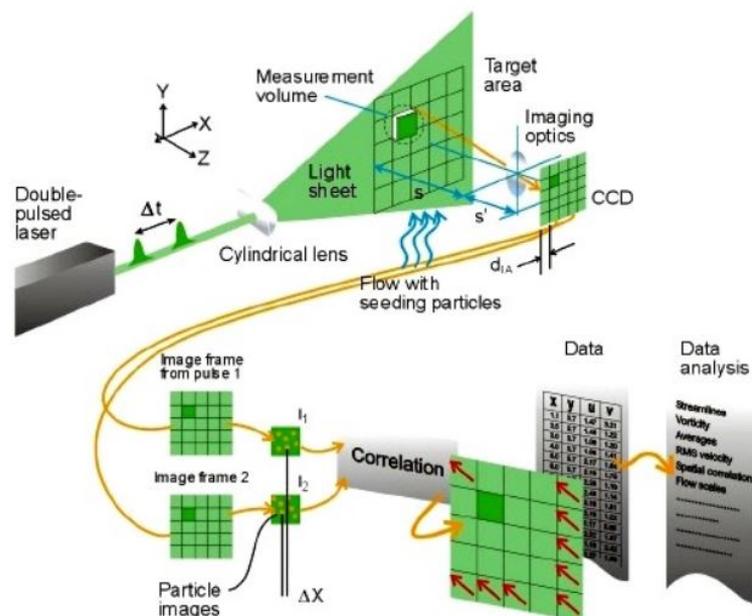


FIGURE 3.15 – Calcul de champs de vitesse par technique PIV (DANTEC)

### 3.6.2 Moyens expérimentaux

#### Ensemencement

Les particules utilisées en tant que traceurs de l'écoulement sont des gouttelettes d'huile de paraffine *Ondina Shell 919*® (masse volumique  $856 \text{ kg.m}^{-3}$ , indice de réfraction à  $20^\circ\text{C}$  : 1,4695) de quelques micromètres de diamètre et fournies par un générateur de fumée. Une bouteille d'azote reliée au générateur de fumée crée une surpression de quelques bars pour amener les particules jusqu'à une entrée située au plancher de la cavité.

#### Laser double-tête

Le plan lumineux est créé par un laser Nd-YAG Litron® de classe 4 à double-tête (Fig. 3.16 (gauche)). Le faisceau de 1,15 mJ et de durée 4 ns est pulsé à 50 Hz. Il émet à la longueur d'onde de 532 nm (vert) grâce à un système de doublage de fréquence. La nappe laser est formée par l'intermédiaire d'un dispositif optique en sortie de faisceau comprenant une lentille cylindrique et une lentille sphérique. La verticalité de la nappe laser a été vérifiée au fil à plomb. Le laser est refroidi par circulation interne d'eau. Il est réglé à la puissance minimale permettant l'observation des particules.



FIGURE 3.16 – Photographie du laser double-tête (gauche) et de la camera CCD (droite)

#### Caméra CCD

Le capteur lumineux utilisé est une caméra CCD *Phantom*® v9.2 de résolution  $1632 \times 1200$  pixels (cf. Fig. 3.16 (droite)). Ces pixels sont de taille  $11,5 \mu\text{m}$  et leur gamme dynamique est choisie à 12 bits. La camera est équipée d'un objectif macro de 100 mm de distance focale, d'un diaphragme d'ouverture maximale 2,8 et d'un filtre mono-chromatique ne laissant passer que le rayonnement à la longueur d'onde du laser. Elle contient une mémoire 32 Go permettant le stockage des acquisitions durant la mesure (et ainsi ne pas être limité par le taux de transfert des données vers l'ordinateur). Le facteur d'échelle, rapport de la taille d'un objet sur la taille de son image et déterminé avec un étalon, est

égal à 6,39. Avec ce facteur d'échelle, l'image obtenue présente une résolution spatiale de  $12,0 \times 8,8 \text{ cm}^2$  (la largeur de l'image coïncide avec la largeur de la cavité). La synchronisation de l'ouverture caméra avec le tir laser est assurée par un synchroniseur externe BNC®.

### 3.6.3 Traitement des images

Chaque mesure consiste en l'acquisition de 512 doublets d'images à la fréquence d'acquisition  $f_{acq} = 5 \text{ Hz}$ . Cette fréquence d'acquisition a été choisie pour obtenir 10 points par période dans le cas d'un écoulement instationnaire (les fréquences associées aux ondes de couches limites sont proches de 0,5 Hz). Afin de s'assurer de la convergence statistique de nos mesures, l'évolution de la moyenne de la composante verticale de vitesse au point ( $X = 0,01$ ;  $Z = 0,80$ ) en fonction du nombre d'acquisitions est représentée en Figure 3.17 (droite), d'après le signal temporel tracé en Figure 3.17 (gauche). La valeur finale obtenue par moyenne sur les 512 acquisitions est encadrée par une tolérance sur la valeur finale à  $\pm 1\%$ . On observe que ce nombre d'acquisitions est suffisant pour obtenir une valeur moyenne convergée.

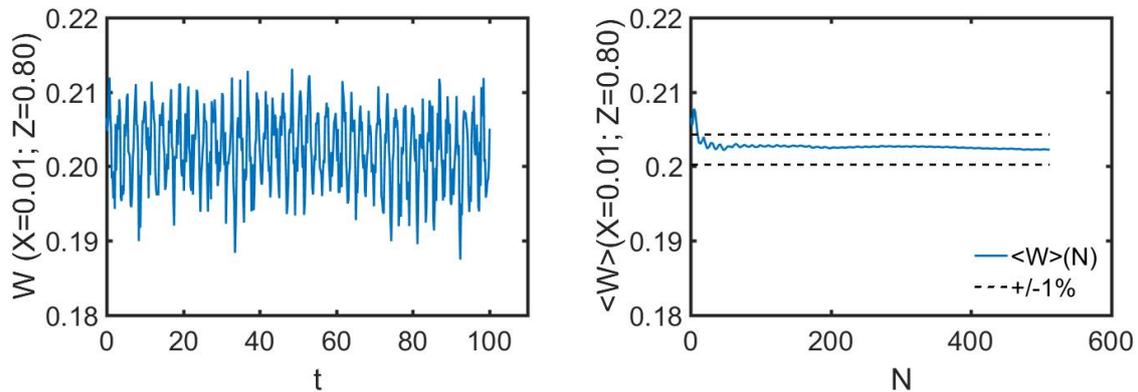


FIGURE 3.17 – (Gauche) Signal temporel de la composante verticale de vitesse  $W$  au point ( $X = 0,01$ ;  $Z = 0,80$ ) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (droite) Convergence de la moyenne en fonction du nombre d'acquisitions  $N$ ; la tolérance à  $\pm 1\%$  de la valeur finale est indiquée en trait pointillé

Le traitement des images se fait avec *DynamicStudio* v2016a (Dantec®). Chaque l'image est discrétisée sous la forme de groupements de pixels, les fenêtres d'interrogation, sur lesquelles seront calculés les déplacements. Dans notre cas, un calcul adaptatif est choisi, dans lequel les fenêtres d'interrogation ont initialement une taille 64x64 pixels. Un premier déplacement est déterminé, puis une seconde passe affine la résolution en conduisant à des fenêtres de taille 32x32. De plus, un recouvrement de 50% des fenêtres d'interrogation est appliquée ('overlapping'), chaque fenêtre recouvrant la moitié de la fenêtre précédente. Ce processus augmente le nombre de vecteurs calculés sans changer la taille des fenêtres. On soustrait d'abord à chaque image l'image de l'arrière-plan afin d'améliorer le contraste et de réduire les points lumineux. Les déplacements sont calculés par des fonctions d'inter-corrélation spatiales appliquées sur chaque fenêtre, pour les-

quelles la distance entre le centre d'une fenêtre et la position du pic de la fonction d'inter-corrélation correspond au déplacement calculé. Ce pic est interpolé sous la forme d'une gaussienne permettant d'obtenir une précision au centième de pixel. Afin de rendre plus rapide ces calculs, une transformée de Fourier rapide (FFT) est d'abord appliquée sur les fenêtres, si bien que l'inter-corrélation est réalisée dans le domaine spectral. Après calcul, une FTT inverse permet de revenir dans le domaine physique. Le vecteur vitesse, déduit du vecteur déplacement, dépend de la durée entre les 2 images. Cette durée  $\Delta t$  est choisie telle que le déplacement maximal soit égal à 4 pixels. Le déplacement physique maximal  $d_{phy,max}$  est tel que :

$$d_{phy,max} = d_{im,max}G = 4d_{pix}G \quad (3.6)$$

avec  $d_{im}$  déplacement sur l'image,  $G$  facteur d'agrandissement et  $d_{pix}$  taille d'un pixel. En sachant à priori que la vitesse maximale dans l'écoulement est de  $0,1 \text{ m.s}^{-1}$  et avec  $G = 6,39$ , on obtient une durée associée de  $3 \text{ ms}$ .

Plusieurs précautions sont à prendre pour réduire les erreurs imputables à la technique PIV. Il existe en particulier un biais vers les faibles vitesses, lié à la fois à la perte de paire de particules (certaines particules sortant de la fenêtre d'interrogation dans la seconde image, étant près du bord dans la première) et à la taille de la fenêtre, limitant le déplacement pouvant y être calculé. Ce biais est d'autant plus important que la densité de particules par fenêtre est faible, c'est pourquoi une densité de particules supérieure à 5 par fenêtre est nécessaire. Ce critère induit une limite inférieure à la taille des fenêtres, la limite supérieure étant la plus petite échelle spatiale de l'écoulement (écoulement homogène au sein de chaque fenêtre). De plus, les vitesses mesurées sont une projection du vecteur vitesse réel dans le plan d'étude. Cependant et au regard des considérations géométriques de la cavité, il est sensé n'y avoir, en moyenne dans le temps, aucune vitesse orthogonale au plan d'étude. En effet il s'agit du plan à mi-profondeur qui constitue un plan de symétrie pour l'écoulement.

La vitesse dans le cœur de la cavité étant d'un ordre de grandeur inférieur à celle au sein des couches limites, il n'est pas possible de calculer sur un même doublet d'images les vitesses en ces deux zones. La vitesse de l'écoulement secondaire peut néanmoins être déterminée en prenant non pas les 2 images d'un même doublet, mais la première image (ou la seconde image) de 2 doublets successifs (cf. Fig. 3.18). On passe d'une durée entre 2 images de  $3\text{ms}$  à  $1/f_{acq} = 200\text{ms}$ , ce qui permet de déterminer les faibles déplacements dans le cœur.

### 3.6.4 Incertitudes sur la vitesse

Les incertitudes sur les valeurs de vitesse calculées par la technique PIV sont multiples. En amont du traitement des images, il y a tout d'abord le positionnement relatif de la caméra par rapport à l'objet observé. Un écart sur ce positionnement va engendrer une

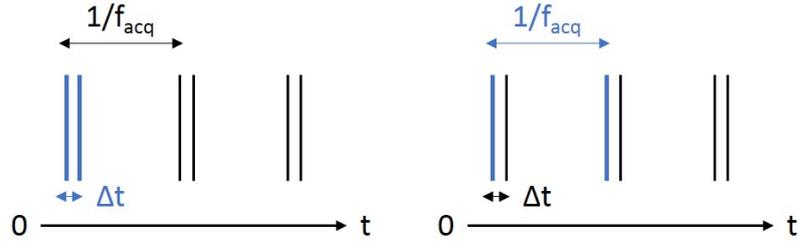


FIGURE 3.18 – Représentation du choix du doublet d'images utilisé pour le calcul PIV; (gauche) doublet naturel (pour l'écoulement principal de plus haute vitesse), (droite) doublet artificiel (pour l'écoulement secondaire de plus basse vitesse)

erreur sur la position absolue des valeurs de vitesse, estimée ici à quelques dixièmes de mm. De plus, il est possible de quantifier le temps de réponse des particules par rapport au mouvement du fluide porteur. En effet, l'écart de vitesse entre la vitesse des particules  $U_p$  et la vitesse du fluide  $U_f$  peut s'exprimer par analogie avec la trainée de Stokes de particules sphériques à bas Reynolds (cf. SKURTYS [2004]) :

$$U_p - U_f = d_p^2 \frac{\rho_p - \rho_f}{18\mu_f} a_f \quad (3.7)$$

avec  $d_p$  diamètre des particules,  $\rho_p$  et  $\rho_f$  les masses volumiques des particules et du fluide,  $\mu_f$  la viscosité dynamique du fluide et  $a_f$  son accélération.

Par résolution pour une vitesse de fluide constante, et comme  $\rho_p \gg \rho_f$ , on en déduit que la vitesse des particules évolue selon une loi exponentielle :

$$U_p(t) = U_f [1 - e^{-\frac{t}{\tau}}] \quad (3.8)$$

Le temps de réponse des particules est alors :

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu_f} \quad (3.9)$$

La taille des particules étant de quelques micromètres, nous prenons en limite haute un diamètre  $d_p = 5\mu\text{m}$ . Le temps de réponse est alors de  $65\mu\text{s}$ . Ce temps est à comparer à la plus petite échelle de temps de l'écoulement  $\tau_{écoul}$ , égal en écoulement laminaire au ratio de la plus petite échelle spatiale par la plus grande vitesse de l'écoulement (cf. SWIATEK [2015]). On trouve  $\tau_{écoul} = L/v_{max} \approx 1\text{s}$ , si bien que le temps de réponse des particules est négligeable par rapport à l'échelle de temps de l'écoulement. De même en prenant en compte les fluctuations de l'écoulement en régime instationnaire, car leur période est de l'ordre de 2s. La vitesse détectée avec les particules correspond donc de façon correcte à la vitesse réelle du fluide.

Pour le traitement des images, la taille des pixels va influencer sur la valeur calculée de la vitesse. On a vu au paragraphe 3.6.3 que le déplacement est calculé par interpolation au centième de pixel. Cela correspond à une taille physique sur l'image de  $0,01 d_{pix} G = 0,01 \times (11,5 \cdot 10^{-6}) \times 6,39 = 0,73 \mu\text{m}$ . Avec une durée entre les 2 pulses de 3ms, on obtient

une incertitude sur la vitesse de  $2,4 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ . Cette valeur ne constitue pas l'incertitude totale sur la vitesse par le calcul du déplacement, il y a également l'erreur liée au biais vers les faibles vitesses. Cette erreur est supposée faible car le déplacement maximal attendu est égal à seulement un quart de la taille des fenêtres d'interrogation, et l'écoulement ne présente pas de fort différentiel de vitesse.

### 3.7 Fréquences et nombres de Rayleigh critiques

Afin de caractériser le comportement instationnaire de l'écoulement au sein de la cavité, un balayage sur le nombre de Rayleigh a été effectué. Le nombre de Rayleigh a été progressivement augmenté de  $1,00 \times 10^8$  à  $1,36 \times 10^8$  par pas de  $0,02 \times 10^8$ . Cette gamme a été choisie car elle correspond à l'apparition des bifurcations de Hopf successives en régime instationnaire (cf. paragraphe 1.6.4). Pour chaque valeur de  $Ra_H$ , une mesure de signal de température est réalisée à la position fixe ( $X=0,125$ ;  $Z=0,70$ ). En cette position, les fluctuations de température attendues sont importantes, car verticalement nous sommes proches de la fin de la couche limite ascendante (qui est la zone de fluctuations maximales), et horizontalement nous sommes à l'abscisse du maximum des fluctuations dans les simulations numériques (cf. Fig. 3.19). Le rapport signal sur bruit sera meilleur que pour d'autres positions, les fluctuations seront donc plus facilement détectables.

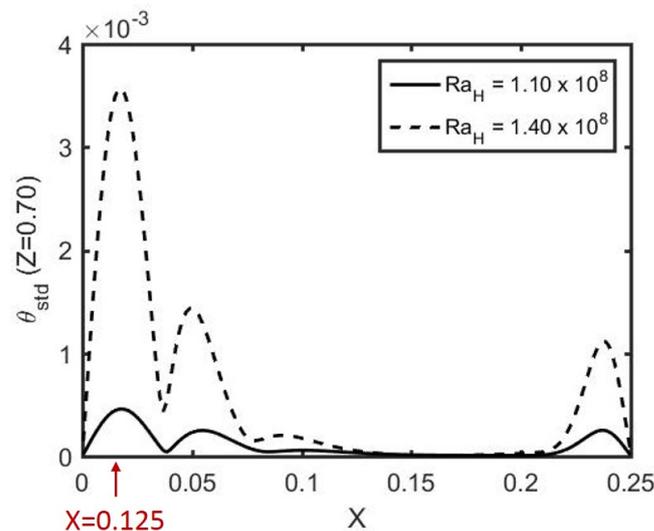


FIGURE 3.19 – Profil de l'écart-type sur la température en  $Z = 0,70$ ,  $\theta_{std}(Z = 0,70)$ , pour les nombres de Rayleigh  $1,10 \times 10^8$  et  $1,40 \times 10^8$  (DNS 2D, cf. Chap 2); (flèche rouge) position du thermocouple

Chaque mesure comporte 2048 acquisitions afin d'obtenir des spectres résolus avec un faible pas en fréquence, égal à  $2,4 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ . Le temps de référence  $t_{réf}$  (défini au paragraphe 1.3) est compris entre 1,09s à  $Ra_H = 1,00 \times 10^8$  et 0,93s à  $Ra_H = 1,36 \times 10^8$ .  $t_{réf}$  est proche de 1s sur toute la gamme de  $Ra_H$  considérée, si bien que le pas en fréquence adimensionnée est approximativement le même que le pas réel.

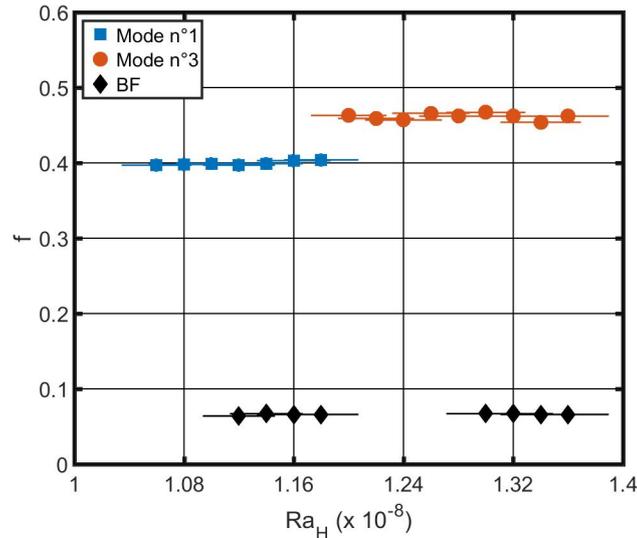


FIGURE 3.20 – Évolution des fréquences hautes (Mode n°1, Mode n°3) et basses (BF) en fonction du nombre de Rayleigh à partir des signaux de température au point ( $X = 0,012$ ;  $Z = 0,70$ )

L'évolution de la fréquence du signal en fonction de  $Ra_H$  est tracée en Figure 3.20. On distingue deux types de fréquence pouvant apparaître dans l'écoulement : les fréquences de l'ordre de 0,40–0,50 associées aux instabilités de couche limite (ondes progressives de Tollmien-Schlichting), et des fréquences proches de 0,07 associées aux ondes de gravités (de valeur légèrement inférieure à la fréquence de Brünt-Väisälä  $f_{BV} \approx 0,10$  ici). On qualifie respectivement ces fréquences de 'hautes' et de 'basses' fréquences  $f_h$  et  $f_b$  (cf. paragraphe 1.6). On constate qu'aucune fréquence n'est détectée pour  $Ra_H \leq 1,04 \times 10^8$  : le régime d'écoulement est stationnaire. À partir de  $Ra_H = 1,06 \times 10^8$ , l'écoulement se stabilise à une fréquence haute  $f_h \approx 0,40$  jusqu'à  $Ra_H = 1,18 \times 10^8$ . Cette fréquence est égale à la première fréquence apparaissant dans l'écoulement dans les simulations numériques (XIN et LE QUÉRÉ [2006], et aux simulations issues de ce travail de thèse) et retrouvée également dans de précédentes expériences (NDAMÉ [1992]; SKURTYS [2004]). Elle est associée au premier mode de fluctuation du régime instationnaire (cf. Tableau 1.2). Cette fréquence, bien que constante au premier ordre, présente une légère augmentation avec  $Ra_H$ , en accord avec les résultats numériques. À partir de  $Ra_H = 1,12 \times 10^8$ , la basse fréquence  $f_b$  vient se rajouter sur l'instabilité de couche limite. Entre  $Ra_H = 1,18 \times 10^8$  et  $Ra_H = 1,20 \times 10^8$ , un changement de mode s'opère :  $f_h$  prend la valeur 0,46 tandis que  $f_b$  disparaît. L'écoulement conservera cette haute fréquence jusqu'à  $Ra_H = 1,36 \times 10^8$ . Cette fréquence correspond à la fréquence du troisième mode détecté numériquement. Comme pour les résultats numériques, elle n'évolue globalement ni à la hausse ni à la baisse. À partir de  $Ra_H = 1,30 \times 10^8$ , une basse fréquence apparaît de nouveau, avec la même valeur que pour le premier mode.

L'apparition puis les changements de la valeur de ces fréquences ne nous renseignent pas sur le niveau des fluctuations associées. Pour en rendre compte, l'évolution de la moyenne temporelle des signaux de température  $\langle \theta \rangle$  en fonction de  $Ra_H$  est repré-

sentée en Figure 3.21, avec  $\langle \theta \rangle$  encadrée par  $\langle \theta \rangle \pm \sqrt{2} \theta_{std}$  (les signaux instationnaires sans basse fréquence sont proches de signaux sinusoïdaux, leur amplitude est donc proche de  $\sqrt{2} \theta_{std}$ ). La distinction entre les régimes stationnaires et instationnaires sont bien visibles : aucune fluctuation jusqu'à  $Ra_H = 1,04 \times 10^8$ , puis augmentation progressive de l'amplitude des fluctuations. Le passage du mode n°1 au mode n°3 est caractérisé par une chute importante du niveau des fluctuations, niveau qui ré-augmente ensuite. De plus, l'apparition de  $f_b$  engendre une rupture de la pente de l'amplitude des fluctuations dans le mode n°1 (nettement visible sur  $\langle \theta \rangle - \sqrt{2} \theta_{std}$ ), mais le changement est beaucoup plus faible sur l'amplitude des fluctuations du mode n°3. Enfin, le changement de mode se traduisait dans les simulations numériques par un léger changement de la température moyenne, changement que l'on retrouve ici :  $\langle \theta \rangle$  augmente faiblement lors du passage au mode n°3.

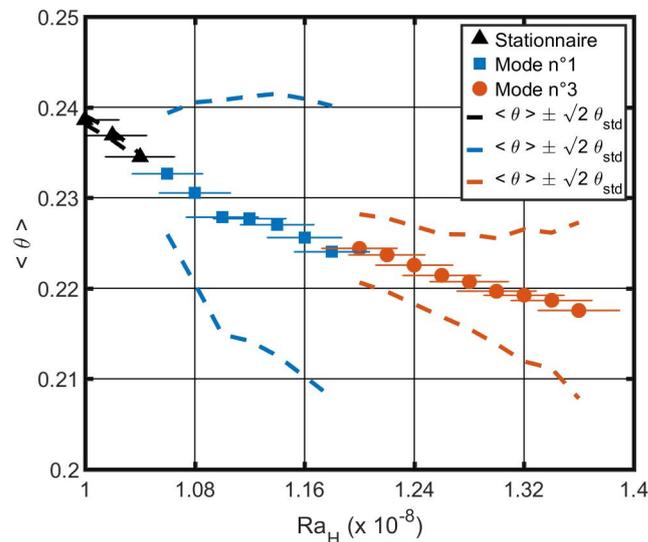


FIGURE 3.21 – Évolution de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  au point ( $X = 0,012$ ;  $Z = 0,70$ ) en fonction du nombre de Rayleigh; (noir) régime stationnaire, (bleu,rouge) modes instationnaires

Afin de déterminer les nombres de Rayleigh critiques  $Ra_{H,crit}$  des modes 1 et 3, le carré de l'écart-type de la température,  $(\theta_{std})^2$ , en fonction du nombre de Rayleigh, est tracé en Figure 3.22. On retrouve une évolution linéaire de  $(\theta_{std})^2$  au voisinage des nombres de Rayleigh critiques (hors développement de la basse fréquence) liée aux bifurcations de Hopf supercritiques. Lors de la présence de  $f_b$  dans le premier mode, la pente est réduite mais l'évolution reste linéaire; ce comportement n'est pas observé nettement pour le troisième mode. On déduit par extrapolation en zéro les valeurs de  $Ra_{H,crit}$ , regroupées dans le Tableau 3.3 avec les hautes fréquences des modes instationnaires. Ces valeurs sont comparées avec les valeurs obtenues par simulation numérique. Pour le mode n°1, les valeurs de  $Ra_{H,crit}$  sont égales, et les fréquences des 2 modes présentent des écarts entre l'expérience et le numérique inférieurs à 2%. De bons accords entre les valeurs expérimentales et numériques sont donc obtenus, à l'exception de  $Ra_{H,crit}$  pour le mode n°3, ce qui est peut être du aux conditions aux limites imparfaites.

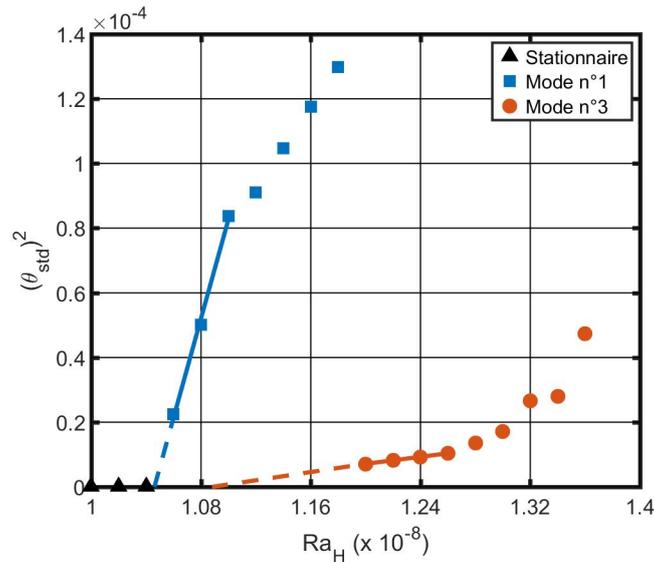


FIGURE 3.22 – Évolution du carré de l'écart-type de la température  $(\theta_{std})^2$  au point  $(X = 0,012; Z = 0,70)$  en fonction du nombre de Rayleigh; (noir) régime stationnaire, (bleu,rouge) modes instationnaires, (traits pointillés) extrapolation en zéro

	$Ra_{H,crit} (\times 10^{-8})$		$f_h$	
	Expérience	Numérique	Expérience	Numérique
Mode n°1	1,05	1,05	0,397	0,403
Mode n°3	1,07	1,18	0,463	0,467

TABEAU 3.3 – Fréquences et nombres de Rayleigh critiques des modes instationnaires observés expérimentalement; comparaison avec les valeurs obtenues par simulations numériques 2D

Les modes instationnaires ont ici été détectés sur des signaux de température à l'aide du micro-thermocouple positionné en  $(X = 0,012; Z = 0,70)$ . Il est également possible de les détecter sur des signaux de vitesse. Pour ce faire, un balayage en Rayleigh a été réalisé; à partir de l'enregistrement du champ de vitesse par PIV on peut récupérer le signal de la composante verticale de vitesse au même point de mesure. Sur la Figure 3.23 sont comparées les hautes et basses fréquences obtenues sur  $W$  (jaune) aux fréquences précédemment obtenues sur  $\theta$  (vert). On observe qu'à la fois les fréquences détectées et les nombres de Rayleigh d'apparition sont différents : sur  $W$  la première haute fréquence est de 0,49 et arrive bien avant la première haute fréquence sur  $\theta$ , contrairement à la basse fréquence, plus faible et qui est détectée plus tardivement. Parmi ces deux jeux de fréquences, il est supposé que ce sont les fréquences obtenues sur  $\theta$  qui sont les fréquences effectives de l'écoulement de notre cavité expérimentale. Premièrement ces fréquences sont plus proches des fréquences observées en simulation numérique 2D et 3D. Et surtout les mesures réalisées par PIV nécessitent deux ajouts à l'écoulement : l'ajout du napp laser pénétrant la cavité et l'ajout de particules traceurs. Afin d'étudier l'influence de ces deux ajouts sur les modes instationnaires, des mesures de fréquences ont été réalisées par micro-thermocouple avec et sans laser, et avec et sans ensemencement de particules.

Pour ces quatre mesures, les deux mesures sans ensemencement présentaient la même fréquence (avec et sans laser), tandis que les deux mesures avec ensemencement présentaient une fréquence différente (avec et sans laser également). Ainsi, les fréquences obtenues sur W se révèlent biaisées, non pas à cause de l'apport d'énergie par le laser mais plutôt par le traceur. Cet écart explique également pourquoi SKURTYS [2004] avait trouvé avec cette cavité un nombre de Rayleigh critique autour de  $0,9 \times 10^8$  : l'auteur avait utilisé la PIV pour sa détection des modes instationnaires, avançant la valeur obtenue en l'absence de traceur. Le traceur modifiant le comportement instationnaire de l'écoulement, la PIV sera donc utilisée uniquement pour la détermination de champs moyennés dans le temps (la validité des mesures de vitesse moyenne est vérifiée au paragraphe 3.9.1).

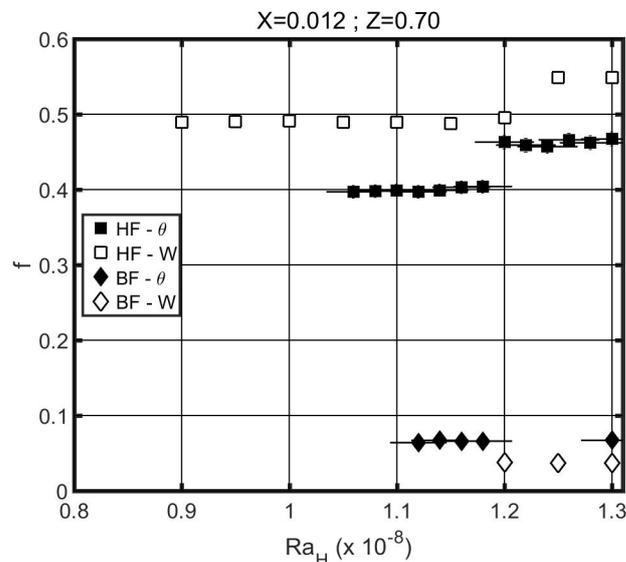


FIGURE 3.23 – Comparaison des fréquences obtenues par PIV sur W (jaune) avec celles précédemment tracées sur la température  $\theta$  au point ( $X = 0,012$ ;  $Z = 0,70$ ) en fonction du nombre de Rayleigh

### 3.8 Température et transferts de chaleur à $Ra_H = 0,92 \times 10^8$

#### 3.8.1 Stratification thermique

Afin de déterminer la stratification thermique  $S$ , c'est-à-dire le gradient vertical de température dans le coeur de la cavité  $\frac{\partial \theta}{\partial Z}(X = 0,125)$ , la température à mi-largeur a été mesurée pour  $Z$  entre 0,2 et 0,8. Le nombre de Rayleigh est ici de  $(0,92 \pm 0,03) \times 10^8$  pour permettre la comparaison avec les résultats obtenus par SKURTYS [2004]. Le profil vertical de température  $\theta(X = 0,125)$  ainsi que celui mesuré par SKURTYS [2004] sont tracés en Figure 3.24. On observe une bonne concordance entre ces profils. La stratification thermique est déterminée ici comme étant l'inverse de la pente de ces profils pour  $Z$  entre 0,4 et 0,6. On obtient  $S = 0,54 \pm 0,02$  pour cette étude et  $S = 0,51 \pm 0,02$  pour SKURTYS [2004]. La valeur déterminée pour la stratification est donc satisfaisante.

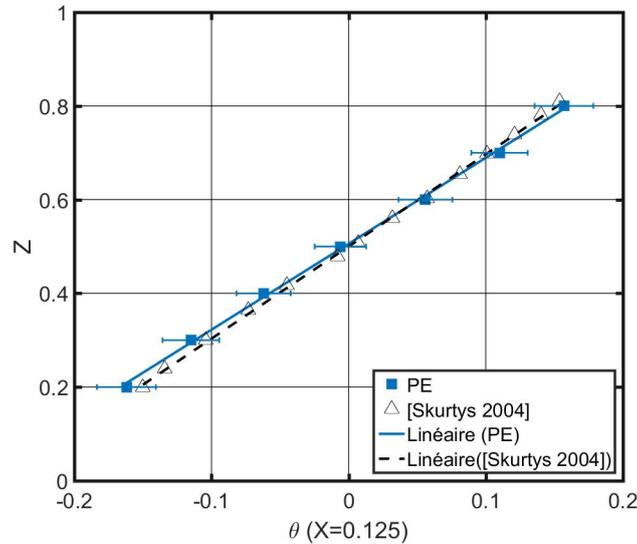


FIGURE 3.24 – Profil de température à mi-largeur  $\theta$  ( $X = 0,125$ ) pour la détermination de la stratification thermique, à  $Ra_H = (0,92 \pm 0,03)$ ; comparaison avec SKURTYS [2004]

À noter que la valeur de stratification obtenue par simulation numérique est différente. Dans une étude numérique 3D sur une cavité de mêmes rapports de forme vertical et horizontal, XIN et LE QUÉRÉ [2002] ont obtenu une stratification proche de 0,78, et cela même en prenant des conditions aux limites sur les parois horizontales proches des conditions aux limites expérimentales (intermédiaires entre le cas adiabatique et le cas parfaitement conducteur). En revanche, l'introduction d'un modèle radiatif dans le code de calcul a fait chuter la valeur de  $S$  de 0,78 à 0,56 (cf. SKURTYS [2004]), soit jusqu'à une valeur environ égale à celle trouvée expérimentalement. Les échanges radiatifs, bien que limités au maximum (excepté sur les parois avant et arrière pour les besoins de visualisation), ont donc une incidence importante sur la stratification thermique du cœur de la cavité.

### 3.8.2 Profil de température à mi-hauteur

Le profil de température à mi-hauteur  $\theta$  ( $Z = 0,50$ ), côté chaud, est tracé en Figure 3.25. On se place également à  $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$  afin de comparer ce profil avec celui obtenu expérimentalement par SKURTYS [2004]. Un profil issu de simulation numérique 2D de GADOIN et al. [2001] est également superposé. L'écart maximal avec le profil expérimental de référence est de 0,016, soit inférieur aux incertitudes estimées  $\delta(\theta)_{max} = 0,027$ . Un écart légèrement plus grand (jusqu'à 0,034) est observé avec le profil issu de simulation numérique 2D, néanmoins cet écart reste faible et la présence de la troisième dimension peut influencer ce profil de température. On observe globalement un bon accord entre nos mesures et les profils de référence.

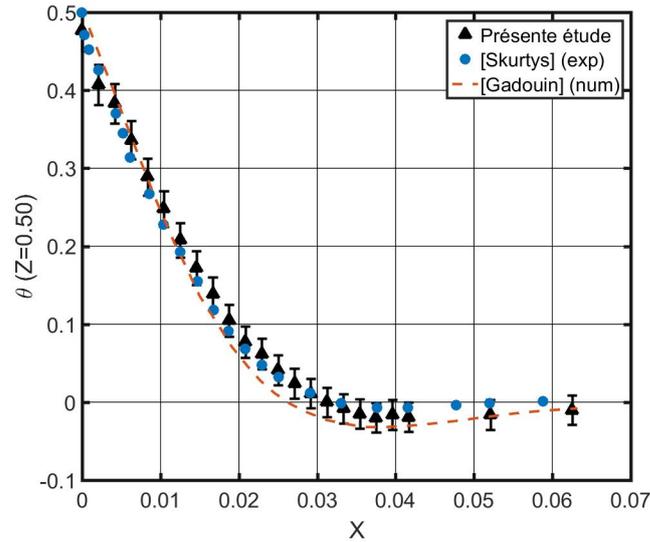


FIGURE 3.25 – Profil de température à mi-hauteur  $\theta (Z = 0,50)$  à  $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$ ; comparaison avec SKURTYS [2004] (expérimental) et GADOIN et al. [2001] (DNS 2D)

### 3.8.3 Transferts de chaleur

Afin de quantifier les transferts de chaleur au niveau des parois isothermes, les nombres de Nusselt locaux ont été mesurés sur la paroi chaude et sur la paroi froide. Chaque valeur est calculée à partir de la pente de la température en très proche paroi (cf. paragraphe 3.4). Cette pente est déterminée à partir de la moyenne temporelle sur 5 points de 512 acquisitions chacun. Les profils des nombres de Nusselt locaux en paroi chaude  $Nu_c(Z^* = Z)$  et en paroi froide  $Nu_f(Z^* = 1 - Z)$  sont représentés en Figure 3.26. Afin de faciliter la comparaison entre les résultats sur les deux parois, le profil en paroi chaude est tracé selon  $Z$ , tandis que le profil en paroi froide est tracé selon  $1 - Z$ . Le profil de  $Nu(Z^*)$  obtenu par simulation numérique 2D à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  est également représenté, un tel profil n'étant pas, à notre connaissance, disponible dans la littérature.

On observe que les profils de  $Nu_c(Z)$  et  $Nu_f(1 - Z)$  sont proches l'un de l'autre, avec une réduction progressive du transfert de chaleur dans le sens de l'écoulement à mesure que l'air se réchauffe au contact de la paroi chaude, et se refroidisse au contact de la paroi froide. Ainsi, la centro-symétrie de l'écoulement est respectée sur les transferts de chaleur. Lorsque l'on compare ces profils avec celui obtenu par DNS 2D dans ce travail de thèse, on constate que les valeurs mesurées sont inférieures en début et en milieu de couche limite (jusqu'à  $Z^* = 0,50$  environ) puis supérieures en fin de couche limite ( $Z^* \geq 0,80$ ). Cela s'explique par la différence de condition aux limites sur les parois horizontales : dans le cas expérimental, ces parois ne sont pas parfaitement adiabatiques. L'air provenant de la paroi froide se réchauffe le long de la paroi basse (température extérieure plus élevée), si bien qu'en arrivant sur la paroi chaude il est un peu plus chaud et donc les transferts y sont plus faibles. À l'inverse, l'air en fin de couche limite chaude, en se rapprochant de la paroi haute, va transférer de la chaleur vers l'extérieur (température extérieure plus

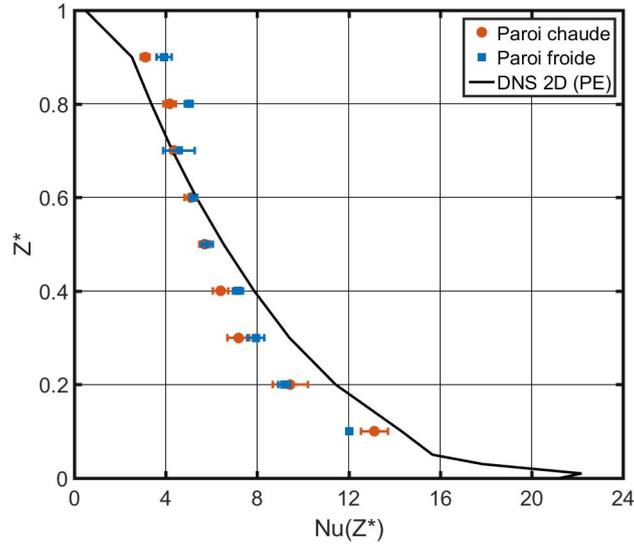


FIGURE 3.26 – Nombres de Nusselt locaux sur la paroi chaude ( $Z^* = Z$ , rouge) et froide ( $Z^* = 1 - Z$ , bleu) à  $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$ ; comparaison avec nos résultats issus de DNS 2D (cf. Chap 2) à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  (noir)

basse), si bien qu'étant un peu plus froid les transferts avec la paroi chaude sont plus élevés.

Les intégrations de ces nombres de Nusselt locaux entre  $Z=0,10$  et  $Z=0,90$  sont affichées dans le Tableau 3.4. Ces intégrations sont réalisées par la méthode des trapèzes d'après l'équation (3.10). À noter que l'intégration des valeurs de la simulation numérique par cette méthode, en prenant seulement les positions des mesures expérimentales, entraîne un écart inférieur à 1% par rapport à une intégration sur tous les points du maillage de la zone considérée. On constate un écart relatif de seulement 5% entre les intégrales sur les parois chaude et froide, ce qui atteste que l'isolation thermique, bien que imparfaite, est uniforme vis-à-vis de ces deux parois. Les écarts entre ces intégrales en paroi chaude et froide et la valeur obtenue en DNS 2D sont respectivement de 11% et 7%. On a donc un assez bon accord entre les valeurs mesurées et les résultats attendus.

$$\int_{0,10}^{0,90} Nu(Z) dZ = \frac{\Delta Z}{2} \left( Nu(Z=0,10) + \sum_i (Nu(Z_i)) + Nu(Z=0,90) \right) \quad (3.10)$$

	Paroi chaude	Paroi froide	DNS 2D
$\int_{0,10}^{0,90} Nu(Z) dZ$	5,05	5,29	5,67

TABLEAU 3.4 – Intégration des nombres de Nusselt locaux entre  $Z=0,10$  et  $Z=0,90$

### 3.9 Champs de vitesse par PIV

#### 3.9.1 Profil de vitesse

Le profil de la composante verticale de vitesse en  $Z=0,50$ ,  $W(Z=0,50)$ , est tracé en Figure 3.27. Le nombre de Rayleigh est de  $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$  pour permettre la comparaison avec les résultats de SKURTYS [2004]. Deux séries de mesures ont été effectuées, et le profil issu de simulation numérique à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  est également superposé. On observe que les deux profils mesurés sont très proches l'un de l'autre, ce qui atteste de la bonne répétabilité de ces mesures. Le profil obtenu par SKURTYS [2004] est très proche de ceux de notre étude, avec une vitesse maximale légèrement plus grande et des vitesses sur l'abscisse  $X$  du plan médian entre 0,03 et 0,05 un peu plus faibles. Du point de vitesse maximale jusqu'en bordure de couche limite, le profil issu de simulation numérique présente des vitesses inférieures d'environ 0,02 à celles mesurées. Cet écart est lié à la présence de la troisième dimension qui engendre, par rapport à un cas 2D, une vitesse verticale un peu plus grande dans le plan médian. Ce maximum de vitesse verticale dans le plan médian a été observé expérimentalement et en simulation numérique 3D SKURTYS [2004].

