



Étude expérimentale d'écoulements turbulents à effets de flottabilité dominants en milieu confiné comportant un obstacle partiellement chauffé

Alexandre Weppe

► To cite this version:

Alexandre Weppe. Étude expérimentale d'écoulements turbulents à effets de flottabilité dominants en milieu confiné comportant un obstacle partiellement chauffé. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2022. Français. NNT : 2022ESMA0009 . tel-03771832

HAL Id: tel-03771832

<https://theses.hal.science/tel-03771832>

Submitted on 7 Sep 2022

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

Alexandre WEPPE

le 21 Juin 2022

Étude expérimentale d'écoulements turbulents à effets de flottabilité dominants en milieu confiné comportant un obstacle partiellement chauffé

Directeur de thèse : **Didier SAURY**

Co-encadrant : **Florian MOREAU**

Soutenue devant la Commission d'Examen

JURY

Stéphanie Giroux-Julien	Maître de Conférences, Université Claude Bernard Lyon 1	Rapporteur
Bérengère Podvin	Directrice de Recherche, CNRS, EM2C	Rapporteur
Rémi Manceau	Directeur de Recherche, CNRS, LMAP	
Christophe Ménézo	Professeur, Université Savoie Mont Blanc	
Florian Moreau	Maître de Conférences, Université de Poitiers	
Didier Saury	Professeur, ISAE-ENSMA	

Remerciements

Quand vient l'étape des remerciements, on se dit qu'il s'agit là des quelques dernières lignes à poser sur un travail de plusieurs années. Un travail qui a été certes souvent solitaire mais qui a aussi nécessité une attention particulière, parfois maximale, d'un grand nombre de personnes qui ont gravité de près ou de loin autour de moi ou de tout ce que comporte ce manuscrit.

Je souhaiterais remercier en premier Messieurs Florian MOREAU et Didier SAURY pour leur encadrement. Vous avez été très présents pour accompagner mon travail durant ces années. Les défis techniques et scientifiques du projet nécessitaient votre expérience, votre ambition et votre curiosité. A votre contact, j'ai pu apprécier toute la richesse de la physique des écoulements de convection naturelle, et profiter de votre acuité sur les interprétations de tels écoulements.

Je souhaiterais également remercier l'ensemble des membres du jury qui ont évalué cette thèse. Mesdames Stéphanie GIROUX-JULIEN et Bérengère PODVIN, merci d'avoir apporté votre expertise et votre intérêt certain pour ce travail. Vos remarques et questions ont rappelé le besoin d'une compréhension toujours plus fine des phénomènes physiques rencontrés au sein de ce type d'écoulement et ouvrent certaines perspectives d'études approfondies. Merci à Monsieur Christophe MÉNÉZO d'avoir bien voulu prendre la responsabilité d'être le président du jury. Vos questions ont notamment insisté sur la mise en oeuvre des conditions aux limites. Elles ont mis en lumière les contraintes liées au caractère expérimental de ce travail et ont fait le lien avec les applications industrielles. Merci enfin à Monsieur Rémi MANCEAU, qui est également le coordinateur du projet MONACO_2025. Votre expertise sur les problématiques numériques des écoulements turbulents de convection naturelle a permis de faire le pont avec ce travail expérimental, pont qui est au coeur du projet MONACO_2025.

Une thèse expérimentale sans une "manip" déjà en place, c'est le besoin vital d'aide à la conception et au montage. Merci donc à Nicolas PAPIN et Jean-Christophe FRAUDEAU pour leur aide précieuse en amont de ce projet. Un merci chaleureux à Hervé ARLAUD qui en plus d'avoir participé activement au montage, a apporté sa ténacité dans les moments plus délicats et son expérience sur les aspects de métrologie thermique. Un merci tout aussi chaleureux à Catherine FUENTES pour son aide sur les aspects de métrologie

PIV, son expérience, son écoute et son soutien moral constant ! Un grand merci également à Bastien ROBERT pour l'aide au montage et sa disponibilité hors pair. Mille mercis à Catherine LAVALLADE qui a toujours facilité les aspects administratifs pour me laisser pleinement concentré sur le projet. Enfin, merci à Christophe, Maxime, Etienne, Redouane, Yann, Matthieu, et tous les autres que j'oublie peut-être, que ce soit pour du support technique, ou des discussions plus légères.

Chers doctorants, docteurs et chercheurs que j'ai cotoyés tout au long de ces années ; Paul, Elissa, Yang, Bach, Said, Yves, Ugo, Cyprien, Luc, Carlos, Gildas, Eva, Yann, Vincent, Nicolas, Tung, Thomas, Vianney, Thibaut, Zacharia, Clément, Maksym, Yassine, Marine, Camille, Showy, Marie-Océane, Arun, Nam, Luis, Romain, Raja et j'en oublie forcément. Merci à vous tous pour tous ces moments de partages, de soutien mutuel dans les galères, ces franches rigolades, ces parties de foot, ces parties d'échecs, ces pâtisseries et cafés, ces moments musicaux, ces balades en forêts, ...

Une thèse en période COVID, c'est comme rajouter un soupçon d'expérimental à une thèse qui l'est déjà. Je voudrais donc remercier très chaleureusement Véronique et Fabien de m'avoir si bien accueilli durant cette période et de m'avoir permis de poursuivre mon travail dans les meilleures conditions.

Un merci un peu spécial pour toi Léonore. Ton im/patience légendaire, ta force de caractère et notre amour n'auront eu de cesse de me motiver pour avancer et aborder un futur ambitieux, heureux et à deux.

Je remercie également toute ma famille dispersée un peu partout en France et au-delà ainsi que mes amis intimes (qui se reconnaîtront) pour leur soutien.

Enfin, je souhaite dédier cette thèse à mes parents. Je ne le pourrais autrement tant vous avez été présents pour moi tout au long de ma scolarité (la thèse pouvant également se voir comme l'aboutissement d'un chemin qui a commencé il y a longtemps maintenant). Votre amour, vos conseils, votre enseignement de l'autonomie et du compromis optimiste, auront été pour moi l'aide la plus précieuse pour en arriver jusque là.

Table des matières

Table des matières	v
Nomenclature	vii
Introduction générale	1
1 Géométrie et état de l'art	3
1.1 Géométrie de la configuration	5
1.2 Nombres adimensionnels en convection naturelle	6
1.3 Equations régissant le phénomène	7
1.4 Etat de l'art	11
1.5 Conclusion du chapitre	25
2 Dispositif expérimental et métrologie	27
2.1 Introduction	29
2.2 Architecture du dispositif	29
2.3 Mesures de vitesses par PIV	35
2.4 Mesures des températures	45
2.5 Nombre de Rayleigh : choix de L_{ref} et incertitudes	51
2.6 Mesures des flux pariétaux de chaleur locaux moyens	53
2.7 Conclusion du chapitre	55
3 Analyse dynamique et thermique de l'écoulement pour $Ra = 1,37 \pm 0,10 \times 10^9$ en conditions limites stationnaires	57
3.1 Introduction	59
3.2 Zone A : Champs et profils de vitesse	60
3.3 Zone A : Profils de températures	67
3.4 Zone A : Transferts de chaleur pariétaux	71
3.5 Zone B : Champs et profils de vitesse	73
3.6 Zone B : Profils de températures	75
3.7 Zone C : Champs et profils de vitesse	76
3.8 Zone C : Profils de températures	81
3.9 Composante transversale de l'écoulement	84
3.10 Zone d'intérêt : jet oscillant	89

3.11 Analyse fréquentielle	92
3.12 Analyse de la couche limite ascendante avec la méthode POD	105
3.13 Conclusion du chapitre	123
4 Analyse dynamique de régimes en conditions limites instationnaires	125
4.1 Introduction	127
4.2 Régime cyclique	127
4.3 Régime transitoire	134
4.4 Conclusion du chapitre	159
Conclusion générale et perspectives	161
Table des figures	173
Liste des tableaux	181
A Conditions limites de température dans l'obstacle et sur la paroi non-chauffée de l'obstacle	I

Nomenclature

Symboles latins

a	fonction temporelle (POD)	(-)
AR	rapport de forme	(-)
A	amplitude d'un signal	
C _p	capacité calorifique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	diamètre	m
e	épaisseur	m
e_X	erreur sur la grandeur X	(-)
f	fréquence physique	Hz
f _c	fréquence de coupure	Hz
f _p	fréquence physique principale de l'instabilité	Hz
f _s	fréquence d'échantillonnage	Hz
g	accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
Gr	nombre de Grashof	(-)
h	coefficient d'échange convectif	$W.m^{-2}.K^{-1}$
H _{obs}	hauteur de l'obstacle cubique	m
k	énergie cinétique turbulente adimensionnée	(-)
l	largeur d'un canal vertical ou horizontal	m
L	longueur de la cavité cubique	m
Nu	nombre de Nusselt	(-)
P	puissance	W
Pr	nombre de Prandtl	(-)
Ra	nombre de Rayleigh	(-)
Re	nombre de Reynolds	(-)
s	valeurs singulières (POD)	(-)
S	stratification thermique	(-)
t	temps physique	(s)
T	température	K
$\widetilde{T}_c$	température paroi chaude moyennée temporellement et spatialement	K
U _c	vitesse de référence de couche limite	$m.s^{-1}$

u_{x_i}	incertitude-type sur la grandeur x_i	<i>unité de x_i</i>
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

α	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
β	coefficient de dilatation thermique	K^{-1}
γ	taux d'amplification spatial	m^{-1}
δ	épaisseur de couche limite	(-)
Δ	écart sur une grandeur	
ϵ	émissivité	(-)
θ	température réduite et centrée, $\theta = (T - T_0) / \Delta T$	(-)
λ	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	écart-type	(-)
τ	constante de temps ou temps de réponse	s
ϕ_X	densité spectrale de puissance	$(\text{unité de } X)^2.Hz^{-1}$
ψ	fonctions de bases spatiales (POD)	(-)
ω	pulsation	$rad.s^{-1}$
Ω	pulsation adimensionnée	(-)

Indices et exposants

* et +	quantités modifiées ou adimensionnées
acq	acquisition
amb	ambient
BV	Brunt-Väisälä (fréquence de)
c	chaude (paroi)
can	relatif à un canal
cav	relatif à une cavité
D	dynamique (couche limite)
f	froide (paroi)
m	motrice (pression)
max	relatif à une valeur maximale

min	relatif à une valeur minimale
mes	mesurée
obs	relatif à un obstacle
og	ondes de gravité
pic	relatif à une valeur pic
ref	quantité de référence
std	écart-type
T	thermique (couche limite)
ref ou 0	grandeur de référence
X'	fluctuation de X, $X' = X - \bar{X}$ (au sens de la décomposition de Reynolds)
$\bar{X}$	valeur moyenne temporelle de X
2D	quantité en deux dimensions

Sigles et abréviations

CDC	Cavité Différentiellement Chauffée
POD	Proper Orthogonal Decomposition
srf	sans réflexions (modes)
SVD	Singular Value Decomposition

Introduction générale

Contexte

Les écoulements soumis à des effets de flottabilité dominants sont présents dans des secteurs industriels variés ; tels que les secteurs du nucléaire ou de l'automobile. En particulier, et comme nous le verrons par la suite, les effets de ces écoulements sont à prendre en compte pour des problématiques liées au refroidissement d'un moteur de voiture ou encore à la sécurité nucléaire.

Pour cette dernière, des phénomènes physiques liés aux régimes turbulents de convection naturelle et/ou mixte sont encore mal prédits (chocs thermiques, stratification en température ...). Dans un contexte post-Fukushima, une compréhension fine de ces phénomènes semble d'autant plus nécessaire. A titre d'exemple, des fluctuations de températures importantes à l'interface fluide/solide d'une jonction T peuvent entraîner une fatigue thermique et donc l'usure des matériaux (Howard et Serre [2015]).

On peut également citer la problématique du refroidissement d'un compartiment moteur de voiture conditionnant le dimensionnement de ce dernier. Suite à un arrêt brutal du véhicule, et alors que les éléments participant à son refroidissement comme le groupe moto-ventilateur sont inopérants, l'intégrité du moteur doit néanmoins être préservée sans l'aide de la convection forcée. Ici, la convection naturelle, souvent en régime turbulent, entre en jeu et devient la source principale du refroidissement du moteur.

Par ailleurs, lors de son fonctionnement sur route, le moteur d'une voiture peut subir plusieurs phases :

- régime stationnaire : la voiture se déplace sur une route à vitesse quasi-constante.
- régime transitoire : la voiture se déplace par exemple sur une route à vitesse élevée et s'arrête brutalement (bouchon, accident, péage).
- régime cyclique "Stop and Go" : La voiture est soumise à des arrêts/redémarrages successifs (feux rouges, embouteillages, ...).

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche ANR (Agence Nationale de la Recherche) intitulé Monaco_2025, avec pour partenaires industriels EDF et Stellantis, et qui a pour objectif de comprendre les phénomènes physiques observés pour ces écoulements, dans les trois régimes cités. Ce projet vise également à résoudre les pro-

blèmes rencontrés par les partenaires industriels lors de simulations d'écoulements turbulents à effets de flottabilité dominants dans un espace confiné. A ce jour, les modèles RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) compatibles avec des temps de calcul adaptés à un contexte industriel ne rendent pas compte avec une précision suffisante des interactions entre les effets de flottabilité et la turbulence. Les transferts thermiques sont alors souvent mal quantifiés.

Pour ce projet, les modèles sont développés par le Laboratoire de Mathématiques et de leurs Applications de Pau (LMAP) rattaché à l'université de Pau et des pays de l'Adour, au CNRS et à l'INRIA, ainsi que par EDF et Stellantis. Le travail au sein de l'Institut PPRIME consiste à réaliser et analyser des mesures expérimentales au sein d'un environnement confiné aux conditions limites connues afin d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. Ces mesures doivent également servir à valider les modèles développés. A cet effet, des bases de données expérimentales sont constituées. In fine, des mesures expérimentales en condition sous-capot de voiture doivent également être effectuées par Stellantis en configuration réelle.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit se découpe en quatre chapitres principaux :

- Le premier chapitre présente la géométrie du dispositif expérimental puis s'attarde sur les nombres adimensionnels et les équations qui définissent l'écoulement de convection naturelle au sein du dispositif. Un état de l'art est ensuite effectué et qui se concentre sur des configurations numériques et expérimentales susceptibles de produire des écoulements de convection naturelle proche de ceux rencontrés au sein de notre dispositif.
- Le second chapitre présente en détail l'architecture du dispositif expérimental puis aborde les outils métrologiques utilisés pour l'acquisition des quantités souhaitées. Les incertitudes de mesures sont déterminées.
- Le troisième chapitre est consacré à une analyse dynamique et thermique de l'écoulement en régime de conditions limites stationnaires. Une cartographie complète de l'écoulement accessible aux outils métrologiques est réalisée. Des structures topologiques parfois inattendues sont observées. Une analyse fréquentielle est menée.
- Le quatrième chapitre se focalise sur deux régimes en conditions limites instationnaires instaurant un régime cyclique et un régime transitoire. Une analyse dynamique de l'écoulement est réalisée pour les deux régimes. Les résultats pour le régime transitoire montrent notamment l'émergence et l'évolution de structures topologiques déjà remarquées dans le chapitre précédent en conditions stationnaires.

Chapitre 1

Géométrie et état de l'art

Sommaire

1.1 Géométrie de la configuration	5
1.2 Nombres adimensionnels en convection naturelle	6
1.3 Equations régissant le phénomène	7
1.3.1 Hypothèse de Boussinesq et simplification des équations	8
1.3.2 Adimensionnement des équations	9
1.3.3 Notations	10
1.4 Etat de l'art	11
1.4.1 Cavité comprenant un obstacle central	11
1.4.2 Cavité différentiellement chauffée sans obstacle	19
1.4.3 Canaux verticaux chauffés	23
1.5 Conclusion du chapitre	25

1.1 Géométrie de la configuration

Le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse a été conçu et réalisé pour l'étude d'écoulements en espace confiné. Sa géométrie, relativement simple, se veut proche de celles rencontrées sous le capot de voiture ou pour certains dispositifs présents dans les centrales nucléaires. Le dispositif a été dimensionné pour obtenir des régimes d'écoulements similaires à ceux rencontrés dans un environnement sous-capot de voiture. Ces régimes d'écoulement interne sont souvent turbulents. La figure 1.1 est une vue schématique de l'environnement sous-capot de voiture (à gauche) et du dispositif expérimental de référence mis en oeuvre au cours de cette thèse (à droite).

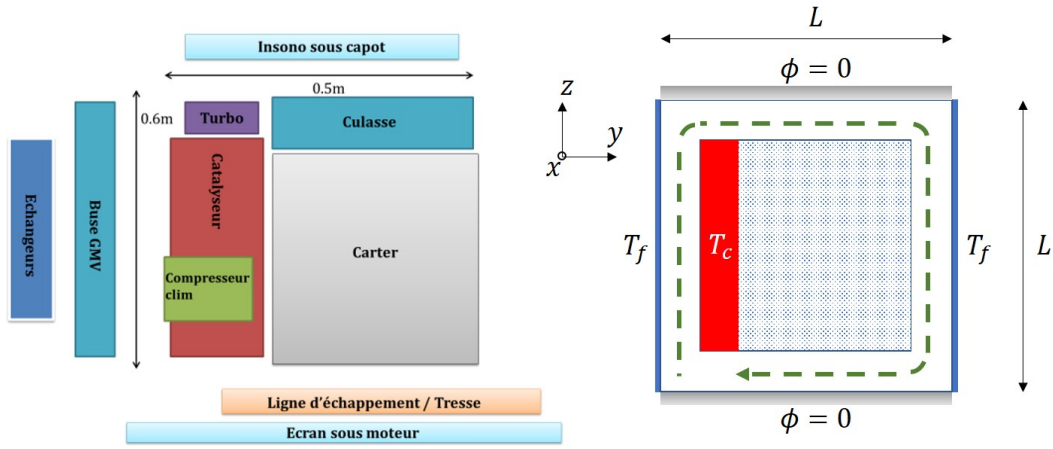


FIGURE 1.1 – Vue schématique d'un environnement sous-capot (gauche, source : Stellantis); du dispositif expérimental de référence associé (droite), la flèche verte représente le sens supposé de l'écoulement principal

L'environnement sous-capot de voiture est composé de plusieurs éléments. Certains d'entre eux fonctionnent à température élevée comme le catalyseur et le turbo-compresseur. Sur le dispositif expérimental de référence, ces éléments sont simplifiés et remplacés par la partie partiellement chauffée du bloc central (à T_c). Ce bloc central sera identifié comme un obstacle dans la suite de ce manuscrit. D'autres éléments comme le groupe moto-ventilateur assurent le refroidissement des éléments fonctionnant à températures élevées. Lors de l'arrêt brutal du moteur, le groupe moto-ventilateur est cependant inactif. Sur le dispositif expérimental, les éléments assurant le refroidissement seront représentés par une paroi à température constante et uniforme (à $T_f \leq T_c$). Ce sont alors les différentes sources de température : éléments chauffants (paroi à T_c), éléments froids (parois à T_f), qui vont créer des gradients thermiques au sein du fluide. Ces gradients thermiques engendrent des forces de flottabilité qui donnent naissance à un écoulement de convection naturelle au sein de l'environnement sous-capot de voiture et au sein du dispositif expérimental de référence. Les parois horizontales haute et basse du dispositif expérimental (représentant l'insonorisant sous-capot et la ligne d'échappement/écran sous moteur) sont elles adiabatiques. Le sens supposé de l'écoulement est par ailleurs représenté sur la vue schématique du dispositif expérimental (Fig. 1.1 (droite)). L'écou-

lement de convection naturelle est donc ici important parce qu'il devient la principale source de refroidissement des composants chauds en échangeant avec ces derniers.