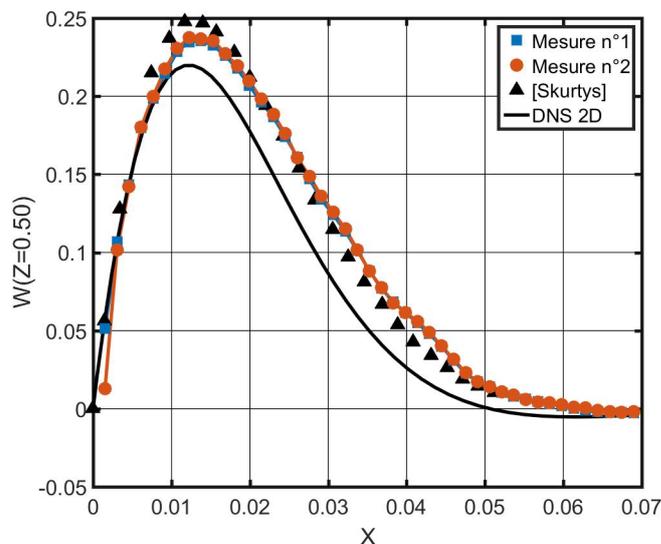


FIGURE 3.27 – Profil de la composante verticale de vitesse en  $Z = 0,50$ ,  $W(Z = 0,50)$  en fonction de  $X$  à  $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$ ; comparaison avec SKURTYS [2004] (triangle noir) et le profil obtenu en DNS 2D (cf. Chap. 2) à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$  (trait noir)

#### 3.9.2 Bidimensionnalité de l'écoulement moyen dans le plan médian

Les champs de vitesse obtenus par PIV nous renseignent sur les composantes de vitesse  $U$  et  $W$ , moyennes en temps, dans le plan médian, sans tenir compte d'un éventuel aspect tridimensionnel de l'écoulement. Avec la présence des parois latérales devant et derrière la cavité (en  $Y=0$  et  $Y=0,292$ ), la condition de vitesse nulle sur ces parois va imposer un caractère 3D à l'écoulement global. Cependant, le plan médian est un plan de

symétrie pour l'écoulement, si bien qu'il ne doit pas y avoir de composante transversale moyenne  $V$  au niveau de ce plan. Afin de déterminer l'aspect 2D ou 3D de l'écoulement dans le plan médian, nous avons effectué le calcul de la divergence sur les champs de vitesse. En effet, étant donnée la variation de la masse volumique (nous avons  $\frac{\Delta\rho}{\rho} < 4\%$ ), la divergence de la vitesse  $\vec{V}$  est nulle (équation de continuité) :

$$div(\vec{V}) = \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.11)$$

Or si l'écoulement moyen est bidimensionnel, l'expression de la divergence dans ce plan conduit à :

$$div_{2D}(\vec{V}) = \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.12)$$

On peut donc calculer  $div_{2D}$  et en déduire que, s'il n'est pas nul, il existe vraisemblablement une composante transversale de vitesse, et donc que l'écoulement moyen n'est pas bidimensionnel dans le plan vertical médian.

Le champ de la divergence de la vitesse moyenne pour  $Z \in [0,34;0,51]$  et  $Z \in [0,83;1]$  à  $Re_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  sont tracés en Figure 3.28 (gauche) et Figure 3.28 (droite). Un traitement par décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) a été préalablement appliqué pour réduire le bruit, qui reste cependant important (à cause du calcul de dérivées spatiales sur un champ discret). La POD est une technique de réduction de la dimension d'un système par projection sur une base de modes orthogonaux classés par énergie décroissante. Plus de considérations sur cette technique sont données en Annexe A. Un excès de luminosité au niveau des parois entraîne une saturation de la divergence à cet endroit, c'est pourquoi les champs sont tracés pour  $X$  allant de 0,01 à 0,24 (en enlevant les zones de réflexion en paroi). Il ne s'agit pas ici d'étudier les valeurs prises par  $div_{2D}$ , l'analyse étant effectuée de façon qualitative. On observe que l'écoulement moyen est quasiment bidimensionnel dans le plan médian (aucun motif particulier ne se dégage). Un écart semble se manifester au voisinage du coin supérieur de la cavité, probablement à cause de l'impact de la couche limite sur les parois. Le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen dans le plan médian hors des zones de recirculation a été observé expérimentalement par BELLEOUD [2016]; ROUGER [2009]; SKURTYS [2004]. Ce résultat est cohérent avec la formation de tourbillons tridimensionnels dans le coeur, parallèlement aux parois actives et répartis de chaque côté du plan médian, comme a pu l'observer expérimentalement NDAMÉ [1992]. Ces tourbillons sont représentés schématiquement sur la Figure 3.29.

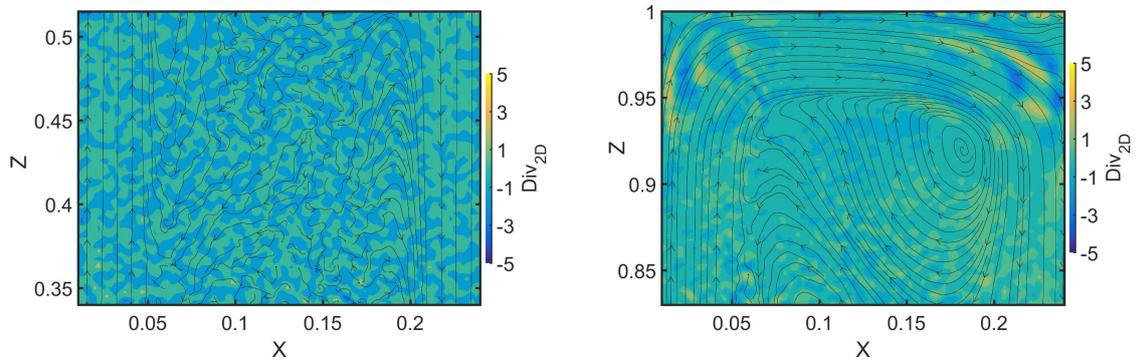


FIGURE 3.28 – Divergence de la vitesse pour  $X \in [0,01;0,24]$  et  $Z \in [0,34;0,51]$  (gauche) et  $Z \in [0,83;1,00]$  (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ , après traitement par POD (modes 1 à 8 représentant 72% de l'énergie totale des modes)

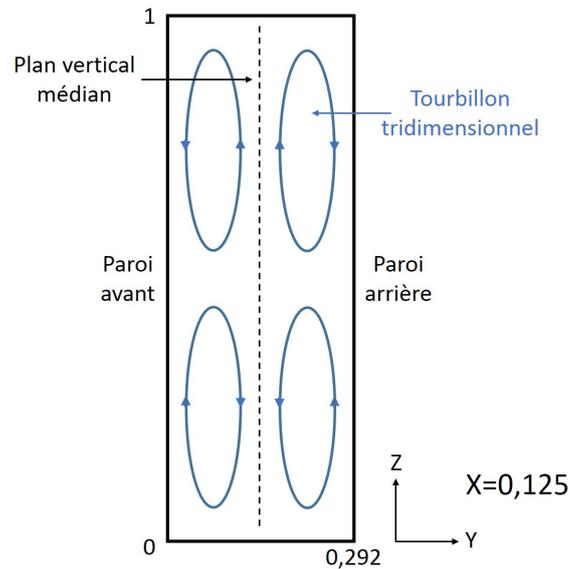


FIGURE 3.29 – Représentation schématique des tourbillons tridimensionnels d'axe parallèle aux parois actives; le plan vertical médian à mi-profondeur (plan de mesure) est représenté par un trait pointillé

### 3.9.3 Débits volumiques moyens

Après avoir vérifié le caractère bidimensionnel de l'écoulement dans le plan médian pour les couches limites verticales (hors zones de recirculation), il est intéressant de regarder la quantité de fluide circulant dans ce plan. À cet effet, les débits volumiques ont été calculés à partir des champs de vitesse. Ces débits (par unité de longueur) sont calculés dans le plan vertical médian suivant des lignes horizontales sur les moitiés gauche ( $X \in [0; 0, 125]$ ) et droite ( $X \in [0, 125; 0, 25]$ ) de la cavité. Notés  $Q_g(Z)$  et  $Q_d(Z)$ , ils sont définis par :

$$Q_g(Z) = \int_{X=0}^{0,125} W(X, Z) dX \quad ; \quad Q_d(Z) = \int_{X=0,125}^{0,25} W(X, Z) dX \quad (3.13)$$

On introduit également le débit total  $Q_{tot} = Q_g + Q_d$  soit le débit traversant toute la largeur de la cavité. Ces trois débits sont calculés pour  $Z \in [0, 20; 0, 80]$ , c'est-à-dire sur la zone de couches limites verticales, hors des zones de recirculations. Nous allons estimer l'incertitude sur le calcul de ce débit total.  $Q_{tot}$  est calculé par une intégration numérique sur la largeur, effectuée ici par la méthode des trapèzes sur un ensemble de  $N_x = 101$  points. Pour un profil horizontal donné, le calcul est ainsi issu des valeurs de vitesse ( $W_i$ ) de ce profil selon la relation :

$$Q_{tot} = \frac{1}{2A_v N_x} \left( W_1 + 2 \sum_{i=2}^{N_x-1} W_i + W_{N_x} \right) \quad (3.14)$$

Le terme  $\frac{1}{A_v}$  correspond à la largeur adimensionnée. On a vu au paragraphe 3.6.4 que l'incertitude sur la vitesse est estimée à  $2,4 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ , soit une incertitude adimensionnée  $\delta W = 5,1 \times 10^{-4}$ . On considère cette incertitude pour chaque valeur de vitesse; comme nous avons  $(2N_x - 2)$  valeurs de vitesse à l'éq. (3.14), l'incertitude sur le débit est alors

$$\delta Q_{tot} = \frac{1}{2A_v N_x} (2N_x - 2) \delta W = 1,3 \times 10^{-4} \quad (3.15)$$

Les débits obtenus à  $Ra_H = (1, 10 \pm 0,04) \times 10^8$  sont tracés sur la Figure 3.30. Les débits calculés sur une simulation numérique à  $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$  sont tracés en pointillés. On observe qu'il n'y a pas conservation du débit dans le plan médian. En effet,  $Q_{tot}$  n'est pas nul quel que soit  $Z$ , ce qui signifie qu'il y a alimentation ou déperdition de quantité de fluide à travers le plan médian. La zone inférieure présente une déperdition en fluide dans le plan médian ( $Q_{tot} < 0$ ), tandis que la zone supérieure présente une alimentation ( $Q_{tot} > 0$ ). Numériquement, comme il n'y a pas de troisième dimension dans le modèle, le débit total est naturellement conservé. Ainsi, à une position donnée, le débit côté chaud est numériquement l'exact opposé du débit côté froid. De plus, les débits gauche et droit sont toujours supérieurs (en valeur absolue) à ceux observés numériquement : la quantité de fluide traversant les couches limites dans le plan médian est donc plus grande expérimentalement.

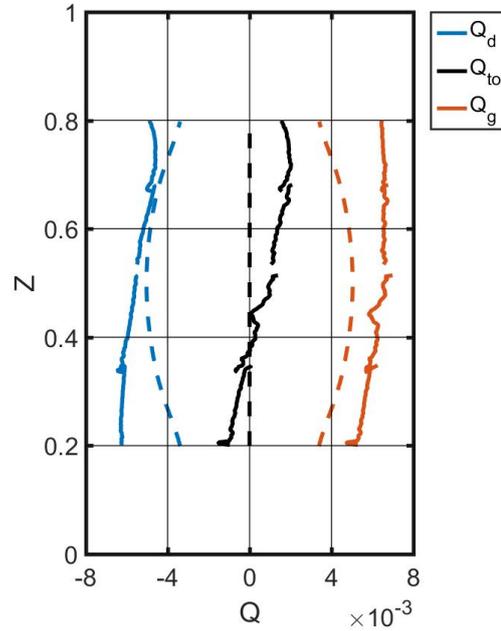


FIGURE 3.30 – Débits volumiques gauche (rouge), droit (bleu) et total (noir) en fonction de la position verticale à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (traits pointillés) débits issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$

Nous avons obtenu à l'éq. (3.15) une incertitude d'un ordre de grandeur inférieur aux écarts observés sur le débit, atteignant  $2 \times 10^{-3}$ . L'écart sur le débit ne semble donc pas provenir, ou alors seulement en partie, de l'incertitude sur la vitesse. Une autre explication possible serait que les variations de la masse volumique soient suffisantes pour engendrer une non-conservation du débit volumique (pour un fluide compressible, seul le débit massique se conserve en régime stationnaire). Afin de borner cette erreur, nous prenons le cas pire hypothétique où la couche limite chaude est à la température  $\theta_c$  et la couche limite froide est à  $\theta_f$  (les vitesses étant négligeables dans le cœur, celui-ci n'influence pas le débit). On peut écrire (cf. paragraphe 1.3) la masse volumique sous la forme  $\rho(T) = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)]$ . Comme  $T_c - T_f \approx 10$  °C, en prenant côté chaud  $T = T_c$  et côté froid  $T = T_f$ , la masse volumique représente 98% et 102% de  $\rho_0$ . L'erreur liée à la variation de masse volumique est donc faible, et on observe que multiplier respectivement  $Q_c$  par 98% et  $Q_f$  par 102% ne suffit pas à obtenir un débit  $Q_{tot} = Q_g + Q_d$  nul (dans la partie supérieure de la cavité notamment, où  $|Q_g| > |Q_d|$ ). Il semblerait donc que cette non-conservation sur le débit du plan de mesure soit effectivement présente. D'autres sources d'erreur sont possibles, comme le caractère non-parfaitement bidimensionnel et/ou vertical du plan médian. Mais une partie de la réponse se trouve probablement sur l'évolution des extrema de vitesse avec  $Z$ .

### 3.9.4 Extrema de vitesse

Un point particulier de chaque profil horizontal de vitesse est son extremum, correspondant à un maximum ou à un minimum respectivement dans la couche limite chaude et dans la couche limite froide. Ces extrema sont par exemple visibles sur le profil de  $W$  en  $Z = 0,50$ , tracé en Figure 3.31.

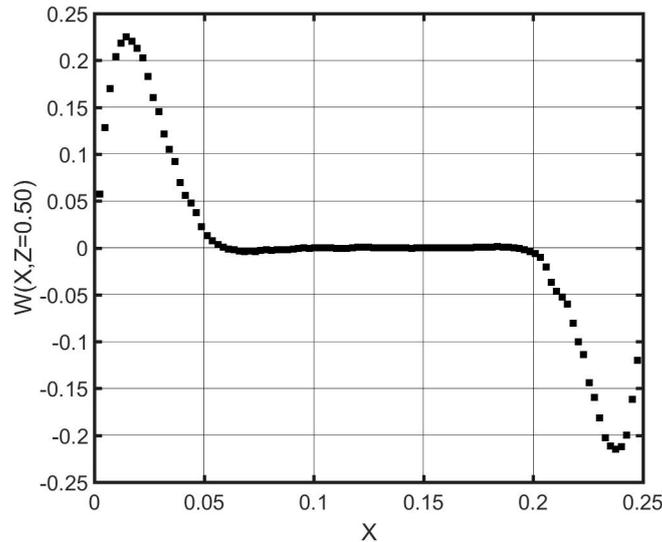


FIGURE 3.31 – Exemple du profil de  $W(X, Z = 0,50)$  avec extrema de vitesse en couche limite chaude et froide à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$

L'évolution de ces extrema de vitesse avec la cote  $Z$  entre 0,20 et 0,70 à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  est tracée en Figure 3.32 (gauche). Pour le côté froid, l'opposé du minimum de vitesse  $-W_{min}$  est tracé en fonction de  $1-Z$  pour faciliter la comparaison (centro-symétrie). Le profil de la vitesse maximale obtenu dans notre étude par DNS 2D est superposé. On observe un bon accord entre les deux ensembles de valeurs expérimentales (la centro-symétrie est respectée), bien que  $W_{max}(Z)$  soit légèrement plus élevée que  $-W_{min}(1-Z)$  sur une grande partie des couches limites (jusqu'à  $Z^* = 0,70$ ). Cette valeur plus grande est due à la présence de la fente en verre de faible largeur sur la paroi froide, moins conductrice que les parois en duralumin et moins isolée de l'extérieur : sa température légèrement plus élevée que  $\theta_f$  engendre un entrainement du fluide légèrement plus faible. De plus, la comparaison avec les valeurs numériques montrent un bon accord dans la moitié inférieure de la cavité pour  $W_{max}$ , et dans la moitié supérieure pour  $-W_{min}$  (correspondant dans les deux cas à  $Z^* \leq 0,50$ ). Sur les autres positions, un écartement progressif avec les valeurs numériques est observé. Cet écart est probablement la cause de la non-conservation du débit observée au paragraphe précédent : dans la partie supérieure de la cavité, comme  $|W_{max}|$  est supérieure à  $|W_{min}|$  sur une horizontale donnée, le débit côté chaud est potentiellement supérieur au débit côté froid, en accord avec la Figure 3.30. Le même raisonnement peut être conduit dans la zone inférieure de la cavité, où  $|W_{min}| > |W_{max}|$  entraîne  $|Q_f| > |Q_c|$  et donc  $Q_{tot} < 0$ . Des mesures complémentaires se-

raient nécessaires pour comprendre la raison de ce décalage des extrema de vitesse en fin de couche limite.

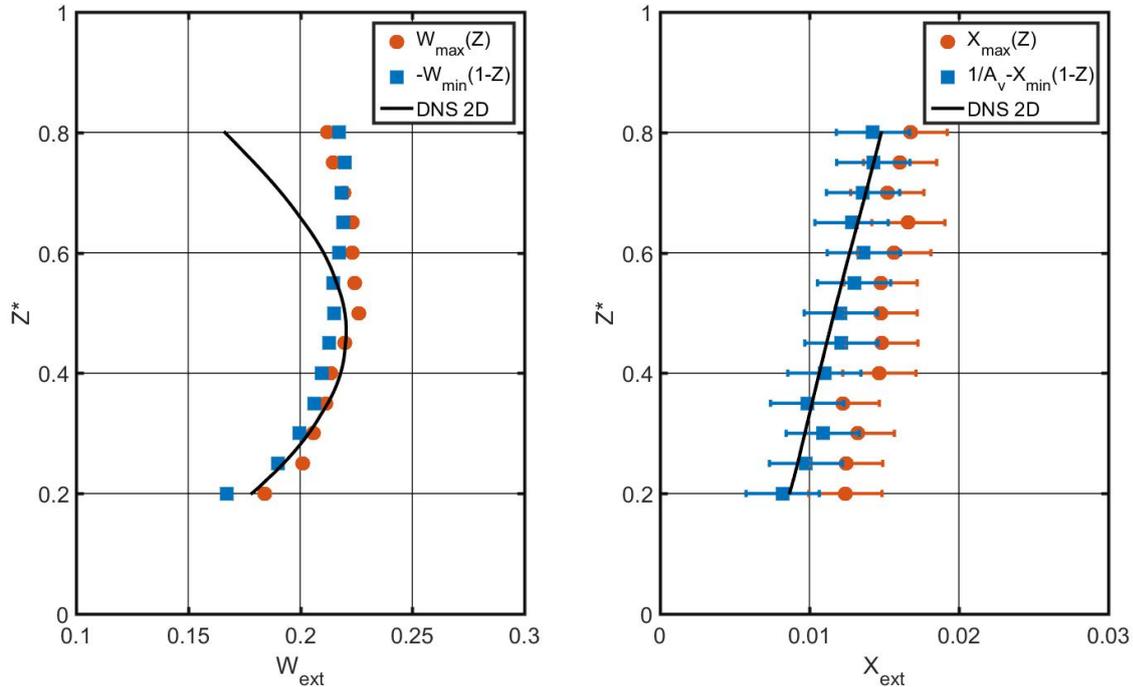


FIGURE 3.32 – (Gauche) Extrema de la composante verticale de vitesse et (droite) positions de ces extrema pour  $Z^*$  entre 0,20 et 0,80 à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (rouge) côté chaud, (bleu) côté froid, (trait noir) résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$

Les positions  $X_{ext}$  de ces extrema de vitesse en fonction de  $Z^*$  sont tracées en Figure 3.32 (droite). Les résultats issus de PIV sont également comparés avec ceux issus de DNS 2D. Une interpolation par polynôme de Lagrange de degré 5 (prenant 2 points de chaque côté du pic détecté) a été réalisée pour obtenir une résolution inférieure à la demi-taille des fenêtres d’interrogation en PIV, et inférieure à la taille des mailles en DNS 2D. Pour chaque cote,  $X_{ext}$  est plus élevé dans la couche limite chaude que dans la couche limite froide. Pour la couche limite froide, un bon accord est trouvé avec la DNS 2D. De plus, on observe un éloignement progressif, par rapport à la paroi, de la position de vitesse extrême lorsque l’on se déplace dans le sens de l’écoulement. Ce résultat est retrouvé numériquement, où cet éloignement évolue de façon linéaire. Cet éloignement est donc plus rapide en cavité (enceinte confinée avec stratification thermique verticale) que dans le cas d’une couche limite de plaque plane verticale, où l’éloignement évolue en  $Z^{1/4}$  (cf. GEBHART et al. [1988]).

### 3.10 Conclusion

Le dispositif expérimental ainsi que la métrologie mise en œuvre pour mesurer les températures et les champs de vitesses ont été détaillés. L'écoulement de convection naturelle au sein de la cavité présente une grande sensibilité aux conditions aux limites. Le fluide de travail étant l'air, il n'a que peu d'inertie thermique et est donc fortement sensible aux fluctuations externes de température. En tant que gaz, sa faible masse volumique lui permet de facilement passer à travers des défauts d'étanchéité. Si bien qu'en raison du fort couplage entre température et vitesse en convection naturelle, des conditions mauvaises en terme de température ou d'étanchéité auront de fortes conséquences sur l'écoulement.

À cet effet, de nombreuses précautions ont été prises. Tout d'abord, afin de garantir la meilleure isolation possible entre l'intérieur de la cavité et l'ambiance, les points suivants ont été respectés : utilisation de cavités de garde devant et derrière la cavité de mesure, adaptation entre la température de la pièce et les températures imposées dans la cavité, suivi continu des températures en entrée et en sortie des parois isothermes. Les moyens de mesures sont aussi peu intrusifs que possible. Le micro-thermocouple, incliné dans le sens opposé à l'écoulement, est maintenu par une canne de faible diamètre positionnée dans un plan décalé du plan de mesure et insérée dans la cavité par une rainure de faible dimension, tandis que la soudure froide est placée dans un environnement de grande stabilité thermique. Pour les visualisations et les mesures par PIV, une fente de faible largeur laisse passer une nappe laser réglée à la puissance minimale permettant l'observation des particules traceurs, qui sont introduites avec une concentration faible pour ne pas modifier l'écoulement.

Les caractéristiques de l'écoulement se développant dans la cavité ont été analysées selon différents points de vue. Premièrement, le comportement instationnaire a été étudié au régime d'écoulement qui sera utilisé par la suite, à savoir lors de la transition du régime laminaire stationnaire au régime laminaire instationnaire. Les fréquences des instabilités de couches limites et les nombres de Rayleigh critiques associés ont été mesurés et comparés à la littérature. Le comportement thermique a été analysé en terme de stratification thermique, de profils de température et de transferts de chaleur. Ces résultats ont montré un bon accord à la fois avec des études expérimentales antérieures et des études numériques (extérieures ou réalisées au cours de la thèse). On a retrouvé également un bon accord avec d'autres études pour la dynamique de l'écoulement, en terme de bidimensionnalité du plan médian, de débits volumiques et de maxima de vitesse. Ces résultats montrent que l'écoulement se développant au sein de notre cavité correspond à nos attentes (les conditions aux limites sont bonnes), et également que les moyens de mesure utilisés captent de façon satisfaisante la physique de l'écoulement.

L'écoulement de base se développant dans la cavité au régime considéré est désormais pleinement décrit. Son comportement étant satisfaisant au regard du comportement attendu d'après de précédentes études, nous allons pouvoir le modifier en introduisant une perturbation. Pour réaliser cette perturbation, un ou plusieurs obstacles de forme cylindrique seront positionnés sur la paroi chaude. L'objectif principal sera d'observer et d'analyser les changements sur les transferts de chaleur et d'essayer de les maximiser.

# Chapitre 4

## Écoulement avec perturbation par obstacle - étude expérimentale dans le plan vertical médian

### Sommaire

---

<b>4.1 Introduction</b> . . . . .	<b>109</b>
<b>4.2 État de l'art sur les perturbations mécaniques</b> . . . . .	<b>110</b>
4.2.1 Perturbation par surfaces rugueuses . . . . .	110
4.2.2 Perturbation par linteau . . . . .	112
4.2.3 Perturbation par obstacle cylindrique . . . . .	115
<b>4.3 Caractéristiques de l'obstacle cylindrique</b> . . . . .	<b>116</b>
4.3.1 Rayon . . . . .	116
4.3.2 Comportement thermique . . . . .	117
<b>4.4 Influence de la longueur de l'obstacle à <math>Ra_H = 1, 10 \times 10^8</math></b> . . . . .	<b>119</b>
4.4.1 Transferts de chaleur . . . . .	120
4.4.2 Profils de température . . . . .	122
4.4.3 Champs de vitesse . . . . .	129
<b>4.5 Influence du nombre de Rayleigh</b> . . . . .	<b>136</b>
4.5.1 Influence sur les transferts de chaleur . . . . .	137
4.5.2 Influence sur le régime d'écoulement . . . . .	138
<b>4.6 Influence de la position verticale de l'obstacle sur les transferts de chaleur à <math>Ra_H = 1, 10 \times 10^8</math></b> . . . . .	<b>144</b>
4.6.1 Influence sur les nombres de Nusselt locaux . . . . .	144
4.6.2 Influence sur les transferts par zones . . . . .	146
<b>4.7 Étude multi-obstacles à <math>Ra_H = 1, 10 \times 10^8</math> : influence mutuelle</b> . . . . .	<b>147</b>
4.7.1 Transferts de chaleur . . . . .	148
4.7.2 Profils de température . . . . .	149
4.7.3 Champs de vitesse . . . . .	151
<b>4.8 Conclusion</b> . . . . .	<b>154</b>

---



## 4.1 Introduction

Nous avons décrit au chapitre précédent le dispositif expérimental associé à notre cavité différentiellement chauffée, ainsi que les moyens de mesures à notre disposition, à la fois en terme de mesure de température et de flux de chaleur par micro-thermocouple, que de mesure de vitesses par PIV. Pour un écoulement non-perturbé en régime laminaire stationnaire ou instationnaire, nous avons trouvé un bon accord sur les profils de température et de vitesse, les transferts de chaleur et l'émergence des fluctuations entre nos mesures et des valeurs de la littérature (issues de mesures expérimentales et de simulations numériques).

Maintenant que nous pouvons décrire correctement un écoulement de convection naturelle en CDC, nous allons essayer de modifier cet écoulement. Comme pour l'étude numérique, l'objectif principal de l'introduction de la perturbation sera de modifier les transferts de chaleur au niveau des parois verticales de la cavité. Dans l'étude numérique, la perturbation introduite dans l'écoulement était d'origine purement thermique. Or ce type d'étude est complexe à reproduire expérimentalement (cf. SKURTYS [2004]), c'est pourquoi nous avons privilégié une étude expérimentale basée sur un autre type de perturbation. Comme en convection naturelle il y a un fort couplage entre la dynamique et la thermique, il a été décidé de tester une forme de perturbation basée sur la dynamique de l'écoulement, celle-ci agissant en conséquence sur les transferts de chaleur. Comme dans l'étude numérique, nous nous sommes attachés à conserver un aspect local à cette perturbation : seule la modification locale est réalisée afin de ne pas changer complètement la géométrie et les conditions aux limites du problème. De plus, nous avons fait le choix d'introduire une perturbation passive, car son faible coût d'installation et l'absence d'entretien régulier en font un système privilégié pour les applications potentielles (régulation d'un habitable, refroidissement de composants électroniques...).

La perturbation retenue pour l'étude expérimentale est donc une perturbation mécanique. La première perturbation mécanique étudiée sur le dispositif expérimental était un linteau de très faible épaisseur et flexible, positionné sur la paroi chaude en début de couche limite. Comme ce linteau devait être léger et souple, différents matériaux ont été utilisés à cet effet : nylar, polyéthylène, papier de faible épaisseur... Le but était de faire battre ce linteau par l'écoulement induisant, l'oscillation induite modifiant l'écoulement, et par conséquent les transferts en aval. Ce choix fait suite en particulier au travail de thèse de ALI [2015], dans lequel des linteaux flexibles sont disposés dans un canal horizontal en convection forcée. Les linteaux, en se retournant régulièrement, entraînent une augmentation des transferts en aval par génération de vorticités dans l'écoulement. Dans notre cas, les linteaux restaient immobiles car les interactions fluide-structure demeuraient trop faibles, et la présence de la zone stratifiée permet un contournement du fluide par l'extérieur du linteau. Un autre type de perturbation mécanique a donc été

choisi.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les travaux dans le cas où la perturbation mécanique est induite par un (ou plusieurs) obstacle(s) de forme cylindrique positionné(s) directement sur la paroi chaude de la cavité. Le choix initial de ce type de perturbation est d'observer s'il est possible de générer des allées tourbillonnaires de type allées de Von Karman dans le sillage de cet obstacle cylindrique, et ainsi par la perturbation de l'écoulement en aval de modifier les transferts de chaleur. À notre connaissance ce type de perturbation n'a pas été étudiée en CDC.

Nous allons tout d'abord présenter un ensemble d'études sur les perturbations mécaniques d'un écoulement de convection naturelle par différents moyens (surfaces rugueuses, linteaux) et dans diverses configurations. Puis nous décrirons les obstacles cylindriques utilisés, pouvant être isolant thermique ou fortement conducteur selon leur conductivité. Ensuite, nous présenterons les différentes études paramétriques réalisées dans ce travail de thèse : une étude sur la longueur de l'obstacle, une étude sur le nombre de Rayleigh de l'écoulement (autour de la transition stationnaire/instationnaire), une étude sur la position verticale de l'obstacle. Dans une dernière étude, deux obstacles ont été positionnés sur une même horizontale afin d'étudier leur influence mutuelle. Pour toutes ces études, l'influence de l'obstacle a été analysée en terme de modification de transferts de chaleur, de changements sur les profils de température et sur les champs de vitesse et ses grandeurs dérivées (épaisseurs de couches limites, débits...). L'objectif est de comprendre comment la présence de cet obstacle agit sur l'écoulement et les transferts de chaleur.

## 4.2 État de l'art sur les perturbations mécaniques

### 4.2.1 Perturbation par surfaces rugueuses

Nous appelons ici perturbation par surfaces rugueuses toute perturbation consistant à modifier l'état de surface d'une ou plusieurs parois du domaine d'étude, en passant d'une surface parfaitement lisse à une surface présentant des rugosités. Ces rugosités ne sont pas forcément de taille infime par rapport à la taille des surfaces : dans certaines études, la taille des rugosités peut représenter jusqu'à 15% de la taille des surfaces.

Une des premières études de la perturbation d'un écoulement de convection naturelle par perturbation rugueuse est celle de DU et TONG [1998]. Les auteurs ont étudié expérimentalement, dans la configuration de Rayleigh-Bénard (RB) avec de l'eau, l'influence de rainures sur les parois actives. Les rainures forment des pyramides à angle droit (cf. Fig. 4.1 (gauche)). Pour  $10^9 \leq Ra \leq 10^{11}$ , les auteurs observent un changement de la loi d'évolution du nombre de Nusselt, passant de  $Nu = 0,17 Ra^{0,29}$  en parois lisses à  $Nu =$

$0,30 Ra^{0,29}$  en parois rugueuses, soit une augmentation de 76% des transferts de chaleur (cf. Fig. 4.1 (droite)). Cette augmentation est supérieure à celle de la surface de contact (qui elle a augmentée d'un facteur  $\sqrt{2}$ ). Un mécanisme de détachement de panaches se met en place, créant de fortes fluctuations de température hors des couches limites thermiques. Au sein des rainures, les fluctuations de température ont doublé.

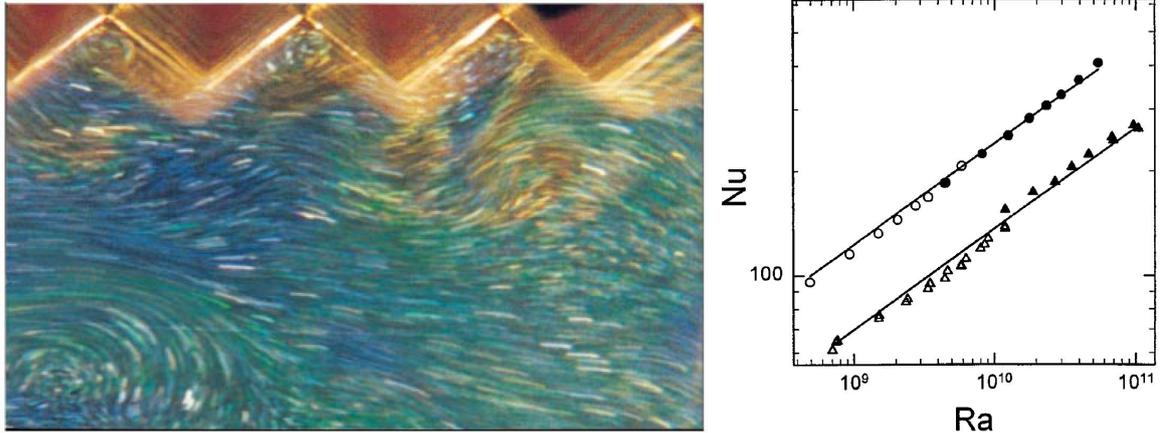


FIGURE 4.1 – (gauche) Visualisation du champ de température par sphères thermochromiques : les zones chaudes sont bleues, et zones froides rouges; (droite) transfert de chaleur global par surfaces rugueuses (ronds) par rapport à la surface lisse (triangles); d'après DU et TONG [1998]

Des années plus tard, dans une étude expérimentale, SALORT et al. [2014] se sont placés également en configuration RB avec de l'eau, et ont disposé sur la paroi inférieure des plots carrés (cf. Fig. 4.2 (gauche)). Ils ont aussi observé que, sur la paroi rugueuse, le nombre de Nusselt global était plus important, l'augmentation locale des transferts au-dessus des plots étant supérieure à leur réduction dans les encoches (cf. Fig. 4.2 (droite)). De plus, l'évolution temporelle de températures locales montrent que deux états de l'écoulement se développent en alternance et présentent un écart sur les transferts de l'ordre de 1%. Pour l'état présentant les plus hauts transferts, des détachements de panaches se produisent de façon intermittente.

Récemment, ZHANG et al. [2018] ont étudié numériquement l'influence de la taille d'éléments rugueux de type pyramides à angle droit sur les parois haute et basse en configuration RB. Les simulations ont été réalisées en 2D à différents nombres de Rayleigh, et en 3D à  $Ra = 10^8$ . Le fluide de travail est de l'air. Pour les grandes tailles d'éléments rugueux, les auteurs trouvent également une augmentation des transferts globaux. En revanche, pour les plus petites tailles, ils observent un effet inverse à cause d'un confinement du fluide entre les éléments rugueux, augmentant l'épaisseur des couches limites thermiques. Ils ont alors déterminé la hauteur critique de rugosité faisant basculer le changement sur les transferts d'un sens à l'autre, et ont observé que cette hauteur critique évolue en  $Ra^{-0,6}$ .

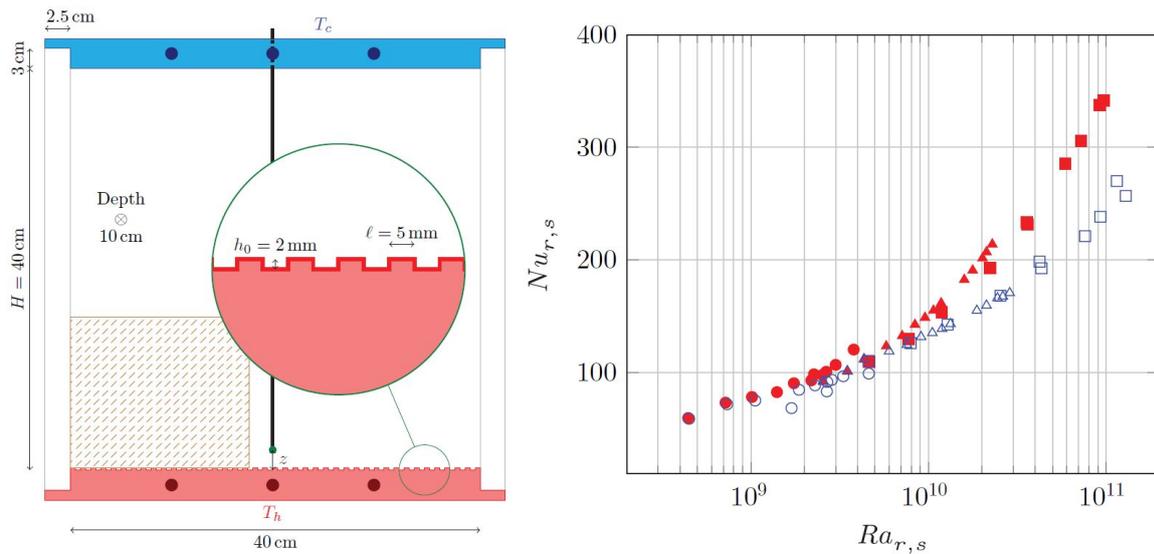


FIGURE 4.2 – (gauche) Schéma de la cellule de convection, avec éléments rugueux sur la paroi chaude; (droite) transfert de chaleur en paroi lisse (bleu) et en paroi rugueuse (rouge); d'après SALORT et al. [2014]

Ces études ont eu lieu en configuration Rayleigh-Bénard. Dans le cas de la configuration CDC, utilisée dans ce travail de thèse, on peut citer les travaux numériques de YOUSAF et USMAN [2015] : pour une cavité carrée et un fluide tel que  $Pr = 1$ , un ensemble de 2 à 10 éléments rugueux sont disposés sur les parois verticales, éléments rugueux de forme sinusoïdale et de hauteur (adimensionnée par la largeur de la cavité) comprise entre 0,025 et 0,15. Le nombre de Rayleigh varie entre  $10^3$  et  $10^6$ . Les auteurs observent à  $Ra = 10^6$  et pour 10 éléments rugueux, une réduction du nombre de Nusselt global de plus en plus forte avec l'accroissement de la taille des éléments rugueux (jusqu'à 17,3% de réduction pour une hauteur relative de 0,15). On est donc en présence d'une modification de sens contraire à celle observée en configuration RB. On note que la forme des éléments rugueux est différente de celle des études en configuration RB. Cependant on a vu que le sens du changement sur les transferts (augmentation ou réduction) ne semblait pas dépendre de la forme des rugosités, mais seulement de leur taille.

#### 4.2.2 Perturbation par linteau

Un autre type de perturbation géométrique utilisée dans des écoulements de convection naturelle est l'utilisation d'un ou plusieurs linteau(x) positionné(s) horizontalement sur la paroi chaude d'une CDC, ou verticalement sur une paroi adiabatique.

À notre connaissance, une des premières études de ce type est celle de SHAKERIN et al. [1988]. Dans cette étude numérique et expérimentale, un ou deux linteau(x) sont positionné(s) sur la paroi chaude d'une CDC carrée remplie d'air, à  $Ra = 10^6$ . Les linteaux sont parfaitement conducteurs dans le cas numérique, tandis que dans le cas expérimental ils sont en aluminium, donc fortement conducteurs (mais pas parfaitement). Leur taille est égale à l'épaisseur de la couche limite dynamique. Numériquement et pour un linteau, le

calcul du transfert de chaleur global sur la paroi chaude (en prenant en compte la surface du linteau) indique une augmentation des transferts de 12%, pour une augmentation de la surface d'échange de 32%. Cette faible augmentation de  $Nu$  par rapport à la surface d'échange est liée à l'épaississement de la couche limite en amont et en aval du linteau. Dans le cas de deux linteaux espacés d'une distance égale au double de leur taille, seule une légère augmentation de  $Nu$  est observée par rapport au cas avec un seul linteau.

Quelques années plus tard, NAG et al. [1993] ont étudié numériquement l'influence d'un linteau d'épaisseur infinitésimale sur la paroi chaude d'une CDC carrée, pour 3 positions  $Z=(0,25;0,50;0,75)$ , 3 longueurs et 4 nombres de Rayleigh (de  $10^3$  à  $10^6$ ). Le linteau est soit adiabatique soit parfaitement conducteur. Les auteurs montrent que dans tous les cas, le nombre de Nusselt côté froid a augmenté avec le linteau parfaitement conducteur et est réduit avec le linteau adiabatique. Pour le linteau parfaitement conducteur, le gain augmente avec la longueur du linteau, car les tourbillons se formant au-dessus du linteau grandissent, la position de meilleur gain étant à mi-hauteur de la cavité. Pour le linteau adiabatique, la baisse est quasiment indépendante de la longueur, et la plus grande baisse est obtenue en  $Z = 0,75$  ( $-7\%$  à  $Ra = 10^6$ ).

Dix ans plus tard, POLIDORI et PADET [2003] ont placés 3 linteaux adiabatiques sur une plaque verticale chauffée à flux uniforme et immergée dans un réservoir d'eau. Trois configurations sont étudiées selon que les linteaux sont de même longueur, de longueur croissante ou de longueur décroissante avec la position verticale. Cinq longueurs ont été testées, égales à 1 à 5 fois l'épaisseur de la couche limite dynamique. Des visualisations sont réalisées par précipitation électrolytique, et les coefficients d'échanges locaux sont mesurés au moyen de thermocouples. Les auteurs notent une recirculation du fluide dans les espaces inter-linteaux, et, par rapport au cas de référence, une augmentation du coefficient d'échange proche du linteau inférieur, mais une réduction proche du linteau supérieur. Les auteurs ont fait attention au fait que l'état de non-équilibre thermique du bain à chaque instant entraîne des résultats différents selon l'instant de mesure.

TASNIM et COLLINS [2004] ont étudié numériquement, en cavité carrée, l'influence d'un linteau parfaitement conducteur de faible épaisseur (1% de la hauteur de la cavité), pour les positions et les longueurs (0,25; 0,50; 0,75) et à des nombres de Rayleigh relativement faibles (jusqu'à  $10^5$ ). Une augmentation des transferts globaux est observée avec le linteau, d'autant plus que sa longueur est grande (jusqu'à 31% pour la plus grande taille de linteau à  $Ra = 10^4$ ).

ROUGER [2009] a étudié expérimentalement, sur une cavité de dimension  $(1 \times 1 \times 0,32) m^3$  à  $Ra = 1,48 \times 10^9$ , les modifications induites par la présence d'un linteau vertical de hauteur 0,3 m positionné au milieu de la paroi haute. Les mesures de température et de vitesse ont été comparées avec des mesures antérieures sans linteau réalisées par SALAT [2004].

L'auteur observe que le débit de l'écoulement reste inchangé malgré l'augmentation des pertes de charges. De plus, la stratification thermique est plus grande en amont du linteau, et est plus faible en aval, en comparaison du cas sans linteau.

Dans plusieurs études expérimentales et numériques, XU [2015]; XU et al. [2009, 2011] ont positionné un linteau adiabatique à mi-hauteur d'une CDC de rapport de forme vertical 0,24 remplie d'eau (cf. Fig. 4.3 (gauche)). Dans le cas de XU et al. [2009], le linteau présente une longueur égale à 4% de la largeur de la cavité et le nombre de Rayleigh est élevé ( $1,84 \times 10^9$ ). À partir d'un certain nombre de Rayleigh, le linteau crée un écoulement instationnaire par la formation périodique de panaches thermiques. Avec un linteau sur chaque paroi active, Nu augmente de 7% (cf. Fig. 4.3 (droite)). Pour un seul linteau, le flux convectif à travers le plan médian augmente de 41%.

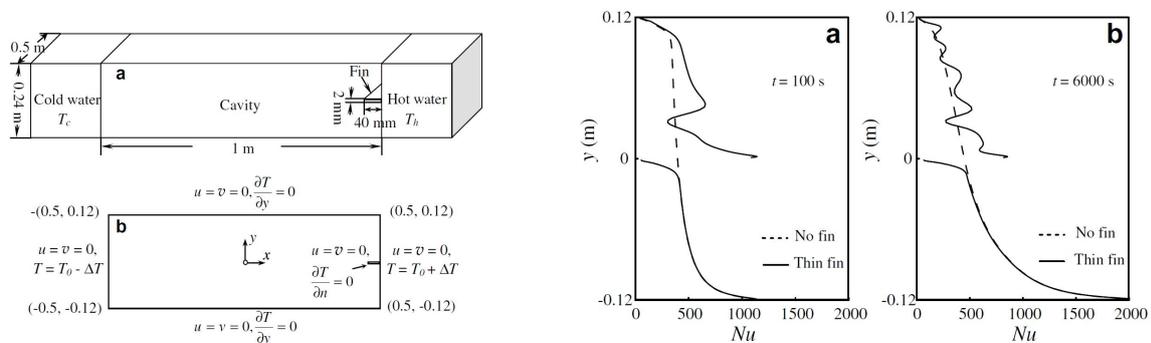


FIGURE 4.3 – (gauche) Schéma de la cavité expérimentale et du modèle numérique; (droite) nombre de Nusselt local avec et sans linteau; d'après XU et al. [2009]

Récemment, GHALAMBAZ et al. [2017] ont modifié le cas désormais classique du linteau horizontal rigide pour le rendre flexible et donc pouvant osciller. Dans cette étude numérique, le linteau flexible est à mi-hauteur de la paroi chaude d'une CDC carrée remplie d'air, et l'oscillation sinusoïdale de l'extrémité du linteau est imposée (oscillation forcée, cf. Fig. 4.4 (gauche)). L'influence de nombreux paramètres a été testée :  $Ra$ , longueur du linteau, amplitude et période de l'oscillation, ratio des conductivités du linteau et du fluide, module d'Young. À  $Ra = 10^6$ , les auteurs montrent que, par rapport au linteau fixe, le nombre de Nusselt global augmente légèrement avec l'amplitude et la période : gain maximal de 0,22% pour un module d'Young de  $10^{11}$  et un ratio de conductivité de 10. Le gain est d'autant plus important que le linteau est plus flexible (module d'Young plus faible). L'évolution de  $Nu$  avec la longueur passe par un maximum pour une longueur réduite de 0,25 (cf. Fig. 4.4 (droite)).

En résumé, de nombreuses études ont été conduites ces dernières années concernant l'introduction d'un linteau dans un écoulement en CDC. Les linteaux introduits doivent être séparés en deux catégories selon leur comportement thermique : les linteaux conducteurs (de façon parfaite en numérique ou de forte conductivité en expérimental), qui en-

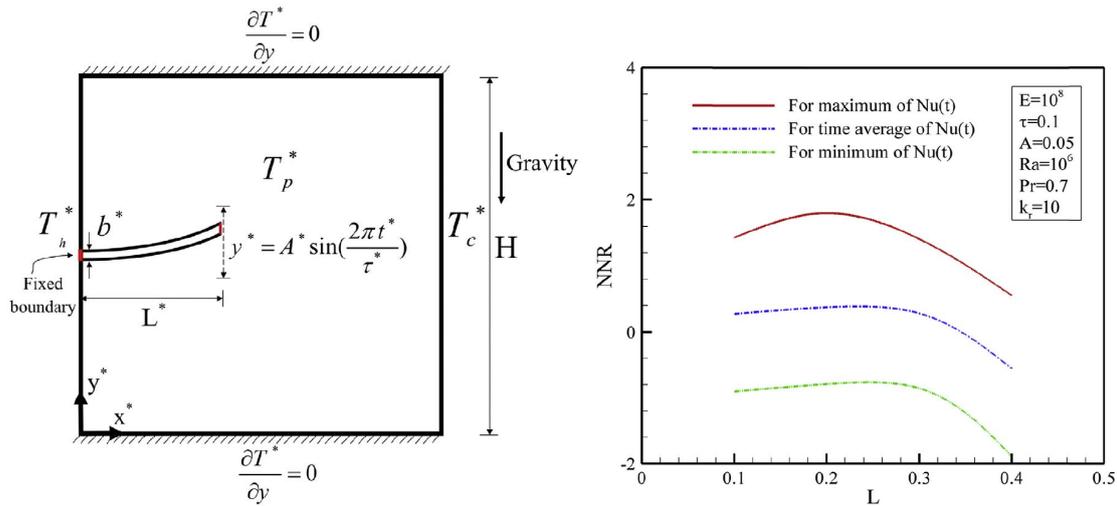


FIGURE 4.4 – (gauche) Modèle numérique avec linteau flexible d'oscillation imposée; (droite) ratio du transfert de chaleur global par rapport au cas sans linteau, en fonction de la longueur du linteau; d'après GHALAMBAZ et al. [2017]

trainent une augmentation des transferts de chaleur globaux, et les linteaux isolants thermiquement qui, en général, réduisent les transferts globaux. Dans ce dernier cas, une exception est donnée pour l'étude de XU et al. [2009] car le linteau isolant fait transiter l'écoulement vers un régime périodique, induisant la formation d'un panache qui augmente les transferts en aval.

### 4.2.3 Perturbation par obstacle cylindrique

SKURTYS [2004] et PENOT et al. [2010] ont utilisé un obstacle cylindrique en CDC, sous la forme d'un tube parallèle à proximité de la paroi chaude. Au sein de ce tube circulait de l'eau tiède, chauffée par un courant alternatif afin d'obtenir une évolution sinusoïdale, et dont la fréquence est proche des ondes de Tollmien-Schlichting. L'introduction du tube entraîne une modification de l'écoulement dans son sillage, ce qui réduit les transferts dans cette zone de 10%. De plus, le chauffage périodique de l'eau amplifie les fluctuations sur la bordure des couches limites.

Dans l'étude préliminaire de HENRY et al. [2008], les auteurs ont positionné plusieurs obstacles cylindriques sur une plaque verticale transparente. Cette plaque est chauffée par des lampes halogènes distribuant un flux uniforme et installée dans un bain d'eau de grande dimension (cf. Fig. 4.5 (gauche)). Les obstacles sont isolés thermiquement. Leur influence est analysée par caméra visible située en face des obstacles pour la topologie de l'écoulement, et par caméra infra-rouge située derrière les obstacles pour la température et les coefficients d'échanges locaux (cf. Fig. 4.5 (droite)). Les auteurs notent une augmentation des transferts de chaleur dans le sillage des obstacles de l'ordre de 10%.

Toutes ces études témoignent de la capacité à modifier les transferts de chaleur d'un écoulement de convection naturelle par l'utilisation d'une perturbation de type méca-

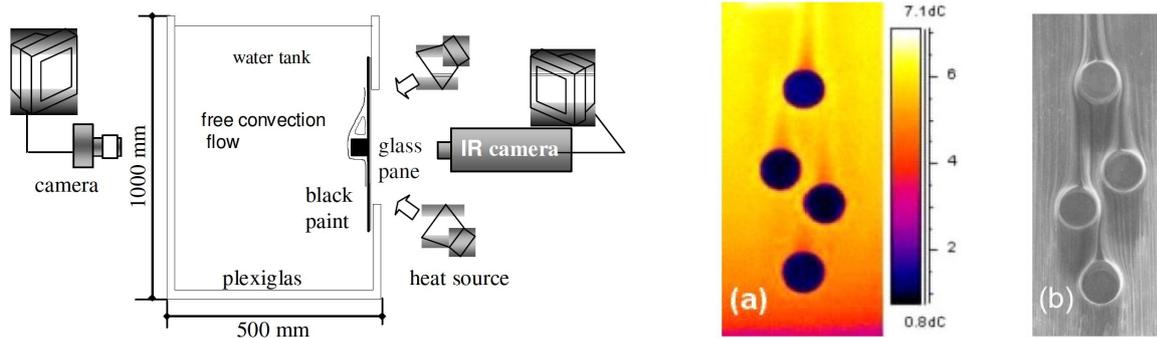


FIGURE 4.5 – (gauche) Schéma du montage expérimental et des moyens de mesure; (droite) champs de température et visualisation de l'écoulement en présence d'obstacles cylindriques; d'après HENRY et al. [2008]

nique. Dans notre étude nous avons choisi d'utiliser comme perturbateur un obstacle de forme cylindrique disposé sur la paroi chaude de la cavité expérimentale. Nous allons décrire cet obstacle cylindrique concernant la géométrie retenue et les deux comportements thermiques possibles.

## 4.3 Caractéristiques de l'obstacle cylindrique

### 4.3.1 Rayon

L'obstacle cylindrique, noté OC par la suite, présente deux longueurs caractéristiques : sa longueur  $l$  et son rayon  $r$ , tous deux adimensionnés. Le rayon  $r$  a été choisi afin que le nombre de Reynolds de l'OC soit supérieur au nombre de Reynolds d'apparition d'allées de Von Karman. Les allées de Von Karman (motif périodique de tourbillons dans le sillage d'un cylindre) s'observent suite à une bifurcation de Hopf à partir de  $Re_{crit} = 46$ , avec  $Re$  le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre. Ici, on place ce cylindre dans un écoulement de couche limite de convection naturelle, pour lequel la vitesse amont n'est pas constante. Nous ne sommes donc pas dans une configuration identique au cas théorique car, pour une cote  $Z$  donnée, le nombre de Reynolds va dépendre de la position locale sur le cylindre :  $Re(X)$ .

Mise à part l'étude paramétrique sur la position de l'OC, la position utilisée au cours de cette étude sera  $Z_{OC} = 0,25$ . Cette position correspond au début de la couche limite verticale côté chaud, qui est la zone de réceptivité maximale pour les modes d'instabilités de couche limite d'après GADOIN et al. [2001]. Cette position, hors de la zone de recirculation inférieure, permet également d'apprécier les effets de la présence de l'OC sur une grande longueur dans son sillage.

En Figure 4.6 (gauche) est tracé le profil selon  $X$  de la composante verticale de vitesse mesurée en  $Z = 0,25$  et au nombre de Rayleigh  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . On peut alors calculer localement le nombre de Reynolds de l'OC pour  $r = 0,021$ , dont l'évolution est tracée

en Figure 4.6 (droite). On constate que pour  $X \leq 0,035$  (hors de la zone en très proche paroi, non-visible ici),  $Re(X)$  est supérieur au nombre de Reynolds critique d'apparition des allées de Von Karman.

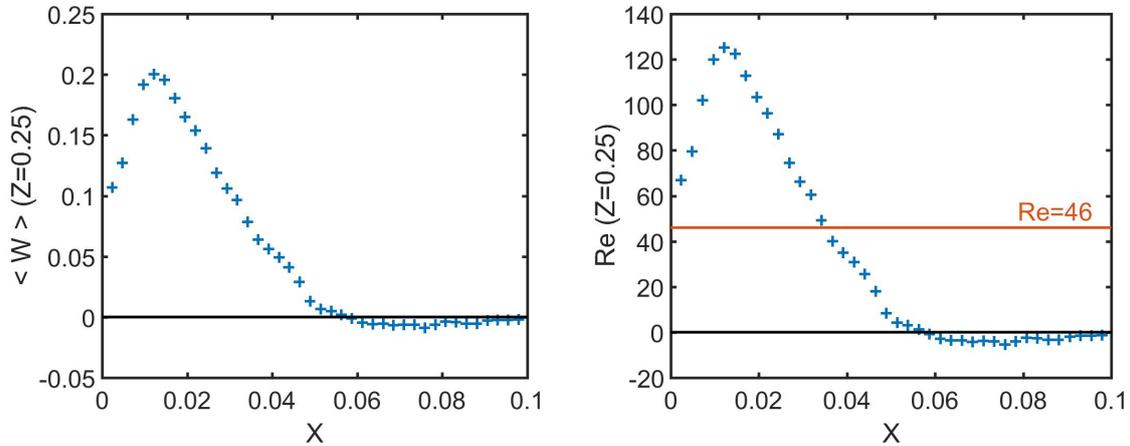


FIGURE 4.6 – (gauche) Profil de la composante verticale moyenne de vitesse  $\langle W \rangle$  en  $Z = 0,25$  à  $Re_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  mesuré par PIV; (droite) nombre de Reynolds local associé pour un OC de rayon  $r = 0,021$ ; (trait rouge) nombre de Reynolds critique d'apparition des allées de Von Karman

Différentes longueurs d'obstacle ont été testées, nous considérons pour cette analyse les longueurs  $l = 0,021$  et  $l = 0,042$ . Pour ces deux longueurs, les nombres de Reynolds moyens entre la paroi et l'extrémité des OC,  $\overline{Re}_l = \frac{1}{l} \int_{X=0}^l Re(X) dX$ , sont égaux à 98 et 80. On peut alors calculer la fréquence d'émission des tourbillons qui seraient formés à partir du nombre de Strouhal (défini par  $Sr = \frac{2frH}{W}$ ), selon la corrélation de Henderson, 1997 (voir WILLIAMSON et BROWN [1998]) :

$$Sr = 0,2731 - \frac{1,1129}{\sqrt{Re}} + \frac{0,4821}{Re} \quad (4.1)$$

On obtient des fréquences d'émission respectivement de 0,53 et 0,69. Ces fréquences sont proches des fréquences caractéristiques de l'écoulement en régime instationnaire, comprises entre 0,40 et 0,60. Cette brève analyse est le point de départ de cette étude car nous pourrions avoir une interaction entre ces tourbillons dans le sillage de l'OC et les instabilités de couche limite.

### 4.3.2 Comportement thermique

Ce perturbateur mécanique présente deux comportements thermiques possibles : il peut être thermiquement passif, sous la forme d'un obstacle de très faible conductivité, ou alors thermiquement actif, sous la forme d'un obstacle de forte conductivité. L'objectif pour l'obstacle de faible conductivité est de le rendre le plus isolant possible, c'est pourquoi ce type d'OC sera qualifié d'OC isolant. De même, l'objectif pour l'obstacle de forte conductivité est de s'approcher le plus possible du cas parfaitement conducteur. À cet effet, il sera qualifié d'obstacle conducteur.

Les matériaux utilisés pour l'OC isolant et l'OC conducteur sont respectivement le liège et l'aluminium. Les propriétés thermophysiques de ces deux matériaux sont données au Tableau 4.1. Les propriétés thermophysiques du liège ont été mesurées au sein du laboratoire avec différents instruments de métrologie (fluxmètre, balance microgramme, calorimètre...).

	$\lambda$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	$\rho$ [ $kg.m^{-3}$ ]	$C_p$ [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]	$\alpha$ [ $m^2.s^{-1}$ ]
Liège	0,047	256	1800	$1,04 \times 10^{-7}$
Aluminium	237	2700	900	$9,75 \times 10^{-5}$

TABLEAU 4.1 – Propriétés thermophysiques du liège et de l'aluminium : conductivité thermique  $\lambda$ , masse volumique  $\rho$ , capacité calorifique  $C_p$  et diffusivité thermique  $\alpha$ ; les valeurs pour le liège sont issues de mesures réalisées au laboratoire par fluxmètre, balance microgramme et calorimètre

Le liège possède la plus faible conductivité thermique parmi les matériaux conventionnels à notre disposition, hors mousses, laines ou polystyrènes qui présentent l'inconvénient de ne pas être rigides, imperméables, ou facilement usinable, et constitueraient un autre cas d'étude avec d'autres conditions aux limites. Ainsi, le rapport de la conductivité de l'OC sur la conductivité de l'air n'est que de 1,8 : cette valeur est très faible au regard du fait que l'air est un gaz et le liège un solide.

L'aluminium présente l'avantage d'être un matériau courant, facile à usiner et de faible masse volumique. Sa conductivité est plus de 9000 fois celle de l'air (à température ambiante). Il présente cependant l'inconvénient d'être très oxydable, même en conditions favorables. Pour  $l = 0,021$  (1cm) et un coefficient d'échange  $h$  de  $5 W.m^{-2}.K^{-1}$  (valeur typique de la convection naturelle dans de l'air), le nombre de Biot est :

$$Bi = \frac{hV}{\lambda S} = \frac{h(\pi r^2 l)H}{\lambda(2\pi r l + 2\pi r^2)} = 2,5 \times 10^{-5} \quad (4.2)$$

Le nombre de Biot compare la résistance thermique de convection à la surface d'un corps à la résistance thermique de conduction au sein de ce corps. Comme  $Bi \ll 1$ , le gradient thermique au sein de l'OC conducteur est négligeable : l'OC conducteur est quasiment isotherme.

L'OC isolant et l'OC conducteur sont fixés sur la paroi chaude au moyen de ruban adhésif double face. Ce ruban adhésif introduit une résistance thermique entre la paroi et l'OC, engendrant une chute de température sur la face de fixation de l'OC par rapport à la température en paroi chaude. Afin de déterminer cette chute de température, on peut mesurer la température à droite de l'OC conducteur, en positionnant le micro-thermocouple au contact de sa face libre. On utilise l'OC conducteur car celui-ci étant fortement isotherme, la température sur sa face libre est égale à la température sur la face droite du ruban adhésif (en l'absence de rayonnement important). On trouve alors un écart de  $0,6^\circ C$

entre la température de l'OC,  $T_{OC}$ , et celle de la paroi chaude,  $T_c$ . Cette valeur peut être comparée à une estimation faite en utilisant le flux entrant à travers ce ruban adhésif. On applique la loi d'ailette à l'OC conducteur car il respecte l'hypothèse de barre (son nombre de Biot est faible, contrairement à l'OC isolant dont le nombre de Biot transversal est supérieur à 0,5). L'expression générale du flux entrant dans une ailette de longueur finie est donnée par (cf. SAINT-BLANQUET [2017]) :

$$\Phi_{cond} = (T_{OC} - T_{air}) \sqrt{hp\lambda S} \frac{\sinh(mL) + (h/\lambda m)\cosh(mL)}{\cosh(mL) + (h/\lambda m)\sinh(mL)} \quad (4.3)$$

avec  $T_{OC} - T_{air}$  l'écart entre la température de l'OC et celle de l'air de la zone stratifiée en cette cote,  $p$  et  $S$  périmètre et surface d'une section de l'OC,  $m$  coefficient de la loi d'ailette ( $m^2 = \frac{hp}{\lambda S}$ ). En prenant un coefficient d'échange convectif de  $h = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et un écart de température égal à l'écart-moyen observé en  $Z = 0,25$ ,  $T_{OC} - T_{air} = 5,3^\circ\text{C}$ , on trouve un flux entrant de  $0,042 \text{ W}$ . On peut alors estimer l'écart de température  $T_c - T_{OC}$  :

$$T_c - T_{OC} = \frac{\Phi_{cond} e_{ra}}{\lambda_{ra} S} \quad (4.4)$$

avec  $\lambda_{ra}$  et  $e_{ra}$  la conductivité et l'épaisseur du ruban adhésif. À partir des valeurs du Tableau 4.2 pour  $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$ , on trouve  $T_c - T_{OC} = 0,7^\circ\text{C}$ . L'estimation faite est donc en accord de nos mesures, malgré l'approximation de température de fluide constante autour de l'OC.

$\lambda_{ra} [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$	$e_{ra} [\text{mm}]$	$h [\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$	$T_{OC} - T_{air} [^\circ\text{C}]$
0,1	0,5	5	5,3

TABLEAU 4.2 – Valeurs des grandeurs physiques utilisées pour le calcul du saut de température au sein du ruban adhésif; propriétés du ruban adhésif issues de données constructeur

De plus, le nombre de Nusselt local au centre de la face libre a été mesuré. Pour l'OC isolant de longueur  $l = 0,042$ , nous avons  $Nu = 1,4$ . Comme  $Nu \approx 1$ , il n'y a pratiquement pas d'échange convectif entre la face libre de l'OC isolant et le fluide. En revanche, pour l'OC conducteur de même longueur, nous trouvons  $Nu = 12,3$ , soit proche de celui en  $Z = 0,20$ ,  $Nu(Z = 0,20) = 11,7$ . En effet cet OC étant isotherme, il présente un écart de température avec le fluide proche de l'écart de température entre la paroi chaude et le fluide, donc si la topologie de l'écoulement à sa proximité ne change pas les transferts de chaleur seront également proches.

#### 4.4 Influence de la longueur de l'obstacle à $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$

Dans cette partie, différentes longueurs d'obstacles cylindriques sont étudiées. Pour l'OC conducteur, ces longueurs varient de  $0,5 \text{ cm}$  à  $2,5 \text{ cm}$  par pas de  $0,5 \text{ cm}$ , soit des longueurs adimensionnées allant de  $0,010$  à  $0,052$ . Comme nous le verrons par la suite, l'évo-

lution des grandeurs observées sont assez progressives avec la longueur de l'OC, si bien que seules trois longueurs seront testées pour l'OC isolant : 1 cm, 2 cm et 4,4 cm soit des longueurs adimensionnées de 0,021, 0,042 et 0,092. La dernière longueur est plus grande afin de voir si le phénomène de contournement observé pour les autres longueurs (et décrit ultérieurement) est également présent.

#### 4.4.1 Transferts de chaleur

L'influence de la longueur de l'OC est d'abord quantifiée en terme de transfert de chaleur local. Ce transfert de chaleur est calculé par les nombres de Nusselt locaux sur 6 positions entre  $Z = 0,30$  et  $Z = 0,80$ , par pas spatial  $\Delta Z = 0,10$ . L'OC de rayon  $r = 0,021$  est positionné en  $Z_{OC} = 0,25$ , si bien que les transferts sont mesurés dans le sillage de l'OC. En effet, les transferts ne sont pas modifiés en amont, comme nous le verrons par la suite. Le dernier point de mesure est en  $Z = 0,80$  car pour la configuration étudiée l'influence de l'OC sur les transferts n'est plus visible au-delà de cette position.

En Figure 4.7 sont tracés les profils des nombres de Nusselt locaux pour l'OC isolant (gauche) et conducteur (droite). Les barres d'erreurs représentent les incertitudes sur la détermination de la pente du profil en très proche paroi, avec un intervalle de confiance à 90% (cf. paragraphe 3.4). L'erreur sur la position verticale est quant à elle estimée à 1mm soit  $2 \times 10^{-3}$  (trop faible pour être visible sur les profils). Pour l'OC isolant, on observe une augmentation de  $Nu(Z)$  dans le sillage proche de l'OC. Cette augmentation est d'autant plus marquée que la longueur de l'OC est grande. Ainsi, pour la plus grande longueur  $l = 0,092$ , on atteint en  $Z = 0,30$  (c'est-à-dire dans le sillage immédiat de l'obstacle) un nombre de Nusselt local de 12,9, soit 43% supérieur à celui obtenu dans le cas de référence. En se déplaçant dans le sens de l'écoulement,  $Nu(Z)$  se rapproche progressivement de la valeur du cas de référence, montrant que l'effet d'obstacle s'estompe.

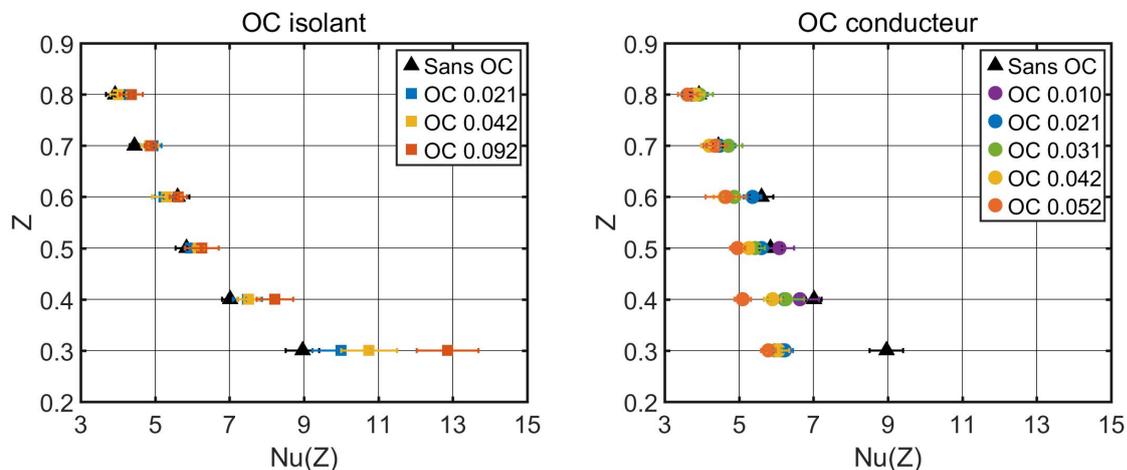


FIGURE 4.7 – Nombre de Nusselt local  $Nu(Z)$ , sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en  $Z_{OC} = 0,25$ , pour différentes longueurs indiquées dans la légende

Pour l'OC conducteur, le changement est de sens opposé :  $Nu(Z)$  est inférieur au cas de référence dans le sillage, et ceci est d'autant plus marqué que  $l$  est grand. Ce changement est davantage visible en  $Z = 0,40$  que directement en aval en  $Z = 0,30$  : en cette position, les valeurs de  $Nu(Z)$  avec OC conducteur sont très proches les unes des autres (de l'ordre de 30% inférieures au cas de référence). Ce comportement semble témoigner d'une limitation basse des transferts de chaleur directement en aval de l'OC conducteur, la vitesse étant faible en cette zone (cf. paragraphe 4.4.3). À ce stade, on peut faire l'hypothèse que ce comportement est dû à une compétition entre un effet dynamique et un effet thermique. En effet, l'OC isolant étant thermiquement passif, il ne peut agir que sur la topologie de l'écoulement (effet dynamique), ce qui on l'a vu engendre une augmentation des transferts. L'OC conducteur présente également ce rôle sur la dynamique de l'écoulement : un effet d'obstacle qui a tendance à augmenter les transferts. Cependant cet obstacle est quant à lui thermiquement actif, en conséquence il modifie les transferts en aval dans un sens opposé. L'OC conducteur présente donc ces deux effets qui agissent dans des sens opposés, l'effet thermique semblant prendre le dessus sur l'effet d'obstacle. Et sur la première position du sillage de l'OC conducteur, l'effet thermique semble imposer complètement le transfert de chaleur. De plus, cet effet thermique semble avoir une influence sur une distance en aval plus grande, la réduction des transferts observée sur propageant plus loin que l'augmentation observée pour l'OC isolant.

l	Cas de réf.	OC isolant		OC conducteur	
	$\int_{0,30}^{0,80} Nu(Z) dZ$	$\int_{0,30}^{0,80} Nu(Z) dZ$	% $G_{Nu}$	$\int_{0,30}^{0,80} Nu(Z) dZ$	% $G_{Nu}$
0	$2,93 \pm 0,13$	–	–	–	–
0,010	–	–	–	$2,75 \pm 0,17$	-6,8%
0,021	–	$3,07 \pm 0,15$	+4,5%	$2,67 \pm 0,15$	-10,0%
0,031	–	–	–	$2,62 \pm 0,17$	-11,8%
0,042	–	$3,12 \pm 0,16$	+6,0%	$2,49 \pm 0,12$	-17,8%
0,052	–	–	–	$2,38 \pm 0,15$	-23,5%
0,092	–	$3,36 \pm 0,19$	+12,6%	–	–

TABLEAU 4.3 – Intégration des nombres de Nusselt locaux entre  $Z = 0,30$  et  $Z = 0,80$ , et gain par rapport au cas de référence % $G_{Nu}$ , à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$

Afin de déterminer l'influence de l'OC sur les transferts de chaleur en aval, sont affichées au Tableau 4.3 les intégrations par la méthode des trapèzes des nombres de Nusselt locaux entre  $Z = 0,30$  et  $Z = 0,80$ , ainsi que le gain relatif par rapport au cas de référence % $G_{Nu}$  en pourcentage. L'intégration dans le cas de référence donne  $\int_{0,30}^{0,80} Nu(Z) dZ = 2,93 \pm 0,13$ . Pour l'OC isolant, on passe d'un gain de 4,5% pour  $l = 0,021$  à 12,6% pour  $l = 0,092$ , tandis que pour l'OC conducteur, la baisse est progressive avec  $l$  et atteint -23,5% pour  $l = 0,052$ . Pour une même longueur, la baisse sur l'OC conducteur est supérieure à la hausse sur l'OC isolant alors même que l'OC conducteur entraîne également un effet d'obstacle. L'effet thermique prédomine donc sur l'effet d'obstacle. Le changement sur les transferts de chaleur étant directement lié au changement sur les gradients

de température en proche paroi, nous allons à présent nous intéresser à des profils de température à proximité de l'OC et dans son sillage.

#### 4.4.2 Profils de température

Pour faciliter la localisation des zones d'observation, les lignes utilisées pour l'analyse des profils de température (reprises ensuite pour les profils de vitesse) sont matérialisées sur la Figure 4.8. Il s'agit de trois lignes horizontales et d'une ligne verticale. Les lignes horizontales sont situées en  $Z = 0,20$ ,  $Z = 0,25$  et  $Z = 0,28$  afin de décrire respectivement les zones amont de l'OC, la zone à droite de l'OC et la zone directement en aval de l'OC. La ligne verticale située en  $X = 0,052$  permet de décrire l'évolution sur la droite de l'OC dans la direction de l'écoulement.

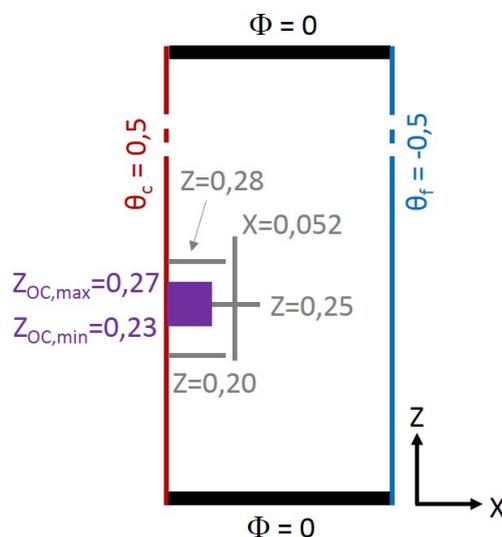


FIGURE 4.8 – Schéma de la moitié basse de la cavité dans le plan vertical médian, avec représentation des lignes utilisées pour les profils de température et de vitesse; la position de l'OC est également indiquée

#### Étude dans le sillage immédiat de l'obstacle cylindrique ( $Z = 0,28$ )

Afin d'expliquer les changements sur les nombres de Nusselt locaux dans le sillage proche de l'OC, il est nécessaire d'étudier le niveau de température dans ce sillage. Les profils de la température moyenne en  $Z = 0,28$  pour  $0 \leq X \leq 0,06$  sont tracés en Figure 4.9 (gauche) pour l'OC isolant et Figure 4.9 (droite) pour l'OC conducteur. Le profil dans le cas de référence est prolongé avec la température de stratification à cette cote,  $\theta_{strat} = -0,12$ . Chaque point est calculé par une mesure de 1024 acquisitions à la fréquence d'acquisition de 5Hz, après stabilisation thermique de l'écoulement.

Pour l'OC isolant, on observe une élévation de la température à partir de  $X = 0,02$ , et ceci quelle que soit la longueur de l'OC. En  $X = 0,06$ ,  $\langle \theta \rangle$  ne semble pas avoir rejoint

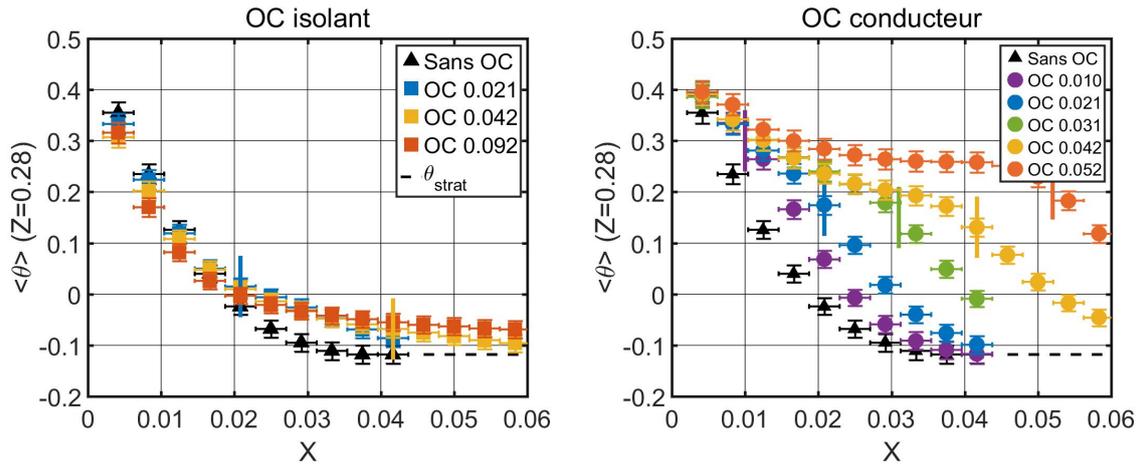


FIGURE 4.9 – Profils horizontaux de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en  $Z = 0,28$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils; les profils des longueurs  $l = 0,042$ ,  $l = 0,052$  et  $l = 0,092$  ont été prolongés

$\theta_{strat}$ . Il y a donc augmentation de la température du côté extérieur de la couche limite par l'OC isolant. Or comme cet OC est thermiquement passif, il ne dégage pas de chaleur. La raison de cette augmentation de température doit donc être liée à une modification de l'écoulement. En revanche, au voisinage de la paroi,  $\langle \theta \rangle$  est plus faible en présence de l'OC isolant que dans le cas de référence. Malgré les incertitudes sur la température, il apparaît également qu'en proche paroi la température est d'autant plus basse que l'OC isolant est long. Ce résultat est cohérent avec les changements observés sur les transferts : une baisse de température en proche paroi entraîne une augmentation des transferts de chaleur. Cette baisse sera expliquée dans la partie suivante à l'aide des mesures de vitesse.

Pour l'OC conducteur (cf. Fig. 4.9 (droite)), les profils de température sont nettement différents selon la longueur de l'OC.  $\langle \theta \rangle$  est plus élevée avec les OC conducteurs, et d'autant plus que  $l$  est grand. Les différences de températures sont très marquées en bordure de couche limite, avec par exemple une élévation de 0,37 en  $X = 0,041$  entre l'OC de longueur 0,052 et le cas de référence. On remarque aussi que plus la longueur de l'OC augmente, plus les profils ont tendance à être horizontaux sur une distance allant de  $X = 0,02$  à la face libre des OC (représentée par un trait vertical sur chaque profil). En effet, on observe une rupture de pente pour les OC de taille 0,031, 0,042 et 0,052 respectivement en ces abscisses, pour chaque OC. Ces augmentations de température sont dues au chauffage du fluide au contact de l'OC conducteur (qui est à la température de paroi chaude). Ce chauffage du fluide affecte la température en aval de l'obstacle (au-dessus). Lorsque l'on dépasse l'extrémité de l'OC la température diminue pour tendre vers la température de stratification observée sans obstacle. De plus, cette élévation de température est présente jusqu'en proche paroi, réduisant le gradient de température à cet endroit et donc dégradant les transferts de chaleur. Ceci est en accord avec les changements sur les nombres de Nusselt locaux mentionnés précédemment.

À partir des mesures effectuées, on peut également calculer en chaque position l'écart-type sur la température,  $\theta_{std}$ . L'écart-type permet de quantifier le niveau de fluctuation local. En effet, lorsque l'écoulement est stationnaire, les seules fluctuations observées sont imputables au bruit de mesure. Dans ce cas, nos acquisitions montrent que le bruit de mesure entraîne un écart-type sur la température inférieur à 0,001 (car le bruit mesuré sur la température physique est inférieur au centième de degré). Lorsque le régime est instationnaire, des oscillations de forme quasi-sinusoidale apparaissent (éventuellement modulées par une basse fréquence) et vont augmenter fortement l'écart-type. En Figure 4.10 sont tracés l'écart-type sur la température en  $Z = 0,28$  (en aval de l'OC, cf. Fig. 4.8) pour l'OC isolant (gauche) et l'OC conducteur (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ .

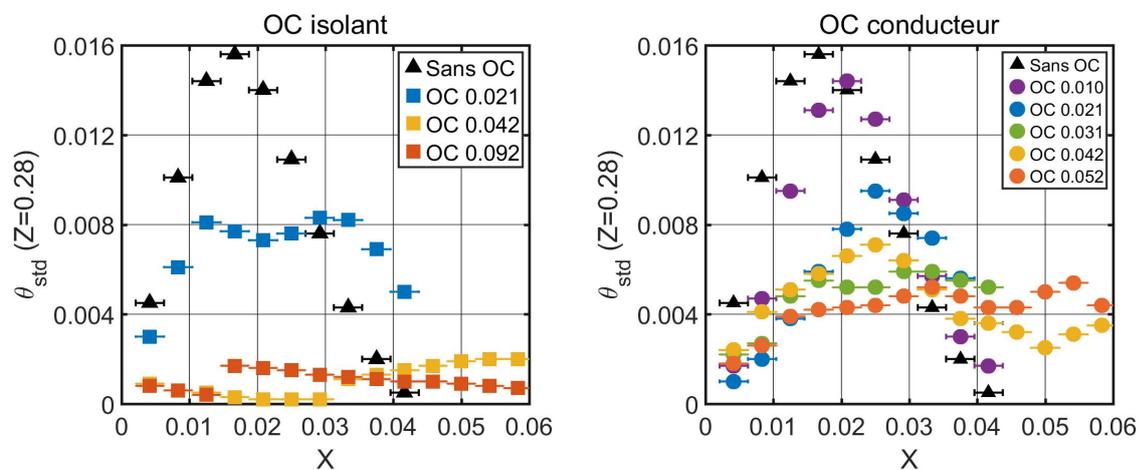


FIGURE 4.10 – Profils horizontaux de l'écart-type sur la température  $\theta_{std}$  sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en  $Z = 0,28$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils; les profils des longueurs  $l = 0,042$ ,  $l = 0,052$  et  $l = 0,092$  ont été prolongés

On voit que l'OC isolant va réduire les fluctuations. Pour  $l = 0,021$ , l'écart-type, normalement important pour  $0,01 \leq X \leq 0,03$ , est borné autour de 0,008 sur une distance plus grande que la longueur de l'OC. Pour les deux autres longueurs, l'écart-type est contenu en dessous de 0,002, il n'y a donc quasiment pas de fluctuation pour ces deux cas. L'OC isolant conduit donc à une forte réduction des fluctuations dans son sillage, normalement présentes au nombre de Rayleigh considéré  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . Les ondes de Tollmien-Schlichting sont donc atténuées par l'obstacle dans son sillage.