1.2 Nombres adimensionnels en convection naturelle

Les principaux effets de la convection naturelle peuvent être représentés à l'aide de nombres adimensionnels. La majorité de ces nombres dépendent de la géométrie de la configuration. Ils doivent donc être choisis afin de caractériser le mieux possible l'écoulement au sein de notre configuration.

Caractérisation de l'écoulement

Le nombre adimensionnel couramment utilisé pour caractériser les écoulements de convection naturelle est le nombre de Rayleigh. Il s'écrit :

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL_{ref}^3}{\nu\alpha} = Gr.Pr \quad (1.1)$$

où

g : accélération de la pesanteur ($m^2.s^{-1}$)

β : coefficient de dilatation thermique (K^{-1})

ΔT : différence de température entre la paroi chaude et la paroi froide (K)

L_{ref} : longueur de référence (m)

ν : viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)

α : diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$)

Ce nombre représente le rapport des effets qui mettent en mouvement le fluide : la force de flottabilité, sur les effets qui vont s'opposer à ce mouvement : la diffusivité thermique et la viscosité cinématique. Le nombre de Rayleigh peut également s'écrire comme le produit du nombre de Grashof (Gr) et du nombre de Prandtl avec :

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TL_{ref}^3}{\nu^2} \quad et \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (1.2)$$

Le nombre de Grashof est l'analogue du nombre de Reynolds utilisé en convection forcée. Le nombre de Prandtl ne dépend que des propriétés caractéristiques du fluide que sont la viscosité cinématique et la diffusivité thermique. Pour de l'air à température ambiante, le nombre de Prandtl est proche de $Pr = 0,71$.

Caractérisation des transferts de chaleur

Afin de caractériser les transferts thermiques avec les parois, on utilisera le nombre adimensionnel de Nusselt. Il permet de mesurer le rapport du flux convectif sur un flux conductif de référence produisant la même différence de températures ΔT sur la même longueur caractéristique L_{ref} . Ainsi,

$$Nu = \frac{\Phi_{conv}}{\Phi_{ref}} = \frac{hL_{ref}}{\lambda} = \frac{\lambda \frac{\partial T}{\partial n_{paroi}}}{\lambda \frac{\Delta T}{L_{ref}}} = \left| \frac{\partial \theta}{\partial Y^*} \right| \quad (1.3)$$

avec $\Delta T = T_c - T_f$, h le coefficient d'échange convectif, λ la conductivité thermique du fluide, $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$ l'écart de température adimensionnée, $T_0 = \frac{T_c+T_f}{2}$ la température de référence, $Y^* = \frac{y}{L_{ref}}$, la coordonnée normale à la paroi adimensionnée par la longueur de référence (L_{ref}). Le nombre de Nusselt correspond donc directement au gradient de température adimensionné à la paroi.

1.3 Equations régissant le phénomène

La convection naturelle se caractérise par le couplage fort existant entre les effets thermiques et mécaniques sur le mouvement du fluide. Ainsi, la force motrice de l'écoulement est ici la poussée d'Archimède :

$$\vec{B} = \vec{g}(\rho - \rho_0) \quad (1.4)$$

Cette force traduit la différence entre le poids local ($\rho \vec{g}$) du fluide, et le poids ($\rho_0 \vec{g}$), représentatif (ou moyen) du système étudié. Le choix de ρ_0 étant strictement dépendant de l'écoulement considéré (Gebhart et Jaluria [1988]).

Les équations de conservation qui décrivent l'écoulement peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (\text{équation de continuité}) \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} &= \rho \vec{g} - \nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) \quad (\text{équation de mouvement}) \\ &= \vec{B} - \nabla p_m + \mu \nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot \lambda \nabla T + \beta T_0 \frac{Dp}{Dt} + \mu \Phi + q''' \quad (\text{équation de l'énergie}) \quad (1.7)$$

où

$\vec{v}$	: vecteur vitesse
T_0	: température de référence
∇p	: gradient de pression statique
∇p_m	: gradient de pression motrice
$\rho \vec{g}$	: poids local
$\mu \Phi$	: dissipation visqueuse
q'''	: production d'énergie
$\frac{D(.)}{Dt} = \frac{\partial(.)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla(.)$	: dérivée particulaire

On retrouve la poussée d'Archimède ($\vec{B}$) avec la différence entre le poids local et le gradient de pression statique :

$$\rho \vec{g} - \nabla p = \vec{B} - \nabla p_m \quad (1.8)$$

où

$$p_m = p - p_{hydrostatique} \quad (\text{pression motrice})$$

La pression motrice correspond donc à la différence entre la pression statique en un point de l'écoulement et la pression qui existerait en ce même point en l'absence de mouvement. Pour un fluide au repos ($\vec{v} = \vec{0}$), et en utilisant la formulation de l'équation 1.8 dans l'équation bilan du mouvement 1.6, on obtient alors $\vec{B} = \nabla p_m$.

1.3.1 Hypothèse de Boussinesq et simplification des équations

L'hypothèse de Boussinesq consiste à considérer la masse volumique du fluide constante mis à part lorsqu'elle se retrouve dans le terme de poussée d'Archimède où elle ne dépend que de la température. Les autres propriétés thermophysiques ($\nu, \alpha \dots$) sont également considérées constantes. L'avantage de l'hypothèse de Boussinesq est qu'elle permet d'introduire plusieurs simplifications sur les équations qui régissent l'écoulement. Un ensemble de critères ($R_0, \dots, R_5$), synthétisés par Gebhart et Jaluria [1988] permet de valider cette hypothèse et de simplifier les équations de conservation. Le premier critère R_0 évalue les effets de la pression sur la masse volumique, R_1 les effets de la température, R_2 compare le gradient de masse volumique sur le terme d'advection, R_3 les gradients de pression et de température, R_4 et R_5 comparent enfin la dissipation visqueuse avec la conduction et les effets de pression. Le critère R_1 s'écrit comme un rapport des variations de masse volumique sur la masse volumique calculée à la température T_0 . Il doit être très petit devant 1 : $\frac{\Delta \rho}{\rho_0} \ll 1$. Pour notre configuration, ce rapport s'élève à 0,1, nous plaçant à la limite de validité de l'hypothèse de Boussinesq. L'ensemble des autres critères est vérifié.

Le système d'équations simplifiées devient dès lors :

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (\text{équation de continuité}) \quad (1.9)$$

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_m - \beta_0 (T - T_0) \vec{g} + \nu_0 \nabla^2 \vec{v} \quad (\text{équation de mouvement}) \quad (1.10)$$

$$\frac{DT}{Dt} = \alpha_0 \nabla^2 T \quad (\text{équation de l'énergie}) \quad (1.11)$$

On retrouve ici la pression motrice $p_m = p + \rho_0 g z$ où la coordonnée z est orientée vers le haut. La pression hydrostatique est donc ici $p_h = -\rho_0 g z$.

1.3.2 Adimensionnement des équations

Les équations ainsi simplifiées peuvent être mises sous forme adimensionnée. Elles font apparaître certains des nombres adimensionnels présentés dans la section précédente. La vitesse est adimensionnée par la vitesse de référence définie par $V_{ref} = \frac{\alpha}{L_{ref}} \sqrt{Ra_{L_{ref}}}$ avec $V = \frac{v}{V_{ref}}$, et le temps par le temps de référence $t_{ref} = \frac{L_{ref}^2}{\alpha \sqrt{Ra_{L_{ref}}}}$ avec $t^* = \frac{t}{t_{ref}}$. La température adimensionnée est choisie comme la température centrée et réduite $\theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}$ avec $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$, la température de référence et $\Delta T = T_c - T_f$, la différence de température entre la paroi verticale chauffée à T_c et la paroi froide à T_f . Enfin la pression est adimensionnée par $P_{ref} = \frac{\rho \alpha^2 Ra_{L_{ref}}}{L_{ref}^2}$ avec $P = \frac{p}{P_{ref}}$.

Le système des équations adimensionnées devient dès lors :

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.12)$$

$$\frac{D\vec{V}}{Dt^*} = -\nabla P_m + Pr\theta \vec{e}_z + \frac{Pr}{\sqrt{Ra}} \nabla^2 \vec{V} \quad (1.13)$$

$$\frac{D\theta}{Dt^*} = \frac{1}{\sqrt{Ra}} \nabla^2 \theta \quad (1.14)$$

Un jeu de conditions limites est associé à ce système d'équations pour le dispositif de référence. On a ainsi des conditions de températures imposées $\theta_c = 0,5$ pour la paroi chaude à T_c et $\theta_f = -0,5$ pour les deux parois froides à T_f . L'ensemble des autres faces de l'obstacle ainsi que les parois horizontales, supérieure et inférieure, et les parois latérales, avant et arrière, du dispositif présentent une condition de flux nul $\Phi = 0$.

Pour notre configuration, le choix de la longueur de référence L_{ref} , pour le calcul des nombres adimensionnels (Ra, Nu) et quantités de référence (V_{ref}, t_{ref}), est explicité à la section 2.5.1. On note l'exception des coordonnées qui sont adimensionnées avec la longueur de la cavité cubique L (Fig. 1.1) :

$$X = \frac{x}{L}; \quad Y = \frac{y}{L}; \quad Z = \frac{z}{L};$$

1.3.3 Notations

Dans la suite du manuscrit, des grandeurs statistiques seront déterminées. Aussi, il est nécessaire de donner quelques précisions et définitions :

- La vitesse de l'écoulement est décomposée selon la décomposition de Reynolds couramment utilisée pour traiter des écoulements turbulents :

$$V(X, Y, Z, t) = \bar{V}(X, Y, Z) + V'(X, Y, Z, t) \quad (1.15)$$

où V représente la vitesse instantanée en un point, $\bar{V}$ la moyenne temporelle de la vitesse en ce point, et V' sa fluctuation.

- La moyenne et l'écart-type sont définis de la sorte :

$$\bar{V} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i \quad (1.16)$$

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (V_i - \bar{V})^2} \quad (1.17)$$

Ces expressions s'appliquent identiquement pour la température θ .

- Pour l'analyse des grandeurs statistiques dans le plan vertical médian, la norme en deux dimensions de la vitesse moyenne est définie par :

$$|V|_{2D} = \sqrt{\bar{V}^2 + \bar{W}^2} \quad (1.18)$$

- Toujours en deux dimensions, l'énergie cinétique turbulente est donnée par l'équation :

$$k_{2D} = \frac{1}{2} \left(\overline{V'^2} + \overline{W'^2} \right) \quad (1.19)$$

1.4 Etat de l'art

Dans la suite de cette section, plusieurs études qui traitent d'écoulements en milieu confiné ou semi-confiné sont présentées. Elles se divisent en trois catégories principales : celles qui portent sur l'étude d'écoulements en cavité comprenant un obstacle cubique central, celles qui traitent d'écoulements en cavité ne comprenant pas d'obstacle, et celles qui traitent d'écoulements au sein de canaux verticaux.

1.4.1 Cavité comprenant un obstacle central

Des travaux sur des écoulements en cavité comprenant un obstacle central à bords vifs sont présentés ici. Le rôle d'un obstacle au sein d'une cavité sur la topologie de l'écoulement ainsi que sur les transferts de chaleur y est essentiellement étudié. La principale distinction entre ces études réside dans le caractère chauffant ou non de l'obstacle. Il est également important de souligner que ces obstacles sont majoritairement inclus dans des cavités différentiellement chauffées. Une cavité différentiellement chauffée (CDC) est un parallélépipède fermé dont deux des parois verticales opposées présentent entre elles un gradient de température. Ces deux parois peuvent être à température ou flux imposés. Les autres parois peuvent être adiabatiques ou conductrices.

Obstacle central non-chauffé

House *et al.* [1990] se sont notamment intéressés au travers d'une étude numérique au rôle sur les transferts de chaleur d'un obstacle conducteur compris dans une cavité différentiellement chauffée en configuration 2D "carrée". Le régime étudié ici est un régime laminaire avec un nombre de Rayleigh basé sur la longueur de l'arrête de la cavité $Ra \leq 10^6$. La taille de l'obstacle ainsi que la conductivité de celui-ci varient. Quelles que soient la taille et la conductivité de l'obstacle dans les cas étudiés, une circulation du fluide dans le sens des aiguilles d'une montre s'effectue autour de l'obstacle (Fig. 1.2).

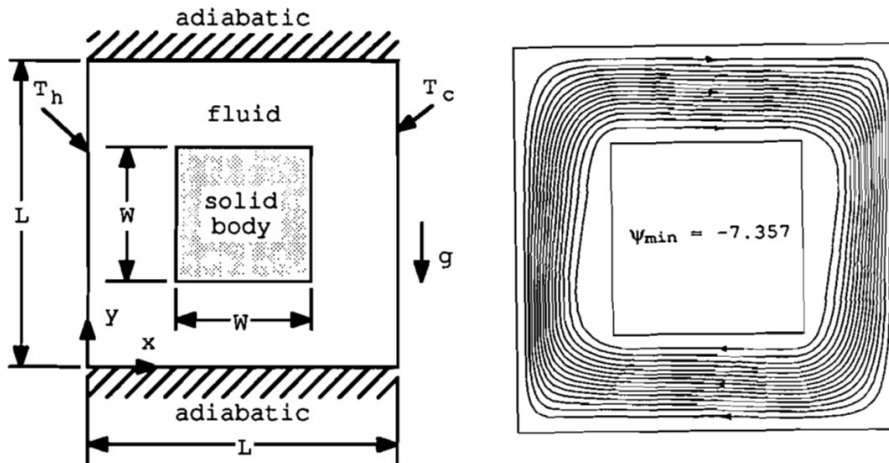


FIGURE 1.2 – Schéma du dispositif (gauche) et lignes de courant dans le cas d'un ratio de la taille de l'obstacle sur la taille de la cavité $\zeta = \frac{L_{obs}}{L_{cav}} = 0,5$ (House *et al.* [1990])

Il a été montré que le couple de paramètres (taille, conductivité) pouvait modifier les transferts de chaleur avec les parois verticales de la cavité (Fig. 1.3). Sans obstacle, la cavité présente au centre un cœur stagnant avec des écoulements de couches limites localisés au niveau des parois. La taille du cœur stagnant augmente avec le nombre de Rayleigh. Lorsque l'obstacle présente une taille supérieure au cœur stagnant de la cavité sans présence d'obstacle, celui-ci bloque partiellement l'écoulement de convection et réduit dès lors les transferts de chaleur. Si l'obstacle présente une taille inférieure au cœur stagnant, les transferts sont augmentés (respectivement diminués) pour un ratio des conductivités de l'obstacle sur le fluide inférieur à l'unité (respectivement supérieur).

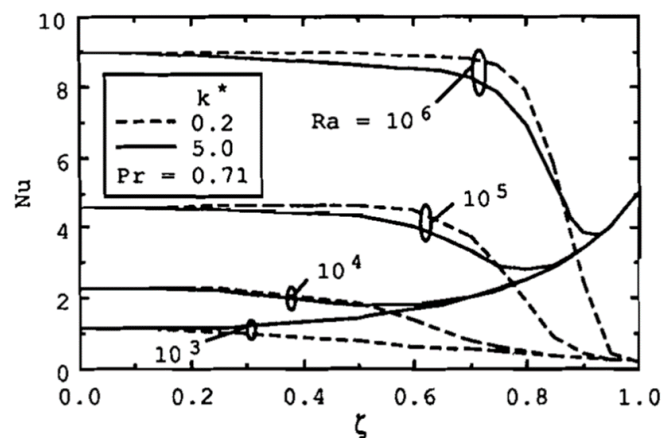


FIGURE 1.3 – Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh, du ratio des conductivités obstacle/fluide $k^* = \frac{k_{obs}}{k_{cav}}$ et du ratio des tailles obstacle/cavité $\zeta = \frac{L_{obs}}{L_{cav}}$ (House *et al.* [1990])

Bhave *et al.* [2006] ont étudié numériquement les effets de la taille d'un obstacle adiabatique au sein d'une cavité différentiellement chauffée. Le régime étudié est également laminaire avec $Ra \leq 10^6$. Leurs principaux résultats sont en accord avec ceux de House *et al.* [1990]. Il est montré par ailleurs que pour une taille spécifique de l'obstacle adiabatique, les transferts de chaleurs peuvent être supérieurs au cas d'une cavité sans obstacle. Dans le cas sans obstacle, il existe en fait des transferts par conduction au sein du cœur stagnant. L'ajout d'un obstacle adiabatique de taille spécifique vient couper ces transferts et force ainsi l'écoulement à échanger la chaleur par convection. Les transferts avec les parois de la cavité sont donc augmentés. Ils sont maximisés pour une taille optimale de l'obstacle qui est proche de celle du cœur stagnant. Les variations des transferts maximaux pour des tailles d'obstacles optimales sont obtenues pour différents nombres de Rayleigh (dans la gamme étudiée) et pour trois nombres de Prandtl (Fig. 1.4).

La taille optimale de l'obstacle augmente avec le nombre de Rayleigh. Ceci s'explique par la croissance du cœur stagnant avec Ra . On peut ajouter que la condition d'adiabaticité est difficilement atteignable expérimentalement lorsque le fluide utilisé présente une conductivité très faible (comme l'air par exemple).

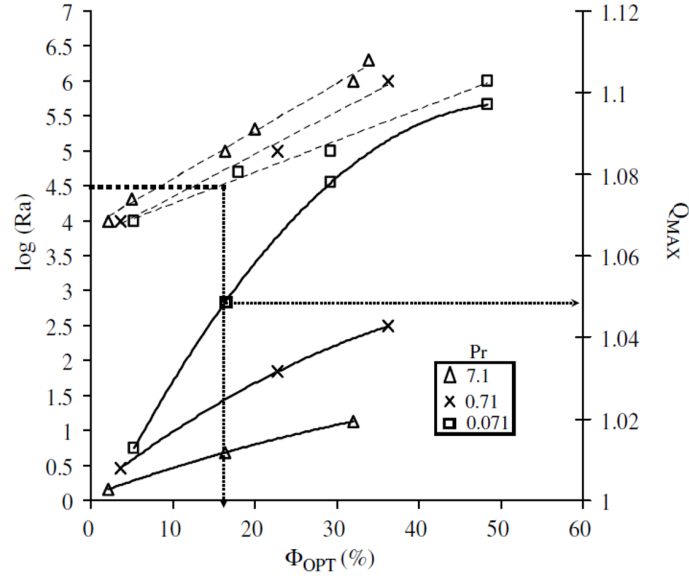


FIGURE 1.4 – Variations du ratio maximal des transferts pour les échanges avec présence d'obstacle sur les échanges sans présence d'obstacle $\left(Q_{max} = \frac{q_{obs}}{q}\right)$ et du rapport optimal en pourcentage de la surface de l'obstacle sur la surface de la cavité $\left(\Phi_{opt} = \frac{S_{obs}}{S}\right)$ et ce pour différents Ra et Pr (Bhave *et al.* [2006])

Obstacle central chauffé

Des études numériques ont également eu pour objet l'analyse des transferts dans une cavité comprenant un obstacle central et chauffant à bords vifs. Ha et Jung [2000] ont modélisé en trois dimensions la présence d'un obstacle chauffant conducteur au sein d'une cavité différentiellement chauffée (Fig. 1.5).

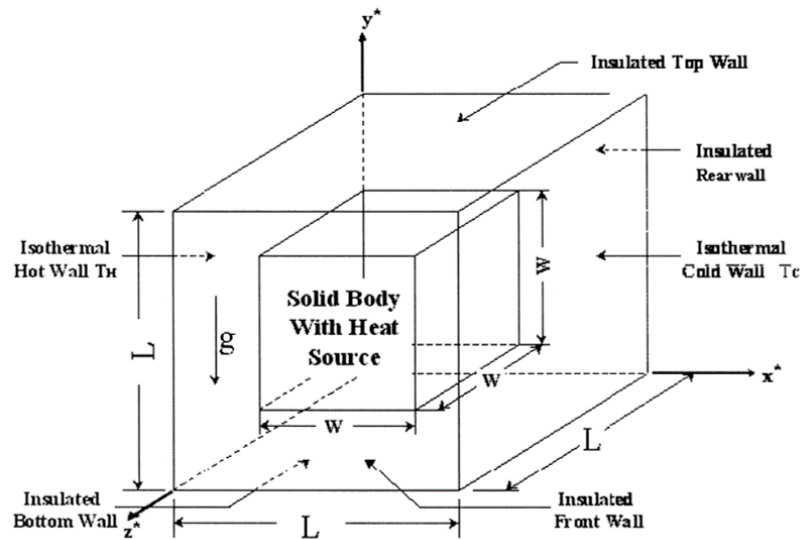


FIGURE 1.5 – Schéma en 3D d'un obstacle chauffant au sein d'une cavité différentiellement chauffée (Ha et Jung [2000])

L'écoulement est désormais entraîné par deux différences de températures : celle présente entre les parois verticales de la cavité et celle créée par la source de chaleur. Les

régimes étudiés sont laminaires $Ra \leq 10^4$ et le fluide choisi est du sodium ($Pr = 0,0112$). Pour une faible source de chaleur $\left(q^* = \frac{qW^2/k_f}{T_h - T_c} = 2,5\right)$ avec k_f la conductivité du fluide et q la densité de puissance générée par l'obstacle, la topologie de l'écoulement reste globalement identique à celle observée dans le cas de House *et al.* [1990]. Au contraire, pour une source de chaleur élevée ($q^* = 25$) (mais respectant l'approximation de Boussinesq), la topologie de l'écoulement est largement modifiée avec l'apparition, dans le plan médian, de cellules de recirculation contra-rotatives au sein du canal différentiellement chauffé gauche ($T_{obs} - T_h$) (Fig. 1.6). De plus, les effets 3D sont bien plus importants avec la présence d'un obstacle (en comparaison du cas sans obstacle modélisé par Fusegi *et al.* [1991]). Ainsi les transferts de chaleurs varient grandement dans le sens de la profondeur (ici z).

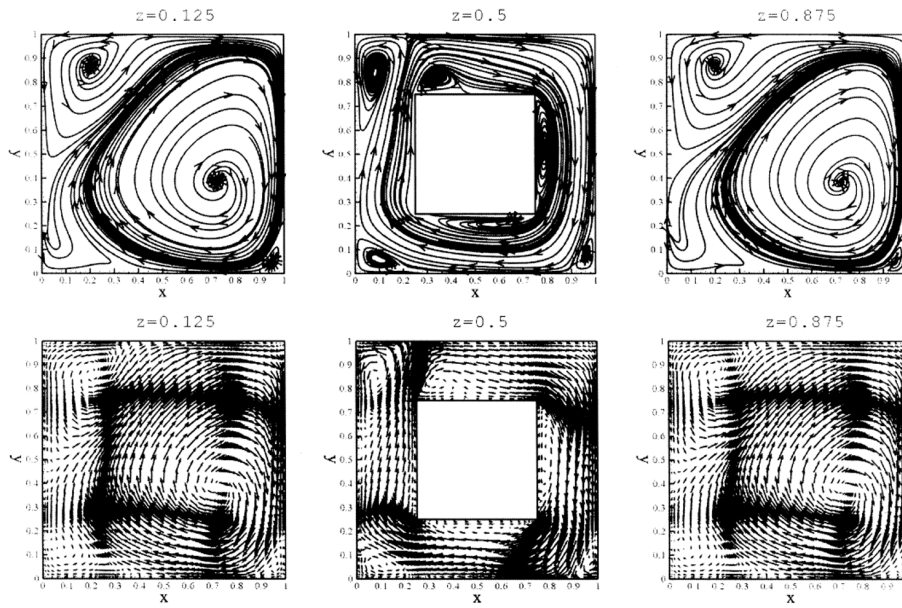


FIGURE 1.6 – Trajectoires (haut) et vecteurs vitesses (bas) à $Ra = 10^4$, $Pr = 0,0112$ et pour un rapport élevé des différences de températures entre la source de chaleur et la CDC : $q^* = 25$ (Ha et Jung [2000])

Ha *et al.* [1999] se sont intéressés, en deux dimensions, au caractère transitoire de ce type d'écoulement. L'obstacle génère une quantité de chaleur constante et relativement faible à un instant $t \leq 0$. A cet instant ($t \leq 0$), l'écoulement effectue une rotation autour de l'obstacle, entraîné entre les parois verticales différentiellement chauffées de la cavité. A $t \geq 0$, une quantité de chaleur dix fois supérieure à la quantité initiale est soudainement générée par l'obstacle. L'écoulement s'accélère alors le long de l'obstacle et des cellules de recirculations apparaissent progressivement notamment au sein du canal différentiellement chauffé gauche ($T_{obs} - T_h$) (Fig. 1.7).

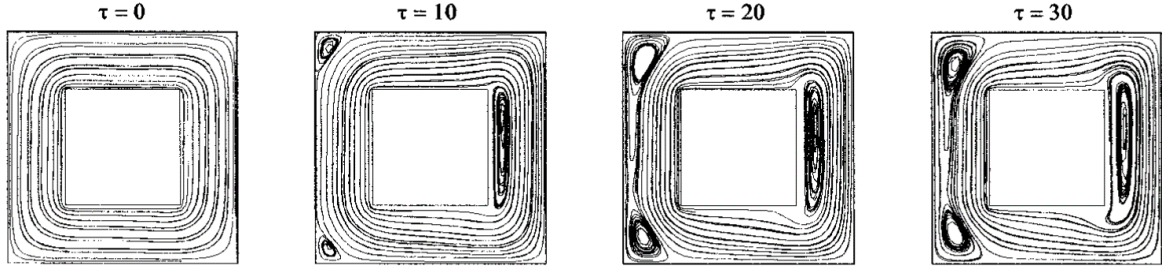


FIGURE 1.7 – Lignes de courant à $Ra = 10^4$, $Pr = 0,71$ et $q^* = 10 \times q_0^* = 50$ pour différents temps adimensionnés $\tau = \frac{\alpha t}{L_{cav}^2}$ (Ha *et al.* [1999])

Les effets de l'émissivité d'un obstacle chauffant ont également été étudiés en cavité différentiellement chauffée aux parois horizontales adiabatiques (Liu et Phan-Thien [1999]). Pour de l'air ($Pr = 0,71$), une augmentation de l'émissivité de l'obstacle induit une augmentation de la somme des transferts moyens avec chaque paroi verticale de la cavité. De plus, la part des transferts radiatifs peut atteindre 30% du total des transferts avec la cavité lorsque $\epsilon = 0,9$. La liste présentée ici n'est pas exhaustive, d'autres travaux numériques ont été entrepris sur des configurations relativement proches. La cavité différentiellement chauffée avec obstacle peut être inclinée (Das et Reddy [2006]), comprendre plusieurs obstacles disjoints (Merrikh et Lage [2005]), ou encore présenter une condition de température oscillante sur l'une de ses parois verticales (Liu *et al.* [2007]). La cavité carrée peut également présenter un gradient de température entre les parois horizontales (Ha *et al.* [2002]).

Expérimentalement, Ménard [2005] et Perrin [2006] ont étudié l'écoulement autour d'un obstacle central chauffant de taille variable au sein d'une cavité aux parois verticales adiabatiques et aux parois horizontales maintenues à une même température. Les différentes tailles de l'obstacle sont caractérisées par un rapport d'aspect $AR_{obs} = \frac{L_{obs}}{L_{cav}}$. Les régimes étudiés sont laminaires et turbulents. Pour un régime laminaire ($Ra_{H_{obs}} \leq 10^6$) et un rapport $AR_{obs} = 0,6$, deux phénomènes distincts sont observés. Entre les parois verticales chauffées de l'obstacle et celles refroidies de la cavité, une grande recirculation se forme avec une couche limite ascendante le long de l'obstacle et une couche limite descendante le long de la paroi verticale de la cavité. Dans le canal supérieur horizontal, un écoulement de type Rayleigh-Bénard se forme avec la présence de deux cellules contra-rotatives. Pour un rapport $AR_{obs} = 0,8$, seul le mouvement entre les parois verti-

cales de l'obstacle et de la cavité est conservé (Fig. 1.8). Dans le cas d'un régime turbulent ($Ra_{H_{obs}} \simeq 10^9$), pour $AR_{obs} = 0,6$ et où l'air est remplacé par de l'eau (Ménard [2005]), l'écoulement est essentiellement instationnaire au dessus de l'obstacle avec la formation de panaches verticaux.

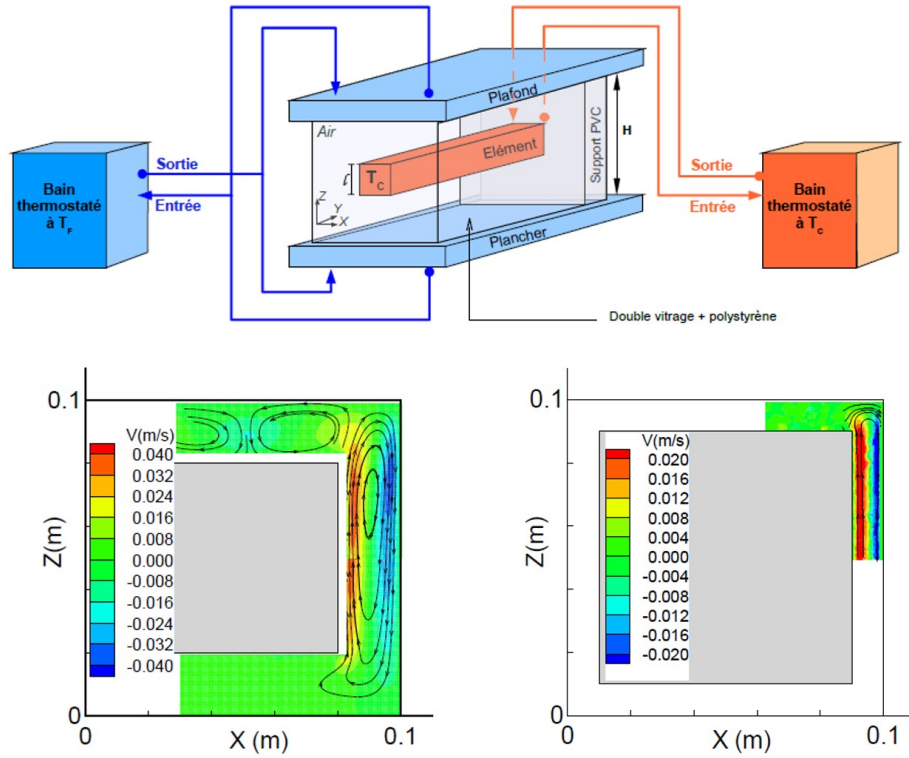


FIGURE 1.8 – Schéma du dispositif utilisé par Ménard [2005]; Perrin [2006] (haut) ; Champs moyens de la composante verticale de vitesse et lignes de courant pour $A = 0,6$ (bas-gauche) ; pour $A = 0,8$ (bas-droite)

Plus tard, Leplat [2009], sur un dispositif similaire à celui de Ménard [2005] et Perrin [2006], a étudié le cas particulier du rapport d'aspect $AR_{obs} = 0,4$ et en régime a priori laminaire $Ra_{H_{obs}} \approx 10^6$. Pourtant, pour un tel rapport d'aspect, l'écoulement est soumis à d'importants effets tridimensionnels et est instable. L'étude de champs de vitesses instantanés a mis en lumière la présence de différents motifs de circulation de l'écoulement avec basculements entre ces motifs. Ces motifs sont essentiellement caractérisés par le déplacement de cellules de recirculation au sein de la cavité (Fig. 1.9). Ces cellules vont se déplacer dans le sens horaire, anti-horaire ou osciller entre les deux.

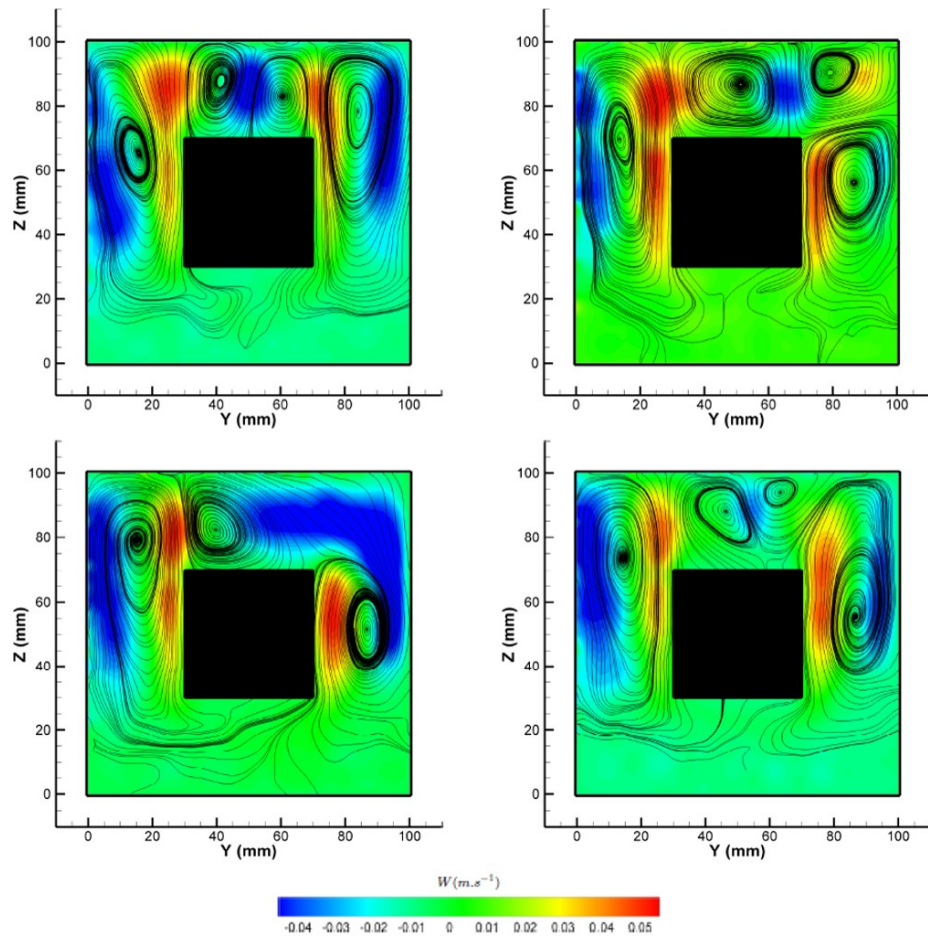


FIGURE 1.9 – Déplacement des cellules de recirculation dans le sens horaire (Leplat [2009]). Les lignes de courants sont ici représentées avec la vitesse verticale comme contour

Conclusion intermédiaire

Les régimes d'écoulement étudiés dans les travaux précédemment cités sont en grande majorité laminaires. De plus, les configurations, bien que présentant certaines similarités avec notre étude, n'abordent pas le cas d'un obstacle partiellement chauffé. Or, la localisation des gradients de températures modifient largement la topologie de l'écoulement et donc possiblement des phénomènes physiques observés.

Le dispositif expérimental de référence (Fig. 1.1) peut également se voir, et comme nous le verrons plus tard, comme une succession de canaux verticaux (dont l'un est différentiellement chauffé) et horizontaux. L'aspect confiné de l'écoulement peut aussi nous rapprocher de configuration en cavité différentiellement chauffée sans obstacle. En somme, la configuration de notre étude est spécifique à plusieurs égards mais l'on s'attend à retrouver des phénomènes physiques, voire des combinaisons de ceux-ci, pour des configurations déjà étudiées dans la littérature.

1.4.2 Cavité différentiellement chauffée sans obstacle

Pour les configurations en cavité différentiellement chauffée (CDC) ne comprenant pas d'obstacles centraux, les études numériques et expérimentales sont bien plus nombreuses. De plus, elles couvrent une large gamme de régimes, du cœur tournant jusqu'au régime turbulent.

Régime laminaire

Le régime laminaire au sein d'une cavité différentiellement chauffée se traduit par le développement de couches limites séparées ascendante (respectivement descendante) le long de la paroi chaude (respectivement froide). Pour un nombre de Prandtl $Pr = 0,71$, ce régime est atteint lorsque $Ra_H \geq 5 \times 10^6$, où H représente la hauteur de la cavité. Le centre de la cavité présente une stratification thermique quantifiée par un gradient de températures positif dans le sens opposé à la gravité (Fig. 1.10).