Pour l'OC conducteur, en Figure 4.10 (droite), on observe que les fluctuations sont également réduites, mais contrairement à l'OC isolant elles restent encore importantes pour chaque longueur. Ainsi, pour la première longueur  $l = 0,010$ , elles sont quasiment les mêmes que dans le cas de référence. Pour  $l = 0,021$ , elles commencent à être plus faibles, et pour les trois dernières longueurs elles sont proches les unes des autres et supérieures au cas isolant. En  $X = 0,041$ , les écarts-type pour ces trois longueurs sont significatifs alors que dans le cas de référence il n'y a plus de fluctuation détectable en cette position ( $\theta_{std} < 0,001$ ). Ainsi, il y a compétition entre l'effet d'obstacle qui va réduire les fluctua-

tions naturellement présentes, et l'effet de panache engendré par le chauffage du fluide au contact de l'OC conducteur qui, au vu de ces résultats, a tendance à les augmenter. Ces deux effets entraînent des fluctuations en aval plus faibles devant la paroi ( $X \leq 0,03$ ) mais plus grandes en bordure de couche limite dynamique.

On voit donc que la réponse thermique de l'écoulement dans le sillage de l'OC est différente selon le type d'obstacle considéré. L'OC isolant a un comportement thermique passif, il agit comme une perturbation purement mécanique et dans ce cas, la température en proche paroi en aval est réduite, même si la température plus proche du cœur de la cavité est légèrement plus haute. Ce changement du niveau de température ne peut être lié qu'à un changement sur la dynamique de l'écoulement. Au contraire, la présence de l'OC conducteur entraîne une élévation de la température en aval. Cette élévation est d'autant plus marquée que sa longueur est grande : il s'agit ici d'une perturbation thermo-mécanique, qui agit donc à la fois sur la dynamique (comme nous le verrons au paragraphe 4.4.3) et sur la thermique de l'écoulement. Ces effets sur la température en aval en proche paroi chaude sont en accord avec les modifications observées sur les transferts de chaleur. De plus, le comportement instationnaire de l'écoulement est également perturbé : les fluctuations observées sans perturbation de l'écoulement à ce nombre de Rayleigh ( $1, 10 \times 10^8$ ) sont fortement réduites dans le sillage de l'OC isolant (perturbation mécanique), et sont bien moins réduites pour l'OC conducteur (perturbation thermo-mécanique), avec une réduction quasiment nulle pour la première longueur considérée.

#### Étude dans la zone à droite de l'obstacle cylindrique ( $Z = 0,25$ et $X = 0,052$ )

Une autre position d'intérêt pour la compréhension des changements de température induit par l'OC se situe sur la zone en face de son extrémité, soit en  $Z = Z_{OC} = 0,25$ . Nous allons prendre comme premier point pour les profils le point directement sur la face libre de l'OC ( $X = l$ ). Cela nous permettra en plus de voir si la conduction à travers l'OC a été efficace (pour l'OC conducteur), ou au contraire si l'isolation est suffisante (pour l'OC isolant) pour ne pas propager la température de paroi chaude. Comme nous faisons varier la taille des OC, l'abscisse de ce premier point est différente dans chaque cas. Pour faciliter la comparaison, les profils ne sont pas tracés en fonction de la position absolue  $X$ , mais en fonction de la position relative par rapport à la face libre  $X_{rel} = X - l$ .

Sur la Figure 4.11 (gauche) est tracé le profil de la température moyenne en fonction de  $X_{rel}$ , en  $Z = 0,25$  et pour l'OC isolant (sur la droite de l'OC, cf. Fig. 4.8). Dans le cas de référence, le premier point est à la paroi, donc la température est proche de  $\theta_c = 0,5$ . Pour la première longueur ( $l = 0,021$ ), on voit que  $\langle \theta \rangle$  est descendue à  $0,11$  : la faible conductivité a déjà fortement réduit la diffusion depuis la paroi chaude jusqu'à la face libre.  $\langle \theta \rangle$  diminue ensuite progressivement pour rejoindre la température de stratification à partir de  $X_{rel} = 0,03$  (soit pour  $X > 0,05$ ). Pour les deux autres longueurs, la température du premier point est quasiment la même dans les deux cas : la longueur  $l = 0,042$  semble

suffisante pour ne plus propager la température de paroi jusqu'à la face libre, et toute longueur supplémentaire de l'OC prend donc seulement la température du fluide à son voisinage. Néanmoins on remarque que ces températures sont légèrement supérieures à la température de stratification.

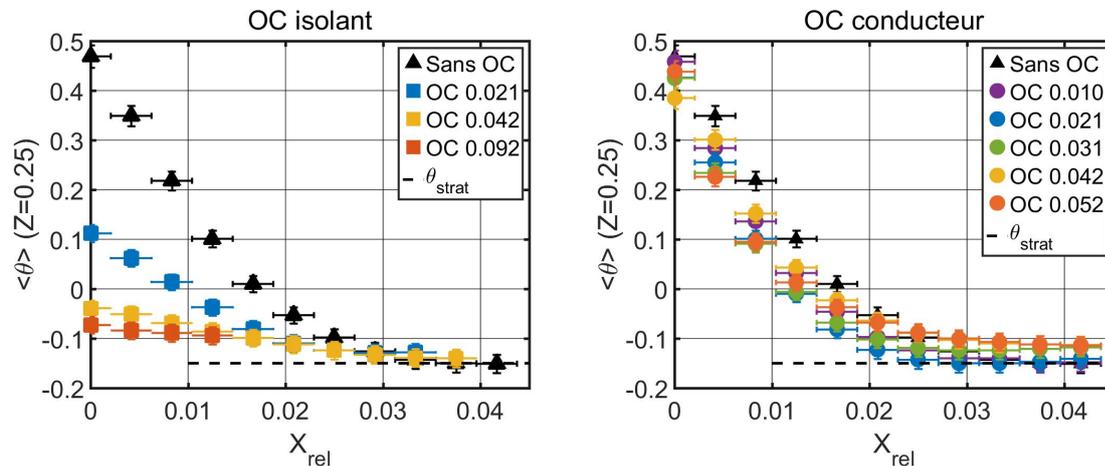


FIGURE 4.11 – Profils horizontaux de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en fonction de la position relative  $X_{rel}$  en  $Z = 0,25$  à  $Ra_H = (1, 10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (trait pointillé) température de stratification

Sur la Figure 4.11 (droite) pour l'OC conducteur, on constate que la température du premier point est toujours proche de  $\theta_c$ , quelle que soit sa longueur. Seule la température pour  $l = 0,042$  est un peu plus faible, probablement à cause d'un contact imparfait avec le micro-thermocouple (pression de contact plus faible). L'OC conducteur est donc quasiment isotherme à une température légèrement inférieure à  $\theta_c$  à cause de la résistance thermique du ruban adhésif servant à la fixation de l'OC sur la paroi chaude. Les profils sont proches de celui du cas de référence : décroissance rapide pour rejoindre  $\theta_{strat}$ . Ce qui est remarquable c'est que pour chaque longueur, il y a donc un écoulement sur la droite de l'OC conducteur du même type que celui contre la paroi chaude, alors qu'il est décalé de la paroi : l'OC conducteur semble créer un écoulement ascendant de convection naturelle dans le cœur de la cavité, ce qui est à confirmer avec les champs de vitesse (cf. paragraphe 4.4.3).

L'évolution de l'écart-type sur la température à droite des OC est tracée en Figure 4.12. Pour l'OC isolant (gauche), les fluctuations sont encore importantes pour  $l = 0,021$  vis-à-vis du cas sans OC et sont encore significatives pour  $l = 0,042$ . En revanche pour la plus grande longueur, aucune fluctuation n'est observée car (comme on le verra sur les champs de vitesse) il n'y a pas d'écoulement sur ces positions. Pour l'OC conducteur (droite), les fluctuations se réduisent progressivement avec la longueur de l'OC mais ne disparaissent pas.

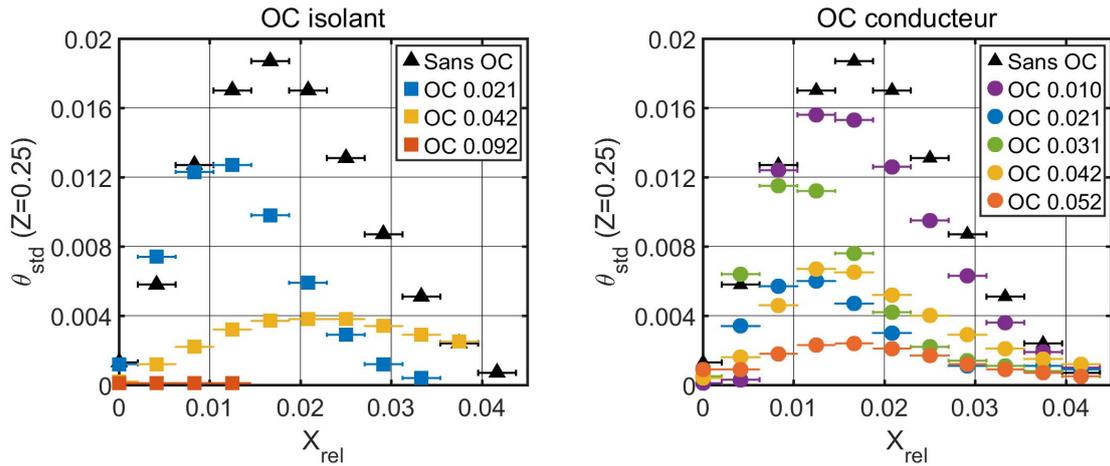


FIGURE 4.12 – Profils horizontaux de l'écart-type sur la température  $\theta_{std}$  sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en fonction de la position relative  $X_{rel}$  en  $Z = 0,25$  à  $Ra_H = (1, 10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils

Nous avons vu que devant la face libre de l'OC isolant, la température n'est que légèrement supérieure à la température stratification, alors que pour l'OC conducteur, la température y est toujours élevée (proche de  $\theta_c$  à son extrémité). Afin d'observer si ce niveau élevé de température est également présent en amont et en aval de l'OC conducteur, les profils verticaux de température moyenne et de l'écart-type sur la température en  $X = 0,052$  pour l'OC conducteur sont tracés en Figure 4.13. En cette position, on n'observe pas de changement sur  $\langle \theta \rangle$  pour les deux premières longueurs, en accord avec le profil horizontal en  $Z = 0,25$  (Fig. 4.11 (droite)) aux positions relatives  $X_{rel} = 0,042$  et  $X_{rel} = 0,031$  (telles que  $X = 0,052$ ). Pour les trois autres longueurs, la température augmente en face de l'OC (pour  $0,23 \leq Z \leq 0,27$ ) avec un maximum quasiment au centre de l'OC. Pour  $l = 0,052$ ,  $\theta$  est proche de  $\theta_c$  car ici le micro-thermocouple longe la face libre. L'élévation de température au passage devant l'OC se propage en aval au delà de  $Z = 0,31$ , et rejoint progressivement le profil du cas de référence (non-visible sur cette figure). En amont de l'OC, aucun changement sur la température moyenne n'est observé.

L'évolution de l'écart-type associé en Figure 4.13 (droite) montre que, dans le cas de référence, les fluctuations baissent et deviennent nulles à cette abscisse. En effet, on est ici hors de la couche limite dynamique, mais comme on se situe en bas de la cavité, l'impact de jet lié à l'écoulement depuis la paroi froide crée des fluctuations, qui sont visibles jusqu'en  $Z = 0,25$ . Pour  $l = 0,042$ , de fortes fluctuations sont présentes en face de l'OC, puis reviennent à leur niveau du cas de référence. Pour  $l = 0,052$ , les fluctuations sont nulles au niveau de l'OC car on se trouve sur sa face libre (aucune fluctuation avec la condition de non-glissement) mais sont importantes en amont et en aval. Pour les autres cas, il est difficile de tirer des conclusions générales car ces fluctuations n'évoluent pas de la même façon pour chaque longueur. Par exemple, ces fluctuations restent importantes en aval de l'OC de longueur  $l = 0,031$ , ce qui n'est pas le cas pour les autres longueurs, pour lesquelles elles semblent rapidement décroître. En amont de l'OC, son influence sur les

fluctuations n'est clairement identifiable car selon la longueur de l'OC elles sont légèrement réduites ou légèrement augmentées par rapport au cas de référence. Dans tous les cas ces fluctuations sont faibles, de l'ordre de 2 à 3 fois plus faibles que celles obtenues sur les profils horizontaux précédents.

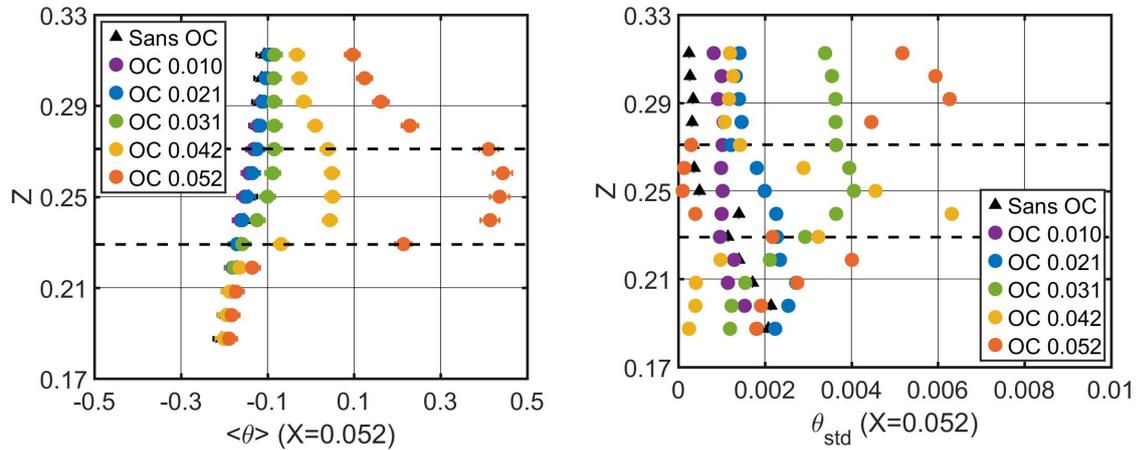


FIGURE 4.13 – Profils verticaux de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  (gauche) et de l'écart-type  $\theta_{std}$  (droite) sans OC et avec OC conducteur en  $X = 0,052$  à  $Ra_H = (1, 10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les positions hautes et basses de l'OC sont indiquées en traits pointillés

### Étude en amont de l'obstacle cylindrique ( $Z = 0,20$ )

On a vu que en Figure 4.13 (droite) que la modification des fluctuations de température en amont de l'OC n'est pas nettement visible concernant l'OC conducteur. Ce résultat peut être dû à une compétition entre l'effet dynamique d'obstacle qui tend à les réduire, et le contact du fluide avec un obstacle chaud qui engendre des forces de flottabilité. Pour vérifier s'il y a bien réduction des fluctuations de température en amont de l'OC par effet dynamique d'obstacle, nous allons regarder la température dans cette zone sur l'OC thermiquement passif. Les profils de  $\langle \theta \rangle$  et  $\theta_{std}$  en  $Z = 0,20$  (en amont à 0,05 du centre de l'OC, cf. Fig. 4.8) sont tracés en Figure 4.14. Le profil pour l'OC de longueur 0,092 n'a pu être mesuré car cette partie de la cavité n'est pas accessible par le micro-thermocouple (à cause de l'OC se situant juste au dessus de lui qui présente une trop grande longueur). Il n'y a vraisemblablement pas de changement sur la température moyenne en amont de l'OC isolant, ce qui était déjà le cas pour l'OC conducteur (cf. Fig. 4.13 (gauche)). Cependant, on voit que les fluctuations en amont sont impactées par la présence de l'OC : il n'y a plus de fluctuation pour l'OC de longueur 0,021 jusqu'en  $X = 0,012$ , et jusqu'en  $X = 0,021$  pour l'OC de longueur 0,042, soit dans ces deux cas jusqu'à la mi-longueur de chaque obstacle. Et lorsque l'on passe ces positions critiques, les fluctuations retrouvent leur niveau d'origine. Les fluctuations disparaissent donc en proche paroi, sur une distance plus grande lorsque la taille de l'OC augmente, mais restent identiques au-delà de cette distance.

Ainsi l'OC isolant, en agissant seulement sur la dynamique, modifie les fluctuations de température à son voisinage en amont comme en aval, même si la température moyenne n'est perturbée qu'en aval. L'OC conducteur ajoute un effet thermique contrebalançant l'effet d'obstacle, qui agit dans le sens opposé vis-à-vis des fluctuations. Cela permet aux fluctuations de se développer normalement, voire de dépasser les fluctuations naturelles de l'écoulement.

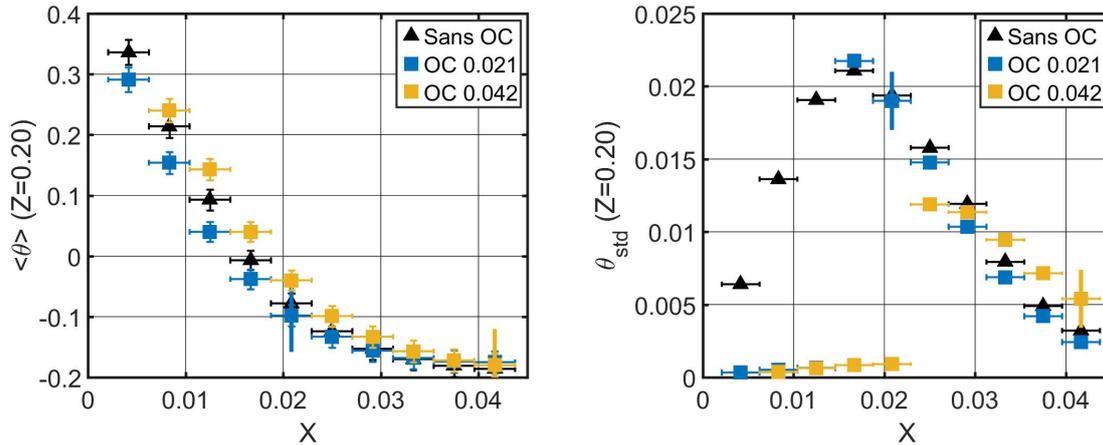


FIGURE 4.14 – Profils horizontaux de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  (gauche) et de l'écart-type  $\theta_{std}$  (droite) en  $Z=0,20$  sans OC et avec OC isolant de longueur 0,021 et 0,042 à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils

En résumé, on a vu que les changements des transferts de chaleur dans le sillage de l'OC, relativement au cas de référence, s'expliquent par les changements sur les températures locales observés sur les profils précédents. Ainsi, pour l'OC isolant, une chute de température en proche paroi en aval a été mise en évidence et est responsable de l'augmentation des transferts. De la même façon, l'élévation de la température dans le sillage de l'OC conducteur induit une baisse des transferts dans cette zone. Il reste néanmoins une inconnue : comment expliquer la chute de température dans le sillage de l'OC isolant, alors que celui-ci est thermiquement passif, et ne va donc pas en lui-même faire baisser la température à son contact. Pour répondre à cette interrogation, nous avons besoin de visualiser l'écoulement et de voir comment celui-ci est affecté par la présence de l'obstacle.

#### 4.4.3 Champs de vitesse

La PIV va nous permettre d'obtenir une cartographie de la vitesse dans le plan médian de la cavité. Le plan médian est le plan à mi-profondeur et également le plan de positionnement de l'OC. Sur la Figure 4.15 sont tracés les champs de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$ , dans le cas de référence et avec OC isolant de longueur 0,021 et 0,042. La zone de visualisation va de  $Z=0,20$  (légèrement en amont de l'OC) jusqu'en  $Z=0,60$  (sur une grande part du sillage et s'étend sur toute la largeur de la cavité). Dans le cas de référence par exemple, proche de la paroi chaude, des zones sans vitesse peuvent

apparaître; cette absence de vitesse n'est pas physique mais est due à une forte réflexion du laser sur la paroi en ces positions, empêchant la visualisation des particules même après soustraction du fond. Les lignes de courant et les bordures des couches limites dynamiques sont superposées sur le champ de vitesse. Les bordures des couches limites (en pointillés) sont matérialisées à partir de leur épaisseur locale  $\delta_{d,c}(Z)$  et  $\delta_{d,f}(Z)$ , définies telles que :

$$\begin{cases} W(X = \delta_{d,c}(Z), Z) = 0,05 \max_X[W(X, Z)] \\ W(X = \delta_{d,f}(Z), Z) = 0,05 \min_X[W(X, Z)] \end{cases} \quad (4.5)$$

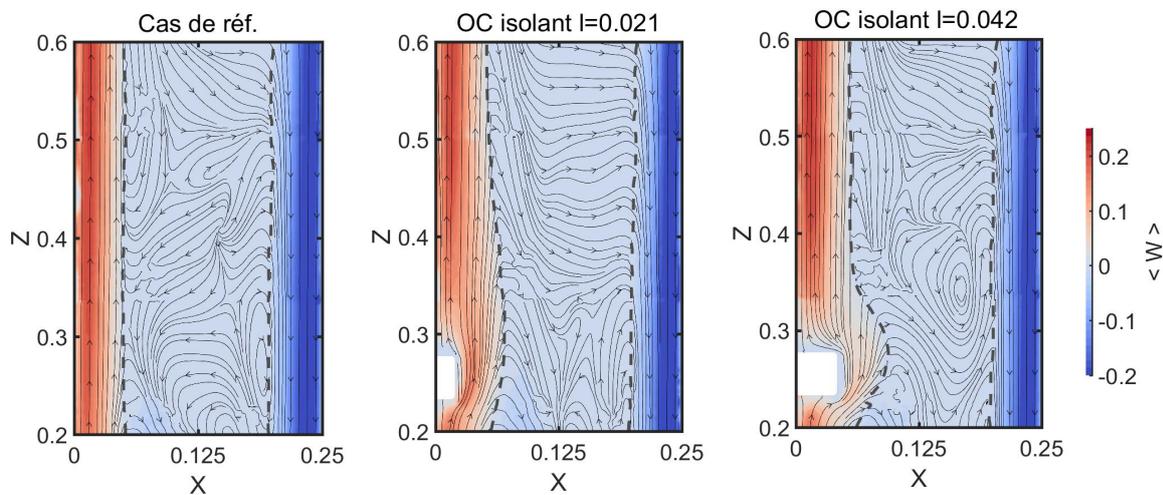


FIGURE 4.15 – Champs de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  pour  $0,20 \leq Z \leq 0,60$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC isolant de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les lignes de courant (voir définition à l'éq. 4.5) sont représentées par des lignes fléchées et les bordures des couches limites dynamiques par des traits pointillés; l'OC est représenté par une zone blanche

La schématisation du calcul de l'épaisseur des couches limites dynamiques est donnée en Figure 4.16 sur l'exemple d'un profil en  $Z = 0,50$ . En pratique nous n'avons pas de valeur de vitesse à la position exacte remplissant cette condition (champ discret), si bien qu'une interpolation linéaire est effectuée pour améliorer la précision de leur localisation.

En l'absence d'OC (cf. Fig. 4.15 (gauche)), on retrouve typiquement un écoulement de convection naturelle en CDC en régime laminaire. On voit que les lignes de courant de l'écoulement principal de couches limites sont nettement verticales, tandis que l'écoulement secondaire du cœur semble beaucoup plus complexe. Dans la zone supérieure du cœur (pour  $Z > 0,50$ ), il y a alimentation de la couche limite froide par du fluide de la couche limite chaude : une petite partie de l'écoulement principal, situé à la bordure de la couche limite, n'a plus un effet moteur (induit par les forces de flottabilités) suffisant et va retomber sur le côté froid à travers le cœur. De la même façon, des particules en fin de couche limite froide ( $Z = 0,20$ ) s'échappent vers le cœur; cependant ces particules n'atteignent pas la couche limite chaude car elles sont captées par le tourbillon contra-rotatif

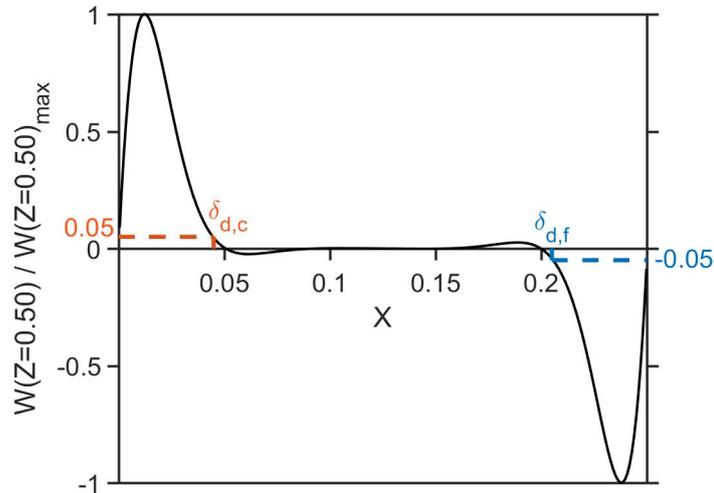


FIGURE 4.16 – Représentation du calcul de l'épaisseur des couches limites sur l'exemple du profil  $W(X, Z = 0,50)$ ; résultats issus de DNS 2D à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

situé devant elles (dont la partie haute est visible pour  $Z < 0,30$ ). De plus, les épaisseurs des couches limites sont approximativement constantes sur l'ensemble de la zone considérée :  $\delta_{d,c}(Z) = \delta_{d,f}(Z) = 0,05 \pm 0,01$ . En effet, bien que ces épaisseurs augmentent avec  $Z$ , cette augmentation est trop faible (inférieure à  $0,01$  sur cette zone) pour pouvoir être détectée ici. Des résultats obtenus par calcul DNS 2D donnent à ce nombre de Rayleigh des épaisseurs de couche limite allant de  $0,038$  en  $Z = 0,20$  à  $0,042$  en  $Z = 0,60$ . Les épaisseurs mesurées semblent donc satisfaisantes au regard des incertitudes. Voyons désormais le changement de la topologie de l'écoulement par l'introduction des OC isolants.

Pour l'OC isolant de longueur  $0,021$  (cf. Fig.4.15 (centre)), on observe une déviation de l'écoulement par la droite de l'OC, ce qui entraîne un épaississement de la couche limite au passage de l'OC, avec  $\delta_{d,c}(Z = 0,25) = 0,07$ . Cette épaississement se réduit rapidement, et dès  $Z = 0,42$ ,  $\delta_{d,c}$  atteint la valeur  $0,06$ . Les valeurs de vitesse au sein de la couche limite chaude sont impactées par la présence de l'OC. L'écoulement secondaire dans le cœur est également modifié, en particulier dans la zone en face de l'OC avec une absence de zone de lignes de courant horizontales. En revanche, on n'observe aucun changement sur la couche limite froide, que ce soit en terme d'épaisseur ou de valeur de vitesse : la perturbation introduite ne s'est pas propagée jusqu'à la couche limite du côté opposé. Concernant l'OC isolant de longueur  $0,042$  (cf. Fig.4.15 (droite)), la déviation est plus importante avec une épaisseur maximale de  $0,09$  en  $Z = 0,27$ . Le ralentissement de la vitesse constaté dans le sillage immédiat de l'OC est plus élevé. De la même façon, aucune modification de la couche limite froide n'est observée. Dans le cœur se met en place un écoulement tourbillonnaire de faible intensité centrée en  $(X = 0,17; Z = 0,34)$ , lié à une perte importante d'écoulement au passage de l'OC où la partie la plus à l'extérieur retombe dans le cœur. Cette perte d'écoulement est plus grande que pour l'OC de longueur  $0,021$ .

Sur la Figure 4.17 sont tracés les champs de  $\langle W \rangle$  dans le cas de l'OC conducteur. Pour l'OC conducteur de longueur  $l = 0,021$ , la déviation est plus faible que celle observée pour l'OC isolant de même longueur :  $\delta_{d,c}(Z = 0,25) = 0,06$ , contre 0,07 pour l'OC isolant. La vitesse en aval de l'OC conducteur est un peu plus élevée qu'en aval de l'OC isolant, à cause de l'échauffement du fluide qui intensifie les forces de flottabilités (d'où le terme de panache thermique). Ce résultat est bien visible pour l'OC conducteur de longueur  $l = 0,042$  (Fig. 4.17 (droite)) : dans le sillage immédiat,  $\langle W \rangle$  est réduite par effet d'obstacle (zone en aval d'un cylindre), mais à partir d'environ  $Z = 0,38$ ,  $\langle W \rangle$  est plus importante que dans le cas de référence (et que dans le cas d'OC isolant) et on retrouve à nouveau un panache thermique. La déviation de l'air vers le coeur au niveau de l'OC conducteur est également plus faible que pour l'OC isolant (augmentation de la flottabilité de l'air au contact de l'OC conducteur). La couche limite froide n'est néanmoins pas affectée par l'OC conducteur. Un écoulement descendant est visible dans le cœur en face des OC.

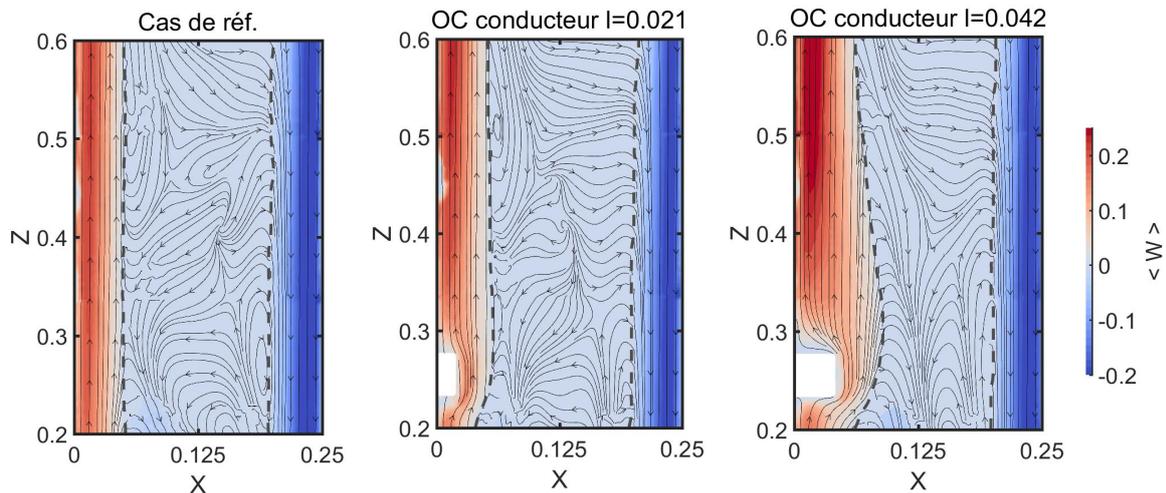


FIGURE 4.17 – Champs de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  pour  $0,20 \leq Z \leq 0,60$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC conducteur de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les lignes de courant sont représentées par des lignes fléchées et les bordures des couches limites dynamiques par des traits pointillés; l'OC est représenté par une zone blanche

La déviation de l'écoulement principal par l'OC s'accompagne d'un changement de sa direction. Afin de mettre en évidence que l'écoulement n'est plus vertical au passage de l'OC contrairement au reste de l'écoulement principal, le champ de la composante horizontale de la vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  au voisinage de l'OC est tracé pour le cas de référence et l'OC isolant en Figure 4.18, et pour le cas de référence et l'OC conducteur en Figure 4.19.

Dans le cas de référence (cf. Fig. 4.18 (gauche)), seule une faible composante horizontale de vitesse est présente dans la partie basse de la zone d'étude, liée au tourbillon contra-rotatif descendant dans le cœur. Pour les cas avec OC, la déviation se traduit par une valeur élevée de  $\langle U \rangle$  au niveau du coin inférieur droit de l'OC (environ la moitié de la vitesse maximale en couche limite), mais aussi, pour des vitesses plus basses, sur toute

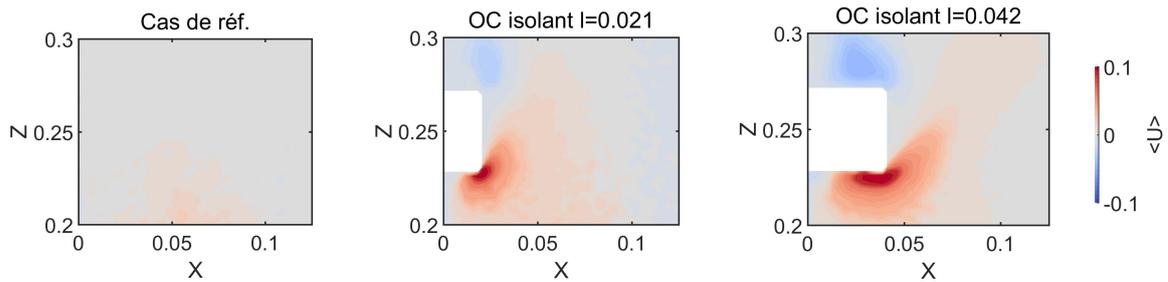


FIGURE 4.18 – Champs de la composante horizontale de vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  pour  $0,20 \leq Z \leq 0,30$  et  $0 \leq X \leq 0,125$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC isolant de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite); l'OC est représenté par une zone blanche

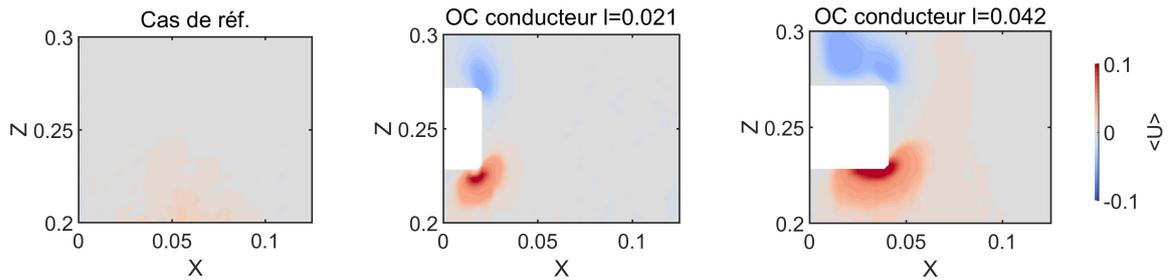


FIGURE 4.19 – Champs de la composante horizontale de vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  pour  $0,20 \leq Z \leq 0,30$  et  $0 \leq X \leq 0,125$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC conducteur de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite); l'OC est représenté par une zone blanche

une zone allant du dessous de l'OC et remontant à sa droite. Cette zone de valeur positive de  $\langle U \rangle$  s'étend davantage lorsque l'OC est de plus grande longueur et pour l'OC est isolant : lorsque l'OC est conducteur, cette zone reste confinée en amont de l'OC car sur sa droite les effets de flottabilités ramènent le fluide à la verticale.

On observe une zone au niveau du coin supérieur de l'OC où  $\langle U \rangle$  est négatif. Cette zone correspond à un écoulement retour de la partie de l'écoulement dévié par l'OC vers la paroi chaude. Cet écoulement retour a un rôle crucial dans le cas de l'OC isolant. En effet, nous avons observé au paragraphe 4.4.1 une augmentation des transferts en aval de l'OC isolant, lié à la présence d'une température plus faible de l'air. On voit ici que cette baisse de température s'explique par le passage d'une partie de l'écoulement chaud à travers le cœur. Dans cette partie de la cavité, le cœur est à température faible, inférieure à la température moyenne de la cavité. L'écoulement chaud, en traversant cette zone, se refroidit donc. Et lors de son retour à proximité de la paroi chaude, il va ainsi augmenter les transferts de chaleur puisque l'écart de température entre le fluide et la paroi sera plus grand.

Nous avons vu en Figure 4.9 le niveau de température dans le sillage immédiat des OC. Pour le mettre en perspective avec l'état de l'écoulement en cette position, nous avons tracé en Figure 4.20 les profils de  $\langle W \rangle$  en  $Z = 0,28$  (dans le sillage immédiat de l'OC, cf. Fig. 4.8). On note que les OC de plus faible longueur ne modifient que faiblement les profils de vitesse, avec une légère réduction de la vitesse maximale et un décalage vers la droite du profil d'une longueur égale à la longueur des OC. Pour les deux autres lon-

guez, un décalage des profils est également présent (d'une longueur égale à la taille des OC). Pour  $l = 0,042$ , la réduction du maximum de vitesse est importante pour l'OC isolant mais limitée pour l'OC conducteur : son augmentation relative par rapport à l'OC thermiquement passif est liée à l'accroissement des forces de flottabilités.

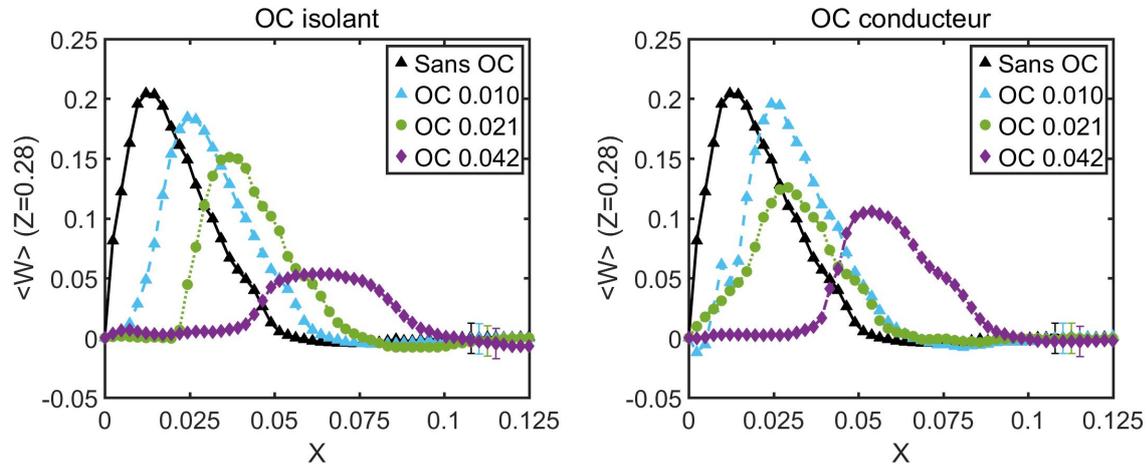


FIGURE 4.20 – Profils de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  en  $Z = 0,28$ , dans le cas de référence et pour l'OC isolant (gauche) et conducteur (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$

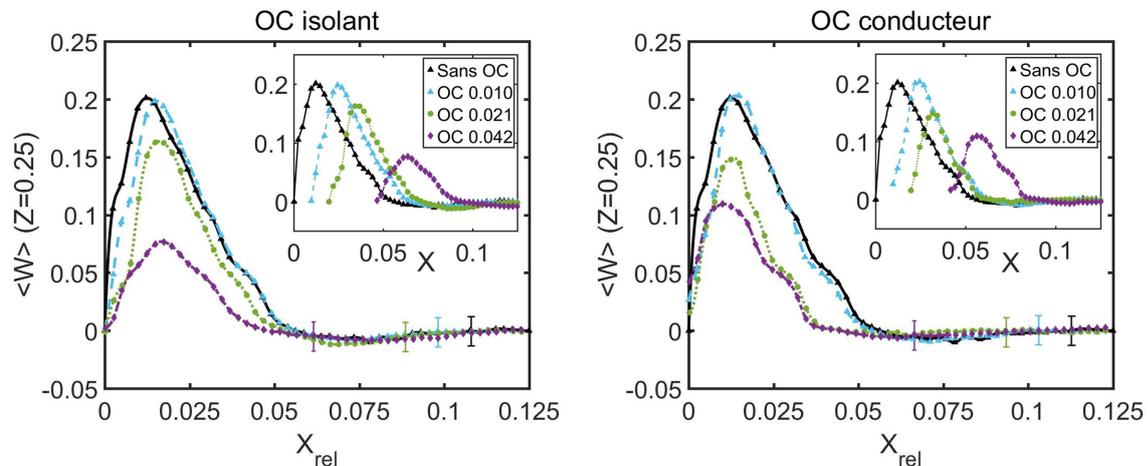


FIGURE 4.21 – Profils de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  en  $Z = 0,25$ , en fonction de la position relative par rapport à l'OC,  $X_{rel}$ , dans le cas de référence et pour l'OC isolant (gauche) et conducteur (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les profils selon la position absolue  $X$  sont insérés

Afin de quantifier plus précisément l'écoulement passant par la droite de l'OC, les profils de  $\langle W \rangle$  ( $Z = 0,25$ ) en fonction de la position relative par rapport à l'OC,  $X_{rel}$ , sont tracés en Figure 4.21 (gauche) pour l'OC isolant et Figure 4.21 (droite) pour l'OC conducteur. Les profils selon la position absolue  $X$  sont également représentés. Pour les OC de longueur 0,10 (isolant et conducteur), les profils en position relative sont très proches du cas de référence : la présence de l'OC a conduit à une translation du profil d'une longueur égale à la longueur des OC. La majeure partie de l'écoulement passe donc par la droite de l'OC plutôt que par un contournement latéral devant et derrière. Avec l'augmentation de la longueur, les profils s'aplatissent et les maxima de vitesse se réduisent. Pour  $l = 0,042$ ,

les maxima de vitesse sont égaux à seulement la moitié du maximum du cas de référence. Si l'OC isolant ne fait pas changer l'épaisseur relative de la couche limite (jusqu'à environ  $X_{rel} = 0,05$ ), ce n'est pas le cas pour l'OC conducteur, où les épaisseurs sont légèrement plus faibles pour les deux longueurs les plus grandes (apport d'énergie au fluide par l'extrémité de l'OC).