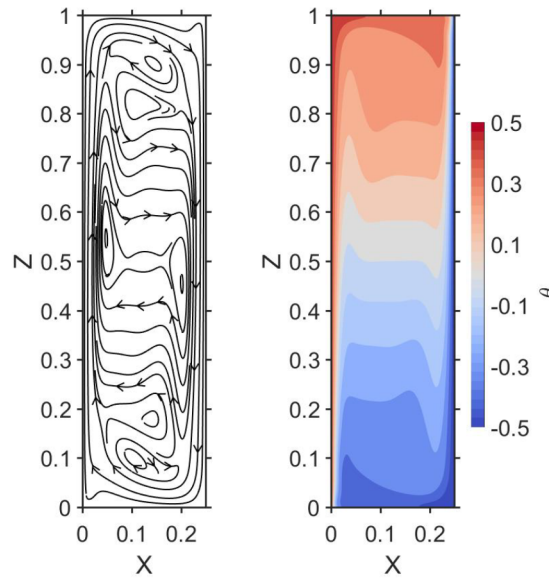


FIGURE 1.10 – Lignes de courant (gauche) et température adimensionnée (droite) au sein d'une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme $AR_{cav} = 4$ et pour $Ra = 10^8$ (Chorin [2018])

Premières instabilités

En étendant l'étude de stabilité au sein d'une couche limite, Gill et Davey [1969] ont été parmi les premiers à s'intéresser à l'apparition d'instabilités au sein d'une "cavité" différentiellement chauffée (sans prise en compte des parois horizontales). En particulier, un lien est avancé entre le nombre de Rayleigh critique d'apparitions des premières instabilités et le rapport de forme $AR_{cav} = \frac{H}{L}$ où H et L représentent respectivement la hauteur des parois verticales et la distance qui les séparent. Cependant ce sont essentiellement les travaux de Le Quéré [1987] qui vont permettre d'établir ce lien avec la prise en compte

des conditions limites sur les parois horizontales de la cavité (conductrices ou adiabatiques) (Fig. 1.11). Ces travaux ainsi qu'une succession d'études numériques (Le Quéré et Behnia [1998]; Paolucci [1990]; Paolucci et Chenoweth [1989]; Xin et Le Quéré [1995]) s'intéressent notamment à la nature des premières instabilités naissantes au sein de la cavité. Pour un rapport de forme de la cavité $AR_{cav} < 3$, la première instabilité peut provenir d'ondes de gravité. Ces ondes résultent de variations de masse volumique au sein de l'écoulement stratifié. Tandis que pour $AR_{cav} > 3$, la première instabilité observée est une instabilité de couche limite caractérisée par des ondes de Tollmien-Schlichting. Ces deux types d'instabilités sont séparées d'un ordre de grandeur en fréquences. Expérimentalement, ces instabilités sont notamment observées par Mergui et Penot [1996].

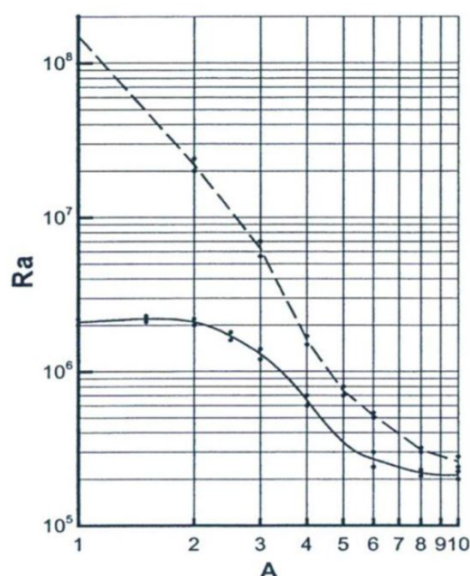


FIGURE 1.11 – Nombre de Rayleigh critique d'apparition des premières instabilités en fonction du rapport de forme A de la cavité pour des parois horizontales adiabatiques (--) et conductrices (—) (Le Quéré [1987])

Vers la turbulence en cavité

Si le nombre de Rayleigh est supérieur au nombre de Rayleigh critique d'apparition des premières instabilités, une transition peut s'effectuer vers un régime turbulent. Cette transition peut être caractérisée par la croissance en amplitude des ondes de Tollmien-Schlichting le long des parois verticales de la cavité (Xin et Le Quéré [1995]). Mergui [1993] puis Salat [2004] ont étudié expérimentalement des écoulements à hauts nombres de Rayleigh $Ra \geq 10^9$ dans une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme $AR_{cav} = 1$. Un régime de couches limites séparées est observé le long des parois verticales. Ces couches limites deviennent légèrement turbulentes sur leur deuxième moitié (Fig. 1.12). De plus, une analyse fréquentielle montre la présence d'ondes de gravité dans le cœur stratifié de la cavité ainsi que d'ondes progressives de l'ordre du Hz se développant le long des parois verticales.

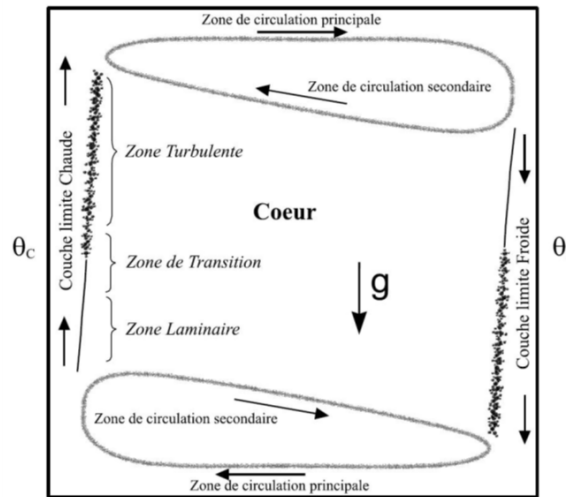


FIGURE 1.12 – Schéma de l'écoulement observé dans la cavité de rapport de forme vertical $AR_{cav} = 1$ (Salat [2004])

Des rapports de formes plus élevés ont également été étudiés expérimentalement avec, par exemple, la grande cavité existant à l'Institut Pprime ($H = 3,84$ m, $L = 1$ m, $P = 0,86$ m) (Belleoud [2016]; Djanna Koffi [2011]; Rouger [2009]). Des régimes pleinement turbulents sont obtenus avec des nombres de Rayleigh pouvant atteindre $Ra = 1,2 \times 10^{11}$ dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. L'écoulement est quasi-bidimensionnel dans la cavité, c'est-à-dire que la vitesse transversale est en moyenne nulle (mais pas ses fluctuations). Les couches limites sont séparées (Fig. 1.13) et le cœur est stratifié thermiquement. Belleoud [2016] utilise une méthode de décomposition énergétique modale de l'écoulement (POD) afin, entre autres, de détecter des structures tourbillonnaires au sein de l'écoulement. Des mesures couplées de vitesses et de températures sont réalisées afin de déterminer des flux thermiques turbulents. La technique POD sera également utilisée dans ce manuscrit.

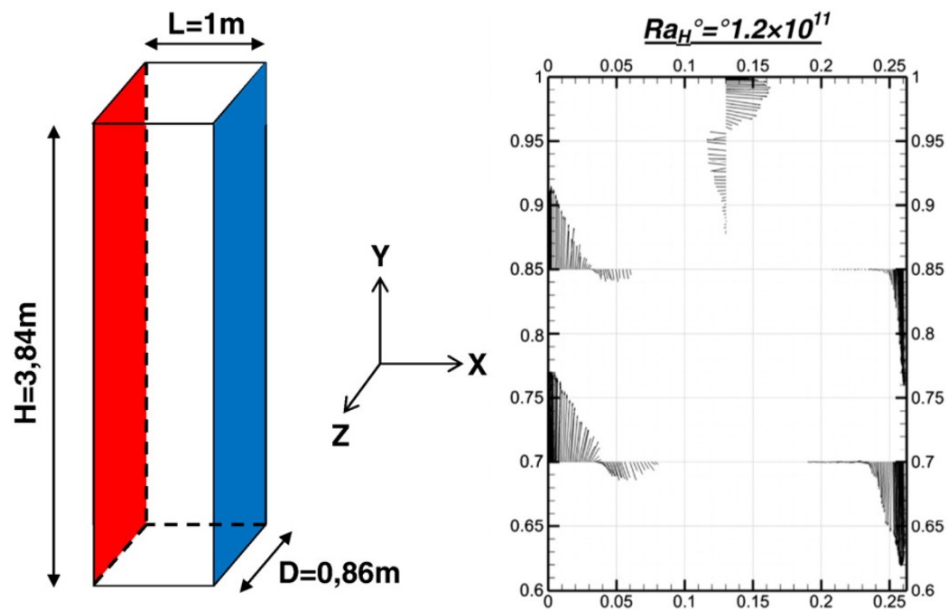


FIGURE 1.13 – Schéma de la grande cavité (gauche) ; carte des flux d'air dans la moitié supérieure de la cavité (droite) (Saury *et al.* [2011])

1.4.3 Canaux verticaux chauffés

L'étude des écoulements en canaux verticaux peut être divisée selon les conditions limites aux parois. Ainsi, le canal vertical peut être soit symétriquement soit asymétriquement chauffé. Pour ces deux configurations, les régimes laminaire, transitoire et turbulent sont investigués, expérimentalement et numériquement.

Canaux symétriquement chauffés

Pour une configuration symétriquement chauffée, on peut notamment citer les travaux de Ayinde *et al.* [2006] et Habib *et al.* [2002]. En particulier, Ayinde *et al.* [2006] ont montré que la topologie de l'écoulement était sensible au rapport de forme vertical $AR_{can} = \frac{H}{b}$ où H correspond à la hauteur du canal et b est sa largeur. La figure 1.14 montre l'évolution de la composante verticale de la vitesse moyenne dans toute la largeur du canal selon le rapport de forme AR_{can} . Pour un faible rapport de forme $AR_{can} = 3,125$ l'écoulement présente deux pics de vitesses proches des parois chauffées. Pour les rapports de forme plus élevés, les deux écoulements pariétaux se rejoignent pour former un écoulement central. Pour le rapport de forme le plus élevé, le profil de la composante verticale de vitesse présente une forme parabolique avec un maximum au centre du canal ($\frac{x}{b} = 0,5$).

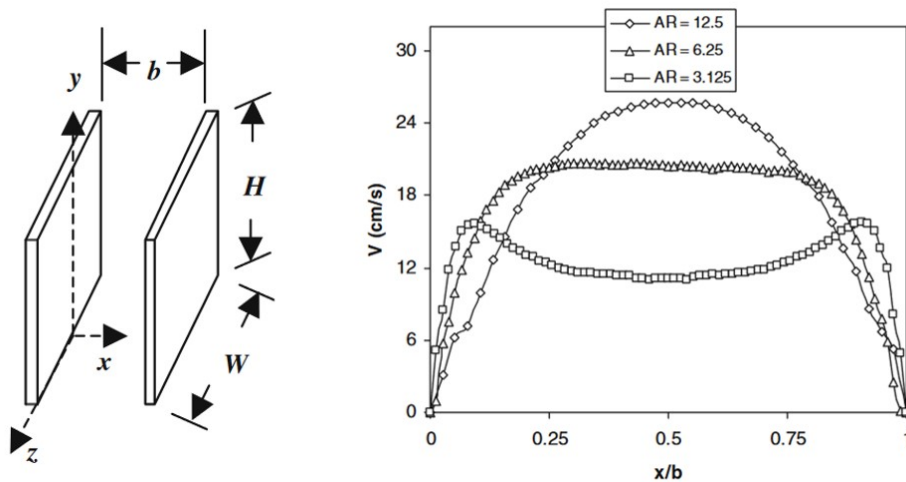


FIGURE 1.14 – Schéma du canal symétriquement chauffé (gauche) ; Profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse moyenne au centre du canal à $\frac{y}{H} = 0,5$ et pour $Ra = 8 \times 10^6$ selon le rapport de forme vertical $AR_{can} = \frac{H}{b}$ (droite) (Ayinde *et al.* [2006])

Canaux asymétriquement chauffés

Les canaux asymétriquement chauffés se présentent généralement sous deux formes : soit une paroi est chauffée et l'autre est non chauffée/refroidie, soit les deux parois sont actives (températures ou flux imposés). Pour cette dernière configuration, on peut citer les études numériques de Versteegh et Nieuwstadt [1998] et expérimentales de Habib *et al.* [2002]. Pour une configuration où l'une des parois est chauffée et l'autre refroidie, Habib

et al. [2002] observent des écoulements de couche limite ascendant le long de la paroi chauffée et descendant le long de la paroi refroidie avec la présence d'une grande cellule de recirculation centrale. Par ailleurs, ces deux écoulements sont en interaction sur la totalité du canal.

Pour la configuration où une seule des deux parois est active, Sanvicente *et al.* [2013] se sont intéressés à la caractérisation d'un écoulement transitoire. La paroi chauffée présente ici une condition de flux imposé. La reproductibilité des mesures y est étudiée afin, notamment, de montrer la sensibilité des écoulements de convection naturelle vis-à-vis des conditions ambiantes. Plus récemment et pour une configuration similaire, Thebault *et al.* [2018] et Thebault *et al.* [2020] ont analysé l'impact de la stratification en température de l'écoulement au sein d'un canal. Le schéma de la configuration est représenté à la figure 1.15.

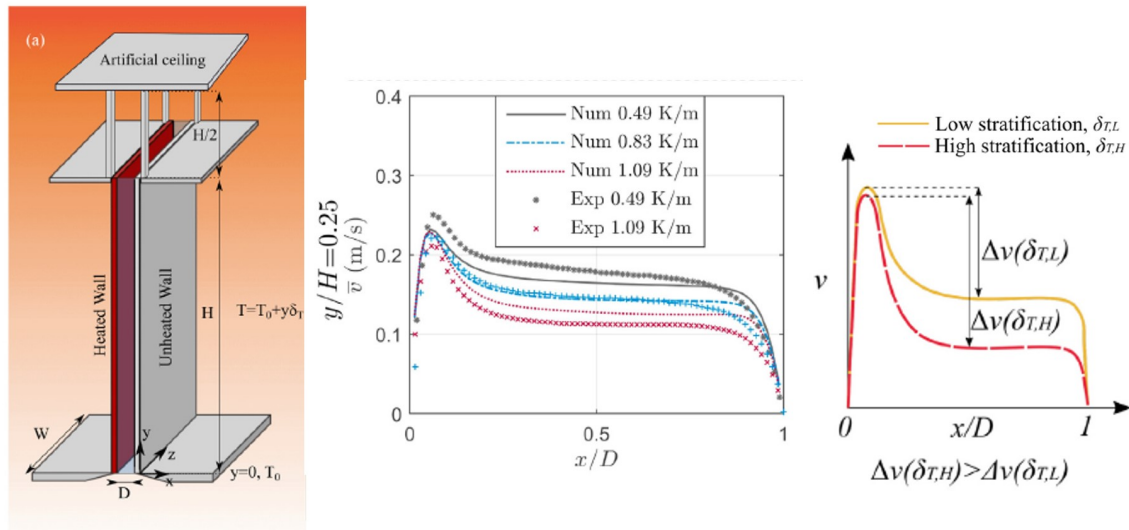


FIGURE 1.15 – Schéma de la configuration du canal (gauche) ; profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse moyenne ($\bar{v}$) à $y/H = 0,25$ et pour différentes valeurs de stratification (milieu) ; description des effets de la stratification sur l'écoulement au sein du canal (droite) (Thebault *et al.* [2018])

Ils ont remarqué qu'une augmentation de la stratification en températures influençait grandement la dynamique de l'écoulement. Pour différentes stratifications, la figure 1.15 montre des profils horizontaux, expérimentaux et numériques, de la composante verticale de vitesse situés à $y/H = 0,25$ où H est la hauteur du canal. Quelle que soit la stratification, un pic de vitesse est atteint proche de la paroi chauffée. La zone centrale de l'écoulement est à vitesse quasi-constante et l'écoulement ralentit proche de la paroi non chauffée. Le schéma (à droite sur la figure) synthétise l'évolution de l'écoulement avec une stratification plus ou moins importante. On remarque qu'une augmentation de la stratification diminue la valeur du pic de vitesse dans la couche limite ascendante ainsi que la vitesse dans la zone centrale et proche de la paroi non-chauffée. Néanmoins, cette diminution est plus importante pour la zone centrale que dans la couche limite ascendante. Il en résulte une augmentation du cisaillement et donc un abaissement de la posi-

tion de la transition d'un régime laminaire vers un régime turbulent.

Très récemment, Thebault *et al.* [2021] ont analysé le développement de structures cohérentes au sein d'un écoulement de convection naturelle pour la même configuration numérique. La vitesse d'entrée dans le canal est perturbée pour s'approcher de conditions d'entrée expérimentales. Avec une méthode analogue à la POD, la SPOD (Spectral Proper Orthogonal Decomposition), deux gammes de fréquences distinctes (basses et moyennes fréquences) sont mises en évidence dans l'écoulement ascendant le long de la paroi chauffée. A chacune de ces gammes correspond une organisation spatiale et identifiable des fluctuations. Par ailleurs, la gamme des basses fréquences est présente sur la totalité de la paroi chauffée tandis que la gamme des moyennes fréquences n'apparaît qu'à une certaine position en amont sur la paroi et est liée à la première étape de la transition d'un régime laminaire vers un régime turbulent.

1.5 Conclusion du chapitre

Des écoulements confinés à effets de flottabilité dominants vont être étudiés via un dispositif expérimental de référence. Ce dispositif est proche de configurations rencontrées au sein de l'industrie automobile et nucléaire. Il consiste en une cavité cubique dans laquelle est placé un obstacle cubique central partiellement chauffé. Trois régimes principaux seront étudiés; un régime en conditions limites stationnaires, un régime transitoire et un régime cyclique. Cette étude doit permettre une meilleure compréhension de ces écoulements confinés et servir à valider des modèles de turbulence en cours de développement. À cet effet, une base de données regroupant mesures de températures et mesures de vitesses est pourvue pour chaque régime étudié. Les dimensions et les différences de températures imposées entre les parois chaude et froide du dispositif ont été choisies afin d'atteindre des régimes d'écoulements d'air ($Pr = 0,71$) similaires à ceux observés pour un environnement sous-capot de voiture ($Ra_{H_{obs}} = 10^8 \sim 10^9$).

Les écoulements confinés avec un obstacle central ont fait l'objet d'études essentiellement numériques pour des régimes à faibles nombres de Rayleigh. Sans obstacle, les études expérimentales et numériques d'écoulements confinés et semi-confinés sont plus nombreuses y compris pour des cas turbulents. Les configurations de type cavité différentiellement chauffée et canal vertical asymétriquement chauffé retiennent particulièrement notre attention. En effet, les écoulements observés dans la suite de ce manuscrit présentent certaines similarités avec les écoulements au sein de ces configurations. Plus loin dans ce manuscrit sera également abordé le cas d'une plaque plane verticale chauffée et des comparaisons spécifiques seront menées avec cette configuration. La configuration étudiée dans le cadre de cette thèse se distingue néanmoins assez nettement de celles présentées dans l'état de l'art. Son originalité réside dans le caractère partiellement chauffé de l'obstacle central et des régimes à hauts nombre de Rayleigh investigués.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et métrologie

Sommaire

2.1 Introduction	29
2.2 Architecture du dispositif	29
2.2.1 La cavité	29
2.2.2 L'obstacle partiellement chauffé	32
2.2.3 Les conditions aux limites dans et autour de l'obstacle	33
2.3 Mesures de vitesses par PIV	35
2.3.1 Principe de la PIV	35
2.3.2 Matériel	36
2.3.3 Plans de mesures de vitesses	38
2.3.4 Ensemencement	39
2.3.5 Traitement des acquisitions	41
2.3.6 Incertitudes de mesures par PIV	43
2.4 Mesures des températures	45
2.4.1 Principe d'un micro-thermocouple	45
2.4.2 Acquisition et convergence des mesures	50
2.4.3 Incertitudes sur la température	50
2.5 Nombre de Rayleigh : choix de L_{ref} et incertitudes	51
2.5.1 Choix de la longueur de référence associée au nombre de Rayleigh	51
2.5.2 Variation du nombre de Rayleigh et incertitudes	52
2.6 Mesures des flux pariétaux de chaleur locaux moyens	53
2.6.1 Méthode	53
2.6.2 Incertitudes sur les transferts de chaleur	54
2.7 Conclusion du chapitre	55

2.1 Introduction

Ce chapitre présente le détail du dispositif expérimental. L'écoulement possède des caractéristiques qui nécessitent une réflexion sur les moyens de mesures mis en oeuvre. La convection naturelle se caractérise par de faibles vitesses mais peut présenter des gradients de vitesses et de températures très importants sur une zone restreinte. Le caractère confiné de l'écoulement que nous allons étudier réduit également l'accès des outils métrologiques. Enfin, l'instationnarité supposée puis démontrée de l'écoulement implique de procéder à des acquisitions sur des temps suffisamment longs. Suivant ces difficultés, les méthodes de mesures sont discutées et détaillées. Les incertitudes associées sont déterminées. Afin de pouvoir caractériser l'écoulement, des mesures de vitesses sont effectuées par PIV et des mesures de températures et de transferts de chaleur locaux sont réalisées à l'aide d'un micro-thermocouple.

Le dispositif expérimental décrit par la suite a été conçu, réalisé et mis en place au cours de cette thèse. Les nombreuses contraintes techniques qui ont découlé d'un dispositif de cette envergure (cavité de dimension 1 m^3 contenant un obstacle plein) ont nécessité une attention particulière. Elles seront donc, à certains moments, avancées pour appréhender les difficultés rencontrées et les moyens mis en oeuvre pour les dépasser.

2.2 Architecture du dispositif

2.2.1 La cavité

La cavité expérimentale est cubique de côté $L = 1\text{ m}$. On vient positionner, au centre, un obstacle cubique de dimension $H_{obs} = 0,8\text{ m}$. Les canaux verticaux et horizontaux sont donc de largeur $l = 0,1\text{ m}$. Un schéma en deux dimensions du dispositif expérimental ainsi qu'une photo du dispositif sont donnés aux figures 2.1 et 2.2.

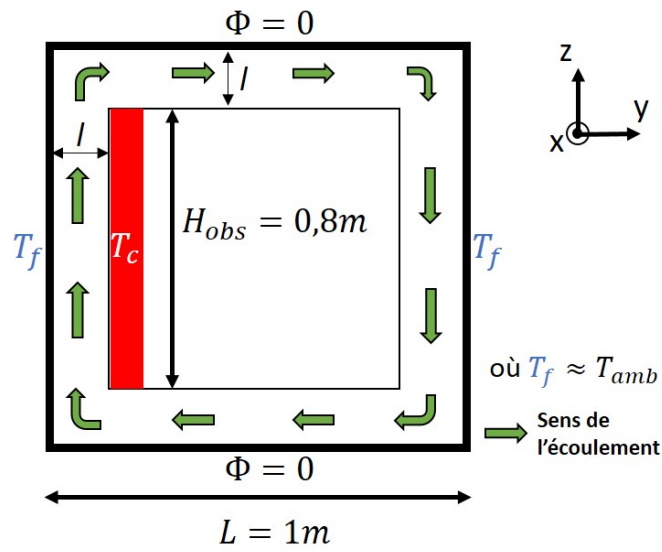


FIGURE 2.1 – Schema 2D du dispositif expérimental

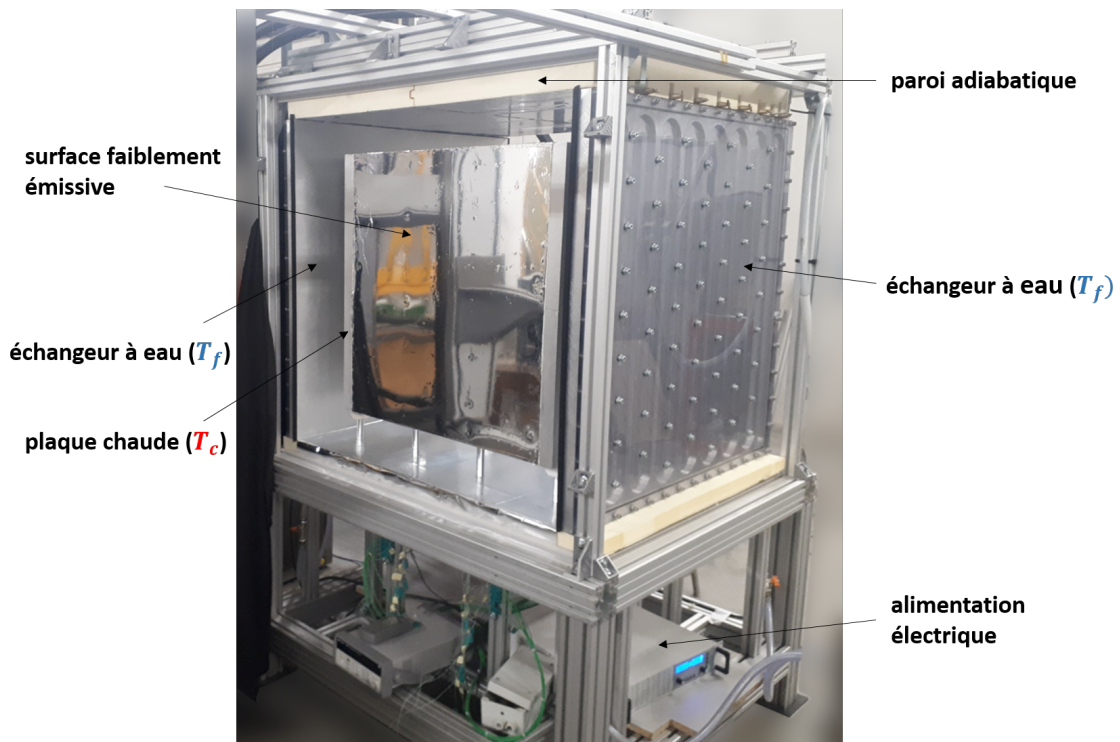


FIGURE 2.2 – Photo du dispositif

Les parois de la cavité sont de deux types : isothermes ou adiabatiques. Deux échangeurs en aluminium à eau glycolée ($\lambda_{\text{échangeur}} = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, dimensions : $1 \times 1 \times 0,04 \text{ m}$) imposent une température T_f sur les parois latérales verticales de la cavité et ce à l'aide de bains thermostatés CC410-wl de la marque Huber® (Fig. 2.3).

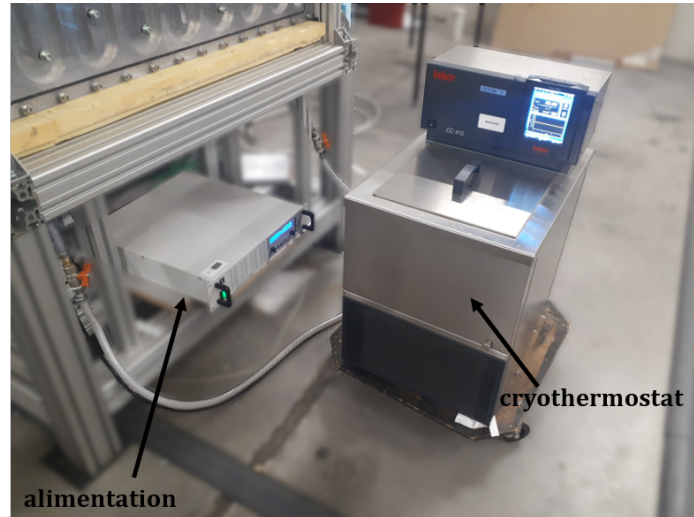


FIGURE 2.3 – Photo d'un cryothermostat et de l'alimentation de la plaque chauffée

Les canaux de l'échangeur se présentent en configuration "serpentins" et une vitre en plexiglas est positionnée face extérieure afin de visualiser la circulation d'eau (Fig. 2.4). En effet, des bulles d'air peuvent se former au sein de l'échangeur. La présence de telles bulles détériore la qualité de l'échange thermique. Pour les éliminer, on effectue, lorsque nécessaire, des purges avec des vannes dédiées. La température T_f est choisie proche de la température ambiante T_{amb} afin de limiter les échanges avec l'extérieur.

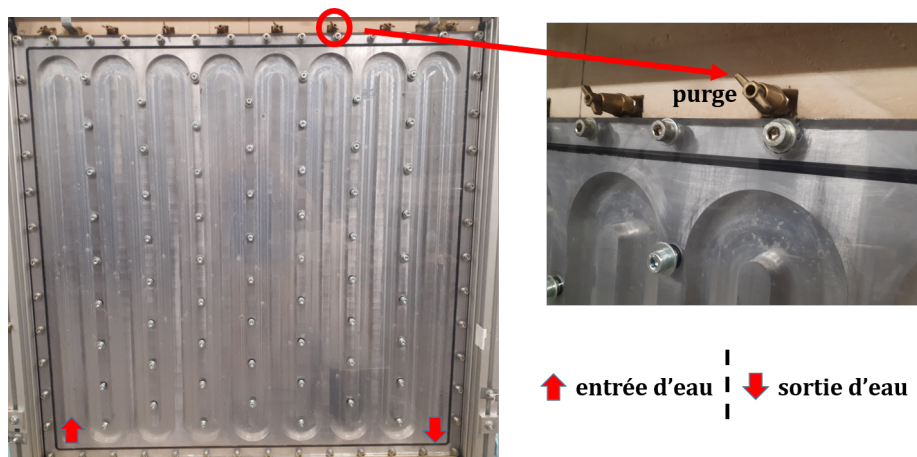


FIGURE 2.4 – Photo d'un échangeur à eau muni de purges supérieures

Les parois horizontales haute et basse de la cavité sont en polystyrène extrudé d'épaisseur 10 cm et de conductivité $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Elles sont donc considérées comme adiabatiques ($\phi = 0$). On recouvre ces parois d'une feuille de Mylar ($\epsilon = 0,08$) et ce afin de limiter au maximum les effets radiatifs.

Les parois avant et arrière de la cavité sont en verre d'épaisseur 6 mm afin de pouvoir visualiser l'écoulement interne. On maintient des blocs en polystyrène extrudé devant ces parois afin de préserver leur caractère adiabatique tout en laissant des espaces libres pour la visualisation.

2.2.2 L'obstacle partiellement chauffé

L'obstacle cubique ($H_{obs} = 0,8$ m) est maintenu par quatre supports en polymères ($\lambda = 0,25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) pour limiter les échanges conductifs. Ils sont placés aux quatre extrémités de la face basse de l'obstacle afin de limiter la génération de perturbations dans le plan vertical médian où seront effectuées nos mesures. L'obstacle cubique est en partie composé de deux plaques en aluminium ($\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) d'épaisseur $e = 4$ cm dont l'une d'elle est chauffée de manière homogène via un cordon chauffant noyé dans la masse. Ce cordon est relié à une alimentation pilotable en puissance (modèle PS 8000 2U de la marque Elektro-Automatik®) (Fig. 2.3). La plaque est chauffée à une température $T_c = T_f + \Delta T$ et l'homogénéité en température de la plaque est vérifiée (section 2.2.3). La seconde plaque n'est pas chauffée. Ces deux plaques forment les faces latérales de l'obstacle cubique et sont positionnées en regard des parois latérales de la cavité à température T_f . Les propriétés du fluide sont calculées avec la température de référence $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$.

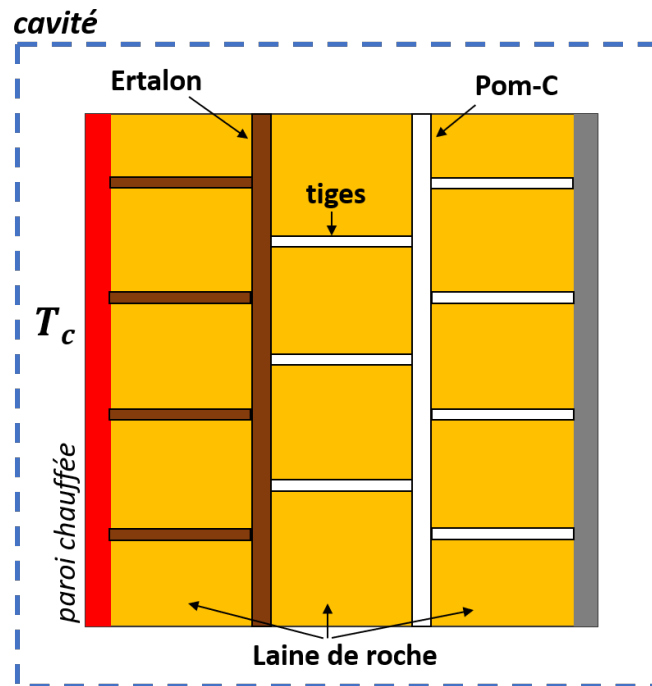


FIGURE 2.5 – Schéma de l'intérieur de l'obstacle partiellement chauffé

Entre ces deux plaques d'aluminium se succèdent des panneaux en laine de roche, une plaque en POM-C et une plaque en Ertalon reliées par des tiges de ces mêmes matériaux (Fig. 2.5). Ainsi, la température diminue dans toute l'épaisseur de l'obstacle depuis

la paroi chauffée jusqu'à la paroi inerte et la tenue mécanique de l'ensemble est conservée.

Les faces avant, arrière, haute et basse de l'obstacle sont recouvertes de plaques en POM-C d'épaisseur 4 mm afin d'obtenir un bon état de surface. Ces plaques en POM-C sont elles-mêmes recouvertes de feuilles de Mylar ($\epsilon = 0,08$) limitant les effets radiatifs.

2.2.3 Les conditions aux limites dans et autour de l'obstacle

Un des enjeux de la configuration expérimentale est la connaissance précise des conditions limites autour et à l'intérieur de l'obstacle chauffé. Pour la validation des codes en cours de développement, leur connaissance permet en effet d'imposer des conditions aux limites de type Dirichlet aux parois de l'obstacle. Pour ce faire, 74 thermocouples de type K et de taille 0,2 mm quadrillent l'obstacle (précision $\pm 1,5^\circ\text{C}$). Ces thermocouples sont répartis sur l'ensemble des 6 faces de l'obstacle et à l'intérieur de celui-ci (Fig. 2.6).

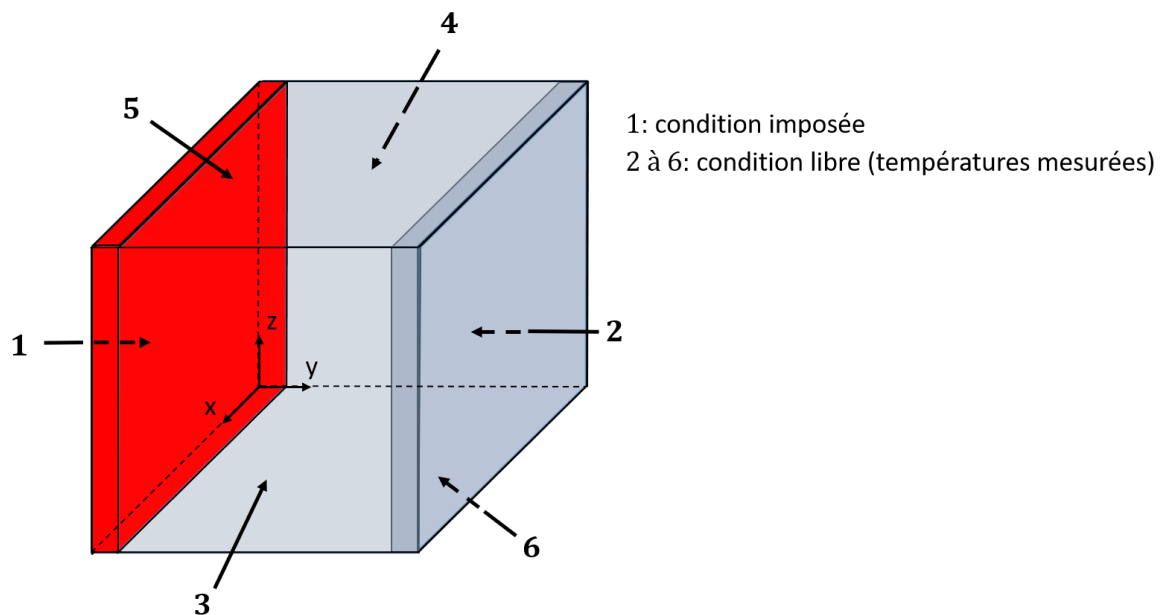


FIGURE 2.6 – Schéma de l'obstacle avec les différentes faces

Deux "maillages" différents sont choisis selon les faces de l'obstacle cubique. Ainsi, les faces latérales internes (1 et 2) de l'obstacle (paroi chauffée ou non) présentent 14 thermocouples répartis selon le schéma figure 2.7a.

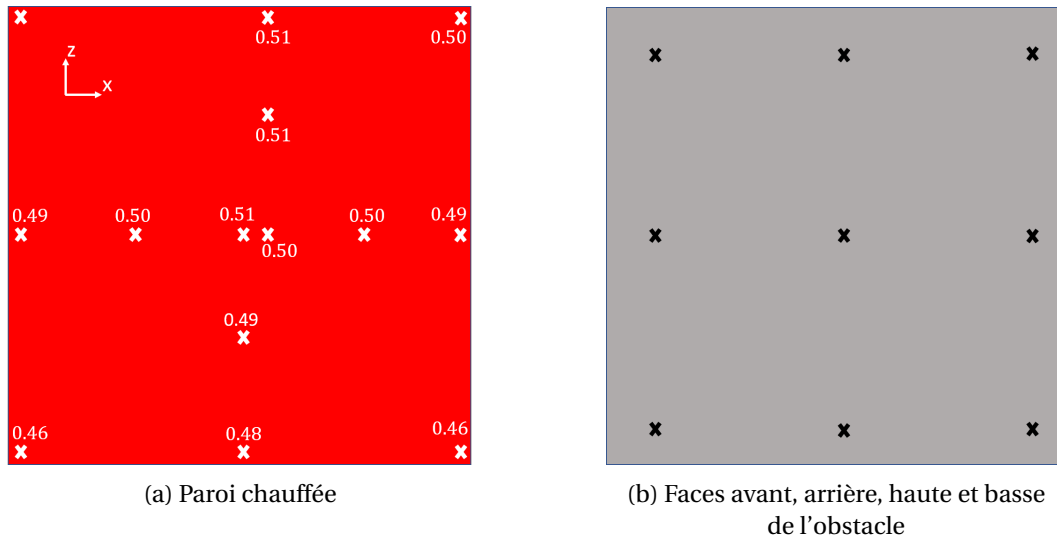


FIGURE 2.7 – Maillages et exemple d'un relevé de températures $\left(\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}\right)$ sur la paroi chauffée. (x) : positions des thermocouples.