À partir de ces profils de vitesse, nous pouvons calculer le débit volumique d'air passant à droite des obstacles afin de déterminer la quantité d'air contournant l'obstacle dans le plan vertical médian. Ces débits volumiques sur la moitié gauche de l'horizontale  $Z = 0,25$  sont calculés de la façon suivante :

$$Q(Z = 0,25) = \int_{X=0}^{0,125} W(X, Z = 0,25) dX \quad (4.6)$$

Le Tableau 4.4 recense les débits calculés pour les différents cas étudiés. La valeur relative de ce débit par rapport au cas de référence est indiquée, ainsi que le rapport des distances de contournement de l'OC,  $\gamma$ , défini par :

$$\gamma = \frac{2(l+r)}{\pi r} \quad (4.7)$$

$\gamma$  indique, pour une particule d'air sous l'OC au contact de la paroi, si le chemin à parcourir est plus court par la droite de l'OC ( $\gamma \leq 1$ ) ou par un des côtés devant ou derrière ( $\gamma \geq 1$ ), et de combien de fois ce chemin est plus court. On voit que les débits pour  $l = 0,010$  sont très proches du cas de référence, en accord avec le fait que  $\gamma$  est inférieur à 1 : l'écoulement va préférentiellement contourner l'obstacle par la droite. Pour les deux autres longueurs,  $\gamma$  est supérieur à 1 si bien que seule une partie de l'écoulement passe par la droite de l'OC : entre la moitié et les 2/3 pour  $l = 0,021$ , et entre 1/3 et la moitié pour  $l = 0,042$ . Ces mesures de débits présentent des incertitudes importantes, c'est pourquoi ces résultats sont néanmoins à prendre avec précaution.

	$l$	0,010		0,021		0,042	
		Cas de réf.	I	C	I	C	I
Q(Z=0,25)	0,054	0,051	0,049	0,035	0,029	0,018	0,025
Relatif (%)	100	94	91	65	54	33	46
$\gamma$	–	0,9		1,3		1,9	

TABLEAU 4.4 – Débits volumiques en  $Z = 0,25$ ,  $Q(Z = 0,25)$ , dans le cas de référence et pour les OC isolants (I) et conducteurs (C) aux longueurs 0,010, 0,021 et 0,042; les valeurs relatives par rapport au cas de réf. et les rapports des distances de contournement  $\gamma$  sont également indiqués

Nous avons vu au paragraphe 3.9.2 que la divergence du champ de vitesse dans le plan médian,  $div_{2D}$ , permettait d'avoir une information qualitative sur la bidimensionnalité de l'écoulement dans ce plan. Nous avons vu que l'écoulement moyen est 2D dans le plan vertical médian dans toute la partie des couches limites verticales, hors des zones de recirculation près des coins. La présence de l'obstacle va obliger le fluide à le contourner,

soit par la droite soit par les côtés devant et derrière, et ce deuxième type de déviation va faire que l'écoulement va perdre sa bidimensionnalité. Ceci est bien visible sur les champs de  $div_{2D}$  tracés en Figure 4.22 pour  $0 \leq X \leq 0,12$  et  $0,22 \leq Z \leq 0,32$ . Dans le cas de référence (gauche), on observe seulement du bruit de mesure au niveau de la paroi chaude (à cause d'une forte luminosité par réflexion du laser) et aussi dans la zone inférieure, légèrement moins éclairée. Avec la présence d'un OC isolant ou conducteur,  $div_{2D}$  est fortement modifié autour de l'obstacle, avec une zone négative en dessous et une zone positive au dessus. Comme  $div_{2D} = -\frac{\partial V}{\partial Y}(Y = 0,146)$ , l'écoulement semble donc, dans le plan médian sous l'OC, privilégier un accroissement de la composante transversale de vitesse  $V$  avec la profondeur  $Y$ , et au contraire une diminution de  $V$  avec la profondeur au dessus. Ces changements sont plus prononcés dans le cas d'un OC conducteur.

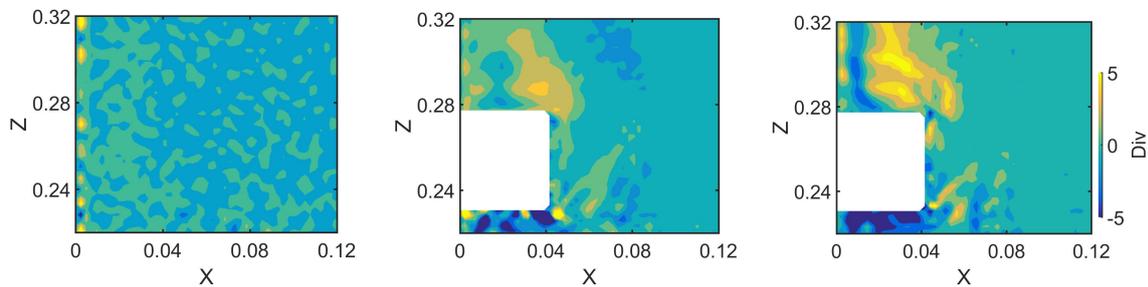


FIGURE 4.22 – Divergence 2D  $div_{2D}$  pour  $(0 \leq X \leq 0,12; 0,22 \leq Z \leq 0,32)$  dans le cas de référence (gauche) et dans les cas avec OC de longueur 0,042 isolant (centre) et conducteur (droite)

## 4.5 Influence du nombre de Rayleigh

On a vu que la présence de l'OC a une influence sur les transferts de chaleur, avec un changement d'autant plus grand que l'OC est long. Pour avoir un changement significatif sur les transferts tout en maintenant une longueur d'obstacle raisonnable, on fixe désormais la longueur de l'OC isolant et de l'OC conducteur à  $l = 0,042$ . Cette longueur est proche de l'épaisseur de la couche limite dynamique sur une grande partie de la cavité : pour un obstacle de longueur supérieure, une partie serait située hors de l'écoulement principal. Avec cette longueur, et toujours en positionnant l'OC en  $Z_{OC} = 0,25$ , nous allons étudier l'influence du régime d'écoulement sur les transferts de chaleur et sur la température, en se plaçant à deux nombres de Rayleigh différents. Le premier nombre de Rayleigh,  $Ra_H = (0,70 \pm 0,02) \times 10^8$  est en fin de régime laminaire stationnaire, tandis que le second  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  est en début de régime laminaire instationnaire. Dans un premier temps nous allons voir si le changement de régime d'écoulement peut avoir une influence sur les modifications induites par la présence de l'OC. Le second nombre de Rayleigh est celui utilisé pour l'étude précédente sur la longueur de l'OC. Ensuite nous ferons un balayage sur  $Ra_H$  afin de caractériser l'évolution du régime d'écoulement en présence de l'OC : régime stationnaire ou instationnaire, éventuels fréquences et nombres de Rayleigh critiques.

### 4.5.1 Influence sur les transferts de chaleur

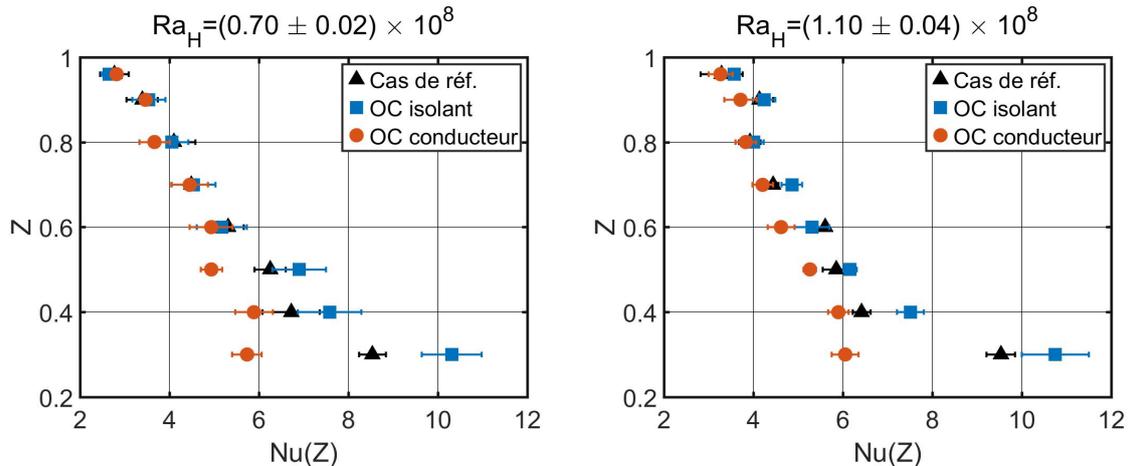


FIGURE 4.23 – Évolution du nombre de Nusselt local  $Nu(Z)$  dans le cas de référence et dans les cas avec OC isolant et conducteur de longueur 0,042 en  $Z_{OC} = 0, 25$ , à  $Ra_H = (0, 70 \pm 0, 02) \times 10^8$  (gauche) et  $Ra_H = (1, 10 \pm 0, 04) \times 10^8$  (droite)

En Figure 4.23 est tracée l'évolution du nombre de Nusselt local  $Nu(Z)$  en aval de l'OC isolant et conducteur, à  $Ra_H = (0, 70 \pm 0, 02) \times 10^8$  (gauche) et  $Ra_H = (1, 10 \pm 0, 04) \times 10^8$  (droite). Seule la zone en aval des OC est considérée ici, car comme on le verra au paragraphe 4.6.1, nous n'avons pas observé de changement sur les transferts en amont de l'OC. On observe que le comportement est similaire aux deux nombres de Rayleigh considérés : augmentation dans le sillage immédiat pour l'OC isolant, réduction dans le sillage immédiat pour l'OC conducteur, et retour progressif vers le cas de référence. Les nombres de Nusselt locaux ne sont que légèrement plus élevés pour le nombre de Rayleigh le plus grand. Afin de quantifier les transferts dans toute la zone aval de l'OC, le Tableau 4.5 recense les intégrations de  $Nu(Z)$  pour  $Z \geq 0, 30$  et pour les 3 cas. Lorsque l'on compare les intégrations obtenues pour les deux nombres de Rayleigh considérés, on constate seulement une faible augmentation pour  $Ra_H$  le plus élevé. Dans le cas de référence, cette augmentation est inférieure à celle attendue avec la loi d'évolution de  $Nu$  avec  $Ra_H$ . En effet, on a vu au paragraphe 2.4.2 qu'en régime de couche limite laminaire on a  $Nu = C Ra_H^n$  avec  $n \approx 1/4$ . Cette loi d'évolution sur le nombre de Nusselt global est également valable en considérant non pas la totalité d'une paroi isotherme mais seulement une portion de cette paroi. Ainsi sur la portion de paroi chaude considérée, pour passer de  $Ra_{H,1} = 0, 70 \times 10^8$  à  $Ra_{H,2} = 1, 10 \times 10^8$ , l'augmentation du  $Nu$  est sensée être de  $(Ra_{H,2}/Ra_{H,1})^{1/4} - 1$ , soit environ de 12%. Cette augmentation attendue est supérieure à celle observée. Cette différence est probablement due à la non-adiabaticité des parois horizontales et latérales, dont les pertes réduisent l'augmentation attendue sur les transferts. De plus, la comparaison avec le cas de référence, pour chaque valeur de  $Ra_H$ , montre que le changement relatif sur les transferts en aval sont les mêmes pour les deux valeurs de  $Ra_H$  considérées. Ainsi, on n'observe pas de comportement différent sur les transferts que l'on se place avant ou après le nombre de Rayleigh critique d'apparition des instationnarités du cas de référence  $Ra_H \approx 1, 0 \times 10^8$  et quelle que soit la nature de l'obstacle.

$Ra_H (\times 10^{-8})$	Cas de réf.	OC isolant	OC conducteur
$0,70 \pm 0,02$	3,46	3,70 (+7%)	3,04 (-12%)
$1,10 \pm 0,04$	3,52	3,76 (+7%)	3,07 (-13%)
Accroissement avec $Ra_H$	+1,8%	+1,8%	+1,4%

TABLEAU 4.5 – Intégration des nombres de Nusselt locaux pour  $Z \geq 0,30$  d’après les valeurs de la Figure 4.23; comparaison avec le cas de référence (entre parenthèses) et accroissement relatif entre les deux nombres de Rayleigh étudiés

### 4.5.2 Influence sur le régime d’écoulement

Nous allons étudier l’influence de l’OC sur la modification du régime d’écoulement (stationnaire/instationnaire) en lui-même. Il est important de noter que dans le cas de référence le régime d’écoulement est détectable dans l’ensemble de la cavité : les hautes fréquences observées se retrouvent en tout point du domaine d’étude. Cependant, les amplitudes des fluctuations varient de plusieurs ordres de grandeur entre le milieu des couches limites et le coeur, la basse fréquence est quant à elle localisée en fin de couche limite NDAMÉ [1992]. Une absence de détection de fluctuation peut alors signifier une absence effective de fluctuation ou bien que les fluctuations sont trop faibles pour être détectées (car les fluctuations dont l’écart-type est inférieur à 0,001 ne sont pas distinguables du bruit de mesure). Pour maximiser nos capacités de détection d’éventuelles fluctuations, nous plaçons le micro-thermocouple en  $X = 0,021$ , soit environ au milieu des couches limites dynamiques, proche du point de vitesse maximale et nous testons plusieurs cotes. Dans le cas de référence, nous avons trouvé un nombre de Rayleigh critique de transition à l’instationnarité égal à  $1,05 \times 10^8$  (cf. paragraphe 3.7).

Pour l’OC isolant, nous avons placé le micro-thermocouple en 3 cotes  $Z = (0,30; 0,50; 0,70)$ , et pour chaque cote nous avons fait varier  $Ra_H$  de  $(1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  à  $(1,35 \pm 0,04) \times 10^8$  par pas de  $0,05 \times 10^8$ . Sur la Figure 4.24 est tracée l’évolution de l’écart-type au carré  $(\theta_{std})^2$  en fonction de  $Ra_H$  pour les 3 positions verticales considérées. On n’observe aucune fluctuation pour  $1,10 \times 10^8 \leq Ra_H \leq 1,20 \times 10^8$  en ces positions. À partir de  $Ra_H = 1,25 \times 10^8$ , des fluctuations émergent et sont telles que  $(\theta_{std})^2$  évoluent linéairement avec  $Ra_H$ , ce qui est caractéristique d’une bifurcation de Hopf supercritique (déjà observée dans le cas de référence en régime instationnaire à partir de  $Ra_H = 1,05 \times 10^8$ , cf. paragraphe 1.6).

Le Tableau 4.6 recense les nombres de Rayleigh critiques associés à ces bifurcations de Hopf, leur fréquence caractéristique  $f_h$  ainsi que la valeur d’une basse fréquence  $f_b$  observée et son nombre de Rayleigh d’apparition. On observe que ces bifurcations de Hopf conduisent pour chaque cote étudiée à un écoulement instationnaire à la fréquence  $f_h = 0,51$ , avec des nombres de Rayleigh critiques autour de  $1,20 \times 10^8$ . Le

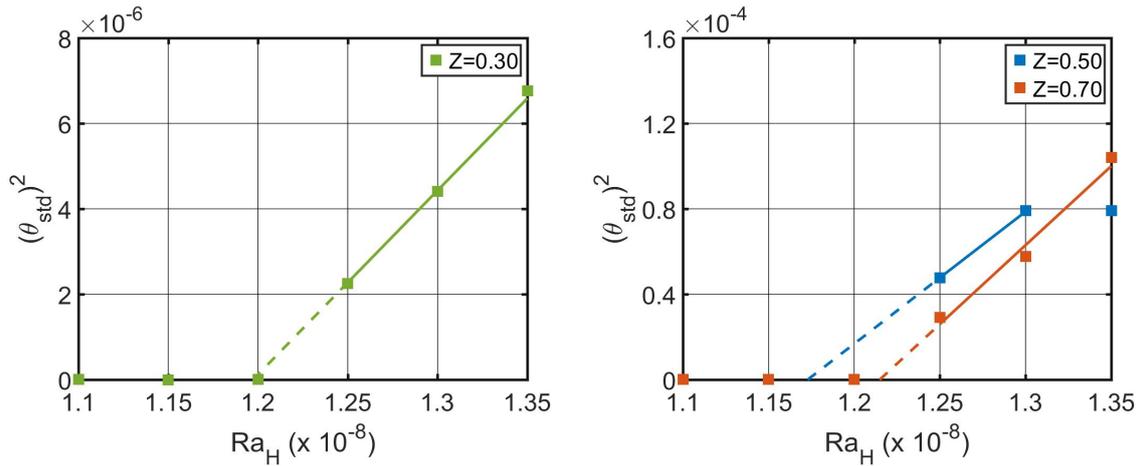


FIGURE 4.24 – Évolution de l'écart-type au carré  $(\theta_{std})^2$  en fonction du nombre de Rayleigh sur la température en  $X = 0,021$  pour l'OC isolant aux cotes  $Z = (0,30)$  (gauche) et  $Z = (0,50; 0,70)$  (droite)

régime d'écoulement semble donc identique quel que soit la position dans la couche limite (au moins pour ces 3 positions) et l'OC isolant de longueur  $l = 0,042$  crée un retard dans la transition vers le régime instationnaire, celle-ci apparaissant vers  $Ra_H = 1,20 \times 10^8$  au lieu de  $1,05 \times 10^8$  dans le cas de référence. De plus, sa fréquence caractéristique est différente :  $f_h$  est proche de celle du mode 4 défini par XIN et LE QUÉRÉ [2006] (cf. Tableau 1.2) tandis que sans OC la première haute fréquence est associée au mode 1. Enfin, une basse fréquence de 0,06 émerge à  $Ra_H = 1,35 \times 10^8$ , mais n'est pas détectée à la position la plus haute  $Z = 0,70$ . Cette basse fréquence va moduler la haute fréquence précédemment identifiée et semble ainsi supprimer la relation linéaire entre  $(\theta_{std})^2$  et  $Ra_H$  au voisinage de la bifurcation de Hopf pour  $Z = 0,50$  (cf. 4.24 (droite)).

$Z$	0,30	0,50	0,70
$f_h$	0,51	0,51	0,51
$Ra_{H,crit}(\times 10^{-8})$	1,20	1,17	1,21
$f_b$	0,06	0,06	–
$Ra_H(f_b)(\times 10^{-8})$	1,35	1,35	–

TABEAU 4.6 – Nombre de Rayleigh critique  $Ra_{H,crit}$ , fréquence caractéristique associée  $f_h$ , basse fréquence  $f_b$  et nombre de Rayleigh d'apparition de  $f_b$   $Ra_H(f_b)$  pour l'OC isolant en  $Z_{OC} = 0,25$ , mesuré en  $X = 0,021$  pour les cotes  $Z = (0,30; 0,50; 0,70)$

Enfin, il faut noter qu'aucune structure tourbillonnaire pouvant se référer à des allées de Von Karman n'a été détectée. Ainsi, la possibilité de formation de ces allées, évoquée au paragraphe 4.3.1, ne semble pas avoir eu lieu. Cela est probablement dû au fait que la vitesse incidente n'est pas uniforme vis-à-vis de l'obstacle, la faible vitesse en proche paroi et dans le cœur empêchant le développement de ces allées.

Comme le même mode instationnaire de couche limite a été identifié pour les 3 cotes considérées (même haute fréquence apparaissant au même nombre de Rayleigh critique, cependant la basse fréquence n'a pas été détectée pour la cote la plus haute), nous pre-

nous une seule position pour l'étude sur l'OC conducteur, en la cote  $Z = 0,50$  (également en  $X = 0,021$ ). Nous effectuons ici un balayage sur  $Ra_H$  de  $(0,85 \pm 0,03) \times 10^8$  à  $(1,15 \pm 0,04) \times 10^8$ , car cette gamme est plus adaptée à l'étude de l'OC conducteur comme on le verra. Deux séries de balayage ont été effectuées afin de s'assurer de la répétabilité des mesures, dont les résultats très proches seront présentés ici.

En effet, il est apparu au cours de cette étude un régime d'écoulement différent du régime instationnaire de couche limite. Au lieu d'observer l'émergence d'une haute fréquence, puis éventuellement une basse fréquence supplémentaire (comme dans le cas de l'OC isolant), l'écoulement présente une évolution périodique à une fréquence très faible, inférieure à 0,01. On qualifiera cette fréquence de très basse fréquence, notée  $f_{tb}$ . Pour cette cavité expérimentale de hauteur  $H = 0,48\text{cm}$ , cette fréquence correspond à une période physique allant de 1 à 3 minutes. Afin de visualiser la forme que prennent ces longues périodes, l'évolution de  $\theta$  ( $X = 0,021; Z = 0,50$ ) en fonction du temps est tracée en Figure 4.25. Pour les cas considérés, le temps de référence  $t_{ref}$  est compris entre 0,94 et 1,16 s si bien que le temps adimensionné,  $t$ , est proche du temps physique. Les périodes de ces signaux de très basse fréquence prennent une forme particulière : à la phase de décroissance se succède rapidement une phase de croissance, tandis que la partie haute dure longtemps. Cette forme évolue avec  $Ra_H$  en s'incurvant progressivement dans la partie haute du signal.

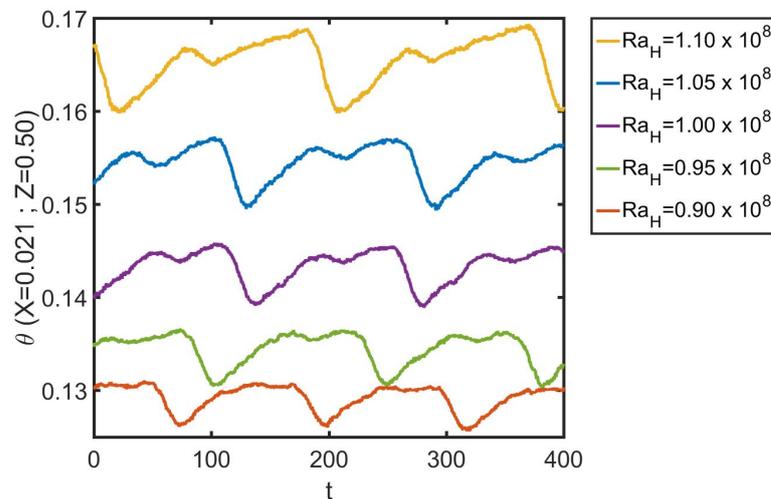


FIGURE 4.25 – Évolution de  $\theta$  ( $X = 0,021; Z = 0,50$ ) en fonction du temps, pour 5 nombres de Rayleigh avec OC conducteur en  $Z_{OC} = 0,25$ ; le temps initial de chaque signal est arbitraire

Le Tableau 4.7 indiquent les valeurs de la période et de la fréquence associées aux oscillations de l'écoulement en ce point de mesure. Ces oscillations apparaissent à  $Ra_H = (0,90 \pm 0,03) \times 10^8$ , leur fréquence diminue à mesure que  $Ra_H$  augmente puis disparaissent après  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . Les fréquences obtenues dans ces deux séries sont proches, excepté à  $Ra_H = (0,90 \pm 0,03) \times 10^8$  où un écart plus important est observé. Un phénomène similaire a été noté par NDAMÉ [1992] expérimentalement

pour une cavité telle que  $A_v = 4$  et  $A_h > 1,37$ . L'auteur avait attribué la présence de cette très basse fréquence ( $f_{tb} \approx 0,01$ ) à la perte de stabilité des tourbillons contra-rotatifs (cf. Fig. 4.26). Ces tourbillons d'axe Y sont soumis à une influence stabilisatrice de la viscosité par le contact avec les parois latérales, et à une influence déstabilisatrice du cisaillement entre la bordure extérieure des tourbillons et l'écoulement principal. Cette dernière influence peut engendrer des ondes quasi-stationnaires dans la direction axiale, qui induiraient des oscillations de très basse fréquence transmises au sein des couches limites.

$Ra_H (\times 10^{-8})$	Série n°1		Série n°2	
	$T_{tb}$	$f_{tb}$	$T_{tb}$	$f_{tb}$
0,85	X	X	–	–
0,90	101	$0,0099 \pm 0,0011$	119	$0,0084 \pm 0,0010$
0,95	129	$0,0077 \pm 0,0010$	131	$0,0076 \pm 0,0010$
1,00	146	$0,0068 \pm 0,0009$	143	$0,0070 \pm 0,0009$
1,05	161	$0,0062 \pm 0,0009$	158	$0,0063 \pm 0,0009$
1,10	184	$0,0054 \pm 0,0008$	189	$0,0053 \pm 0,0008$
1,15	X	X	–	–

TABLEAU 4.7 – Périodes  $T_{tb}$  et fréquences  $f_{tb}$  des oscillations à très basse fréquence mesurées sur la température en ( $X = 0,021; Z = 0,50$ ), pour différents nombres de Rayleigh avec OC conducteur en  $Z_{OC} = 0,25$  pour deux séries de mesures

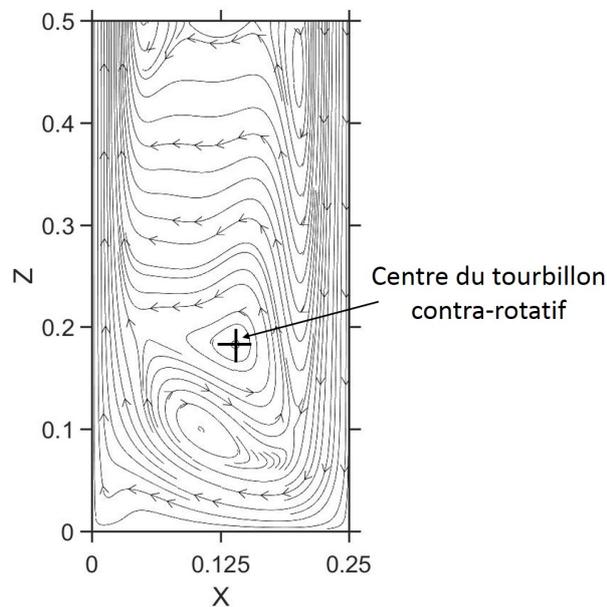


FIGURE 4.26 – Lignes de courant dans la moitié basse de la cavité avec localisation du tourbillon contra-rotatif; résultats issus de DNS 2D réalisé à  $Ra_H = 0,90 \times 10^8$

On retrouve également ce type d'oscillation dans des simulations numériques 3D. Pour des cavités cubiques, DE GASSOWSKI et al. [2003] ont observé l'apparition de grosses structures 3D sous forme de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs oscillant à  $f_{tb} \approx 0,0052$ , soit proche de celles observées dans cette étude, notamment à  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$

(cf. Tableau 4.7). Ce type d'instabilité en cavité cubique a aussi été identifié par LABROSSE et al. [1997] et TRIC et al. [2000]. Pour une cavité de rapport de forme vertical 2, XIN et LE QUÉRÉ [2012] ont observé des ondes transverses selon la profondeur de très basse fréquence. Les auteurs ont montré que  $(f_{tb})^2$  évoluent de façon linéaire avec  $Ra_H$ , typique d'une bifurcation fourche super-critique.

Au regard de ces éléments, il est intéressant d'analyser le champ de vitesse au niveau des zones de recirculation, où se développeraient les tourbillons. En Figure 4.27 est représenté le champ de la vitesse verticale fluctuante  $W - \langle W \rangle$  à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . Les 4 instants sont séparés d'une durée égale à un quart de période  $T_{tb}/4$ . On constate une fluctuation de  $W - \langle W \rangle$  dans la zone centrale, correspondant à une oscillation non-sinusoïdale du tourbillon rotatif principal à la fréquence  $f_{tb}$ , avec une amplitude d'un ordre de grandeur inférieur à la vitesse maximale de l'écoulement, proche de 0,2. Cette observation provient donc des tourbillons de la zone de recirculation, mais contrairement aux résultats de NDAMÉ [1992] il s'agit ici d'une déstabilisation des tourbillons rotatifs (tourbillons principaux), et non des tourbillons contra-rotatifs (tourbillons secondaires). De plus, cette oscillation est suffisamment forte pour faire supprimer la rotation du fluide sur une partie de la période, comme on le voit sur la première image où les lignes de courant sont descendantes dans le tourbillon et qu'il n'y a plus de centre de rotation. Deuxièmement, l'évolution de  $(f_{tb})^2$  avec  $Ra_H$  est tracée en Figure 4.28 pour les 2 séries considérées. La relation entre ces 2 grandeurs semble linéaire au regard des coefficients de corrélations  $R^2$  égaux à 0,989 et 0,997. Cependant, dans notre cas, la fréquence diminue avec  $Ra_H$ , contrairement à ce qu'obtiennent XIN et LE QUÉRÉ [2012] pour leur cavité de rapport de forme vertical 2.

S'il n'est donc pas certain que dans notre cas la bifurcation ayant conduit à cette oscillation soit également une bifurcation fourche super-critique, il apparaît néanmoins que le tourbillon de la zone supérieure présente une oscillation du même type que celle observée par NDAMÉ [1992], bien qu'étant localisée sur le tourbillon principal et non sur le tourbillon contra-rotatif. Cette oscillation à  $f_{tb}$  n'a été observée que dans le cas avec OC conducteur : il ne s'agit pas simplement de l'effet d'obstacle (puisque l'on ne l'observe pas avec l'OC isolant), le chauffage du fluide engendré a donc un rôle dans son apparition. Cette oscillation a également été identifiée dans la zone inférieure de la cavité, en amont de l'OC conducteur, et semble donc avoir lieu dans l'ensemble de la cavité.

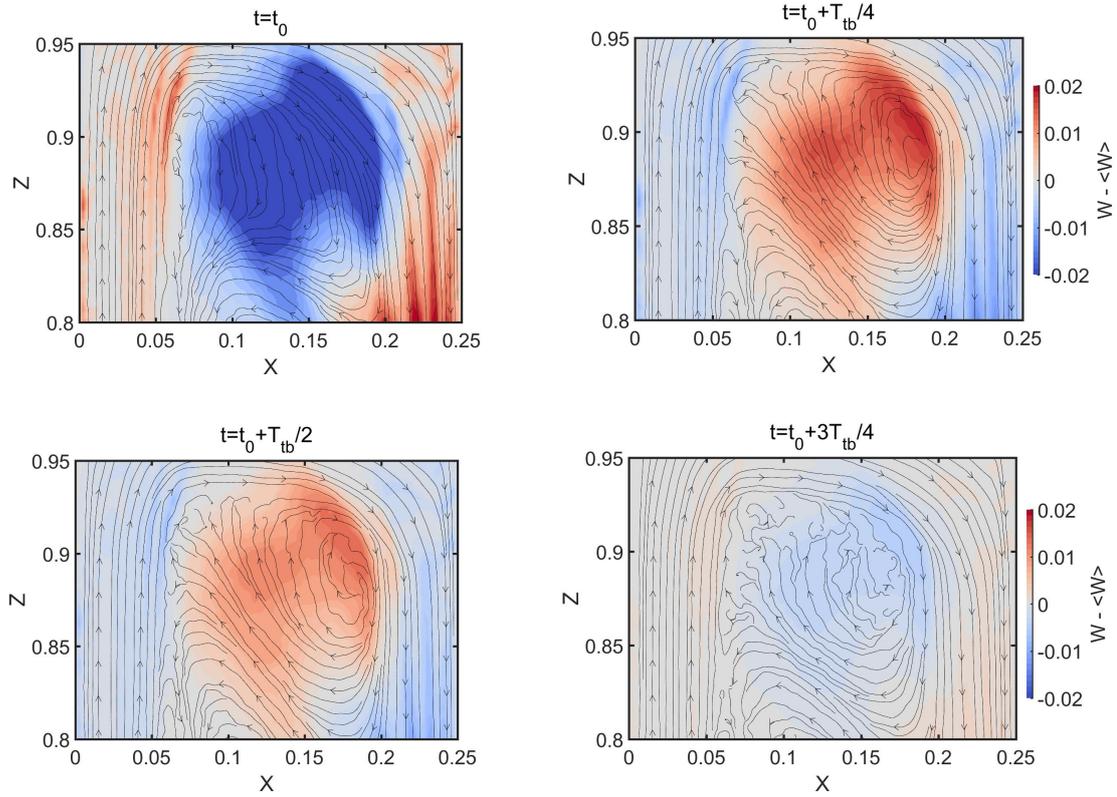


FIGURE 4.27 – Composante verticale de vitesse fluctuante  $W - \langle W \rangle$  pour 4 instants séparés d'un quart de période  $T_{tb}/4$  (de gauche à droite puis de haut en bas) à  $Ra_H = (1, 10 \pm 0, 04) \times 10^8$ , depuis un instant initial  $t_0$  arbitraire; les lignes de courant sont superposées

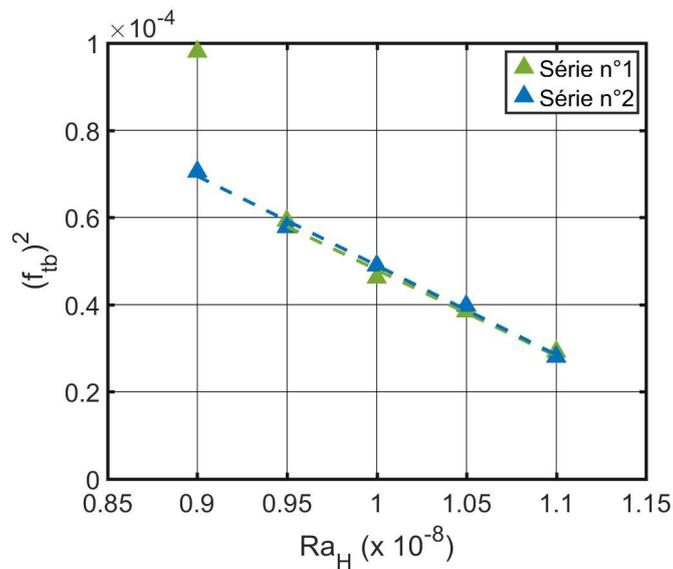


FIGURE 4.28 – Variation de la très basse fréquence au carré en fonction de  $Ra_H$

## 4.6 Influence de la position verticale de l'obstacle sur les transferts de chaleur à $Ra_H = 1,10 \times 10^8$

### 4.6.1 Influence sur les nombres de Nusselt locaux

Nous avons vu que le régime d'écoulement, stationnaire ou instationnaire, n'avait que peu d'influence sur les transferts de chaleur. Nous nous plaçons désormais à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$  (début de régime instationnaire) et nous conservons une longueur d'OC  $l = 0,042$ . Jusqu'à présent seule la cote  $Z = 0,25$  avait été considérée comme position centrale de l'OC sur la paroi chaude. Nous allons ici faire varier cette position verticale de l'OC,  $Z_{OC}$ , en plaçant l'OC à des positions supérieures allant jusqu'à  $Z_{OC} = 0,65$ .

Sur la Figure 4.29 sont tracés les profils du nombre de Nusselt local,  $Nu(Z)$ , entre  $Z = 0,10$  et  $Z = 0,90$  dans le cas de référence et dans le cas avec OC isolant ou conducteur pour les 5 positions considérées. Les transferts en amont et en aval de l'OC ont été calculés en effectuant les mesures de  $Z = 0,10$  à  $Z = 0,90$  par pas de  $0,10$ . La zone en amont de l'OC a été également considérée car la zone aval devient de plus en plus petite à mesure que  $Z_{OC}$  croît. On observe premièrement que les transferts en amont de l'OC ne semblent pas être affectés par celui-ci, les variations observées étant attribuées aux erreurs de mesure. Ainsi, les intégrations de  $Nu(Z)$  sur les zones en amont (pour une position de l'OC donnée) sont proches du cas de référence quel que soit le cas étudié.

Pour chaque position de l'OC, les transferts augmentent dans le sillage de l'OC isolant et se rapprochent progressivement du cas de référence plus loin en aval. Cela est dû au fait que l'OC isolant ramène de l'écoulement plus froid au contact de la paroi chaude dans son sillage, comme nous l'avons vu précédemment (cf. paragraphe 4.4.3). Pour l'OC conducteur, les transferts sont d'abord plus faibles que le cas de référence dans le sillage pour les deux plus basses positions de l'OC, puis en sont très proches pour  $Z_{OC} = (0,45; 0,55)$  et enfin sont supérieurs pour la dernière position de l'OC. Pour cet OC, il y a compétition entre un effet réducteur des transferts (le chauffage du fluide par l'OC conducteur) et un effet amplificateur des transferts par contournement du fluide par la droite. Cependant, on ne peut pas conclure que l'effet amplificateur prend le dessus au fur et à mesure que la position de l'OC augmente, faisant passer les transferts d'un niveau bas à un niveau élevé. En effet, il faut noter que le transfert à la position juste au-dessus de la position de l'OC (lorsque celui-ci est présent) se réduit dans le cas de référence lorsque  $Z_{OC}$  augmente, simplement parce que les transferts diminuent avec  $Z$ . Si bien que lorsque l'on compare avec le cas de référence, nous comparons avec des valeurs différentes selon la position de l'OC. En fait, les transferts dans le sillage immédiat de l'OC, isolant ou conducteur, sont assez proches les uns des autres :  $Nu(Z)$  est toujours autour de 10-12 sur la première position en aval de l'OC isolant, et de 5-6 pour l'OC conducteur, tandis que dans le cas de référence ils chutent de 9 à moins de 5.

4.6. INFLUENCE DE LA POSITION VERTICALE DE L'OBSTACLE SUR LES TRANSFERTS DE CHALEUR À  $Ra_H = 1,10 \times 10^8$

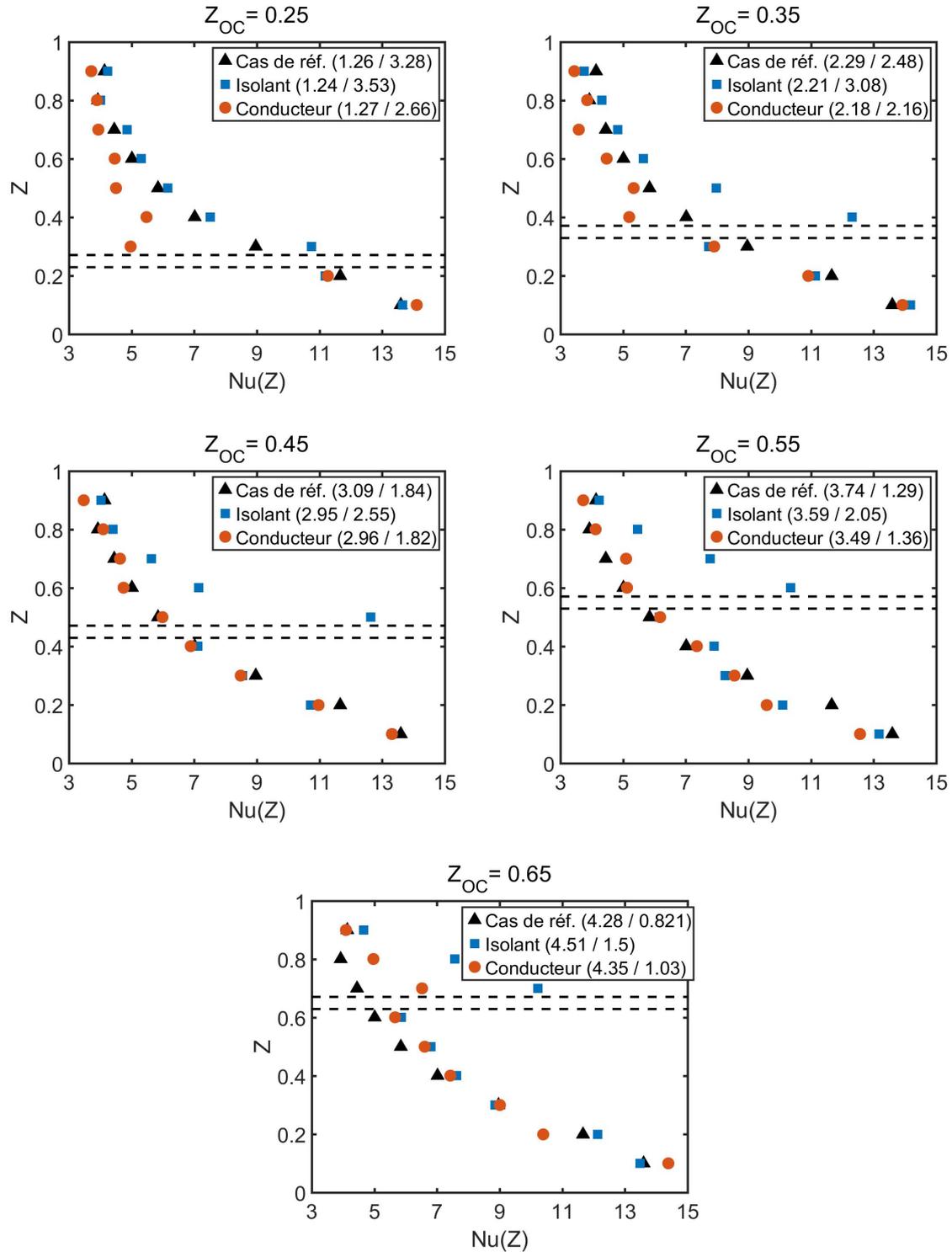


FIGURE 4.29 – Profils du nombre de Nusselt local  $Nu(Z)$  entre  $Z = 0,10$  et  $Z = 0,90$  dans le cas de référence et dans le cas avec OC isolant ou conducteur, pour différentes positions de l'OC (matérialisées par des traits pointillés) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'intégration de  $Nu(Z)$  en amont/aval de l'OC est indiquée dans la légende

Cette dernière observation nécessite de s'y intéresser plus en détail, car il n'est pas immédiat que les transferts directement en aval de l'OC soit à peu près identiques pour chaque valeur de  $Z_{OC}$ . En effet, on a vu que pour l'OC isolant, le changement des transferts en aval est du à la partie de l'écoulement contournant l'OC par la droite. Or, à mesure de placer de plus en plus haut l'OC, le fluide amont est de plus en plus chaud (réchauffé au contact de la paroi chaude) et le coeur est également de plus en plus chaud (zone stratifiée), si bien que les transferts en aval pourraient se réduire progressivement. Comme cela n'est pas observé, il doit se produire un autre changement qui contrecarre les effets de cette élévation de température avec la hauteur. Ce changement n'est pas lié à la thermique de l'écoulement mais à sa dynamique. Le champ de la composante horizontale de vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  est tracé en Figure 4.30 dans le cas de l'OC isolant positionné en  $Z_{OC} = 0,25$  et  $Z_{OC} = 0,65$ . On observe que l'écoulement de retour en aval est bien plus important lorsque l'OC est positionné plus haut. Cet écoulement retour plus important va engendrer un effet d'impact de jet plus grand sur la paroi chaude. Ainsi, il semblerait que les transferts de chaleur soient à peu près constants en aval de l'OC car, bien que la température du fluide y soit plus élevée, l'effet induit de réduction des transferts est compensé par un impact de jet plus important (le coefficient d'échange est plus grand), ce qui maintient les transferts au même niveau.