Les faces avant (3), arrière (4), haute (5) et basse (6) sont chacune composées de 9 thermocouples (Fig. 2.7b). Les faces latérales internes de l'obstacle présentent un nombre plus important de thermocouples en raison d'un besoin de définition précise des conditions de températures pour la compréhension de la physique de l'écoulement au niveau de ces surfaces. Enfin, 10 thermocouples sont positionnés à l'intérieur de l'obstacle afin de rendre compte du champ de température interne. Les câbles des thermocouples traversent la paroi adiabatique basse de la cavité à l'intérieur de supports cylindriques fixés sur les bords de la face inférieure de l'obstacle. Ils sont également recouverts d'une feuille de Mylar®. Les thermocouples sont ensuite directement reliés à des cartes 34901A insérées dans des centrales Agilent® 34970A dont on vient récupérer, au cours de chaque campagne de mesures, les données à l'aide d'un logiciel dédié (Benchlink Data Logger®). La précision estimée sur la mesure de température d'un thermocouple de taille 0,2 mm est de $\pm 1,5^\circ\text{C}$. La répartition des températures au sein de l'obstacle est présentée en Annexe A. Elle montre que le flux de chaleur reste contenu du côté de la surface chauffée.

Homogénéité en température et réponse aux variations cycliques des conditions limites de la paroi chauffée

L'homogénéité en température de la paroi chauffée, pour rappel par un cordon chauffant noyé dans la masse, était un point important à quantifier pour la suite de notre étude. Les thermocouples mesurant la température de la paroi chauffée sont en effet placés face intérieure de cette dernière afin de préserver l'état de surface de la face en contact avec l'écoulement. Des campagnes spécifiques ont été menées afin de mesurer la température de la face extérieure. Cette mesure a été effectuée à l'aide de thermocouples de type K et de diamètre $250\mu\text{m}$ fixés sur la paroi chauffée à l'aide d'un ruban adhésif en aluminium. Par exemple, un signal carré d'amplitude $\pm 68\text{W}$ et de période égale à 1 heure est généré via une interface Labview® autour d'une puissance fixée. Les températures sont

relevées sur 2 thermocouples, un situé face intérieure de la paroi chauffée (à $Y = 0,14$ et $Z \approx 0,9$) et l'autre face extérieure (à $Y = 0,1$ et $Z \approx 0,9$). Les deux thermocouples sont reliés à une même carte 34901A insérée dans une centrale Agilent® 34970A. Les acquisitions de températures sont effectuées simultanément pour les deux thermocouples, toutes les minutes. On observe que la réponse d'un signal carré généré autour d'une puissance fixée entraîne une réponse en température sous la forme d'un signal triangulaire. Au bout d'un certain temps, la moyenne du signal se stabilise autour d'une température. Cette méthode de variation de puissance sera employée pour l'étude du régime cyclique de variations des conditions limites de la paroi chauffée (4.2.1). De plus, les résultats obtenus montrent que l'écart relatif de température entre la face extérieure et la face intérieure peut être négligé ($\approx 0,2^\circ\text{C}$) (Fig. 2.8). Par ailleurs, le temps de réponse caractéristique de la paroi chauffée sera étudié dans la section 4.3.2. L'ordre de grandeur de ce temps est de quelques heures en fonction de la puissance de chauffage injectée.

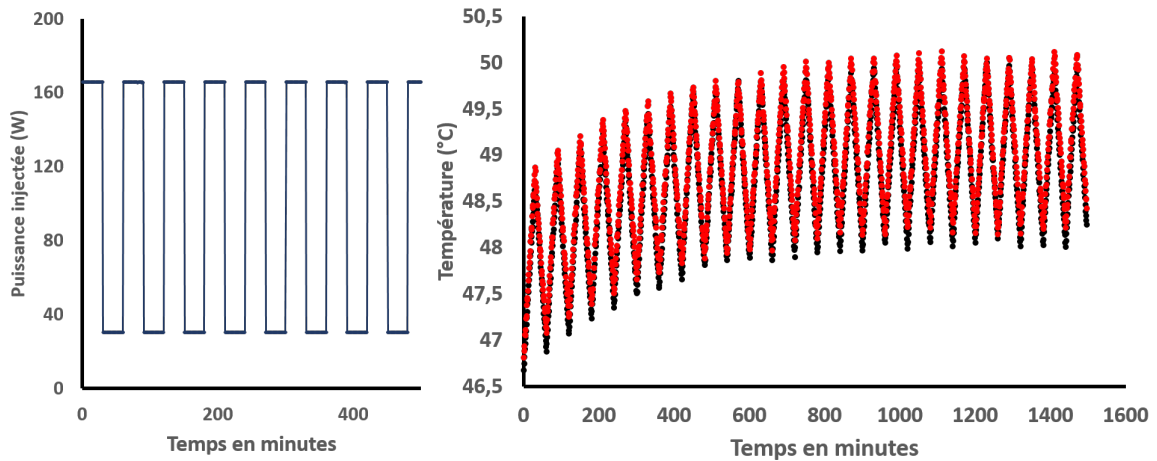


FIGURE 2.8 – Températures à $Z \approx 0,9$ dans le plan médian pour un thermocouple situé face intérieure (•) ($Y = 0,14$) et un thermocouple situé face extérieure (•) de la paroi chauffée ($Y = 0,1$)

Enfin, la figure 2.7a indique que la température est relativement homogène sur l'intégralité de la paroi avec un écart sur la température moyenne de la plaque de $\pm 4\%$. Ce résultat est à mettre en regard de l'incertitude donnée par un thermocouple de type K ($\approx \pm 1,5^\circ\text{C}$) qui donne une erreur (en adimensionné) de $\pm 0,046$ soit ($\pm 4,6\%$). La même opération a été effectuée sur la paroi de la cavité à T_f et en vis-à-vis de la paroi de l'obstacle à T_c avec des résultats similaires.

2.3 Mesures de vitesses par PIV

2.3.1 Principe de la PIV

La détermination des champs et profils de vitesses de notre écoulement se fait à l'aide de la PIV (*Particle Image Velocimetry*). Cette méthode permet de mesurer la vitesse d'un écoulement à l'aide de particules traçantes. Les particules qui sont utilisées comme tra-

ceur de l'écoulement sont appelées particules d'ensemencement. Leurs propriétés sont abordées en détail dans la section 2.3.4. L'espace confiné estensemencé avec ces particules. Pour pouvoir suivre l'écoulement, un laser pulsé vient illuminer les traceurs (Fig. 2.9). Le mouvement de l'écoulement est ainsi figé à chaque impulsion et l'intervalle de temps entre deux impulsions laser est connu. La réflexion des particules illuminées est alors capturée par une caméra CCD, positionnée perpendiculairement à la nappe laser. La caméra, synchronisée avec le laser, vient enregistrer chacune des impulsions indépendamment et les groupe par deux (frame 1 et frame 2), constituant ainsi un doublet d'images.

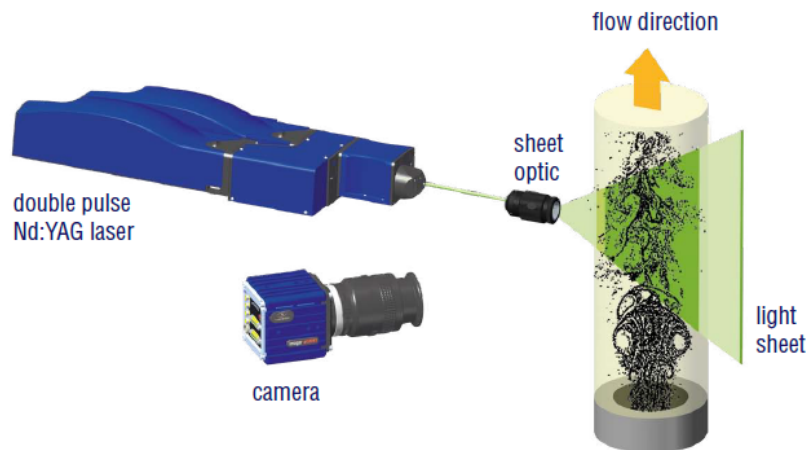


FIGURE 2.9 – Schéma de principe de la PIV - source : La Vision

2.3.2 Matériel

Laser double tête

Le laser utilisé pour créer une nappe lumineuse dans les plans d'études est un laser pulsé double tête Nd-YAG Litron®. Les applications PIV nécessitent généralement une forte intensité lumineuse sur une très courte période de temps et justifient donc le choix d'un laser pulsé et non continu. Les deux têtes laser donnent quant à elles une liberté nécessaire dans le choix de l'intervalle de temps entre deux impulsions laser. Les deux têtes laser émettent chacune une impulsion d'énergie 35 mJ pendant 5 à 8 ns et de longueur d'onde 532 nm. Cette fréquence est en fait le résultat d'un doublement de la fréquence émise grâce à un générateur d'harmoniques (Fig. 2.10).

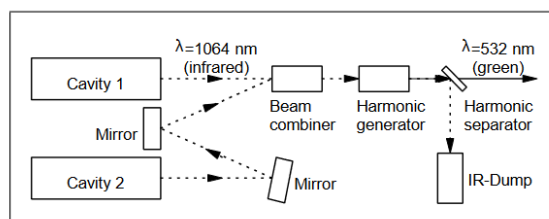


FIGURE 2.10 – Schéma de principe de fonctionnement d'un laser pulsé double tête. source :Dantec [2000]

La nappe laser est réalisée avec un système optique comprenant une lentille cylindrique et des lentilles sphériques. Les lentilles sphériques permettent d'adapter l'épaisseur de nappe. La distance focale de la lentille cylindrique détermine l'angle d'ouverture du faisceau en sortie. Pour obtenir une nappe laser verticale, un adaptateur comprenant un miroir orienté à 45° est associé au système optique.

Caméras

La caméra utilisée pour enregistrer les impulsions laser est une caméra imager sCMOS de la marque LaVision® ayant un capteur de dimension 2560×2160 pixels². La taille d'un pixel est de $7\mu\text{m}$. Un champ de taille $120 \times 100\text{ mm}^2$ est obtenu lorsque l'image couvre toute la largeur des canaux verticaux. Un filtre optique est positionné devant l'objectif afin de capter uniquement la longueur d'onde à 532 nm. Des champs de plus grande taille, pouvant couvrir la moitié d'un canal vertical, ont aussi été effectués à l'aide d'une caméra imager MX 5120×5120 pixels², de la marque LaVision®, lors de l'étude de régimes transitoires aux conditions limites instationnaires (section 4.3).

Plafond PIV

Le plafond utilisé lors des mesures de vitesses est une paroi en polystyrène extrudé ($\lambda = 0,035\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) d'épaisseur 10 cm. Une fente de largeur 1 cm et de longueur 0,5 m est réalisée dans l'épaisseur du plan médian de la paroi (Fig. 2.11) permettant ainsi le passage de la nappe laser. La fente parcourant la moitié de la longueur de la cavité ($L = 1\text{ m}$) permet donc d'observer un canal vertical complet ainsi qu'une moitié du canal horizontal supérieur. Observer l'autre moitié de la cavité nécessite de retourner le plafond de 180° . Ce choix d'une "demi-fente" est un compromis pour limiter les échanges thermiques avec l'extérieur et couvrir une zone suffisante pour observer le canal horizontal supérieur. L'ensemencement des particules se fait via un orifice circulaire situé sur la paroi hors du plan médian.

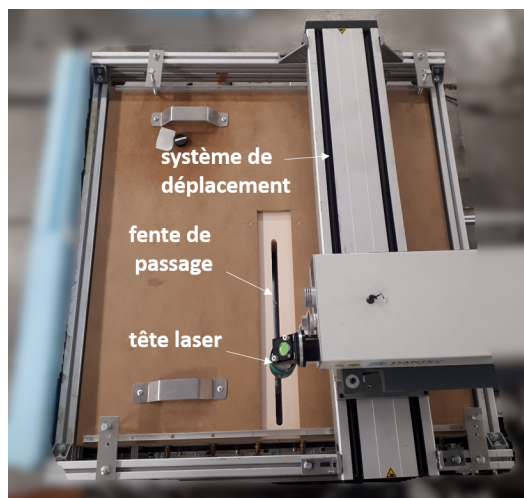


FIGURE 2.11 – Photo du plafond utilisé lors des mesures par PIV (vue du dessus)

2.3.3 Plans de mesures de vitesses

Des plans verticaux et horizontaux de mesures de vitesses ont été réalisés au cours de cette thèse. Le changement de plans (vertical $\rightarrow$ horizontal) nécessite l'inversion de la position du laser et de la caméra. Les deux configurations sont représentées successivement sur les figures 2.12 et 2.13.

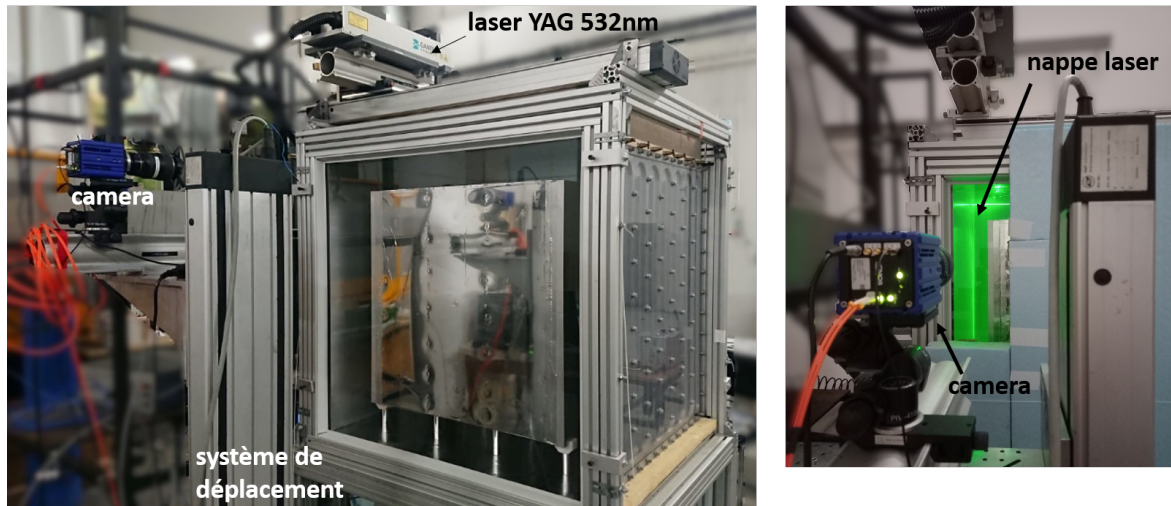


FIGURE 2.12 – Configuration du dispositif de PIV pour les plans verticaux

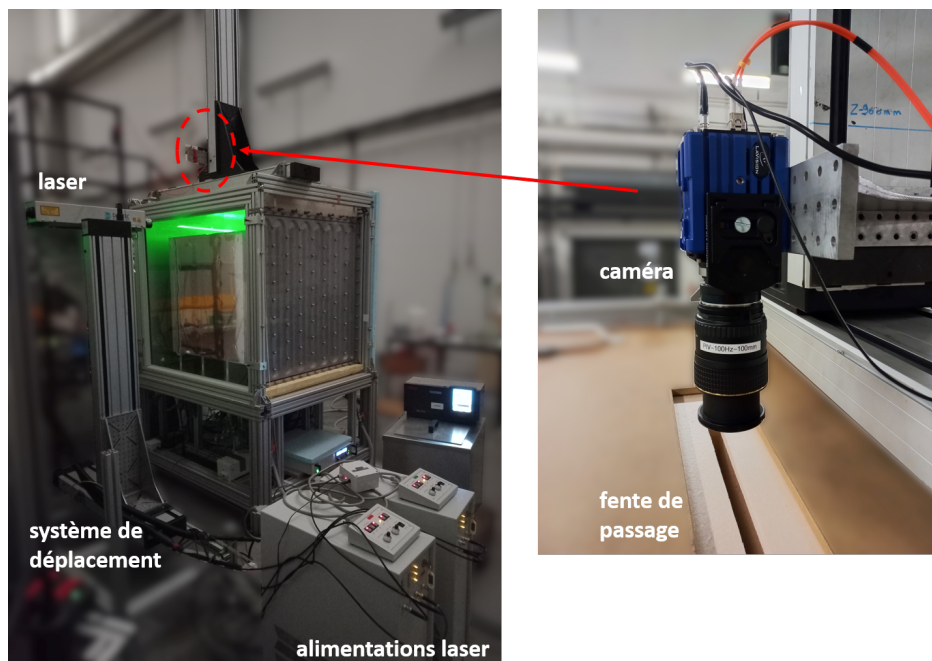


FIGURE 2.13 – Configuration du dispositif de PIV pour les plans horizontaux

Pour les plans horizontaux, la caméra est centrée sur la fente de passage conçue pour le laser. La taille du champ observé est donc fortement réduite. L'utilisation d'un endoscope a un temps été envisagée mais le manque d'intensité lumineuse nécessaire couplé aux effets de distorsions provoqués par l'endoscope ne rendent pas son utilisation viable.

Les plans de mesures verticaux sont effectués dans le plan vertical médian de la cavité cubique. Ce plan est un plan de symétrie pour l'écoulement. Ainsi, la composante transverse moyenne à ce plan doit être nulle. Par la suite, et à l'aide de mesures dans un plan horizontal, l'aspect tridimensionnel de l'écoulement sera étudié autour de ce plan vertical médian.

2.3.4 Ensemenement

Le choix du traceur de notre écoulement est décisif quant à la précision de nos mesures. Le traceur doit à la fois suivre l'écoulement (diamètre de particule faible) et diffuser la lumière avec un rapport signal sur bruit élevé (diamètre de particule important). Un compromis est donc nécessaire. Concernant l'aspect dynamique du traceur, celui-ci est soumis à l'équation de Basset-Boussinesq :

$$\rho_p V_p \frac{\partial U_p}{\partial t} = \rho_f V_p \frac{\partial U_f}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho_f V_p \frac{\partial (U_p - U_f)}{\partial t} + F_D + F_P + F_G + F_B \quad (2.1)$$

où

U : vitesse

V : volume

ρ : masse volumique

F_D : force de frottement

F_P : force de portance

F_G : force de gravité

F_B : force de Basset

p, f : indices relatifs à la particule et au fluide

Des particules d'huile de paraffine Ondina de masse volumique $\rho_p = 856 \text{ kg.m}^{-3}$ et de diamètre $d \approx 5 \mu\text{m}$ sont préalablement choisies comme traceur de notre écoulement. Les propriétés de notre particule permettent d'établir des simplifications sur l'équation 2.1 :

$$\begin{aligned} Re_p = \frac{V d_p}{\nu} < 1 &\longrightarrow F_D = -3\pi\mu_f d_p (U_p - U_f) \\ \rho_p \gg \rho_f &\longrightarrow \rho_p V_p \frac{\partial U_p}{\partial t} = F_D + F_G \end{aligned} \quad (2.2)$$

où

μ : viscosité dynamique

L'équation de Basset-Boussinesq peut être réécrite et prendre ainsi la forme d'une équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{\partial U_p}{\partial t} + \frac{18\mu}{\rho_p d^2} U_p = \frac{18\mu}{\rho_p d^2} U_f + g \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_p} \quad (2.3)$$

La résoudre donne :

$$U_p = (U_f + U_g) \times (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.4)$$

où

$$U_g = \frac{d^2 g(\rho_p - \rho_f)}{18\mu} \quad (\text{vitesse de sédimentation})$$

$$\tau = \frac{\rho_p d^2}{18\mu} \quad (\text{temps de réponse de la particule})$$

Le temps de réponse de la particule τ doit être comparé à la plus petite échelle de temps de notre écoulement. En régime turbulent, la plus petite échelle de temps peut se définir par $\tau_{ref} = (\frac{\nu}{\epsilon})^{1/2}$ où $\epsilon \sim g\beta T^* w^*$ est le taux de dissipation (Gebhart et Jaluria [1988]). T^* et w^* sont respectivement de l'ordre de grandeur de l'écart-type de la température et de la composante verticale de l'écoulement. Nos mesures détaillées dans le prochain chapitre permettent d'obtenir, pour un cas critique où les fluctuations de l'écoulement sont importantes, $\tau_{ref} = 0,06$ s. On remarque que $\tau = \frac{\rho_p d^2}{18\mu} = 62 \mu\text{s} \ll \tau_{ref}$. Le temps de réponse des particules étant largement inférieur au temps de réponse de référence, on peut conclure que notre particule est un traceur précis de notre écoulement.

La diffusion de la lumière par notre particule dépend de son indice de réfraction (= 1,4695 à 20°C) ainsi que du rapport de son diamètre sur la longueur d'onde à laquelle elle est éclairée. Nous ne disposons pas d'étude précise sur la diffusion de cette particule mais Melling [1997] a étudié l'évolution de la section transversale de diffusion d'une particule d'indice de réfraction proche de celui de notre particule (= 1,6), en fonction du rapport $\frac{d_p}{\lambda_{laser}}$ (Fig. 2.14). Ce rapport s'élève à $\approx 9,4$ pour une particule de diamètre $d_p = 5 \mu\text{m}$ et un laser émettant à 532 nm. Sur la courbe, ce rapport nous positionne dans la gamme des hautes sections transversales de diffusion et renforce le choix de notre particule comme traceur pour effectuer nos mesures par PIV.

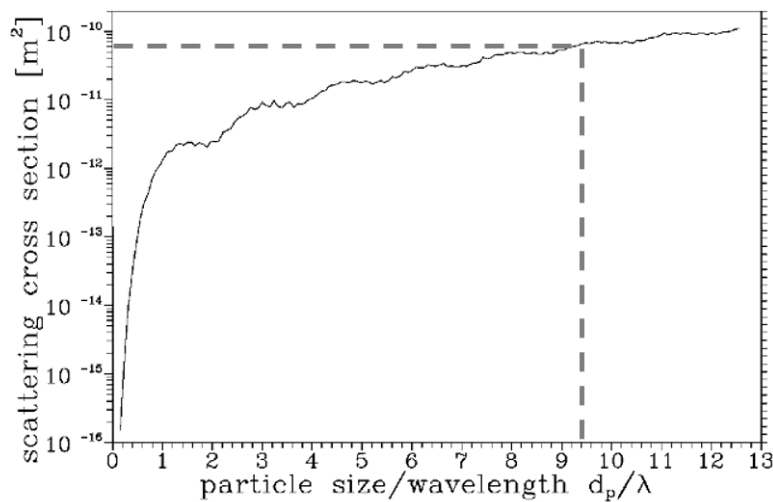


FIGURE 2.14 – Section transversale de diffusion en fonction du ratio du diamètre de la particule sur la longueur d'onde émise par le laser pour un indice de réfraction égal à 1,6 (Melling [1997])

2.3.5 Traitement des acquisitions

Considérant la taille du dispositif expérimental et la résolution de la caméra à notre disposition, il a été nécessaire d'effectuer de nombreux champs verticaux pour couvrir l'intégralité du plan médian accessible de la cavité cubique (9 à 10 champs par canaux). 5000 doublets d'images ont été acquis à 25 Hz, ce qui correspond à 3 minutes et 20 secondes d'enregistrement pour chaque champ. Comme ce temps d'enregistrement est relativement long, il fallait vérifier que le laser ne venait pas perturber les conditions limites en contact direct de la paroi. La figure 2.15 montre ainsi l'évolution de la température d'un thermocouple placé sur la paroi chauffée dans une zone impactée par le laser sur une campagne de mesures avec une utilisation régulière de ce dernier. La température est très stable avec un écart absolu de $\pm 0,15^\circ\text{C}$. Le laser n'influence donc pas les conditions aux limites.

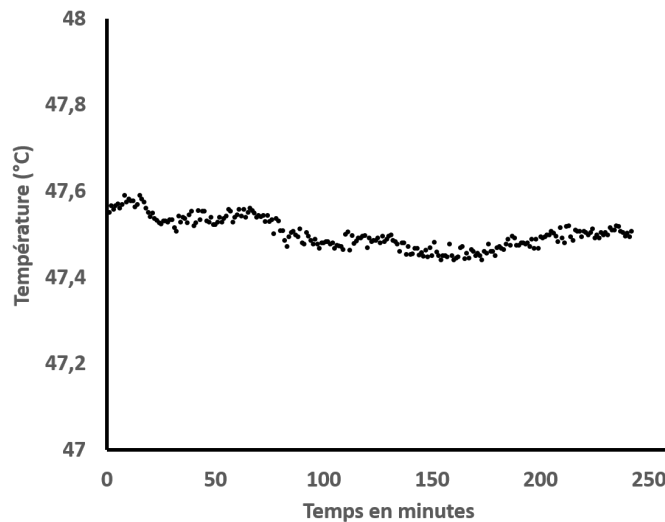


FIGURE 2.15 – Evolution de la température pour un thermocouple situé à $Z = 0,5$ et $Y = 0,14$ sur une campagne de mesures

Le temps qui sépare l'instant 1 de l'instant 2 (temps inter-frames) est compris entre 1000 et 8000 μs selon la zone étudiée et la vitesse qui lui est associée. Afin de s'assurer de la convergence des moments d'ordre 1 et 2, les vitesses moyennes verticales et horizontales ainsi que les écarts-types correspondants ont été tracés pour un point situé dans une zone où il sera montré que les fluctuations sont importantes (Fig. 2.16). On remarque que la convergence est assurée pour les moments d'ordre 1 et 2.

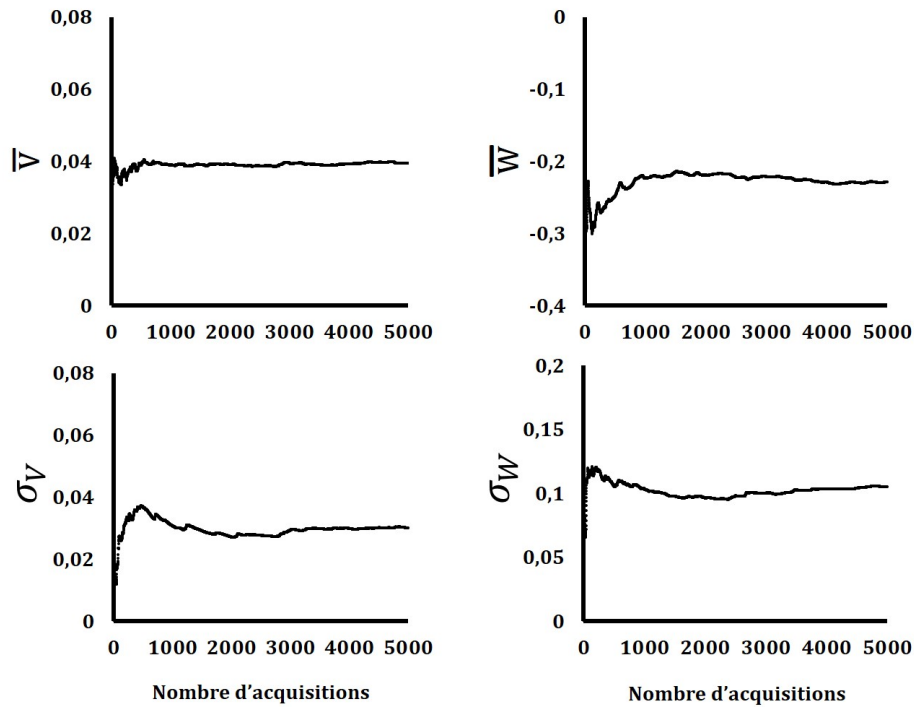


FIGURE 2.16 – Evolution des moments d'ordre 1 et 2 en fonction du nombre d'acquisitions pour un point situé à $Z = 0,925$; $Y = 0,094$ dans le plan médian

Les images ont été traitées avec le logiciel LaVision®. Chaque image enregistrée par la caméra est découpée en fenêtres d'interrogations. Dans chacune de celles-ci, une intercorrélacion est effectuée entre la première et la seconde image de chaque doublet. La position du pic de corrélation dans le plan de corrélation correspond au déplacement moyen des particules le plus vraisemblable dans une fenêtre d'interrogation (Fig. 2.17).

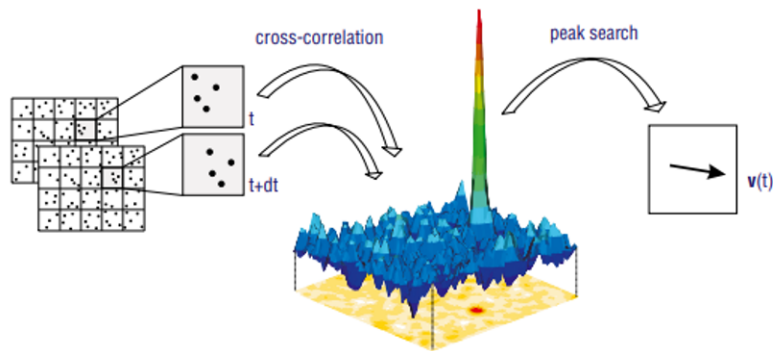


FIGURE 2.17 – Schéma explicatif de la corrélation croisée - source : LaVision®

Pour notre application, des fenêtres d'interrogations de taille 64×64 pixels² sont choisies pour première passe. Une deuxième passe sur des fenêtres d'interrogations de taille 32×32 pixels² est effectuée afin de préciser les déplacements sur des zones plus petites. Enfin, un "overlapping" de 50% est utilisé afin d'augmenter le nombre de vecteurs calculés dans chacune de ces zones. On note que la taille de la fenêtre d'interrogation ne doit pas être trop petite pour pouvoir y calculer un déplacement. De plus, la densité de particules doit être suffisante dans chacune des fenêtres d'interrogation. Ces raisons justifient

le choix de ne pas réduire davantage la taille des fenêtres. Les vecteurs de déplacement ainsi obtenus sont divisés par l'intervalle de temps inter-frames. Finalement, des champs complets de vitesses instantanés sont obtenus pour la zone observée.

Des précautions sont à prendre pour obtenir des mesures satisfaisantes. Il est en effet nécessaire d'avoir un ordre de grandeur de la vitesse de notre écoulement, notamment au sein des couches limites (déplacement maximal), afin d'optimiser l'intervalle de temps inter-frames. Si celui-ci est trop long, les traceurs de l'écoulement quittent la fenêtre d'interrogation entre la frame 1 et la frame 2, empêchant toute corrélation. De même, si ce temps est trop court, les particules ne se sont pas déplacées suffisamment pour pouvoir déterminer un déplacement moyen dans la fenêtre d'interrogation ($d_{pixels} \ll 1$ pixel où d_{pixels} est le déplacement des particules entre les deux frames). Généralement, un déplacement en pixels du quart de la fenêtre d'interrogation finale est choisi pour optimiser le rapport signal sur bruit (Dantec [2000]). Pour notre application, un déplacement maximal d'environ 10 pixels est choisi car l'écoulement présente d'importants gradients de vitesses comme nous le verrons par la suite. Malgré ces précautions, le choix du déplacement optimal en pixels pour notre application ne permet pas de mesurer les très faibles vitesses au coeur de notre écoulement. Pour pallier ce problème, des corrélations sont effectuées entre les premières images de deux doublets successifs et séparées de $\frac{1}{25} = 40$ ms.

2.3.6 Incertitudes de mesures par PIV

Les incertitudes de mesures liées à la PIV sont déterminées avec la méthode GUM (Guide to the expression of **U**ncertainty In **M**asurement) détaillée par Gomit *et al.* [2018]. Elle consiste à déterminer les différentes sources d'erreurs de mesures (expérimentales, statistiques) et à estimer l'incertitude de ces sources. En PIV 2D, les sources d'erreurs sont multiples. On a ainsi :

- l'erreur liée au déplacement en pixels entre deux doublets d'images ($e_{d_{pixels}}$), déterminée à l'aide du logiciel LaVision® et utilisant la méthode développée par Wieneke [2015].
- l'erreur liée au choix de la particule d'ensemencement, caractérisée par la vitesse de glissement et abordée dans la section précédente (2.3.4). Cette erreur sera notée $e_{particules}$.
- l'erreur liée au facteur de grandissement (e_{f_g}). Elle nécessite d'introduire une incertitude sur la longueur du réglet ($L_{réglet}$) utilisé pour la calibration ainsi qu'une incertitude sur la lecture de ce dernier sur l'image de calibration ($D_{réglet}$). On introduit également une erreur de dimension du réglet notée ($e_{réglet}$).
- l'erreur liée à un défaut d'alignement entre la caméra et le laser (e_{angle}).
- l'erreur due au milieu (e_{milieu}).

- l'erreur sur l'intervalle de temps entre chaque doublet d'images (Δt) et qui peut correspondre à un défaut du chronomètre interne du laser PIV (e_{chrono}) et du chronomètre de l'ordinateur (e_{ord}).

Le modèle de mesure correspond à la relation $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ où les x_i sont les grandeurs d'entrées et y la valeur mesurée. On relie donc la vitesse de notre écoulement aux différentes grandeurs d'entrée grâce à l'équation suivante :

$$v = \frac{d_{\text{réelle}}}{\Delta t} = \frac{f_g \times d_{\text{pixels}} - e_{\text{angle}} - e_{\text{milieu}}}{\Delta t - e_{\text{chrono}}} - e_{\text{particules}} \quad (2.5)$$

Il est nécessaire de calculer chacune des incertitudes-types des sources d'erreurs définies précédemment. Puis, la loi de propagation des variances nous permet de déterminer l'incertitude composée de la vitesse ($u(v)$) en supposant que les grandeurs d'entrées sont indépendantes :

$$u(v)^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial v}{\partial x_i} \times u_{x_i} \right)^2 \quad (2.6)$$

Les incertitudes-types (u_{x_i}) sont répertoriées dans le tableau 2.1. On en déduit alors l'incertitude composée sur notre vitesse grâce à l'équation 2.6 :

$$u(v) = 1,9 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1} \quad (2.7)$$

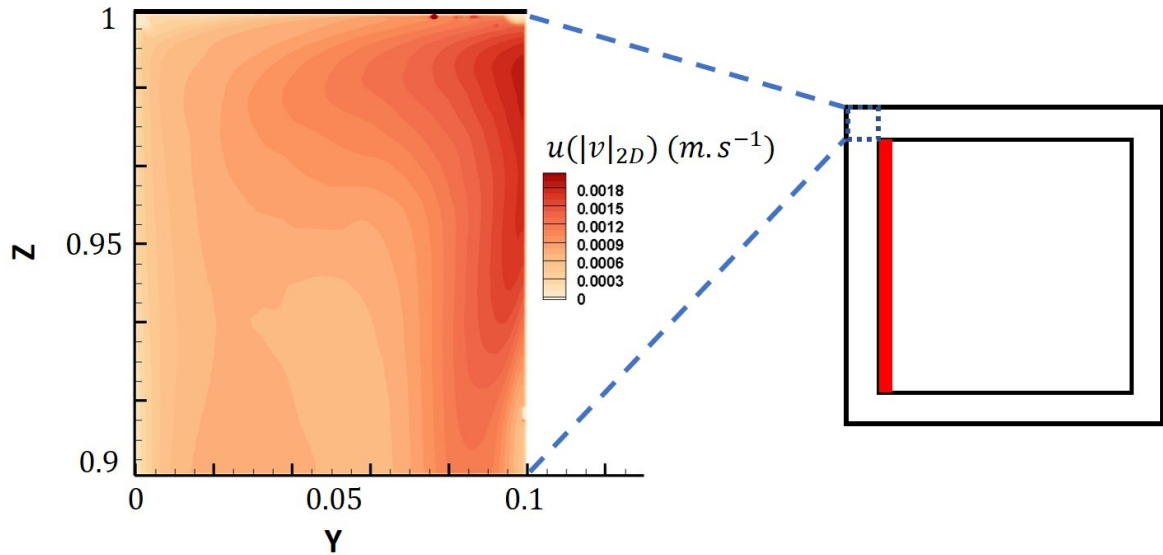
Enfin l'incertitude élargie est calculée en utilisant un facteur d'élargissement ici égal à 2 et qui est une valeur standard (Gomit *et al.* [2018]). Elle représente une dispersion raisonnable sans connaissance exacte de la loi de dispersion. On en conclut l'incertitude sur la vitesse :

$$v = 0,35 \pm 0,004 \text{ m.s}^{-1} \quad (2.8)$$

Comme on peut le remarquer sur la figure 2.18, l'incertitude sur la vitesse donnée par LaVision® évolue selon la zone de l'écoulement étudiée. Sur la figure, seule la zone supérieure du canal vertical chauffée est représentée car elles présentent des fluctuations importantes. Néanmoins, l'incertitude étant reliée au déplacement en pixels, elle n'excède pas 10% de la valeur de la vitesse au même point quelque soit la zone étudiée au sein de la configuration.

x_i	u_{x_i}	$\frac{\partial v}{\partial x_i} \times u_{x_i}$
$e_{d_{pixels}}$	0,058 pixels	$1,7 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ (Fig. 2.18)
$e_{particules}$	$6,08 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	$6,08 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$
$L_{réglet}$	$28,9 \times 10^{-5} \text{ m}$	$7,8 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$
$D_{réglet}$	2 pixels	$2,41 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$
$e_{réglet}$	$2,89 \times 10^{-5} \text{ m}$	$7,82 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$
e_{angle}	$4,61 \times 10^{-8} \text{ m}$	$3,07 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$
e_{milieu}	négligé	-
e_{chrono}	$2,89 \times 10^{-8} \text{ s}$	$5,74 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$
e_{ord}	$2,89 \times 10^{-10} \text{ s}$	$5,74 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-1}$

TABLEAU 2.1 – Tableau des incertitudes types liées aux mesures par PIV

FIGURE 2.18 – Incertitudes sur la vitesse $\left(\frac{d_{pixels} \times f_g}{\Delta t}\right)$ données par LaVision® dans une zone où les fluctuations sont importantes au sein du canal vertical chauffé ($X = 0,5$)

2.4 Mesures des températures

2.4.1 Principe d'un micro-thermocouple

Les mesures de températures ont été effectuées à l'aide d'un micro-thermocouple de type K et de diamètre $12,7 \mu\text{m}$. L'intérêt d'une telle finesse réside dans un temps d'intégration très court et une faible perturbation de l'écoulement. Le principe de fonctionnement d'un thermocouple repose sur une différence de températures entre deux matériaux distincts que l'on aura soudés entre eux en un point (la soudure chaude), et qui entraîne une différence de potentiels mesurable. Notre micro-thermocouple se compose donc de deux fils de $12,7 \mu\text{m}$ de diamètre, un de chromel et un d'alumel, soudés l'un à l'autre et de longueur 5 mm chacun (Fig. 2.19 (droite)).