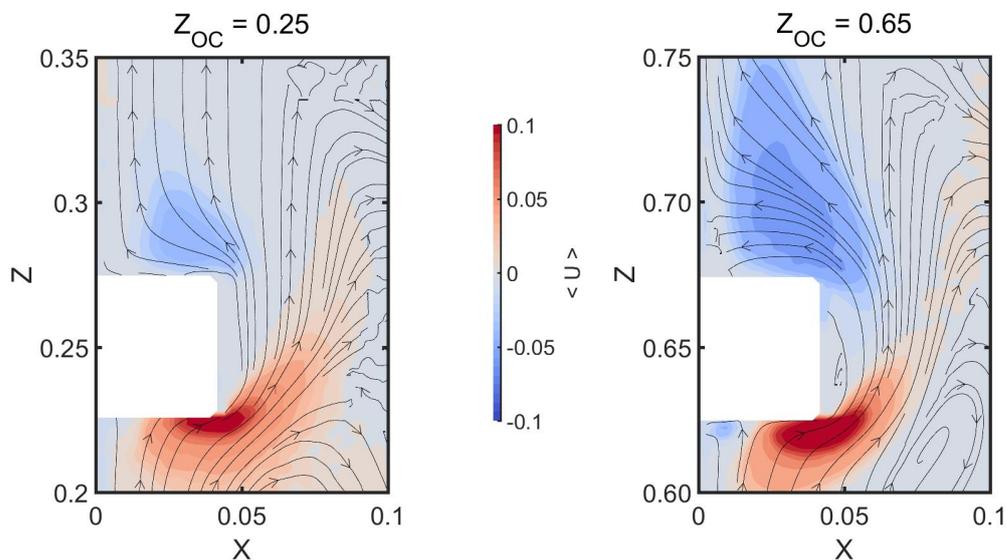


FIGURE 4.30 – Champs de la composante horizontale de vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  dans le cas de l'OC isolant positionné en  $Z_{OC} = 0,25$  (gauche) et  $Z_{OC} = 0,65$  (droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'OC est matérialisé par une zone blanche

#### 4.6.2 Influence sur les transferts par zones

Afin de quantifier le changement relatif sur les transferts de chaleur induit par l'introduction de l'OC, le gain pour une zone de la paroi chaude a été calculé à partir de l'in-

tégration des nombres de Nusselt. Deux gains sont considérés, en fonction de la taille de la zone d'intégration. Le premier gain est le gain en aval, basé sur l'intégration de  $Nu(Z)$  entre  $Z_{OC} + 0,05$  et  $Z = 0,90$ . Le second gain est basé sur la somme de l'intégration sur l'amont et l'aval :  $[0, 10; Z_{OC} - 0,05] \cup [Z_{OC} + 0,05; 0,90]$ . À noter que le premier gain est effectué sur une zone de plus en plus petite à mesure que l'OC est positionné haut, tandis que le second se fait sur deux zones évoluant avec  $Z_{OC}$  mais dont la somme est de longueur constante. Le second gain revient à intégrer  $Nu(Z)$  sur quasiment toute la paroi chaude, en dehors de l'OC. Les valeurs de ces gains sont données au Tableau 4.8.

	$Z_{OC}$	0,25	0,35	0,45	0,55	0,65
Gain en aval	Isolant	+7,8%	+24,3%	+39,0%	+58,9%	+82,9%
	Conducteur	-18,8%	-13,0%	-0,8%	+5,5%	+25,5%
Gain en amont+aval	Isolant	+5,2%	+10,9%	+11,6%	+12,3%	+17,9%
	Conducteur	-13,5%	-9,1%	-3,1%	-3,5%	+5,4%

TABLEAU 4.8 – Gain sur l'intégration des nombres de Nusselt en aval de l'OC et sur la somme des intégrations amont et aval de l'OC

On constate que les gains en aval augmentent avec  $Z_{OC}$  de façon importante. Pour les dernières positions, les transferts dans le cas de référence sont faibles et la zone examinée est la zone de sillage immédiat (dans laquelle les effets sont notables), si bien que les transferts sont presque doublés pour la position la plus haute (+82,9%). Pour l'OC conducteur, les transferts sont d'abord réduits d'environ 20% pour la position la plus basse, le gain est environ nul pour  $Z_{OC} = 0,45$  puis atteint une augmentation de 25% à la dernière position. Les seconds gains présentent la même évolution que ceux en aval. Ces gains sont cependant plus faibles en valeur absolue car on prend en compte la zone amont, où les transferts ne semblent pas avoir changé. Par exemple, le gain pour l'OC isolant en  $Z_{OC} = 0,65$  n'est plus que de 18%. La position de l'OC va donc influencer sur le changement des transferts de chaleur lorsqu'on les compare avec ceux du cas de référence. Ce changement est davantage lié à la réduction des transferts dans le sens de l'écoulement (épaississement des couches limites) car les transferts en aval des obstacles sont relativement constants.

## 4.7 Étude multi-obstacles à $Ra_H = 1, 10 \times 10^8$ : influence mutuelle

Précédemment, nous avons fait varier la longueur, le nombre de Rayleigh et la position verticale de l'OC isolant et de l'OC conducteur. À chaque fois, un seul OC était positionné sur la paroi chaude. Nous allons ici déterminer l'influence de l'introduction de 2 obstacles cylindriques dans l'écoulement. Ces 2 OC sont choisis isolants afin d'observer un éventuel effet sur les transferts par simple effet dynamique d'obstacle, et positionnés sur une même horizontale à la cote  $Z_{OC} = 0,25$  (cf. schéma Fig. 4.31), comme pour l'étude

précédente. On verra que cette cote permet d'obtenir un effet important en aval. Ils sont placés de façon symétrique de chaque côté du plan médian, et la distance de passage de l'air entre les deux OC est notée  $e$  (leur espacement). Comme précédemment, ces OC sont de longueur  $l = 0,042$  et le nombre de Rayleigh est  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . Une étude sur l'espacement entre les 2 OC est effectuée en prenant 3 valeurs pour  $e$ .

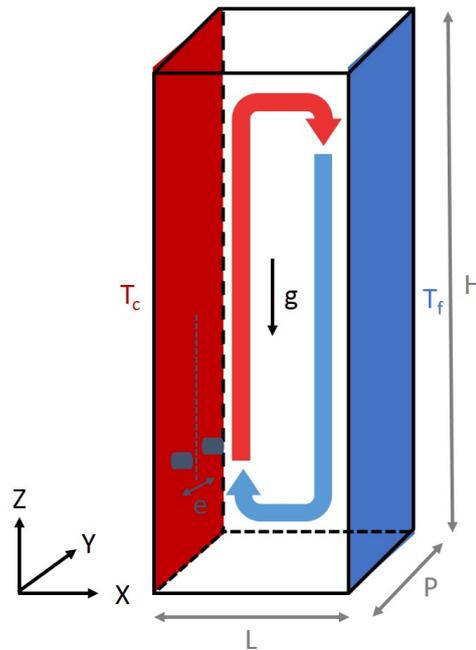


FIGURE 4.31 – Schéma de la cavité en présence des 2 OC positionnés sur une même horizontale en  $Z_{OC} = 0,25$ , de chaque côté du plan médian

#### 4.7.1 Transferts de chaleur

Les profils du nombre de Nusselt local en aval des 2 OC sont tracés en Figure 4.32. On constate une réduction des transferts pour les premières positions en aval, avec au regard des changements en  $Z = 0,30$  une réduction d'autant plus forte que  $e$  est faible. Dès  $Z = 0,50$  ces changements sont trop faibles pour être observés, même si le transfert dans le cas de référence reste le plus élevé.

Il est intéressant de noter que ce changement relatif par rapport au cas de référence est de sens opposé à celui observé pour un seul OC isolant. Pour un OC isolant, on observait dans le plan de l'obstacle une augmentation des transferts en aval, avec par exemple  $Nu(Z = 0,30) = 10,8$  pour cette longueur, cette position de l'OC et ce nombre de Rayleigh. Or ici, l'utilisation de 2 OC fait chuter les transferts en  $Z = 0,30$  à 5,5, soit un nombre de Nusselt deux fois plus faible. Cependant, nous ne nous plaçons pas au même endroit vis-à-vis de l'OC : pour un seul OC, nous nous plaçons au dessus de lui alors que pour 2 OC, nous sommes décalés latéralement par rapport à eux. Dans le cas à un OC, nous expliquions l'augmentation des transferts par le passage d'une partie de l'écoulement à

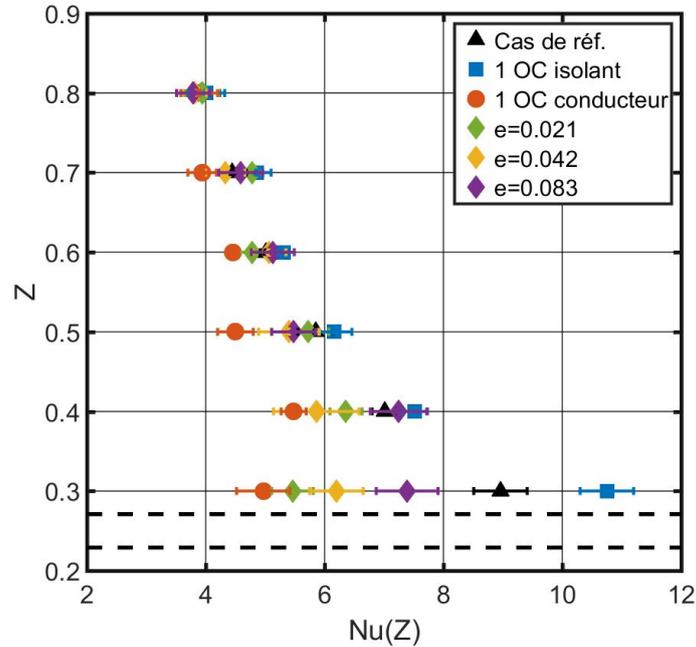


FIGURE 4.32 – Nombre de Nusselt local  $Nu(Z)$  dans le cas de deux OC isolants de longueur  $l = 0,042$  espacés d'une distance  $e$ , pour 3 valeurs de  $e$ ; comparaison avec le cas de référence et les cas avec 1 OC isolant ou conducteur; la position des OC est indiquée par des traits pointillés

travers le cœur de cavité, plus froid et donc refroidissant l'écoulement dévié avant son retour devant la paroi chaude. Ici, l'effet sur les transferts est de sens opposé. Pour tenter d'expliquer ce changement nous allons nous intéresser au niveau de température et aux champs de vitesse.

#### 4.7.2 Profils de température

Pour vérifier notre hypothèse sur ce changement des transferts, nous avons besoin de regarder l'impact sur les niveaux de température. C'est pourquoi sont tracés en Figure 4.33 les profils de la température moyenne et de l'écart-type sur la température en  $Z = 0,28$  (en aval immédiat de l'OC) dans le cas de référence et pour les 3 espacements considérés. On note une forte augmentation de  $\langle \theta \rangle$  par rapport au cas de référence pour les deux plus petits espacements, d'autant plus que  $e$  est faible. Ce résultat est en accord avec l'évolution sur les transferts de chaleur. En revanche pour  $e = 0,083$ , quasiment aucun changement sur  $\langle \theta \rangle$  n'est observé, alors même que  $Nu(Z = 0,30)$  était un peu plus faible. Mais l'influence des 2 OC pour  $e = 0,083$  est bien visible sur le niveau de fluctuations de l'écoulement : celui-ci a complètement disparu pour cette valeur d'espacement. Pour les 2 autres espacements, les fluctuations sont réduites et sont décalées vers le cœur de la cavité. Les oscillations de couche limite semblent donc atténuées en aval des 2 OC, et ceci d'autant plus que l'espacement est grand.

Une réduction des transferts en aval des OC est donc observée, liée à l'élévation de température. Afin de voir si cette réduction a également lieu dès la zone en amont, les

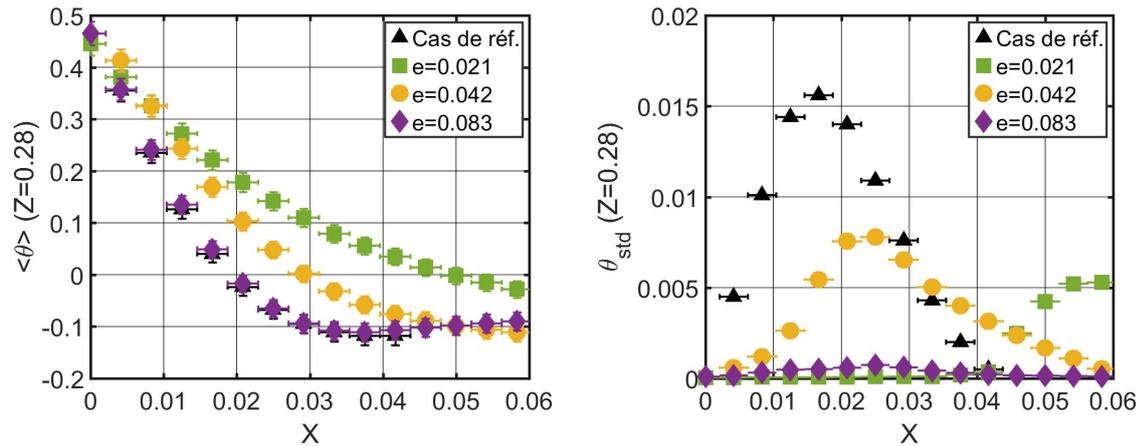


FIGURE 4.33 – Profils horizontaux de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  (gauche) et de l'écart-type  $\theta_{std}$  (droite) en  $Z = 0,28$ , sans OC et avec deux OC isolants de longueur  $l = 0,042$  espacés d'une distance  $e$ , pour 3 valeurs de  $e$ ;  $Ra_H = (1, 10 \pm 0,04) \times 10^8$

profils de  $\langle \theta \rangle$  et  $\theta_{std}$  en  $Z = 0,20$  sont tracés en Figure 4.34. On constate qu'il n'y a pas d'élévation de la température dans la zone amont (on a une légère différence en proche paroi, mais ces différences sont trop faibles pour être significatives). L'origine de l'élévation de température n'est donc pas localisée en amont des OC. De plus, on observe une forte atténuation des fluctuations : pour  $e = 0,021$ , les fluctuations en proche paroi (jusqu'à la demi-longueur des OC) sont supprimées, tandis que du côté extérieur elles restent au même niveau que dans le cas de référence. Pour les autres espacements, les fluctuations sont quasiment supprimées, à l'exception de la zone en proche bordure de couche limite (vers  $X = 0,042$ ) où elles commencent à réapparaître. Ainsi, les niveaux de fluctuations sont affectés dès la zone amont des deux OC, même si la température moyenne ne semble pas être modifiée à cet endroit.

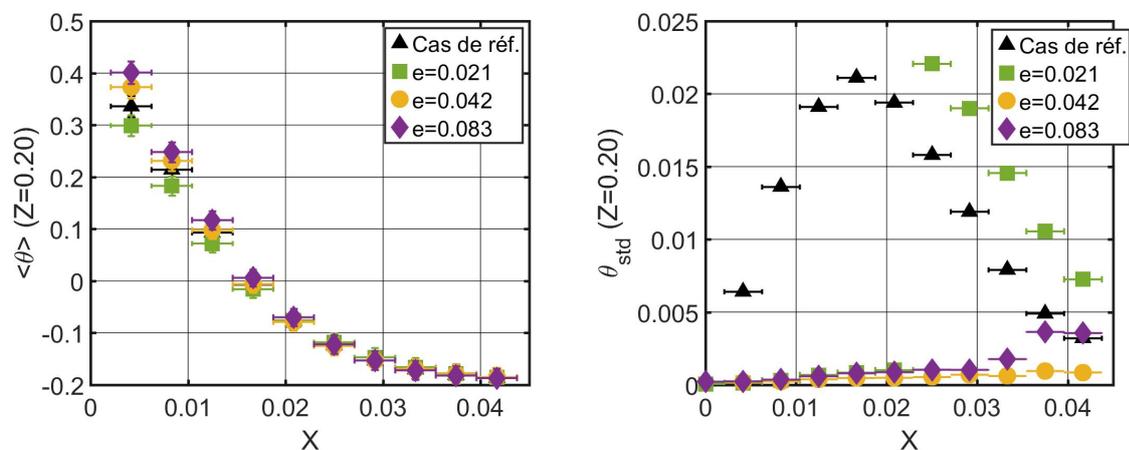


FIGURE 4.34 – Profils horizontaux de la température moyenne  $\langle \theta \rangle$  (gauche) et de l'écart-type  $\theta_{std}$  (droite) en  $Z = 0,20$ , sans OC et avec deux OC isolants de longueur  $l = 0,042$  espacés d'une distance  $e$ , pour 3 valeurs de  $e$ ;  $Ra_H = (1, 10 \pm 0,04) \times 10^8$

## 4.7.3 Champs de vitesse

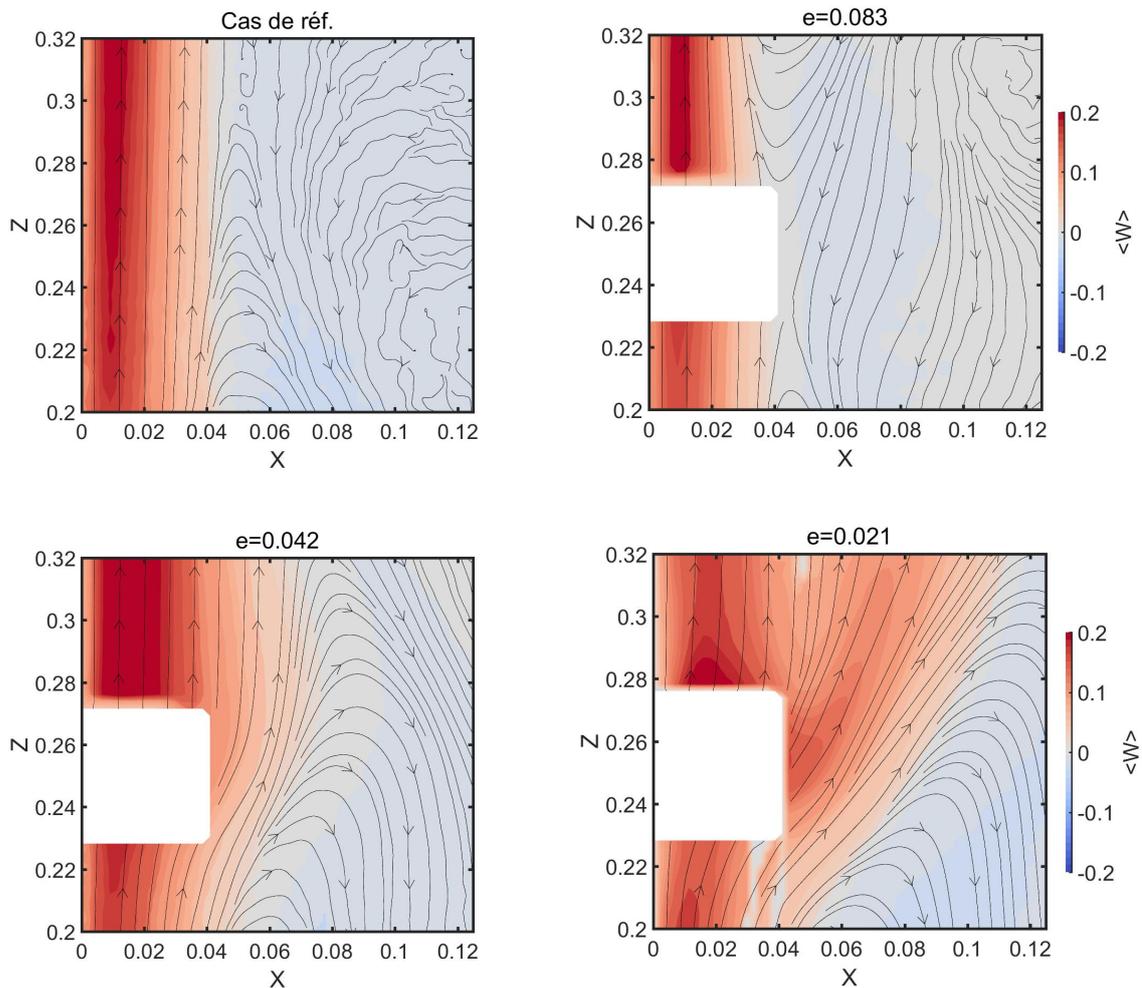


FIGURE 4.35 – Champs de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  pour  $0 \leq X \leq 0,12$  et  $0,20 \leq Z \leq 0,32$ , dans le cas de référence (haut, gauche) et avec 2 OC isolants espacés de  $e = 0,083$  (haut, droite),  $e = 0,042$  (bas, gauche) et  $e = 0,021$  (bas, droite) à  $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les lignes de courant sont représentées par des lignes fléchées; les 2 OC, localisés devant et derrière le plan de mesure, sont représentés par une zone blanche

L'élévation de température en aval est probablement liée à une modification de l'écoulement au passage entre les OC. Afin d'analyser cette modification, les champs de la composante moyenne de vitesse  $\langle W \rangle$  pour  $Z$  entre 0,20 et 0,32, pour le cas de référence et pour les trois espacements, sont tracés en Figure 4.35. Pour le plus grand espacement  $e = 0,083$  (haut, droite), aucune déviation de l'écoulement principal n'est constatée dans le plan vertical médian, et la vitesse semble proche du cas de référence. L'écoulement dans le cœur est cependant très différent, avec un écoulement basse vitesse descendant. Pour l'espacement intermédiaire  $e = 0,042$  (bas, gauche), même si les OC ne sont pas dans le plan d'observation, une légère déviation de l'écoulement est présente. Cependant on n'observe pas de retour de l'écoulement vers la paroi, car les lignes de courant en aval sont verticales. On note une augmentation de  $\langle W \rangle$  dans la zone aval, liée à l'accélération du fluide à la traversée de l'espace inter-obstacles par le rétrécissement de section (effet Venturi). Enfin pour le plus faible espacement  $e = 0,021$  (bas, droite), une

forte déviation de l'écoulement est présente, et cette partie déviée semble continuer à s'éloigner de la paroi chaude avec des lignes de courant obliques. Comme pour  $e = 0,042$ , une partie de cet écoulement dévié retombe dans le cœur. Pour identifier si cette forte déviation se prolonge loin en aval, une vision plus large du champ de  $\langle W \rangle$  dans ce cas est donnée en Figure 4.36. On observe que cette déviation représente toute une zone d'écoulement allant jusqu'à la mi-hauteur de la cavité et atteignant la mi-largeur. D'après les lignes de courant, l'ensemble de cet écoulement dévié transite vers la couche limite froide en traversant le cœur de la cavité : il n'y a pas d'écoulement retour vers la paroi chaude, car cet écoulement dévié étant trop éloigné il ne bénéficie plus de l'effet moteur de la paroi chaude.

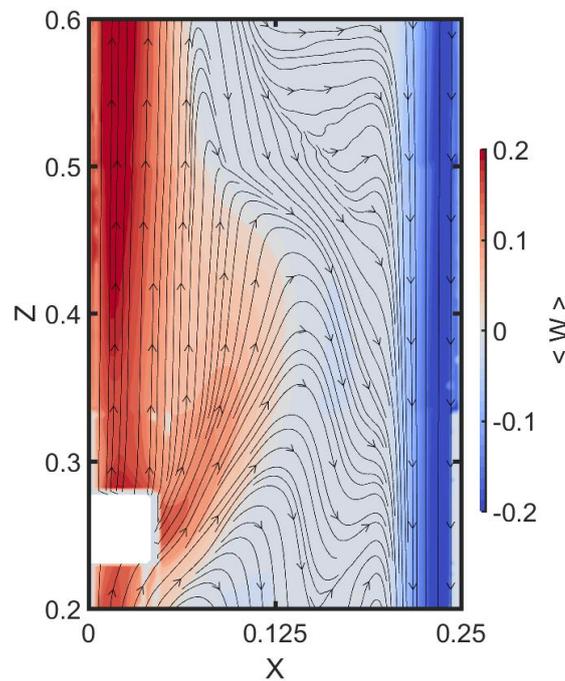


FIGURE 4.36 – Champs de la composante verticale de vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  pour  $0,20 \leq Z \leq 0,60$  dans le cas de 2 OC isolants espacés de  $e = 0,021$  ; les lignes de courant sont représentées par des lignes fléchées ; les 2 OC sont représentés par une zone blanche

On voit en Figure 4.37 (gauche) sur le profil de  $\langle W \rangle$  en  $Z = 0,22$  qu'un épaissement de la couche limite a déjà lieu en amont pour les 2 premiers espacements  $e = 0,021$  et  $e = 0,042$ , tandis que pour  $e = 0,083$  la vitesse est inchangée. C'est le cas également en aval en  $Z = 0,28$ , mais avec une augmentation de vitesse plus importante. Pour  $e = 0,042$ , la vitesse maximale est supérieure à celle du cas de référence et atteint 0,24, tandis que pour  $e = 0,021$  un second pic émerge du profil en  $X = 0,07$  (lié à l'écoulement dévié important observé en Figure 4.35), et des vitesses significatives sont encore présentes à une position égale au double de l'épaisseur de couche limite du cas de référence (après  $X = 0,10$ ).

L'introduction de deux OC isolants sur une même horizontale en  $Z = 0,25$  a donc réduit les transferts de chaleur en aval dans le plan entre les OC, alors même que l'introduc-

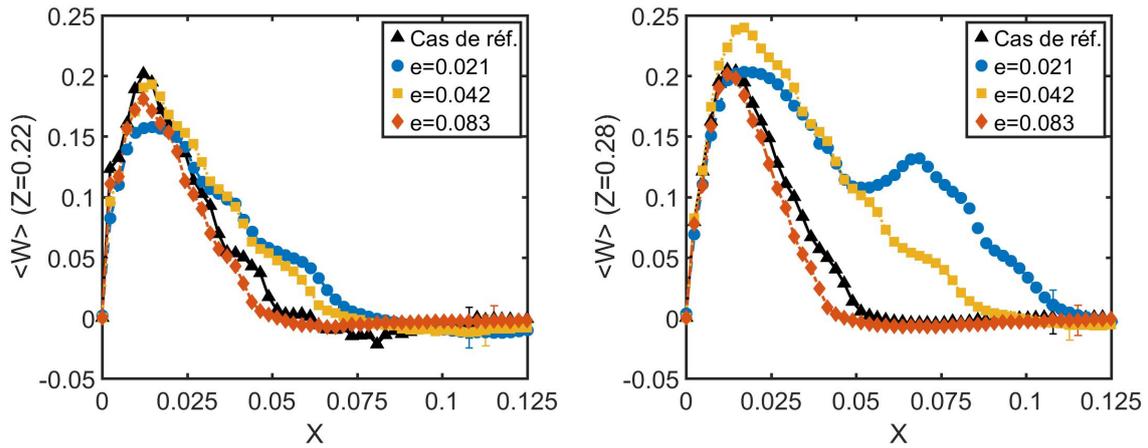


FIGURE 4.37 – Profils horizontaux de la composante verticale de vitesse  $\langle W \rangle$  en  $Z = 0,22$  (gauche) et  $Z = 0,28$  (droite), sans OC et avec deux OC isolants de longueur  $l = 0,042$  espacés d'une distance  $e$ , pour 3 valeurs de  $e$

tion d'un seul OC isolant avait entraîné une augmentation des transferts dans le sillage de celui-ci. Pour le plus faible des espacements étudiés, la réduction observée dans le sillage immédiat est comparable à celle observée en aval de l'OC conducteur, pour lequel cette réduction était liée au réchauffement du fluide à son contact. Ici les deux OC isolants ne réchauffent pas le fluide, cette réduction est donc liée à un changement de la topologie de l'écoulement : une partie importante de la couche limite est déviée vers le cœur de la cavité. La vitesse en aval étant alors moins grande, l'air au voisinage de la paroi chaude se réchauffe davantage et les transferts de chaleur sont ainsi réduits.

## 4.8 Conclusion

Une perturbation mécanique a été introduite au sein d'une cavité différentiellement chauffée dans l'objectif principal de modifier les transferts de chaleur aux parois. Cette perturbation a consisté en un (ou plusieurs) obstacle(s) cylindrique(s) positionné(s) sur la paroi chaude. Cet obstacle pouvait être faiblement conducteur (comportement d'isolant thermique) ou fortement conducteur (comportement isotherme). Nous avons ainsi un effet d'obstacle pouvant être soit uniquement dynamique dans le premier cas, soit dynamique et thermique dans le second cas. Des études sur l'influence de sa longueur, de son positionnement vertical, du nombre de Rayleigh de l'écoulement et de l'interaction avec un second obstacle ont été réalisées. Afin d'analyser les changements observés sur les transferts en aval, des profils de températures ont été effectués, les transferts étant directement liés au niveau de température en proche paroi. Ces transferts peuvent également être modifiés par un changement de l'écoulement, si bien que des mesures de vitesse ont aussi été réalisées. Tous les résultats évoqués concernent la plan vertical médian. Une étude hors de ce plan reste à mener pour s'assurer de l'universalité des tendances observées.

Tout d'abord, un changement sur les transferts de chaleur a effectivement lieu dans le sillage de la perturbation introduite. Le choix de cette perturbation est donc pertinent au regard des objectifs initiaux. De plus, ce changement opère dans les deux sens selon le comportement thermique de l'obstacle : pour un obstacle isolant, les transferts en aval ont augmenté, tandis que pour l'obstacle conducteur ces transferts ont diminué. Ces deux sens de changement des transferts selon le type d'obstacle sont observés pour toutes les longueurs d'obstacle étudiées, avec un accroissement de ces changements lorsque leur longueur augmente, ainsi que pour les deux nombres de Rayleigh étudiés, en régime stationnaire et en régime instationnaire.

La raison de ces changements sur les transferts en aval dépend du type d'obstacle considéré. Pour l'obstacle conducteur, son comportement isotherme et son positionnement sur la paroi chaude fait qu'il prend la température de cette dernière. Étant à la plus haute température possible dans la cavité, il se retrouve au contact d'un fluide à une température plus basse, entraînant un échange de chaleur additionnel avec le fluide. Le fluide s'étant échauffé à son contact, il présente en aval une température plus proche de la température de paroi chaude par rapport au cas sans obstacle, réduisant par conséquent les transferts en aval.

Pour l'obstacle isolant, la raison de l'augmentation des transferts en aval est à aller chercher plutôt du côté de l'écoulement. Cet obstacle étant thermiquement passif, il ne peut en lui-même ni chauffer ni refroidir le fluide circulant à proximité. L'analyse des champs de vitesse a montré qu'une partie importante de l'écoulement amont était déviée par la

droite de l'obstacle. Cette partie de l'écoulement traverse alors le cœur de la cavité, qui se trouve à une température bien plus basse que la température de l'écoulement dévié. Ce dernier se refroidit donc, et comme il retourne au voisinage de la paroi chaude après le passage de l'obstacle, l'écart de température plus grand entre la température de la paroi et la température du fluide à son voisinage entraîne un accroissement des transferts. Cet accroissement des transferts pour un obstacle isolant est en accord avec la littérature.

Ces deux sens de changement des transferts en aval ont été observé dans la majorité des cas traités, à l'exception de deux cas particuliers. Le premier cas particulier a été observé lors de l'étude sur la position verticale de l'obstacle, lorsque l'obstacle conducteur est positionné sur la moitié haute de la paroi chaude. Pour les cotes 0,55 et 0,65, la comparaison avec le cas sans obstacle montre une élévation des transferts en aval. Cette élévation est due au fait que les transferts dans le sillage immédiat de l'obstacle conducteur sont relativement constants quelle que soit sa position, alors que les transferts dans le cas sans obstacle se réduisent à mesure que la cote augmente. C'est pourquoi à partir d'une certaine cote, les transferts avec obstacle conducteur dépassent ceux sans obstacle.

Le second cas particulier est celui du cas avec deux obstacles isolants sur une même horizontale. Dans ce cas, les transferts en aval ont baissé. Le changement est donc dans le sens opposé à celui observé avec un seul obstacle, et ceci quel que soit leur éloignement. Néanmoins, si les transferts sont mesurés toujours dans le même plan de la cavité (le plan vertical à mi-profondeur), ils ne sont pas mesurés dans le même plan par rapport à l'obstacle : plan entre les deux obstacles, contrairement au plan à la verticale de l'obstacle.



# Conclusion générale et perspectives

## Conclusion générale

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à modifier les transferts de chaleur dans un écoulement de convection naturelle au moyen d'une perturbation localisée. La configuration théorique et bien connue de génération de cet écoulement de convection naturelle est la configuration de la cavité différentiellement chauffée. Une description de l'écoulement et des transferts s'y développant a tout d'abord été présentée : les équations régissant l'écoulement et conditions aux limites associées, puis les régimes d'écoulement observés selon le paramètre de contrôle de l'écoulement (le nombre de Rayleigh), et finalement une présentation plus en détail de la transition vers l'instationnarité et du régime de couches limites instationnaires. Il s'agissait ici de présenter l'écoulement en l'absence de perturbation, ou cas de référence. L'objectif par la suite a été d'étudier l'influence de l'introduction d'une perturbation localisée.

Pour ce faire, deux études ont été conduites, une étude numérique et une étude expérimentale. Ces deux études concernent une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme vertical 4, permettant le développement d'ondes de couches limites (le régime d'écoulement considéré étant le régime autour de la transition vers l'instationnarité), en présence d'une perturbation de faible étendue spatiale positionnée sur la paroi chaude. L'objectif principal est d'agir sur les transferts de chaleur. Pour ces deux études, le moyen retenu n'est pas le même. Pour l'étude numérique, il s'agit d'une perturbation thermique consistant en une modification locale des conditions aux limites imposées sur la température, et dont l'influence sur les transferts de chaleur avait été observée par plusieurs auteurs. Pour l'étude expérimentale, la difficulté à mettre en place ce type de perturbation sur le dispositif expérimental et le fait qu'il existe un fort couplage entre la dynamique et la thermique en convection naturelle nous ont incités à utiliser une perturbation mécanique sous la forme d'un obstacle discret. Cette perturbation représente un système passif, adapté aux applications visées car ne nécessitant pas d'entretien régulier. Un état de l'art a été présenté sur les études antérieures en convection naturelle et proches de ces deux études : les études concernant une perturbation thermique d'un côté, sous forme de conditions aux limites différentes sur la température ou d'imposition du flux de chaleur local, et les études concernant les perturbations mécaniques de l'autre, avec l'introduction d'éléments rugueux sur les parois ou d'obstacle discret comme un linteau.

### Étude numérique

Pour l'étude numérique bidimensionnelle, on distingue principalement deux façons d'engendrer cette perturbation thermique, selon que la température sur la zone de perturbation soit centrée ou non sur la température de paroi chaude. Une réduction est observée lorsque la température de perturbation est inférieure à la température de paroi chaude, et de façon symétrique une augmentation dans le cas contraire. Cette étude portait également sur l'aspect temporel de la perturbation : celle-ci pouvait être constante dans le temps ou fluctuer de façon périodique. Il a alors été observé que le comportement dynamique de la perturbation n'agit qu'à la marge sur les transferts de chaleur globaux : quelle que soit la température de perturbation, une très légère atténuation du changement sur des transferts est observée, infime vis-à-vis du changement lié à la température de perturbation. De plus, l'introduction d'une perturbation 'chaude', même constante dans le temps, dans un écoulement en fin de régime stationnaire, a entraîné l'émergence de fluctuations dont la fréquence et la répartition sont proches de celles observées lors du premier mode du régime instationnaire. Lorsque que la température de perturbation est centrée sur la température de paroi chaude, des études paramétriques ont été conduites sur la position, la fréquence, l'amplitude et le nombre de Rayleigh, toujours avec l'objectif d'une modification des transferts. Les principales conclusions sont :

- la position optimale est située en haut de la paroi chaude
- deux fréquences présentent des gains maximaux : la fréquence fondamentale des ondes de gravité internes (en accord avec les études antérieures) et une très basse fréquence, sous la forme d'un comportement asymptotique et non-observée précédemment
- pour ces deux fréquences, le gain augmente avec l'amplitude de perturbation, et ceci de façon non-linéaire
- l'écoulement à la première fréquence comporte les harmoniques de celle-ci, tandis que l'on retrouve dans l'écoulement à très basse fréquence les fréquences des modes instationnaires de couche limite
- en régime instationnaire, le gain sur les transferts ne change presque pas avec le nombre de Rayleigh

### Étude expérimentale

Pour l'étude expérimentale, la perturbation est d'origine mécanique, avec l'introduction d'un élément discret sous forme d'un obstacle cylindrique positionné dans le plan médian. Ce plan de symétrie de l'écoulement constitue le plan d'observation de cette étude. Deux types de mesures ont été réalisées : des mesures de champs de vitesse par PIV et des mesures de température locale par micro-thermocouple mobile, les mesures de température en très proche paroi permettant de calculer les transferts de chaleur locaux. L'obstacle pouvait présenter deux comportements thermiques différents : un comportement d'isolant, avec un matériau très peu conducteur, le liège, et un comportement

---

de conducteur, en aluminium. L'obstacle isolant se rapproche du cas adiabatique, tandis que celui conducteur est isotherme à la température de paroi chaude. Plusieurs études paramétriques ont été réalisées : avec un obstacle, en faisant varier soit sa longueur, soit sa position verticale, et avec deux obstacles, en faisant varier leur espacement. Une gamme de nombre de Rayleigh a également été étudiée afin d'analyser le changement de régime d'écoulement et les fréquences associées à un écoulement avec perturbation. Les principales conclusions dans le plan vertical médian sont :

- en aval de l'obstacle isolant, les transferts augmentent quelle que soit la cote de l'obstacle, à la fois par contournement d'une partie de l'écoulement par la droite de l'obstacle, traversant le cœur plus froid de la cavité, et aussi par impact de jet dû à cet écoulement retour ; il s'agit donc d'un effet uniquement dynamique, une action sur la topologie de l'écoulement entraînant une modification des transferts
- en aval de l'obstacle conducteur, les transferts diminuent lorsque que celui-ci est positionné en bas de la paroi chaude, mais augmentent lorsque qu'il est positionné en haut, toujours relativement aux transferts aux mêmes cotes en l'absence d'obstacle : en effet le transfert en aval varie peu avec le positionnement de l'obstacle, tandis que les transferts du cas de référence se réduisent progressivement ; le transfert en aval est imposé par le comportement isotherme de l'obstacle, échauffant le fluide à son contact ; il y a donc un effet thermique en plus de l'effet dynamique toujours présent, et cet effet thermique a pris le dessus sur l'effet dynamique
- les effets observés sont amplifiés avec l'augmentation de la longueur de l'obstacle, agissant de la même façon qu'une augmentation de l'amplitude dans l'étude numérique ; la longueur de l'obstacle a ensuite été fixée à une valeur proche de l'épaisseur des couches limites dynamiques
- l'étude des transferts en aval à deux nombres de Rayleigh situés de part et d'autre du nombre de Rayleigh de transition vers l'instationnarité du cas de référence ne montre pas de changement significatif lié aux fluctuations de l'écoulement ; en revanche la dynamique de l'écoulement est modifiée : pour l'obstacle isolant, on observe dans la zone aval une disparition des fluctuations normalement présentes avant apparition d'un mode instationnaire, et pour l'obstacle conducteur le comportement oscillatoire ne correspond pas aux ondes progressives de couches limites : ce sont des oscillations à très basse fréquence, liées à une déstabilisation du tourbillon rotatif du haut de la cavité et similaires à des observations sur des cavités de plus grande profondeur ; la très basse fréquence diminue avec le nombre de Rayleigh
- en positionnant deux obstacles isolants sur une même horizontale et de chaque côté du plan médian, le transfert en aval est réduit dans le plan médian, d'autant plus que l'espacement est faible ; cette réduction est liée à une élévation de la température du fluide à cause d'un effet de blocage

### **Complémentarité des deux études**

Il peut être intéressant de voir la complémentarité des deux démarches effectuées au cours de ce travail de thèse et des deux perturbations étudiées par des voies différentes. L'étude numérique a permis d'avoir accès à l'ensemble des grandeurs physiques dans le domaine utilisé, le modèle bidimensionnel représentant de façon satisfaisante la topologie de l'écoulement du plan vertical médian ainsi que le régime d'écoulement (notamment les modes instationnaires). Cela a permis de dégager les tendances de l'écoulement, cet écoulement étant observé par ailleurs par la voie expérimentale. Dans l'étude expérimentale, nous avons pris la précaution de nous approcher au mieux du modèle théorique de la cavité différentiellement chauffée et des conditions aux limites utilisées dans l'étude numérique : forte isolation des parois passives, réduction au maximum du rayonnement, intrusion minimale des capteurs physiques... De plus, le maintien d'un écart raisonnable de température entre les parois isothermes permet de conserver des propriétés thermophysiques quasiment uniformes au sein de la cavité, facilitant la comparaison avec les études numériques (qui sont réalisées en grande majorité dans l'approximation de Boussinesq, comme dans le cas de notre étude). Le (ou les) obstacle(s) introduit(s) localement permettent, comme avec la perturbation de l'étude numérique, d'obtenir un effet sur l'écoulement et les transferts locaux et globaux. La perturbation mécanique localisée dans l'étude expérimentale est donc complémentaire de la perturbation thermique localisée de l'étude numérique, remplissant toutes les deux par des moyens différents l'objectif principal posé d'une modification des transferts de chaleur.

### **Perspectives**

Ces deux études montrent qu'avec une perturbation locale, thermique ou mécanique, nous pouvons avoir une action sur l'écoulement et les transferts. Plusieurs perspectives à cette étude peuvent être évoquées. Concernant l'étude numérique, ces perspectives sont :

- le passage vers un modèle tridimensionnel, avec des perturbations identiques aux précédentes mais sur toute la profondeur (afin de pouvoir comparer d'éventuels changements par rapport au cas bidimensionnel), ou bien avec une perturbation dépendante de la profondeur : localisée sur une partie réduite, d'amplitude différente pour chaque plan vertical...
- l'introduction d'un modèle radiatif dans le code de calcul, prenant en compte les effets du rayonnement présent : rayonnement de surface avec des parois émises, éventuellement rayonnement volumique avec la contribution en absorption-émission du milieu gazeux; de plus, la zone de perturbation pourra agir à distance sur d'autres parties de la cavité
- l'utilisation de méthodes d'optimisation sous contrainte(s), avec différents critères envisageables comme la maximisation des transferts ou de l'énergie cinétique de

---

## l'écoulement

Pour l'étude expérimentale, les perspectives envisagées dans la continuité de ce travail sont :

- la réalisation de mesures hors du plan vertical médian de la cavité
- dans le cas des deux obstacles isolants sur une même horizontale, la réduction des transferts en aval est-elle présente pour des positions d'obstacles plus élevées, ou bien un phénomène du même type que pour l'obstacle conducteur sera observé?
- le positionnement d'un groupe d'obstacles, dont la répartition est à étudier, pourrait engendrer des interactions mutuelles accroissant les effets sur les transferts; un premier cas avec deux obstacles l'un au dessus de l'autre permettrait de voir cette éventuelle interaction
- l'utilisation d'autres matériaux, dont la conductivité serait différente, permettrait d'étudier si des obstacles de comportements thermiques intermédiaires peuvent conduire notamment à un effet nul sur les transferts en aval par compensation exacte de l'effet dynamique et de l'effet thermique
- le choix d'autres formes d'obstacles, en particulier avec une forme moins arrondie (forme carrée, triangulaire ...) et donc potentiellement plus déstabilisatrice pour l'écoulement



# Bibliographie

- ABOURIDA, B., M. HASNAOUI et S. DOUAMNA. 1999, «Transient natural convection in a square enclosure with horizontal walls submitted to periodic temperatures», *Numer Heat Transf A*, vol. 36, n° 7, p. 737–750, ISSN 1040-7782. 28
- ALI, S. 2015, *Concept innovant d'échangeur/réacteur multifonctionnel par contrôle dynamique passif par générateurs de vorticit  flexible*, thèse de doctorat, Universite de Valenciennes. 109
- ANTOHE, B. et J. LAGE. 1994, «A dynamic thermal insulator : inducing resonance within a fluid saturated porous medium enclosure heated periodically from the side», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 37, n° 5, p. 771–782. 41
- ARCHAMBEAU, F., N. M CHITOUA et M. SAKIZ. 2004, «Code saturne : A finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows-industrial applications», *Int. J. Finite Volumes*, vol. 1, n° 1, p. <https://www.code-saturne.org/cms/>. 32
- ARMPFIELD, S. et R. JANSSEN. 1996, «A direct boundary-layer stability analysis of steady-state cavity convection flow», *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 17, n° 6, p. 539–546. 29
- BEJAN, A. 2013, *Convection Heat Transfer : Fourth Edition*. 14
- BELLEOUD, P. 2016, * tude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents*, thèse de doctorat, ISAE-ENSMA, Poitiers. 15, 16, 17, 72, 99, 169, 172
- BENARD, H. 1901, «Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide.-methodes optiques d'observation et d'enregistrement», *Journal de Physique Theorique et Appliquee*, vol. 10, n° 1, p. 254–266. 17
- BERGÉ, P. et M. DUBOIS. 1985, «Intermittence de phase au voisinage d'un accrochage de fréquences : une route vers le chaos?», *Journal de Physique Lettres*, vol. 46, n° 10, p. 431–436. 20
- BERGMANN, M. 2004, *Optimisation aérodynamique par réduction de modèle POD et contrôle optimal : application au sillage laminaire d'un cylindre circulaire*, thèse de doctorat, Vandoeuvre-les-Nancy, INPL. I, II

- CHEIKH, N. B., B. B. BEYA et T. LILI. 2007, «Aspect ratio effect on natural convection flow in a cavity submitted to a periodical temperature boundary», *Journal of Heat Transfer*, vol. 129, n° 8, p. 1060–1068. 30
- CTHERM. URL <https://ctherm.com/>. 178, IX
- DANTEC, D. URL <https://www.dantecdynamics.com/>. 85, 173
- DE GASSOWSKI, G., S. XIN et O. DAUBE. 2003, «Bifurcations et solutions multiples en cavité 3D différentiellement chauffée», *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 331, n° 10, p. 705–711. 141
- DEPIEREUX, E. 2009. URL <http://webapps.fundp.ac.be/biostats/biostat/modules/module105/page6.html>. 80
- DJANNA KOFFI, L., FRANCIS. 2011, *Convection naturelle turbulente en cavité différentiellement chauffée à grands nombres de Rayleigh : caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts thermiques, étude numérique du couplage convection-rayonnement*, thèse de doctorat, ISAE-ENSMA, Poitiers. 15, 16, 85, 169
- DOUAMNA, S., M. HASNAOUI et B. ABOURIDA. 2000, «Two-dimensional transient natural convection in a repetitive geometry submitted to variable heating from below : Numerical identification of routes leading to chaos», *Numer. Heat Transf A*, vol. 37, n° 7, p. 779–799, ISSN 1040-7782. 28
- DU, Y. et P. TONG. 1998, «Enhanced heat transport in turbulent convection over a rough surface», *Physical Review Letters*, vol. 81, n° 5, p. 987–990, ISSN 0031-9007. 110, 111, 174
- GADOIN, E., P. LE QUÉRÉ et O. DAUBE. 2001, «A general methodology for investigating flow instabilities in complex geometries : application to natural convection in enclosures», *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 37, n° 2, p. 175–208, ISSN 0271-2091. 36, 37, 67, 95, 96, 116, 174
- GEBHART, B., Y. JALURIA, R. L. MAHAJAN et B. SAMMAKIA. 1988, «Buoyancy-induced flows and transport», *J. Fluid Mech*, vol. 227, p. 1001. 11, 17, 104
- GHALAMBAZ, M., E. JAMESAHAR, M. A. ISMAEL et A. J. CHAMKHA. 2017, «Fluid-structure interaction study of natural convection heat transfer over a flexible oscillating fin in a square cavity», *Int J Therm Sci*, vol. 111, p. 256–273, ISSN 1290-0729. 114, 115, 174
- HENRY, J.-F., C. POPA, G. POLIDORI et S. FOHANNO. 2008, «Mise en oeuvre d'un dispositif d'acquisition simultanée de champs thermique et dynamique d'un écoulement de convection», *Recueil de congrès SFT*. 115, 116, 174
- HOSSAIN, M. Z. et J. M. FLORYAN. 2013, «Instabilities of natural convection in a periodically heated layer», *J. Fluid Mech*, vol. 733, p. 33–67. 28

- 
- HOSSAIN, M. Z. et J. M. FLORYAN. 2014, «Natural convection in a fluid layer periodically heated from above», *Phys. Rev. E*, vol. 90, n° 2, p. 023 015. [28](#)
- HOSSAIN, M. Z. et J. M. FLORYAN. 2015, «Natural convection in a horizontal fluid layer periodically heated from above and below», *Phys. Rev. E*, vol. 92, n° 2, p. 023 015. [28](#), [29](#), [170](#)
- HOWLE, L. 1997, «Control of Rayleigh-Bénard convection in a small aspect ratio container», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 40, n° 4, p. 817–822, ISSN 0017-9310. [27](#), [28](#), [170](#)
- HUANG, Z., W. ZHANG et G. XI. 2015, «Natural convection heat transfer in a cubic cavity submitted to time-periodic sidewall temperature», *Numer Heat Transf A*, vol. 67, n° 1, p. 13–32. [30](#)
- KIM, S. K., S. Y. KIM et Y. D. CHOI. 2005, «Amplification of boundary layer instability by hot wall thermal oscillation in a side heated cavity», *Physics of Fluids*, vol. 17, n° 1, p. 014 103. [30](#)
- KRAPEZ, J. 2007, «Mesure de l'effusivité thermique - méthodes par contact», *Techniques de l'ingenieur*, vol. TIB544DUO, n° article r2958. [IX](#)
- KWAK, H., K. KUWAHARA et J. HYUN. 1998, «Resonant enhancement of natural convection heat transfer in a square enclosure», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 41, n° 18, p. 2837–2846, ISSN 0017-9310. [29](#), [30](#), [50](#), [53](#), [54](#), [170](#)
- KWAK, H. S. et J. M. HYUN. 1996, «Natural convection in an enclosure having a vertical sidewall with time-varying temperature», *J. Fluid Mech*, vol. 329, p. 65–88. [29](#), [50](#), [55](#)
- LABROSSE, G., E. TRIC, H. KHALLOUF et M. BETROUNI. 1997, «A direct (pseudo-spectral) solver of the 2D/3D Stokes problem : transition to unsteadiness of natural-convection flow in a differentially heated cubical cavity», *Numer. Heat Transf.*, vol. 31, n° 3, p. 261–276. [142](#)
- LANKHORST, A. 1991, *Laminar and turbulent natural convection in cavities : numerical modeling and experimental validation*. [15](#), [16](#), [169](#)
- LE QUÉRÉ, P. 1987, *Étude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différentiellement chauffée par méthodes spectrales Chebyshev*, thèse de doctorat, Université de Poitiers. [20](#), [169](#)
- LE QUÉRÉ, P. et M. BEHNIA. 1998, «From onset of unsteadiness to chaos in a differentially heated square cavity», *J. Fluid Mech*, vol. 359, p. 81–107, ISSN 1469-7645. [50](#)
- MAHAPATRA, P. S., S. CHATTERJEE, A. MUKHOPADHYAY, N. K. MANNA et K. GHOSH. 2016, «Proper orthogonal decomposition of thermally-induced flow structure in an enclosure with alternately active localized heat sources», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 94, p. 373–379, ISSN 0017-9310. [31](#)

- MAHAPATRA, P. S., N. K. MANNA, K. GHOSH et A. MUKHOPADHYAY. 2015, «Heat transfer assessment of an alternately active bi-heater undergoing transient natural convection», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 83, p. 450–464, ISSN 0017-9310. 31
- MARIMBORDES, T., A. O. EL MOCTAR et H. PEERHOSSAINI. 2002, «Active control of natural convection in a fluid layer with volume heat dissipation», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 45, n° 3, p. 667–678. 28
- DE MOOR, G. 2014, *Hasard et chaos - Par David Ruelle*, 3, vol. 8, La Météorologie, 75 p.. 20
- NAG, A., A. SARKAR et V. SASTRI. 1993, «Natural-convection in a differentially heated square cavity with a horizontal partition plate on the hot-wall», *Comput methods Appl Mech Eng*, vol. 110, n° 1-2, p. 143–156, ISSN 0045-7825. 113
- NDAMÉ, A. 1992, *Étude expérimentale de la convection naturelle en cavité : de l'état stationnaire au chaos*, thèse de doctorat, Université de Poitiers. 18, 19, 68, 91, 99, 138, 140, 142, 169
- PENOT, F., O. SKURTYS et D. SAURY. 2010, «Preliminary experiments on the control of natural convection in differentially-heated cavities», *Int. J. Thermal Sciences*, vol. 49, n° 10, p. 1911–1919, ISSN 1290-0729. 30, 115
- POLIDORI, G. et J. PADET. 2003, «Transient free convection flow on a vertical surface with an array of large-scale roughness elements», *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 27, n° 3, p. 251–260. 113
- ROUGER, N. 2009, *Sensibilité de la convection naturelle en cavité différenciellement chauffée à des variations de paramètres géométriques, thermiques et massiques*, thèse de doctorat, ISAE-ENSMA, Poitiers. 15, 99, 113
- SAINT-BLANQUET, C. 2017. URL [http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/claude\\_saintblanquet/conducti/21perman/21perman.htm](http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/claude_saintblanquet/conducti/21perman/21perman.htm). 119
- SALAT, J. 2004, *Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différenciellement chauffée*, thèse de doctorat. 113
- SALORT, J., O. LIOT, E. RUSAOUEN, F. SEYCHELLES, J.-C. TISSERAND, M. CREYSSELS, B. CASTAING et F. CHILLA. 2014, «Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-Bénard convection : Flow structure and multistability», *Physics of Fluids*, vol. 26, n° 1, p. 015 112, ISSN 1070-6631. 111, 112, 174
- SCHLICHTING, H. et al.. 1974, *Boundary-layer theory*, Springer. 55
- SETARAM. 1965. URL <https://www.setaram.fr/>. 178, VIII
- SHAKERIN, S., M. BOHN et R. LOEHRKE. 1988, «Natural convection in an enclosure with discrete roughness elements on a vertical heated wall», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 31, n° 7, p. 1423–1430. 112

- 
- SKURTYS, O. 2004, *Contribution au contrôle de la convection naturelle par excitation thermique des couches limites en cavité différentiellement chauffée*, thèse de doctorat, ISAE-ENSMA, Poitiers. 18, 30, 67, 70, 76, 85, 89, 91, 94, 95, 96, 98, 99, 109, 115, 172, 173, 174
- SOUCASSE, L., P. RIVIÈRE, S. XIN, P. LE QUÉRÉ et A. SOUFIANI. 2012, «Numerical study of coupled molecular gas radiation and natural convection in a differentially heated cubical cavity», *Computational Thermal Sciences*, vol. 4, n° 4, ISSN 1940-2503. 34, 170
- SWIATEK, M. 2015, *Étude de la convection naturelle et de la stratification thermique dans une cavité inclinée et chauffée au milieu : application aux capteurs solaires autostockeurs*, thèse de doctorat, Université Grenoble-Alpes. 89
- TASNIM, S. H. et M. R. COLLINS. 2004, «Numerical analysis of heat transfer in a square cavity with a baffle on the hot wall», *Int. Com. Heat Mass Transf.*, vol. 31, n° 5, p. 639–650, ISSN 0735-1933. 113
- TAYLOR, Z. J., R. GURKA, G. A. KOPP et A. LIBERZON. 2010, «Long-duration time-resolved piv to study unsteady aerodynamics», *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 59, n° 12, p. 3262–3269. 83
- TC. 2016, «Traité de thermométrie par thermocouple et résistance», URL <http://www.tcsa.fr/guide.html>. V
- THORPE, S. A. 1968, «On standing internal gravity waves of finite amplitude», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 32, n° 3, p. 489–528, ISSN 1469-7645. 29, 50
- TRIC, E., G. LABROSSE et M. BETROUNI. 2000, «A first incursion into the 3D structure of natural convection of air in a differentially heated cubic cavity, from accurate numerical solutions», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 43, n° 21, p. 4043–4056, ISSN 0017-9310. 33, 34, 142, 179
- WILLIAMSON, C. et G. BROWN. 1998, «A series in  $1/\text{Ra}(\text{Re})$  to represent the Strouhal–Reynolds number relationship of the cylinder wake», *Journal of Fluids and Structures*, vol. 12, n° 8, p. 1073–1085. 117
- XIN, S. et P. LE QUÉRÉ. 2002, «An extended Chebyshev pseudo-spectral benchmark for the 8 :1 differentially heated cavity», *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 40, n° 8, p. 981–998, ISSN 1097-0363. 95
- XIN, S. et P. LE QUÉRÉ. 2006, «Natural-convection flows in air-filled, differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls», *Numer. Heat Transfer A*, vol. 50, n° 5, p. 437–466, ISSN 1040-7782. 21, 22, 36, 37, 60, 67, 91, 139, 169, 179
- XIN, S. et P. LE QUÉRÉ. 2012, «Stability of two-dimensional (2D) natural convection flows in air-filled differentially heated cavities : 2D/3D disturbances», *Fluid Dynamics Research*, vol. 44, n° 3, p. 031 419, ISSN 1873-7005. 142

- XU, F. 2015, «Unsteady coupled thermal boundary layers induced by a fin on the partition of a differentially heated cavity», *Int. Com. Heat Mass Transf.*, vol. 67, p. 59 – 65, ISSN 0735-1933. [114](#)
- XU, F., J. C. PATTERSON et C. LEI. 2009, «Transition to a periodic flow induced by a thin fin on the sidewall of a differentially heated cavity», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 52, n° 3-4, p. 620–628, ISSN 0017-9310. [114](#), [115](#), [174](#)
- XU, F., J. C. PATTERSON et C. LEI. 2011, «Unsteady flow and heat transfer adjacent to the sidewall wall of a differentially heated cavity with a conducting and an adiabatic fin», *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 32, n° 3, p. 680–687. [114](#)
- YOUSAE, M. et S. USMAN. 2015, «Natural convection heat transfer in a square cavity with sinusoidal roughness elements», *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 90, p. 180–190, ISSN 0017-9310. [112](#)
- ZHANG, Y.-Z., C. SUN, Y. BAO et Q. ZHOU. 2018, «How surface roughness reduces heat transport for small roughness heights in turbulent Rayleigh-Bénard convection», *J. Fluid Mech*, vol. 836, p. R2, ISSN 0022-1120. [111](#)
- ZHAO, Y., C. LEI et J. C. PATTERSON. 2013, «Resonance of the thermal boundary layer adjacent to an isothermally heated vertical surface», *J. Fluid Mech*, vol. 724, p. 305–336, ISSN 0022-1120. [31](#), [170](#)
- ZHAO, Y., C. LEI et J. C. PATTERSON. 2014, «Transition of natural convection boundary layers—a revisit by bicoherence analysis», *Int. Com. Heat Mass Transf.*, vol. 58, p. 147–155, ISSN 0735-1933. [31](#)
- ZHAO, Y., C. LEI et J. C. PATTERSON. 2016, «Natural transition in natural convection boundary layers», *Int. Com. Heat Mass Transf.*, vol. 76, p. 366–375, ISSN 0735-1933. [31](#)

# Liste des figures

1.1	Schéma général de la cavité différentiellement chauffée (CDC) verticale avec la formation d'un écoulement tournant de convection naturelle ( $L/P \approx 1$ , $H/L > 1$ ici) . . . . .	8
1.2	Lignes de courant en CDC de rapport de forme vertical 4; (gauche) $Ra_H = 10^4$ ; (centre) $Ra_H = 10^6$ ; (droite) $Ra_H = 10^8$ ; résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) . . . . .	13
1.3	Champs de température $\theta$ en CDC de rapport de forme vertical 4; (gauche) $Ra_H = 10^4$ ; (centre) $Ra_H = 10^6$ ; (droite) $Ra_H = 10^8$ ; résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) . . . . .	13
1.4	Profils de composante verticale de vitesse $W$ (gauche) et de température $\theta$ (droite) à mi-hauteur $Z = 0,50$ à $Ra_H = (10^4, 10^5, 10^6)$ ; résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) . . . . .	14
1.5	Évolution du nombre de Nusselt global en fonction du nombre de Rayleigh pour une cavité carrée à parois horizontales adiabatiques; d'après LANKHORST [1991] . . . . .	16
1.6	Lignes de courant pour $Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$ (gauche) et $Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$ (droite) dans la zone supérieure d'une cavité de grandes dimensions; mesures expérimentales d'après DJANNA KOFFI [2011] . . . . .	16
1.7	Critère $Q$ (gauche) et zone de visualisation associée (droite) à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ en proche paroi chaude, dans la zone supérieure de la cavité; d'après BELLEOUD [2016] . . . . .	17
1.8	(gauche) Bifurcation fourche supercritique; (droite) bifurcation de Hopf supercritique; d'après NDAMÉ [1992] . . . . .	18
1.9	Nombres de Rayleigh critique d'apparition des instationnarités, en fonction du rapport de forme vertical; (traits pointillés) parois horizontales adiabatiques, (traits pleins) parois horizontales parfaitement conductrices; d'après LE QUÉRÉ [1987] . . . . .	20
1.10	Solution instable pour $A_\nu = 4$ ; de gauche à droite : isothermes, lignes de courant et modes propres de températures associées aux branches de solution; d'après XIN et LE QUÉRÉ [2006] . . . . .	22

2.1	(gauche) Schéma du montage expérimental;(droite) amplitude de convection en fonction de Ra : suppression par contrôle actif (ronds et triangles); d'après HOWLE [1997] . . . . .	28
2.2	(gauche) Distribution sinusoïdale de la température aux parois; (droite) évolution du nombre de Nusselt global en fonction du déphasage; d'après HOS-SAIN et FLORYAN [2015] . . . . .	29
2.3	(gauche) Distribution sinusoïdale de la température aux parois; (droite) évolution du nombre de Nusselt global en fonction du déphasage; d'après KWAK et al. [1998] . . . . .	30
2.4	(gauche) Domaine physique et zone d'introduction de la perturbation (zone hachurée); (droite) évolution d'un écart-type de température et du nombre de Nusselt local en fonction de la position; d'après ZHAO et al. [2013] . . . . .	31
2.5	(gauche) Profil horizontal de température au plafond (Z=1); (droite) profil vertical de température à mi-largeur (X=0,125); cavité cubique, comparaison avec SOUCASSE et al. [2012] . . . . .	34
2.6	Agrandissement sur les mailles du maillage 130 × 260 utilisé, dans la zone inférieure basse (gauche) et au centre (droite) . . . . .	35
2.7	(gauche) Profil vertical de température à mi-largeur (X=0,125) à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; (droite) évolution temporelle de la température en (X = 0,037; Z = 0,90) à $Ra_H = 1,90 \times 10^8$ ; comparaison des maillages 130 × 260 et 160 × 320 . . . . .	35
2.8	Évolution du nombre de Nusselt global Nu en fonction du nombre de Rayleigh $Ra_H$ entre $0,50 \times 10^8$ et $1,90 \times 10^8$ pour une cavité 2D de rapport de forme vertical 4; double échelle logarithmique . . . . .	36
2.9	Schéma de la cavité; zone de perturbation sur la paroi chaude entre $Z_1 = 0,20$ et $Z_2 = 0,25$ , sur laquelle $\theta_c$ est remplacée par $\theta_p(Z, t)$ . . . . .	38
2.10	Évolution de la température imposée au centre de la zone de perturbation $\theta_p(Z = Z_c)$ avec $A_p=1$ et pour les 5 cas de perturbation . . . . .	39
2.11	Évolution temporelle des nombres de Nusselt instantanés (a) côté chaud; (b) côté froid à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; pour le côté froid, des agrandissements sont affichés pour les évolutions des cas chauds et froids afin de visualiser les faibles fluctuations présentes . . . . .	41
2.12	Évolution temporelle de l'écart relatif entre les transferts de chaleur côté chaud et côté froid, $e_{Nu}$ , pour les cas C ~ et F ~ à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; la température de perturbation (centrée et réduite d'un facteur 10), $[\theta_p \pm (\theta_c + A_p)]/10$ , est superposée pour comparaison . . . . .	42
2.13	Profils des nombres de Nusselt locaux moyennés temporellement (haut) côté chaud, $\langle Nu_c(Z) \rangle$ ; (bas) côté froid, $\langle Nu_f(Z) \rangle$ ; $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	43
2.14	Écart de température avec le cas de référence moyenné temporellement, $\langle \theta \rangle - \langle \theta_{O-} \rangle$ , pour les 4 cas avec perturbation à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; les lignes de courant sont superposées . . . . .	45

2.15 Champs de l'écart-type standard de la norme de la vitesse, $\ V\ _{std}(X, Z)$ , pour les 4 cas avec perturbation à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	46
2.16 Évolution temporelle de la fluctuation de la composante verticale de vitesse, $W'$ , sur 4 instants espacés d'un quart de période, pour le cas C- (haut) et C~ (bas) à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; la bordure de la couche limite dynamique chaude est superposée (rouge); note : l'échelle pour le cas C~ est 10 fois plus grande que pour le cas C- . . . . .	47
2.17 (gauche) Évolution de l'écart-type de la norme de la vitesse $\ V\ _{std}$ en fonction de X en $Z = 0,10$ et $Z = 0,90$ ; (droite) spectre de l'écoulement mesuré sur la température au point $(X = 0,037; Z = 0,90)$ . . . . .	48
2.18 Trajectoires de particules initialement en $(X_1 = 0,0032; Z = 0,50)$ et $(X_2 = 0,0172; Z = 0,50)$ pour le cas de réf. à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; pour ces deux positions la vitesse locale est égale à la vitesse débitante $V_Q$ . . . . .	52
2.19 Gain sur le nombre de Nusselt global en pourcentage, $\%G_{Nu}$ , en fonction de la position du centre de la zone de perturbation $Z_{cent}$ à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	52
2.20 (a) Évolution du nombre de Nusselt global, Nu, en fonction de $f_p/f_{BV}$ à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; la valeur de Nu dans le cas de référence est représentée en trait rouge; les 4 domaines fréquentiels sont séparés par des traits en pointillés; (b) gain sur Nu par rapport au cas de référence, $\%G_{Nu}$ , en fonction de la fréquence de perturbation réduite $f_p/f_{BV}$ , en échelle logarithmique . . . . .	54
2.21 Amplitude des nombres de Nusselt côté chaud $A_{Nu,c}$ et côté froid $A_{Nu,f}$ en fonction de la fréquence de perturbation réduite $f_p/f_{BV}$ à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	55
2.22 Évolution temporelle des nombres de Nusselt globaux pour $f_p/f_{BV} = 0,007 \ll 1$ , $f_p/f_{BV} = 1$ et $f_p/f_{BV} = 5$ à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; (trait pointillé) allure de la température de perturbation, décalée et centrée sur $\langle Nu(t) \rangle$ . . . . .	56
2.23 Gain sur le nombre de Nusselt en fonction de l'amplitude de perturbation $A_p$ pour $f_p/f_{BV} = 1$ (bleu) et $f_p/f_{BV} \ll 1$ (rouge) à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	57
2.24 (gauche) Profils des nombres de Nusselt locaux $Nu_c(Z)$ (rouge) et $Nu_f(1-Z)$ (bleu) moyennés dans le temps à $f_p/f_{BV} = 1$ ; comparaison avec le cas de référence (traits pointillés noirs); (droite) comparaison des profils $Nu_c(Z)$ et $Nu_f(1-Z)$ à $f_p/f_{BV} = 1$ (traits pleins) et $f_p/f_{BV} \ll 1$ (traits pointillés); $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	58
2.25 Champs de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ dans le cas de référence (gauche) et pour les fréquences $f_p/f_{BV} = 1$ (centre) et $f_p/f_{BV} \ll 1$ (droite) à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; les lignes de courant de l'écoulement moyen sont superposées . . . . .	59
2.26 Spectres sur la température au centre de la cavité $(X = 0,125; Z = 0,50)$ , calculés par moyenne sur 2 signaux à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ ; (haut) $f_p/f_{BV} = 1$ , $N_{int} = 2^{10}$ ; (centre) $f_p/f_{BV} \ll 1$ , $N_{int} = 2^{18}$ ; (bas) agrandissement sur le spectre à $f_p/f_{BV} \ll 1$ pour $f \leq 0,1$ ; la fréquence de perturbation est représentée par un trait pointillé, et les fréquences caractéristiques des ondes de Tollmien-Schlichting sont indiquées . . . . .	61

2.27	Agrandissement de la Figure 2.22 (a) pour $f_p/f_{BV} \ll 1$ au voisinage des minimums des courbes de $Nu_f(t)$ et $Nu_c(t)$ ; des ondes de gravité internes (région A) et des ondes de Tollmien-Schlichting (région B) se développent puis s'amortissent . . . . .	62
2.28	(Gauche) Gain sur le nombre de Nusselt $\%G_{Nu}$ et (droite) amplitude réduite en paroi chaude $A(Nu_c)$ et froide $A(Nu_f)$ en fonction du nombre de Rayleigh pour $f_p/f_{BV} = 1$ ; (trait pointillé vertical) nombre de Rayleigh de transition à l'instationnarité . . . . .	62
3.1	Photographie de la cavité vue de côté . . . . .	69
3.2	Schéma de la cavité d'après SKURTYS [2004]; (A) vue en perspective; (B) coupe verticale; (C) coupe horizontale . . . . .	70
3.3	(Gauche) Agrandissement sur l'extrémité de la canne support du micro-thermocouple; (droite) agrandissement sur la soudure chaude du micro-thermocouple entre les broches (BELLEOUD [2016]) . . . . .	72
3.4	(Gauche) Photographie de la paroi haute (plafond) avec séparation en deux parties; (droite) languette en polycarbonate avec fixation de la canne du micro-thermocouple, installée dans une rainure sur la plafond . . . . .	73
3.5	(Gauche) Photographie de la cavité avec le dispositif d'acquisition de température; (droite) schéma du circuit électrique du micro-thermocouple (Cu : cuivre, Cr : Chromel, Al : Alumel, $T_{sc}/T_{sf}$ : températures de soudure chaude/froide, $T_{amb}$ : température ambiante) . . . . .	74
3.6	Étapes de calcul de la température de soudure chaude $T_{sc}$ , par simple conversion ou par double conversion . . . . .	75
3.7	Évolution de l'erreur sur la température de soudure froide (a) ou chaude (b) en fonction de l'écart de température aux bornes du micro-thermocouple; (a) comparaison par calcul simple conversion ou calcul double conversion; (b) comparaison de la conversion par polynôme ou par relation linéaire . . . . .	75
3.8	Convergence statistique du signal de température en ( $X = 0, 125$ ; $Z = 0, 70$ ) (haut) à $Ra_H = (1, 10 \pm 0, 04) \times 10^8$ sur la moyenne (bas, gauche) et sur l'écart-type (bas, droite) selon le nombre d'acquisition $N$ , pour $N_{tot} = 1024$ ; les tolérances à $\pm 1\%$ et $\pm 3\%$ respectivement sur la moyenne et l'écart-type sont indiquées en traits pointillés . . . . .	77
3.9	Acquisition des écarts de température entre l'entrée et la sortie de l'eau glycolée au sein des parois actives; mesure toutes les deux minutes sur quatre jours . . . . .	79
3.10	Exemple de calcul du nombre de Nusselt local par régression linéaire sur 5 points de mesure en proche paroi; (gauche) pente moyenne; (droite) pentes minimale et maximale avec un intervalle de confiance à 90% . . . . .	80

3.11 Séquence d'images issues de tomographies laser à $Ra_H = (1,40 \pm 0,05) \times 10^8$ , $Z \in [0,18 ; 0,46]$ ; les images sont espacées d'une durée de 0,5 s; la durée totale représente une période des oscillations de couche limite . . . . .	82
3.12 Séquence d'images issues de tomographies laser à $Ra_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ , $Z \in [0,18 ; 0,46]$ ; les images sont espacées d'une durée de 0,5 s; la durée totale représente une période des oscillations de couche limite; (cercles rouges) centres d'un tourbillon advecté en bordure de couche limite dynamique . . .	83
3.13 Exemple de champs de vecteurs vitesse par traitement par OpenPIV de deux images issues d'une tomographie laser . . . . .	84
3.14 Détection de la bordure des couches limites après traitement PIV des images de tomographie laser à $Ra_H = (2,00 \pm 0,07) \times 10^8$ ; $Z \in [0,18 ; 0,46]$ . . . . .	84
3.15 Calcul de champs de vitesse par technique PIV (DANTEC) . . . . .	85
3.16 Photographie du laser double-tête (gauche) et de la camera CCD (droite) . . .	86
3.17 (Gauche) Signal temporel de la composante verticale de vitesse $W$ au point ( $X = 0,01$ ; $Z = 0,80$ ) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (droite) Convergence de la moyenne en fonction du nombre d'acquisitions $N$ ; la tolérance à $\pm 1\%$ de la valeur finale est indiquée en trait pointillé . . . . .	87
3.18 Représentation du choix du doublet d'images utilisé pour le calcul PIV; (gauche) doublet naturel (pour l'écoulement principal de plus haute vitesse), (droite) doublet artificiel (pour l'écoulement secondaire de plus basse vitesse) . . .	89
3.19 Profil de l'écart-type sur la température en $Z = 0,70$ , $\theta_{std}(Z = 0,70)$ , pour les nombres de Rayleigh $1,10 \times 10^8$ et $1,40 \times 10^8$ (DNS 2D, cf. Chap 2); (flèche rouge) position du thermocouple . . . . .	90
3.20 Évolution des fréquences hautes (Mode n°1, Mode n°3) et basses (BF) en fonction du nombre de Rayleigh à partir des signaux de température au point ( $X = 0,012$ ; $Z = 0,70$ ) . . . . .	91
3.21 Évolution de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ au point ( $X = 0,012$ ; $Z = 0,70$ ) en fonction du nombre de Rayleigh; (noir) régime stationnaire, (bleu,rouge) modes instationnaires . . . . .	92
3.22 Évolution du carré de l'écart-type de la température $(\theta_{std})^2$ au point ( $X = 0,012$ ; $Z = 0,70$ ) en fonction du nombre de Rayleigh; (noir) régime stationnaire, (bleu,rouge) modes instationnaires, (traits pointillés) extrapolation en zéro . . . . .	93
3.23 Comparaison des fréquences obtenues par PIV sur $W$ (jaune) avec celles précédemment tracées sur la température $\theta$ au point ( $X = 0,012$ ; $Z = 0,70$ ) en fonction du nombre de Rayleigh . . . . .	94
3.24 Profil de température à mi-largeur $\theta$ ( $X = 0,125$ ) pour la détermination de la stratification thermique, à $Ra_H = (0,92 \pm 0,03)$ ; comparaison avec SKURTYS [2004] . . . . .	95

3.25 Profil de température à mi-hauteur $\theta$ ( $Z = 0,50$ ) à $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$ ; comparaison avec SKURTYS [2004] (expérimental) et GADOIN et al. [2001] (DNS 2D) . . . . .	96
3.26 Nombres de Nusselt locaux sur la paroi chaude ( $Z^* = Z$ , rouge) et froide ( $Z^* = 1 - Z$ , bleu) à $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$ ; comparaison avec nos résultats issus de DNS 2D (cf. Chap 2) à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ (noir) . . . . .	97
3.27 Profil de la composante verticale de vitesse en $Z = 0,50$ , $W(Z = 0,50)$ en fonction de $X$ à $Ra_H = (0,92 \pm 0,03) \times 10^8$ ; comparaison avec SKURTYS [2004] (triangle noir) et le profil obtenu en DNS 2D (cf. Chap. 2) à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ (trait noir) . . . . .	98
3.28 Divergence de la vitesse pour $X \in [0,01;0,24]$ et $Z \in [0,34;0,51]$ (gauche) et $Z \in [0,83;1,00]$ (droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ , après traitement par POD (modes 1 à 8 représentant 72% de l'énergie totale des modes) . . . . .	100
3.29 Représentation schématique des tourbillons tridimensionnels d'axe parallèle aux parois actives; le plan vertical médian à mi-profondeur (plan de mesure) est représenté par un trait pointillé . . . . .	100
3.30 Débits volumiques gauche (rouge), droit (bleu) et total (noir) en fonction de la position verticale à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (traits pointillés) débits issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) à $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ . . . . .	102
3.31 Exemple du profil de $W(X, Z = 0,50)$ avec extrema de vitesse en couche limite chaude et froide à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . . . . .	103
3.32 (Gauche) Extrema de la composante verticale de vitesse et (droite) positions de ces extrema pour $Z^*$ entre 0,20 et 0,80 à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (rouge) côté chaud, (bleu) côté froid, (trait noir) résultats issus de DNS 2D (cf. Chap. 2) à $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ . . . . .	104
4.1 (gauche) Visualisation du champ de température par sphères thermochromiques : les zones chaudes sont bleues, et zones froides rouges; (droite) transfert de chaleur global par surfaces rugueuses (ronds) par rapport à la surface lisse (triangles); d'après DU et TONG [1998] . . . . .	111
4.2 (gauche) Schéma de la cellule de convection, avec éléments rugueux sur la paroi chaude;(droite) transfert de chaleur en paroi lisse (bleu) et en paroi rugueuse (rouge); d'après SALORT et al. [2014] . . . . .	112
4.3 (gauche) Schéma de la cavité expérimentale et du modèle numérique; (droite) nombre de Nusselt local avec et sans linteau; d'après XU et al. [2009] . . . . .	114
4.4 (gauche) Modèle numérique avec linteau flexible d'oscillation imposée; (droite) ratio du transfert de chaleur global par rapport au cas sans linteau, en fonction de la longueur du linteau; d'après GHALAMBAZ et al. [2017] . . . . .	115
4.5 (gauche) Schéma du montage expérimental et des moyens de mesure; (droite) champs de température et visualisation de l'écoulement en présence d'obstacles cylindriques; d'après HENRY et al. [2008] . . . . .	116

4.6	(gauche) Profil de la composante verticale moyenne de vitesse $\langle W \rangle$ en $Z = 0,25$ à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ mesuré par PIV; (droite) nombre de Reynolds local associé pour un OC de rayon $r = 0,021$ ; (trait rouge) nombre de Reynolds critique d'apparition des allées de Von Karman . . . . .	117
4.7	Nombre de Nusselt local $Nu(Z)$ , sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en $Z_{OC} = 0,25$ , pour différentes longueurs indiquées dans la légende . . . . .	120
4.8	Schéma de la moitié basse de la cavité dans le plan vertical médian, avec représentation des lignes utilisées pour les profils de température et de vitesse; la position de l'OC est également indiquée . . . . .	122
4.9	Profils horizontaux de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en $Z = 0,28$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils; les profils des longueurs $l = 0,042$ , $l = 0,052$ et $l = 0,092$ ont été prolongés . . . . .	123
4.10	Profils horizontaux de l'écart-type sur la température $\theta_{std}$ sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en $Z = 0,28$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils; les profils des longueurs $l = 0,042$ , $l = 0,052$ et $l = 0,092$ ont été prolongés . . . . .	124
4.11	Profils horizontaux de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en fonction de la position relative $X_{rel}$ en $Z = 0,25$ à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; (trait pointillé) température de stratification . . . . .	126
4.12	Profils horizontaux de l'écart-type sur la température $\theta_{std}$ sans OC et avec OC isolant (gauche) et conducteur (droite) en fonction de la position relative $X_{rel}$ en $Z = 0,25$ à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils . . . . .	127
4.13	Profils verticaux de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ (gauche) et de l'écart-type $\theta_{std}$ (droite) sans OC et avec OC conducteur en $X = 0,052$ à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les positions hautes et basses de l'OC sont indiquées en traits pointillés . . . . .	128
4.14	Profils horizontaux de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ (gauche) et de l'écart-type $\theta_{std}$ (droite) en $Z = 0,20$ sans OC et avec OC isolant de longueur $0,021$ et $0,042$ à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'abscisse de la face libre des OC est indiquée par un trait vertical sur les profils . . . . .	129
4.15	Champs de la composante verticale de vitesse moyenne $\langle W \rangle$ pour $0,20 \leq Z \leq 0,60$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC isolant de longueur $0,021$ (centre) et $0,042$ (droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les lignes de courant (voir définition à l'éq. 4.5) sont représentées par des lignes fléchées et les bordures des couches limites dynamiques par des traits pointillés; l'OC est représenté par une zone blanche . . . . .	130

4.16	Représentation du calcul de l'épaisseur des couches limites sur l'exemple du profil $W(X, Z = 0, 50)$ ; résultats issus de DNS 2D à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	131
4.17	Champs de la composante verticale de vitesse moyenne $\langle W \rangle$ pour $0,20 \leq Z \leq 0,60$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC conducteur de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les lignes de courant sont représentées par des lignes fléchées et les bordures des couches limites dynamiques par des traits pointillés; l'OC est représenté par une zone blanche . . . . .	132
4.18	Champs de la composante horizontale de vitesse moyenne $\langle U \rangle$ pour $0,20 \leq Z \leq 0,30$ et $0 \leq X \leq 0,125$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC isolant de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite); l'OC est représenté par une zone blanche . . . . .	133
4.19	Champs de la composante horizontale de vitesse moyenne $\langle U \rangle$ pour $0,20 \leq Z \leq 0,30$ et $0 \leq X \leq 0,125$ , dans le cas de référence (gauche) et avec OC conducteur de longueur 0,021 (centre) et 0,042 (droite); l'OC est représenté par une zone blanche . . . . .	133
4.20	Profils de la composante verticale de vitesse moyenne $\langle W \rangle$ en $Z = 0,28$ , dans le cas de référence et pour l'OC isolant (gauche) et conducteur (droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . . . . .	134
4.21	Profils de la composante verticale de vitesse moyenne $\langle W \rangle$ en $Z = 0,25$ , en fonction de la position relative par rapport à l'OC, $X_{rel}$ , dans le cas de référence et pour l'OC isolant (gauche) et conducteur (droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les profils selon la position absolue $X$ sont insérés . . . . .	134
4.22	Divergence 2D $div_{2D}$ pour $(0 \leq X \leq 0,12; 0,22 \leq Z \leq 0,32)$ dans le cas de référence (gauche) et dans les cas avec OC de longueur 0,042 isolant (centre) et conducteur (droite) . . . . .	136
4.23	Évolution du nombre de Nusselt local $Nu(Z)$ dans le cas de référence et dans les cas avec OC isolant et conducteur de longueur 0,042 en $Z_{OC} = 0,25$ , à $Ra_H = (0,70 \pm 0,02) \times 10^8$ (gauche) et $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ (droite) . . . . .	137
4.24	Évolution de l'écart-type au carré $(\theta_{std})^2$ en fonction du nombre de Rayleigh sur la température en $X = 0,021$ pour l'OC isolant aux cotes $Z = (0,30)$ (gauche) et $Z = (0,50; 0,70)$ (droite) . . . . .	139
4.25	Évolution de $\theta(X = 0,021; Z = 0,50)$ en fonction du temps, pour 5 nombres de Rayleigh avec OC conducteur en $Z_{OC} = 0,25$ ; le temps initial de chaque signal est arbitraire . . . . .	140
4.26	Lignes de courant dans la moitié basse de la cavité avec localisation du tourbillon contra-rotatif; résultats issus de DNS 2D réalisé à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . . .	141
4.27	Composante verticale de vitesse fluctuante $W - \langle W \rangle$ pour 4 instants séparés d'un quart de période $T_{tb}/4$ (de gauche à droite puis de haut en bas) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ , depuis un instant initial $t_0$ arbitraire; les lignes de courant sont superposées . . . . .	143

4.28	Variation de la très basse fréquence au carré en fonction de $Ra_H$ . . . . .	143
4.29	Profils du nombre de Nusselt local $Nu(Z)$ entre $Z = 0,10$ et $Z = 0,90$ dans le cas de référence et dans le cas avec OC isolant ou conducteur, pour différentes positions de l'OC (matérialisées par des traits pointillés) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'intégration de $Nu(Z)$ en amont/aval de l'OC est indiquée dans la légende . . . . .	145
4.30	Champs de la composante horizontale de vitesse moyenne $\langle U \rangle$ dans le cas de l'OC isolant positionné en $Z_{OC} = 0,25$ (gauche) et $Z_{OC} = 0,65$ (droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; l'OC est matérialisé par une zone blanche . . . . .	146
4.31	Schéma de la cavité en présence des 2 OC positionnés sur une même horizontale en $Z_{OC} = 0,25$ , de chaque côté du plan médian . . . . .	148
4.32	Nombre de Nusselt local $Nu(Z)$ dans le cas de deux OC isolants de longueur $l = 0,042$ espacés d'une distance $e$ , pour 3 valeurs de $e$ ; comparaison avec le cas de référence et les cas avec 1 OC isolant ou conducteur; la position des OC est indiquée par des traits pointillés . . . . .	149
4.33	Profils horizontaux de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ (gauche) et de l'écart-type $\theta_{std}$ (droite) en $Z = 0,28$ , sans OC et avec deux OC isolants de longueur $l = 0,042$ espacés d'une distance $e$ , pour 3 valeurs de $e$ ; $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$	150
4.34	Profils horizontaux de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ (gauche) et de l'écart-type $\theta_{std}$ (droite) en $Z = 0,20$ , sans OC et avec deux OC isolants de longueur $l = 0,042$ espacés d'une distance $e$ , pour 3 valeurs de $e$ ; $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$	150
4.35	Champs de la composante verticale de vitesse moyenne $\langle W \rangle$ pour $0 \leq X \leq 0,12$ et $0,20 \leq Z \leq 0,32$ , dans le cas de référence (haut, gauche) et avec 2 OC isolants espacés de $e = 0,083$ (haut, droite), $e = 0,042$ (bas, gauche) et $e = 0,021$ (bas, droite) à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ ; les lignes de courant sont représentées par des lignes fléchées; les 2 OC, localisés devant et derrière le plan de mesure, sont représentés par une zone blanche . . . . .	151
4.36	Champs de la composante verticale de vitesse moyenne $\langle W \rangle$ pour $0,20 \leq Z \leq 0,60$ dans le cas de 2 OC isolants espacés de $e = 0,021$ ; les lignes de courant sont représentées par des lignes fléchées; les 2 OC sont représentés par une zone blanche . . . . .	152
4.37	Profils horizontaux de la composante verticale de vitesse $\langle W \rangle$ en $Z = 0,22$ (gauche) et $Z = 0,28$ (droite), sans OC et avec deux OC isolants de longueur $l = 0,042$ espacés d'une distance $e$ , pour 3 valeurs de $e$ . . . . .	153
A.1	Décomposition de la matrice des vitesses $A$ en un produit $U \Sigma W^t$ avec $U$ et $W$ matrices orthonormales et $\Sigma$ matrice diagonale des valeurs singulières .	II
B.1	Spectres sur la température lors de la perturbation sans apport énergétique moyen à $f_p / f_{BV} = 1$ ; (gauche) dans la couche limite chaude à mi-hauteur; (centre) positions des points de mesure; (droite) dans le jet pariétal haut à mi-largeur . . . . .	III

B.2 Spectres sur la température lors de la perturbation sans apport énergétique moyen à $f_p / f_{BV} \ll 1$ ; (centre) positions des points de mesure; (gauche) dans la couche limite chaude à mi-hauteur; (droite) dans le jet pariétal haut à mi-largeur . . . . .	IV
D.1 (gauche) Vue d'ensemble du calorimètre C80 Calvet; (droite) cellules de mesure et de référence; d'après SETARAM [1965] . . . . .	VIII
D.2 (gauche) Évolution de la température de l'échantillon de liège en fonction du temps, pour une vitesse de chauffe constante entre 25 et 59°C; (droite) capacité calorifique massique de l'échantillon en fonction de sa température sur l'intervalle [32;58]°C . . . . .	VIII
D.3 Disque chaud de mesure de conductivité et de diffusivité, avec double spirale résistive appliquant un flux de chaleur au matériau au dessus et mesurant la température de paroi (CTHERM) . . . . .	IX
E.1 Profil vertical de température moyenne, $\langle \theta \rangle$ , selon la cote Z pour $X = 0,021$ dans le cas de référence et le cas avec OC isolant; la partie haute de l'OC est représenté par un trait pointillé . . . . .	XI
E.2 Profil vertical de température moyenne, $\langle \theta \rangle$ , selon la cote Z pour $X = 0,021$ dans le cas de référence et le cas avec OC conducteur (gauche) et multi-OC isolants (droite); la position de l'OC est représentée par des traits pointillés	XII

# Liste des tableaux

1.1	Grandeurs physiques de référence . . . . .	12
1.2	Caractéristiques des branches de solution en régime instationnaire : nombre de Rayleigh critique $Ra_{H,crit}$ , fréquence critique $f_{crit}$ , symétrie de l'écoulement et nombre de structures d'onde $N$ ; d'après XIN et LE QUÉRÉ [2006] . .	22
2.1	Comparaison de nos résultats (Présente Étude, PE) avec ceux de TRIC et al. [2000] (Réf.) sur les nombres de Nusselt 1D et 2D et les maximaux de vitesse pour une cavité cubique . . . . .	34
2.2	Comparaison de nos résultats (Présente Étude, PE) avec ceux de XIN et LE QUÉRÉ [2006] (Réf.) en termes de fréquences caractéristiques, $f_h$ , et de nombres de Rayleigh critiques associés, $Ra_{H,crit}$ , sur les 5 premiers modes . . . . .	37
2.3	Synthèse du cas sans perturbation (cas O–) et des cas de perturbations imposées en fonction des valeurs des termes de la fonction de perturbation $\theta_p(Z, t)$ , éq.(2.5) . . . . .	39
2.4	Nombres de Nusselt côté froid et gain par rapport au cas sans perturbation, pour le cas de réf. O– et pour les cas F–, F~, C–, C~ aux nombres de Rayleigh $0,90 \times 10^8$ et $1,10 \times 10^8$ . . . . .	40
2.5	Convergence en pas de temps adimensionné calculé à partir du point ( $X = 0,002$ ; $Z = 0,50$ ) . . . . .	51
2.6	Gains sur le nombre de Nusselt global pour différentes positions du centre de la zone de perturbation $Z_{cent}$ pour $f_p/f_{BV} \ll 1$ à $Ra_H = 0,90 \times 10^8$ . . . .	57
3.1	Valeurs des propriétés utilisées pour le calcul du gradient au sein des parois actives . . . . .	71
3.2	Valeurs et incertitudes des grandeurs physiques utilisées pour le calcul de l'incertitude relative sur le nombre de Rayleigh (éq. (3.4)) pour $T_0 = 20^\circ\text{C}$ . .	79
3.3	Fréquences et nombres de Rayleigh critiques des modes instationnaires observés expérimentalement; comparaison avec les valeurs obtenues par simulations numériques 2D . . . . .	93
3.4	Intégration des nombres de Nusselt locaux entre $Z=0,10$ et $Z=0,90$ . . . . .	97

4.1	Propriétés thermophysiques du liège et de l'aluminium : conductivité thermique $\lambda$ , masse volumique $\rho$ , capacité calorifique $C_p$ et diffusivité thermique $\alpha$ ; les valeurs pour le liège sont issues de mesures réalisées au laboratoire par fluxmètre, balance microgramme et calorimètre . . . . .	118
4.2	Valeurs des grandeurs physiques utilisées pour le calcul du saut de température au sein du ruban adhésif; propriétés du ruban adhésif issues de données constructeur . . . . .	119
4.3	Intégration des nombres de Nusselt locaux entre $Z = 0,30$ et $Z = 0,80$ , et gain par rapport au cas de référence $\%G_{Nu}$ , à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$ . . . . .	121
4.4	Débits volumiques en $Z = 0,25$ , $Q(Z = 0,25)$ , dans le cas de référence et pour les OC isolants (I) et conducteurs (C) aux longueurs 0,010, 0,021 et 0,042; les valeurs relatives par rapport au cas de réf. et les rapports des distances de contournement $\gamma$ sont également indiqués . . . . .	135
4.5	Intégration des nombres de Nusselt locaux pour $Z \geq 0,30$ d'après les valeurs de la Figure 4.23; comparaison avec le cas de référence (entre parenthèses) et accroissement relatif entre les deux nombres de Rayleigh étudiés . . . . .	138
4.6	Nombre de Rayleigh critique $Ra_{H,crit}$ , fréquence caractéristique associée $f_h$ , basse fréquence $f_b$ et nombre de Rayleigh d'apparition de $f_b$ $Ra_H(f_b)$ pour l'OC isolant en $Z_{OC} = 0,25$ , mesuré en $X = 0,021$ pour les cotes $Z = (0,30; 0,50; 0,70)$ . . . . .	139
4.7	Périodes $T_{tb}$ et fréquences $f_{tb}$ des oscillations à très basse fréquence mesurées sur la température en ( $X = 0,021; Z = 0,50$ ), pour différents nombres de Rayleigh avec OC conducteur en $Z_{OC} = 0,25$ pour deux séries de mesures . . . . .	141
4.8	Gain sur l'intégration des nombres de Nusselt en aval de l'OC et sur la somme des intégrations amont et aval de l'OC . . . . .	147
C.1	Valeurs des coefficients des polynômes de conversion (Température $\rightarrow$ Tension) selon la gamme de température de mesure . . . . .	VI
C.2	Valeurs des coefficients des polynômes de conversion (Tension $\rightarrow$ Température) selon la gamme de température de mesure . . . . .	VI
D.1	Valeurs des coefficients du polynôme d'évolution de $C_p$ avec T . . . . .	VIII

# Annexe A

## Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD)

La décomposition orthogonale aux valeurs propres (ou *Proper Orthogonal Decomposition*, POD) est une technique d'approximation d'un système physique par un autre de dimension plus faible. En mécanique des fluides, elle est notamment utilisée pour l'identification de structures cohérentes et pour le contrôle de l'écoulement BERGMANN [2004]. La POD est alors une application de la décomposition aux valeurs singulières (SVD) sur une matrice contenant les composantes de vitesses aux différents instants.

Dans notre étude expérimentale, les champs de vitesse obtenus par PIV sont 2D, avec les composantes de vitesse horizontale  $u$  et verticale  $w$ . Nous nous intéressons aux fluctuations de vitesse  $u'$  et  $w'$ , selon la décomposition de Reynolds de la grandeur  $X$ ,  $X = \langle X \rangle + X'$ , afin de ne pas prendre le champ moyen dans le calcul car celui-ci est fortement prépondérant devant les fluctuations de l'écoulement. Nous construisons alors la matrice du champ de vitesse, notée  $A$ , en introduisant les fluctuations de vitesse  $u'$  et  $w'$  par colonne pour chaque instant de mesure. Pour chaque colonne (chaque instant de mesure), les fluctuations horizontales se trouvent sur la moitié haute de  $A$  et fluctuations verticales sur la moitié basse. Pour un nombre d'acquisitions  $N$  et un nombre de points  $P$ , la matrice  $A$ , de taille  $(2P, N)$ , s'écrit ainsi :

$$A_{(2P, N)} = \begin{pmatrix} u_1(t_1) & \cdots & \cdots & u_1(t_N) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ u_P(t_1) & \cdots & \cdots & u_P(t_N) \\ w_1(t_1) & \cdots & \cdots & w_1(t_N) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ w_P(t_1) & \cdots & \cdots & w_P(t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

La décomposition aux valeurs singulières de  $A$  est la factorisation donnée en (A.2) :

$$A = U \Sigma W^t \quad (\text{A.2})$$

avec  $U$  et  $W$  matrices orthonormales carrées de dimensions respectives  $(P,P)$  et  $(N,N)$ , et  $\Sigma$  matrice diagonale carrée de taille  $(R,R)$  avec  $R=\min(N,P)$ . Les éléments  $(\sigma_i)$  sont les valeurs singulières de  $A$ ; elles sont positives et classées par ordre décroissant :  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \cdots \geq \sigma_R \geq 0$ . Les  $R$  premières colonnes de  $U=(\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_P)$  et  $V=(a_1, a_2, \dots, a_N)$  sont les vecteurs singuliers gauche et droit de  $A$ .

$$\begin{pmatrix} \Phi_1(1) & \cdots & \Phi_P(1) \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \Phi_1(P) & \cdots & \Phi_P(P) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \sigma_2 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \sigma_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(1) & \cdots & a_1(N) \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ a_N(1) & \cdots & a_N(N) \end{pmatrix}$$

FIGURE A.1 – Décomposition de la matrice des vitesses  $A$  en un produit  $U\Sigma W^t$  avec  $U$  et  $W$  matrices orthonormales et  $\Sigma$  matrice diagonale des valeurs singulières

Les vecteurs  $(\Phi_i)$  forment la base spatiale orthonormale :  $\Phi_i = \Phi_i(X)$  avec  $X=(x,y)$  le vecteur position, tandis que les vecteurs  $(a_i)$  sont les modes temporels associés : à chaque mode spatial  $\Phi_i(X)$  est associé un mode temporel  $a_i(t)$ . Le champ de vitesse fluctuante  $v'(X,t)$  se décompose alors en une somme de modes spatiaux  $(\Phi_m(X))$  oscillant dans le temps selon des évolutions  $(a_m(t))$  et pondérés par le poids de ces modes  $(\sigma_m)$  :

$$v'(X, t) = \sum_{m=1}^R \sigma_m a_m(t) \Phi_m(X) \quad (\text{A.3})$$

On peut montrer (cf. BERGMANN [2004]) que cette décomposition est optimale du point de vue énergétique. En effet,  $(\sigma_m)^2$  représente l'énergie cinétique turbulente associée au mode  $m$ , et la somme  $\sum_{m=1}^R (\sigma_m)^2$  représente l'énergie cinétique turbulente totale des modes POD. Par conséquent, pour capturer un pourcentage  $\alpha$  de l'énergie cinétique turbulente, il faut considérer tous les modes POD allant de 1 à  $n$  tels que

$$\frac{\sum_{m=1}^n (\sigma_m)^2}{\sum_{m=1}^R (\sigma_m)^2} \geq \alpha \quad (\text{A.4})$$

Dans cette étude, nous avons utilisé la POD en terme de technique de réduction du bruit de mesure (filtre) : dans l'hypothèse que le bruit de mesure induit des fluctuations de l'écoulement d'énergie plus faible que les fluctuations réelles, nous conservons un nombre de mode tel que la somme de leur énergie associée est supérieure à un pourcentage arbitraire de l'énergie totale des modes POD.

## Annexe B

# Spectres avec perturbation sans apport énergétique moyen

Deux exemples de spectres obtenus sur des signaux de température pour la perturbation à  $f_p/f_{BV} = 1$  sont donnés en Figure B.1. Les points de mesures pour les Fig. B.1 (gauche) et Fig. B.1 (droite) sont respectivement situés à mi-hauteur de la couche limite côté chaud et à mi-largeur de l'écoulement tournant le long de la paroi haute. On observe que la fréquence fondamentale de l'écoulement en ces points est la fréquence de perturbation  $f_{BV}$ , et que de nombreuses harmoniques de cette fréquence sont présentes. Ce comportement est identique à celui observé au centre de la cavité, attestant de la propagation de la perturbation à tout l'écoulement.

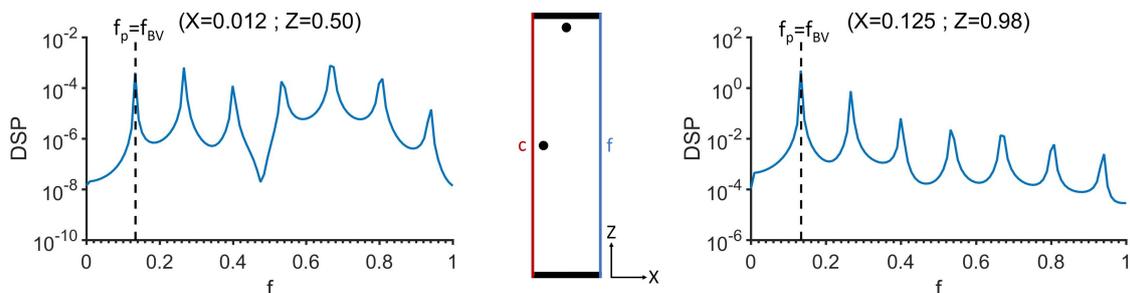


FIGURE B.1 – Spectres sur la température lors de la perturbation sans apport énergétique moyen à  $f_p/f_{BV} = 1$ ; (gauche) dans la couche limite chaude à mi-hauteur; (centre) positions des points de mesure; (droite) dans le jet pariétal haut à mi-largeur

De la même façon, les spectres obtenus sur des signaux de température pour la perturbation à  $f_p/f_{BV} \ll 1$ , aux mêmes points de mesure, sont donnés en Figure B.1. On retrouve des spectres présentant les mêmes fréquences que celles sur le spectre calculé au centre de la cavité, attestant pour cette perturbation également du caractère global des fluctuations observées sur l'écoulement.

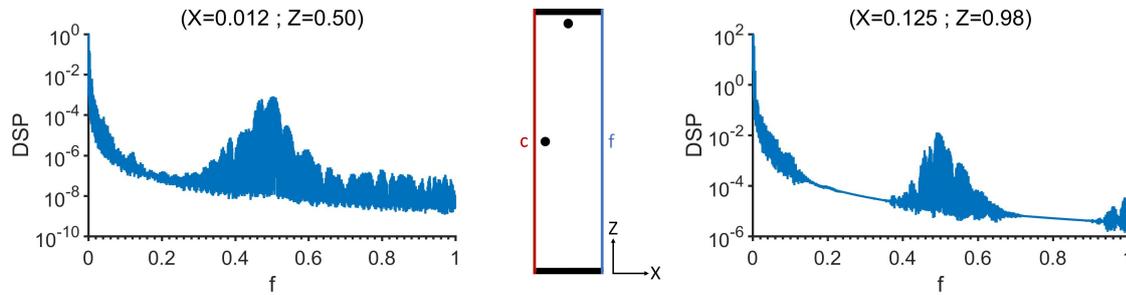


FIGURE B.2 – Spectres sur la température lors de la perturbation sans apport énergétique moyen à  $f_p/f_{BV} \ll 1$ ; (centre) positions des points de mesure; (gauche) dans la couche limite chaude à mi-hauteur; (droite) dans le jet pariétal haut à mi-largeur

# Annexe C

## Polynômes de conversion pour thermocouple de type K

Pour la mesure de température à partir de thermocouple, il est nécessaire d'utiliser des polynômes de conversion afin de passer d'une tension mesurée aux broches du thermocouple à une température déduite. Les polynômes de conversion utilisés pour le microthermocouple de type K sont issus de traités de thermométrie (cf. TC [2016]).

Pour la conversion (Température → Tension), deux polynômes sont implémentés et leur utilisation dépend de la gamme de température. Pour la gamme de température de -270°C à 0°C, nous utilisons le polynôme noté  $E_1(T)$ , avec  $E_1$  f.e.m [mV] et  $T$  température [°C], sous la forme

$$E_1(T) = \sum_{i=1}^{10} a_i T^i \quad (\text{C.1})$$

Pour la gamme de température de 0°C à 1372°C, nous utilisons le polynôme  $E_2(T)$  sous la forme

$$E_2(T) = \sum_{i=0}^9 b_i T^i + c_0 \exp[c_1(T - c_2)^2] \quad (\text{C.2})$$

Les coefficients de ces polynômes de conversion sont donnés au Tableau C.1.

Inversement, il est possible de remonter à la température  $T$  [°C] à partir de la tension  $E$  [mV] selon les polynômes de conversion (Tension → Température)  $T_1(E)$  et  $T_2(E)$  pour des tensions allant respectivement de -5,891 à 0mV et de 0 à 20,644mV (correspondants à des températures de -200 à 0°C et de 0 à 500°C). Ils sont définis par

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1(E) = \sum_{i=1}^9 d_i E^i \\ T_2(E) = \sum_{i=1}^9 e_i E^i \end{array} \right. \quad (\text{C.3})$$

$E_1(T)$ pour $T \in [-270; 0]$ °C		$E_2(T)$ pour $T \in [0; 1372]$ °C	
–	–	$b_0$	-0,176004136860E-1
$a_1$	0,394501280250E-1	$b_1$	0,389212049750E-1
$a_2$	0,236223735980E-4	$b_2$	0,185587700320E-4
$a_3$	-0,328589067840E-6	$b_3$	-0,994575928740E-7
$a_4$	-0,499048287770E-8	$b_4$	0,318409457190E-9
$a_5$	-0,675090591730E-10	$b_5$	-0,560728448890E-12
$a_6$	-0,574103274280E-12	$b_6$	0,560750590590E-15
$a_7$	-0,310888728940E-14	$b_7$	-0,320207200030E-18
$a_8$	-0,104516093650E-16	$b_8$	0,971511471520E-22
$a_9$	-0,198892668780E-19	$b_9$	-0,121047212750E-25
$a_{10}$	-0,163226974860E-22	–	–
–	–	$c_0$	0,1185976
–	–	$c_1$	-0,1183432E-3
–	–	$c_2$	0,1269686E+3

TABLEAU C.1 – Valeurs des coefficients des polynômes de conversion (Température → Tension) selon la gamme de température de mesure

Les coefficients associés à ces polynômes sont donnés au Tableau C.2. Les erreurs sur la température calculée par ces polynômes (tolérances) sont comprises entre -0,02 à 0,04°C pour  $T_1(E)$  et entre -0,05 à 0,04°C pour  $T_2(E)$ .

$T_1(E)$ pour $E \in [-5,891; 0]$ mV		$T_2(E)$ pour $E \in [0; 20,644]$ mV	
$d_1$	2,5173462E+01	$e_1$	2,508355E+01
$d_2$	-1,1662878E+00	$e_2$	7,860106E-02
$d_3$	-1,0833638E+00	$e_3$	-2,503131E-01
$d_4$	-8,9773540E-01	$e_4$	8,315270E-02
$d_5$	-3,7342377E-01	$e_5$	-1,228034E-02
$d_6$	-8,6632643E-02	$e_6$	9,804036E-04
$d_7$	-1,0450598E-02	$e_7$	-4,413030E-05
$d_8$	-5,1920577E-04	$e_8$	1,057734E-06
$d_9$	0	$e_9$	-1,052755E-08

TABLEAU C.2 – Valeurs des coefficients des polynômes de conversion (Tension → Température) selon la gamme de température de mesure

# Annexe D

## Mesure des propriétés thermophysiques du liège utilisé

### Mesure de la masse volumique

La masse volumique est déterminée par balance micro-gramme sur un échantillon de volume connu. Deux balances micro-gramme ont été utilisées successivement pour s'assurer de l'exactitude de la valeur affichée pour la masse, tandis que l'échantillon est un cylindre dont la hauteur et le diamètre sont mesurés au pied à coulisse. On trouve une masse volumique égale à  $256 \text{ kg.m}^{-3}$ .

### Mesure de la capacité calorifique

Afin de mesurer la capacité calorifique massique  $C_p$  du liège, nous utilisons un calorimètre C80 (Setaram ®). Une photographie de l'appareil et un schéma de principe sont donnés en Figure D.1. Les cellules sont de volume 12,5 mL. Le principe est d'apporter un flux thermique par effet Joule précis à l'échantillon, de façon à garder une élévation de température  $\frac{dT}{dt}$  constante et fixée par l'utilisateur. On soustrait au flux thermique nécessaire pour maintenir cette élévation de température,  $\Phi_{echan}$ , le flux thermique nécessaire pour la cellule de référence remplie d'air,  $\Phi_{air}$ . On a le bilan thermique suivant :

$$(\Phi_{echan} - \Phi_{air})(t) = mC_p(t) \frac{dT}{dt} \quad (\text{D.1})$$

avec  $m$  la masse de l'échantillon. On peut donc remonter à  $C_p$  à chaque instant, et connaissant la relation temps-température on obtient l'évolution de  $C_p$  avec  $T$ . En pratique, les deux cellules ne sont pas parfaitement identiques et ne répondent pas exactement de la même façon au chauffage, si bien qu'une première mesure est effectuée avec une même consigne d'élévation de température mais dans laquelle les deux cellules sont remplies d'air. Le flux résiduel, différence de flux des deux cellules, est alors soustrait à  $\Phi_{echan} - \Phi_{air}$ . Sur la Figure D.2 (gauche) est tracée l'évolution de  $T$  au cours du temps, pour une élévation de température de  $0,1 \text{ }^\circ\text{C.min}^{-1}$  (valeur faible pour garantir une évolution quasi-statique), après stabilisation et pour une durée de 6h. L'évolution de  $C_p$  avec

T est donnée en Figure D.2 (droite) pour T entre 32 et 58 °C. Cette évolution est approchée sous la forme d'un polynôme du second degré  $aT^2 + bT + c$  (coefficient de corrélation  $R^2 > 0,999$ ), dont les valeurs sont données au Tableau D.1. On peut finalement estimer la capacité calorifique à 20°C par extrapolation :  $C_p(20^\circ\text{C}) = 1,8 \times 10^3 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

Coefficient	a	b	c
Valeur	$7,870 \times 10^{-1}$	$3,396 \times 10^1$	$2,139 \times 10^3$

TABEAU D.1 – Valeurs des coefficients du polynôme d'évolution de  $C_p$  avec T

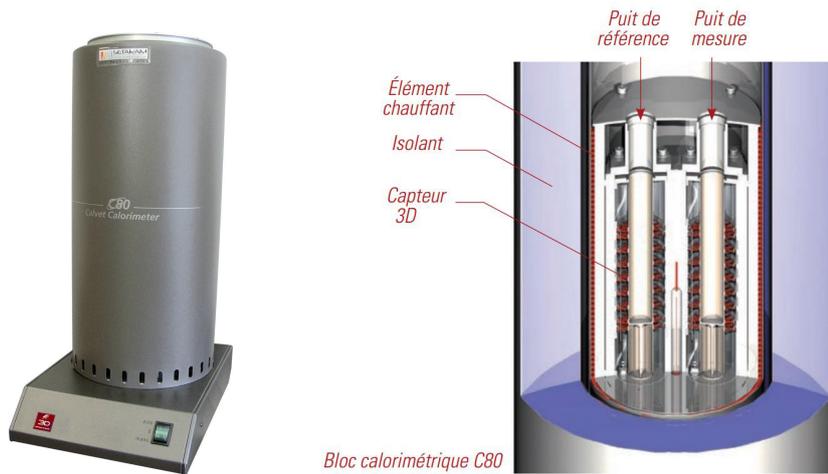


FIGURE D.1 – (gauche) Vue d'ensemble du calorimètre C80 Calvet; (droite) cellules de mesure et de référence; d'après SETARAM [1965]

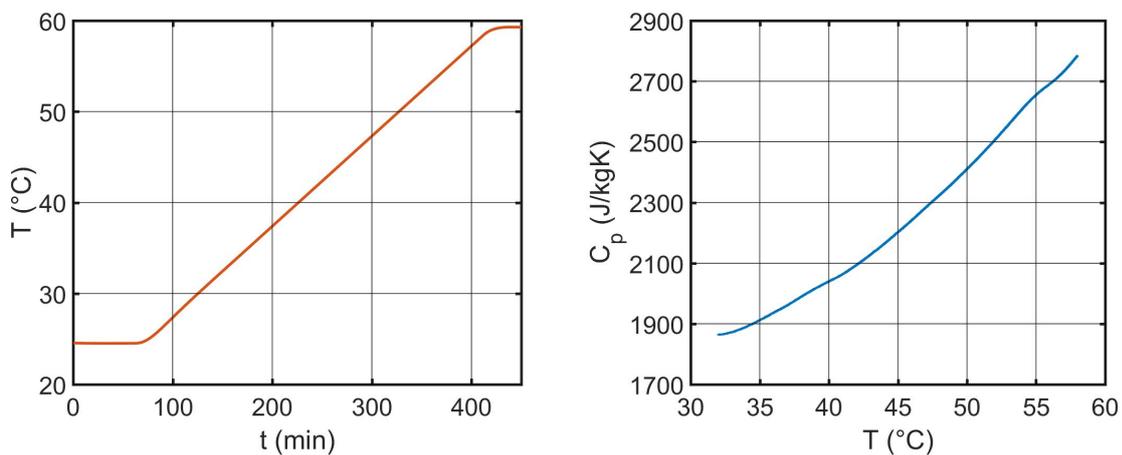


FIGURE D.2 – (gauche) Évolution de la température de l'échantillon de liège en fonction du temps, pour une vitesse de chauffe constante entre 25 et 59°C; (droite) capacité calorifique massique de l'échantillon en fonction de sa température sur l'intervalle [32;58]°C

## Mesure de la conductivité

La conductivité thermique de notre échantillon de liège est mesurée directement par un appareil TCi Thermal Conductivity Analyzer (C-Therm ®). Une photographie de ce système est donnée en Figure D.3. La technique de mesure est la technique du disque chaud (*Hot Disk*). La gamme des conductivités pouvant être mesurée par ce moyen est vaste : elle s'étend des matériaux très isolants ( $\lambda = 0,005 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) au matériaux très conducteurs ( $\lambda = 500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) (cf. KRAPEZ [2007]). L'échantillon est positionné sur un disque constitué d'une double spirale, élément résistif agissant à la fois comme source de chaleur et comme capteur de température. Pour un disque de rayon  $r$  assimilé à un ensemble de  $m$  spires concentriques, la température moyenne  $T$  du disque compris entre deux blocs considérés comme semi-infinis peut s'écrire sous la forme (cf. KRAPEZ [2007]) :

$$T - T_{ini} = \Delta T_{RC} + \frac{2qr}{\lambda\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\alpha t}{r^2}} C \left( \sqrt{\frac{\alpha t}{r^2}} \right) \quad (\text{D.2})$$

avec  $T_{ini}$  la température à l'instant initial,  $\Delta T_{RC}$  un biais thermique constant lié à la résistance de contact,  $q$  la densité de flux appliquée et  $C(x)$  donné par

$$C(x) = \frac{1}{x[m(m+1)]^2} \int_0^x \frac{1}{\sigma^2} \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^m k \exp\left(-\frac{l^2 + k^2}{4m^2\sigma^2}\right) l_0\left(\frac{lk}{2m^2\sigma^2}\right) d\sigma \quad (\text{D.3})$$

avec  $l_0(x)$  fonction de Bessel d'ordre 0. En analysant l'évolution de  $T - T_{ini}$  avec le temps, on peut d'abord identifié le biais  $\Delta T_{RC}$  (sur les premiers instants), puis procéder de façon itérative pour estimer  $\alpha$  et  $\lambda$  : l'estimation de  $\alpha$  au temps  $t_i$ ,  $\alpha_i$ , nous permet de déterminer  $\lambda$  au temps  $t_{i+1}$ ,  $\lambda_{i+1}$ , et avec cette estimation on peut obtenir  $\alpha_{i+2}$  etc... On converge alors vers les valeurs réelles de  $\alpha$  et  $\lambda$ , avec des incertitudes annoncées de 2 à 5% sur la conductivité et de 5 à 10% sur la diffusivité. Pour notre échantillon en liège nous avons mesuré  $\lambda = (0,047 \pm 0,002) \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

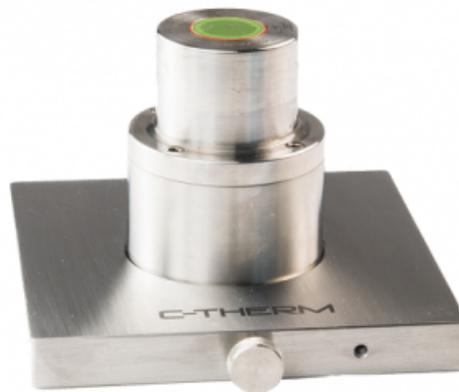


FIGURE D.3 – Disque chaud de mesure de conductivité et de diffusivité, avec double spirale résistive appliquant un flux de chaleur au matériau au dessus et mesurant la température de paroi (C-THERM)



## Annexe E

### Profils verticaux de température en

$X = 0,021$

Les profils verticaux de température pour les différentes longueurs de l'OC isolant en  $X = 0,021$  (milieu de la couche limite dynamique côté chaud) entre  $Z = 0,29$  et  $Z = 0,38$  (aval de l'OC) sont tracés en Figure E.1. On observe de faibles écarts entre les différentes longueurs, les valeurs de températures étant proches de celles du cas de référence (au regard des incertitudes estimées). Les profils obtenus semblent se rejoindre à proximité de la dernière position vers  $Z = 0,38$ , c'est pourquoi l'observation plus en aval ne se révèle pas nécessaire.

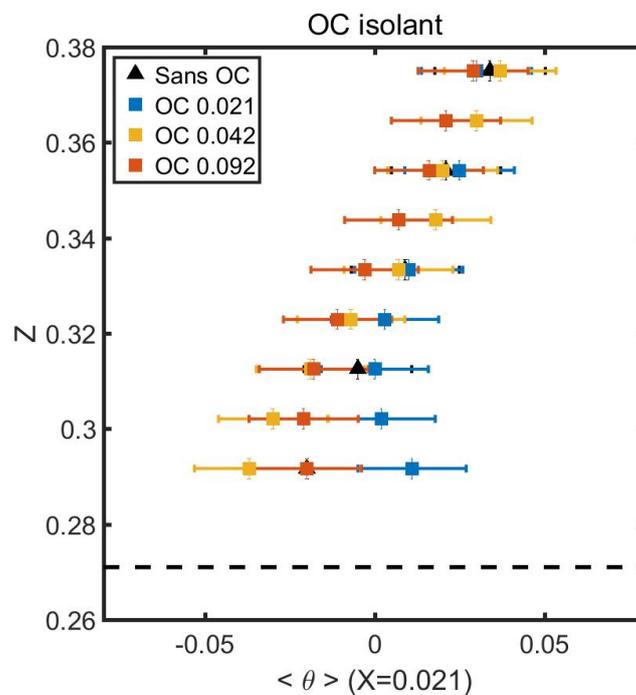


FIGURE E.1 – Profil vertical de température moyenne,  $\langle \theta \rangle$ , selon la cote  $Z$  pour  $X = 0,021$  dans le cas de référence et le cas avec OC isolant; la partie haute de l'OC est représenté par un trait pointillé

Les profils verticaux de température pour les différentes longueurs de l'OC conducteur et pour l'étude multi-OC isolants à la même abscisse  $X = 0,021$ , ici entre  $Z = 0,29$  et  $Z = 0,80$ , sont tracés en Figure E.2 (gauche) et Figure E.2 (droite). Contrairement à l'OC isolant, on observe pour l'OC conducteur de fortes différences de température en aval de l'OC, la température en aval étant d'autant plus importante que la longueur de l'OC conducteur est grande. Les profils sont ici prolongés en aval afin d'apprécier le rapprochement progressif de ces profils. Pour l'étude multi-OC (cf. E.2 (droite)), l'évolution de  $\langle \theta \rangle$  avec  $Z$  en cette abscisse semble différente selon l'espacement  $e$  : pour le plus grand espacement  $e = 0,083$ , la température est très légèrement plus grande et rejoint la température sans OC vers  $Z = 0,40$ . Pour les deux plus petits espacements  $e = 0,021$  et  $e = 0,042$ , les températures en aval sont plus élevées et les profils se rejoignent rapidement (vers  $Z = 0,35$ ) et restent décalés à droite (températures plus hautes) jusqu'en haut de la zone d'observation.

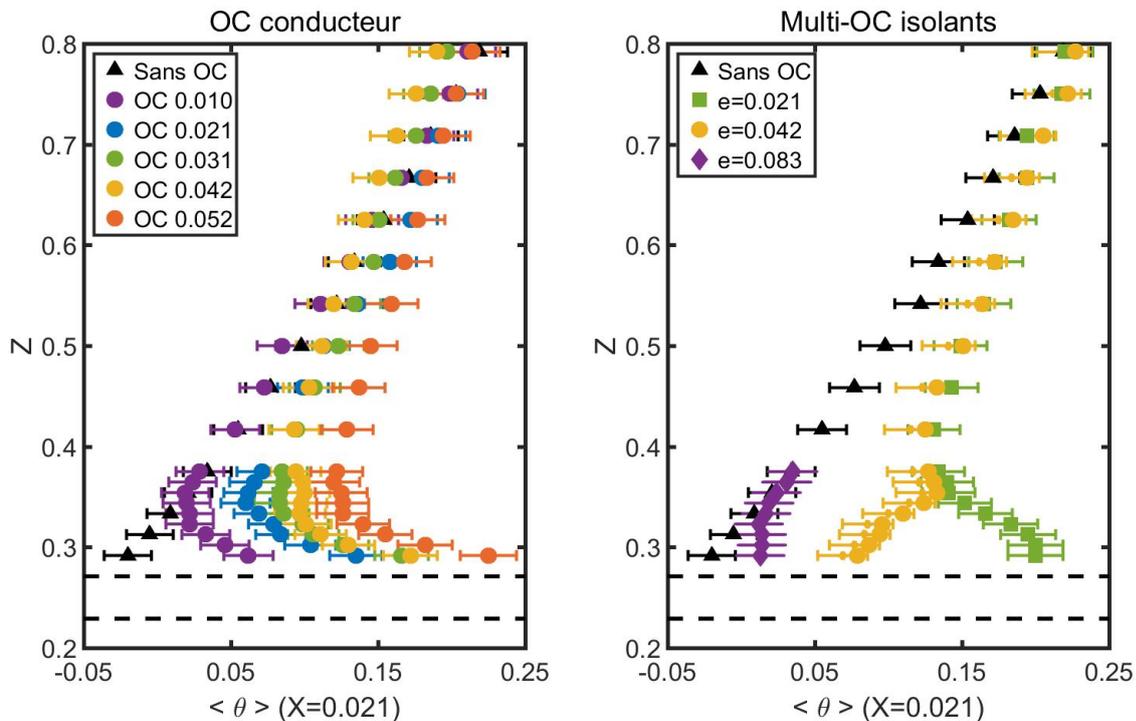


FIGURE E.2 – Profil vertical de température moyenne,  $\langle \theta \rangle$ , selon la cote  $Z$  pour  $X = 0,021$  dans le cas de référence et le cas avec OC conducteur (gauche) et multi-OC isolants (droite); la position de l'OC est représentée par des traits pointillés

---

## Résumé

Ce travail de thèse traite des modifications de l'écoulement et des transferts de chaleur en convection naturelle. La configuration retenue est celle de la cavité différentiellement chauffée de rapport de forme 4. Les modifications sont réalisées au moyen d'une perturbation locale de faible étendue spatiale positionnée sur la paroi chaude pour une valeur du nombre de Rayleigh se situant autour de la valeur critique correspondant à la transition d'un état stationnaire à un état instationnaire. Deux études complémentaires ont été menées. Une étude numérique préliminaire a été réalisée, dans laquelle une perturbation d'origine thermique a été introduite sous la forme d'un changement local de la température imposé sur la paroi isotherme. Il a été montré que l'on peut changer le régime d'écoulement depuis un état stationnaire vers un état instationnaire. De plus, les transferts de chaleur peuvent être modifiés de façon significative par un choix approprié des paramètres de la perturbation (fréquence, amplitude et position). Une étude complémentaire sur un dispositif expérimental a été conduite avec le positionnement d'un obstacle cylindrique sur la paroi chaude. Deux types d'obstacles ont été choisis : isolant et conducteur. L'impact sur la thermique et la dynamique de la longueur de l'obstacle, de sa position verticale, du nombre de Rayleigh de l'écoulement ou encore du nombre d'obstacles introduits a été analysé dans le plan vertical à mi-profondeur.

**Mots clés :** Chaleur–Convection / Transfert de chaleur / Écoulement instationnaire (dynamique des fluides) / Optimisation mathématique / Turbulence / Cavité différentiellement chauffée

## Abstract

This thesis deals with the modifications of heat transfer and fluid flow in natural convection. The configuration chosen is a differentially heated cavity of aspect ratio equal to 4. The modifications are achieved using a small spatial extent disturbance located at the hot wall at a Rayleigh number value close of the critical value corresponding to the transition from steady to unsteady state. Two complementary studies were conducted. A preliminary numerical study was carried out, in which a thermal disturbance was introduced by means of a local change of the imposed temperature at the isothermal wall. It was shown that the flow regime can be changed from a steady state to an unsteady one. In addition, the heat transfers can be significantly modified by an appropriate choice of disturbance parameters (frequency, magnitude and location). An additional study, using an experimental device, was conducted by positioning a cylindrical obstacle on the hot wall. Two types of obstacles were chosen : insulating and conductive. The influence on heat transfers of the length of the obstacle, its vertical location, the Rayleigh number of the flow as well as the number of obstacles was analyzed in the vertical mid-depth plane.

**Key words :** Heat–Convection / Heat–Transmission / Unsteady flow (Fluid dynamics) / Mathematical optimization / Turbulence / Differentially Heated Cavity