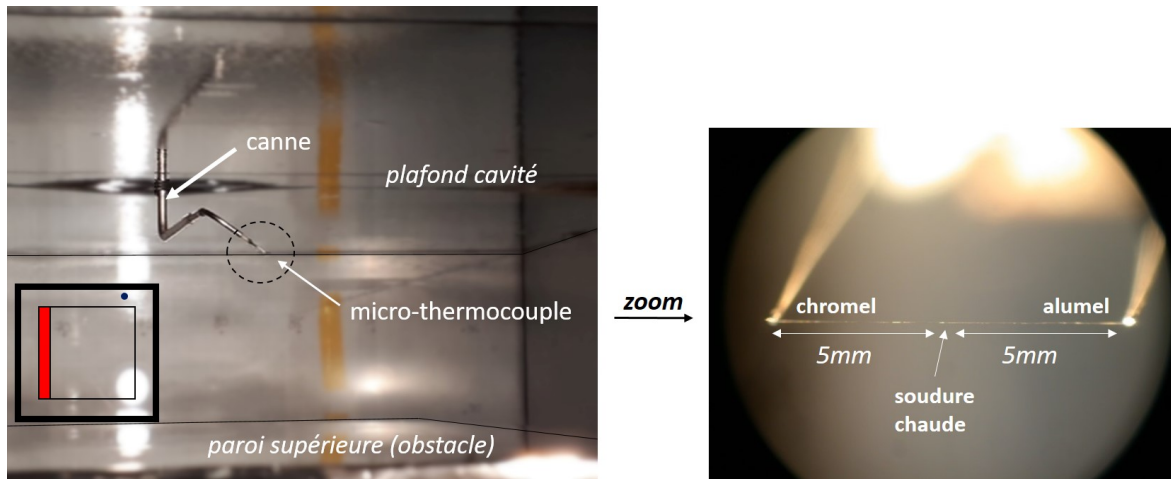


FIGURE 2.19 – Photo de la canne reliée au micro-thermocouple (gauche) et zoom (dans la zone du cercle en pointillés) sur le micro-thermocouple (droite) $\varnothing = 12,7\mu\text{m}$. (•) position approximative du thermocouple dans la cavité sur la photo

Ce micro-thermocouple (soudure chaude) est monté en opposition avec un autre thermocouple (appelé "jonction de référence" ou "soudure froide"). C'est donc la différence de températures entre la soudure chaude (micro-thermocouple) et la soudure froide qui est alors étudiée. Le montage ainsi créé est un montage en opposition (Fig. 2.20). La soudure froide est placée dans un bloc en aluminium de grande inertie thermique et disposé dans le hall d'expérimentation à T_{amb} . La température du bloc est de plus mesurée à l'aide d'une sonde Pt100. La tension mesurée aux bornes de la centrale est donc : $U_{mes} = \alpha_s(T_{sc} - T_{sf})$ avec α_s le coefficient de Seebeck ($\alpha_s = 40\mu\text{V}\cdot\text{C}^{-1}$), T_{sc} et T_{sf} les températures respectivement de la soudure chaude et de la soudure froide. Cette relation permet finalement de déduire la température réelle de soudure chaude.

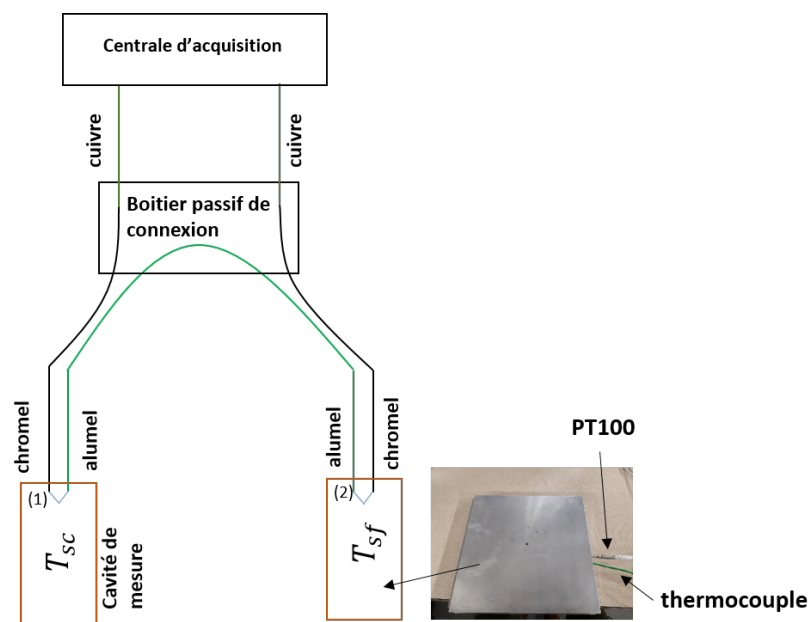


FIGURE 2.20 – Schéma du montage indirect de mesures de températures

Canne pour le micro-thermocouple et système de déplacement

Le micro-thermocouple est fabriqué au sein du laboratoire. Dans un premier temps, la soudure des fils de chromel et d'alumel de $12,7\mu\text{m}$ de diamètre est réalisée via une soudure par courant électrique. La jonction ainsi réalisée est alors apposée sur un support constitué de deux broches en chromel et alumel de $0,2\text{ mm}$ de diamètre (Fig. 2.19 (droite)). Une fois dans la cavité, le micro-thermocouple est incliné de 45° de sorte que la soudure chaude soit placée dans le sens de l'écoulement. De plus, le thermocouple placé dans le plan vertical médian ($X = 0,5$) est relié à une tige positionnée hors du plan de mesures pour limiter les effets intrusifs. Enfin, la tige est également jointe à une canne de longueur $1,20\text{ m}$ en fibre de carbone (Fig. 2.19 (gauche)).

Cette canne traverse le plafond dédié aux mesures de températures et est fixée à un système de déplacement double axes (Fig. 2.21). Ce système de déplacement CharlyRobot® permet la translation selon l'axe Y et Z par glissement le long d'une rainure et avec un pas minimal de $100\mu\text{m}$ pour notre application. Ce déplacement se fait par rotation d'une vis sans fin. L'erreur sur la position horizontale du micro-thermocouple repose essentiellement sur le choix de l'origine. En effet, le micro-thermocouple est positionné contre une des parois étudiées et décalé de $100\mu\text{m}$ jusqu'à ce qu'il se soit détaché visiblement de la paroi. L'ensemble de cette opération est effectuée à l'aide d'une lunette de visée. La lunette de visée permet également de déterminer la position verticale du micro-thermocouple en l'alignant avec une mire placée au fond de la cavité et entraîne une erreur de $\pm 1\text{ mm}$ sur cette position.

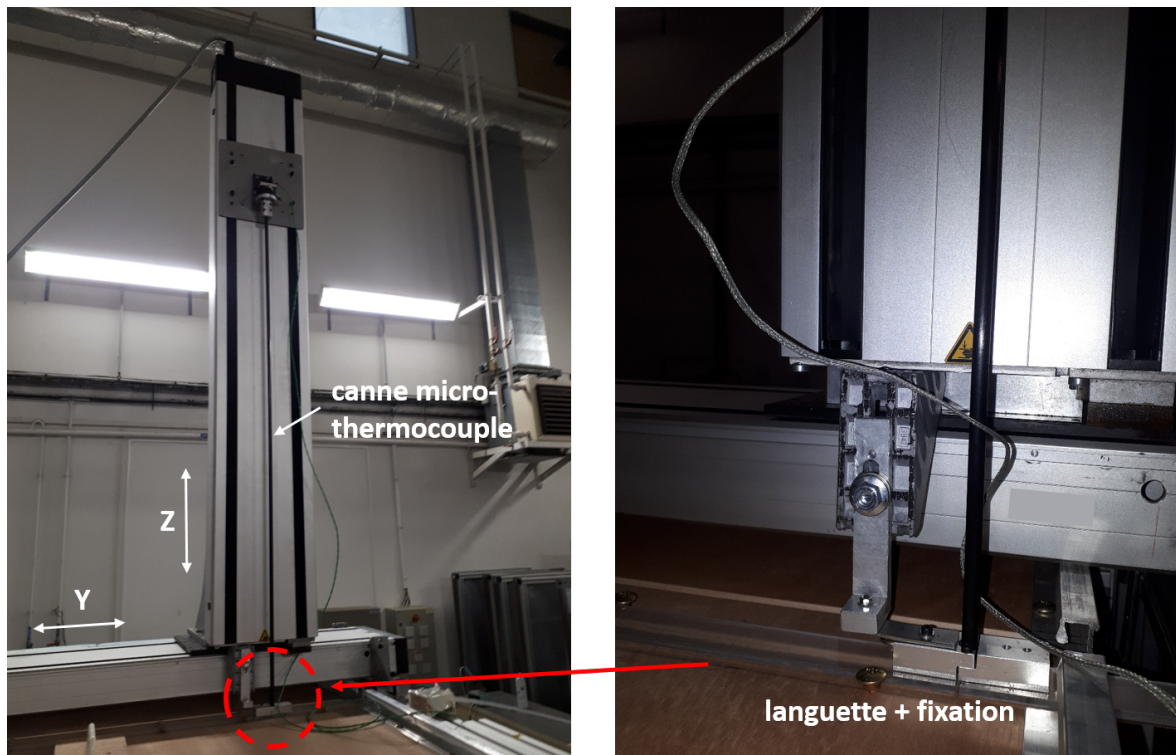


FIGURE 2.21 – Système de déplacement et canne du micro-thermocouple

Comme il a été choisi d'utiliser un unique micro-thermocouple (simple tête), réaliser un profil horizontal complet de températures dans un des canaux verticaux à une certaine cote Z nécessite d'effectuer deux demi-profils pour cette même cote. Or, modifier l'orientation du micro-thermocouple dans le sens de l'écoulement suppose d'y accéder manuellement (cavité ouverte), ce qui vient perturber les conditions limites. Dès lors, ces deux demi-profils sont nécessairement effectués à des jours différents pour garantir l'obtention du régime stabilisé. La même méthode est utilisée pour réaliser les profils verticaux de températures dans le canal horizontal à une certaine cote Y .

Plafond pour la mesure de température

Comme pour le plafond "PIV", le plafond utilisé pour les mesures de températures est une paroi en polystyrène extrudé d'épaisseur 10 cm. Une ouverture supérieure permet de venir insérer la canne coudée et reliée au micro-thermocouple à l'intérieur de la cavité (cf. capuchon Fig. 2.22). La canne, via le système de déplacement CharlyRobot®, translate tout le long de la rainure de passage. Sur la face externe du plafond, la canne est coincée entre deux manchons et deux languettes en polycarbonate. A chaque déplacement, la languette vient coulisser le long de la rainure pour préserver l'écoulement interne des possibles entrées d'air provenant du milieu ambiant (à T_{amb}). Sur la face intérieure du plafond la rainure est recouverte d'une bande de mylar fendue dans la longueur et qui s'évase localement au passage de la canne (Fig. 2.19 (gauche)). Ceci permet de limiter les infiltrations de l'écoulement dans la rainure du plafond. L'ensemble de la face interne du plafond est également totalement recouvert de film de Mylar.



FIGURE 2.22 – Plafond de mesures des températures face extérieure (gauche) et intérieure (droite)

Réponse du micro-thermocouple

Les signaux de températures doivent être échantillonnés à une fréquence supérieure aux fréquences caractéristiques observées dans notre écoulement. Le rapport de l'amplitude mesurée par le micro-thermocouple sur l'amplitude réelle du signal suit la réponse d'un système du premier ordre. Sa fonction de transfert est la suivante (Chorin [2018]) :

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \quad \text{où} \quad \tau = \frac{\rho_t C_{pt} L_c}{4h} \quad (2.9)$$

avec

- τ : constante de temps du micro-thermocouple
- ρ_t : masse volumique du micro-thermocouple
- C_{pt} : capacité thermique massique du micro-thermocouple
- L_c : diamètre du micro-thermocouple
- f : fréquence du signal mesuré
- A : amplitude du signal mesuré
- A_0 : amplitude réelle
- h : coefficient d'échange convectif

Les propriétés utilisées pour le calcul de τ sont les propriétés thermophysiques du Chromel ($\rho_t = 8500 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_{pt} = 450 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) mais qui sont proches de celles de l'Alumel ($\rho = 8600 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_p = 520 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

La fréquence de coupure du système ($f = f_c$) est déterminée pour une atténuation du signal de -3 dB , soit un rapport $\frac{A}{A_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$. On en déduit sa formule :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2.10)$$

Il reste à déterminer la constante de temps τ du micro-thermocouple. Pour ce faire, le coefficient d'échange h est estimé avec une corrélation de Hilpert (Incropera *et al.* [1996]) pour une vitesse moyenne de notre écoulement dans la couche limite ascendante et pour un nombre de Reynolds associé au micro-thermocouple $Re_D < 4$:

$$h = \frac{0,989\lambda_f}{L_c} \times Re_t^{0,33} Pr^{\frac{1}{3}} \quad \text{où} \quad Re_t = \frac{wL_c}{\nu_f}$$

avec

- λ_f : conductivité du fluide (air : $\lambda = 0,265 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
- ν_f : viscosité du fluide (air : $\nu = 1,606 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$)
- w : vitesse observée dans l'écoulement ($w = 0,4 \text{ m.s}^{-1}$)
- Re_t : nombre de Reynolds associé au micro-thermocouple

On obtient alors $\tau \approx 0,01 \text{ s}$ et $f_c \approx 16,5 \text{ Hz}$. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit que les fréquences caractéristiques de notre écoulement ne dépassent pas quelques Hertz. La fréquence de coupure est dès lors suffisamment grande pour capter précisément ces fréquences.

2.4.2 Acquisition et convergence des mesures

Chaque point de mesure, dont un ensemble peut constituer un profil de températures, correspond à 4096 acquisitions effectuées à une fréquence de 6,3 Hz. A cet effet, une centrale d'acquisition Agilent 34420A® est utilisée. Les acquisitions sont effectuées sur une gamme ± 10 mV et pour un temps d'intégration de 1 NPLC (Number Of Power Line Cycles). La résolution en tension est d'environ 60 nV soit $1,5$ m°C pour un thermocouple de type K avec un coefficient de Seebeck qui équivaut à $40 \mu\text{V} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$. Il est nécessaire d'enregistrer la température sur un temps suffisamment long pour obtenir la convergence des valeurs moyennes et des écart-types sur la température. Des acquisitions de 10 minutes sont effectuées pour chaque point de mesures afin de s'assurer de cette convergence. La figure 2.23 montre l'évolution de la valeur moyenne et de l'écart-type de température en fonction du nombre d'acquisitions en un point situé en bordure de couche limite, une zone fluctuante de notre écoulement. Les grandeurs statistiques sont bien convergées.

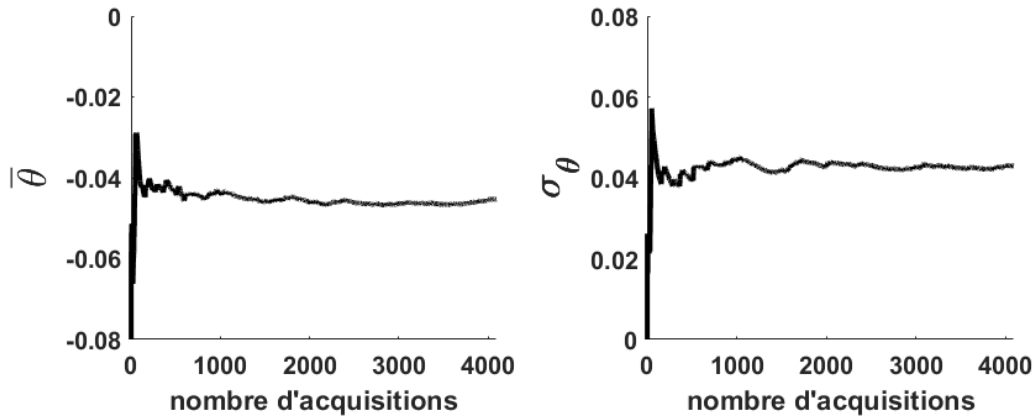


FIGURE 2.23 – Convergences de la moyenne (à gauche) et de l'écart-type (à droite) sur la température à $Z = 0,893$ et $Y = 0,088$ dans le plan médian

2.4.3 Incertitudes sur la température

Les erreurs sur la température centrée et réduite mesurée sont multiples. La définition de cette température, $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$, indique que son incertitude est une composition des erreurs sur la tension directement mesurée par le micro-thermocouple (e_{mt}), une erreur sur la différence de température entre les parois chaude et froide ($e_{\Delta T}$) ainsi qu'une erreur sur la température de référence (e_{ref}).

L'erreur sur la tension mesurée est déterminée grâce aux données constructeur de la centrale Agilent® 34420A. Elle est la composition d'une erreur sur la valeur mesurée et sur la gamme : $e_{mt} = 0,005\% \times V_m + 0,0003\% \times \text{gamme}$. La valeur maximum de la tension mesurée V_m est de 1,2 mV sur une gamme de 10 mV. L'incertitude-type sur la soudure chaude est une incertitude de type B (Gomit *et al.* [2018]). Elle vaut $u_{sc} = \frac{0,09}{\sqrt{3}} \mu\text{V} = 0,052 \mu\text{V}$ et correspond à une incertitude sur la température dimensionnée de $0,001^\circ\text{C}$. On considère

également l'erreur sur la Pt100 stable à deux centièmes de degrés. On en déduit finalement $u_{mt} = 0,021^\circ\text{C}$.

Les erreurs sur la température de référence et la différence de température entre les parois sont des compositions de l'erreur mesurée sur la température de plaque chaude T_c et la température de plaque froide T_f . L'erreur sur T_c correspond à la valeur tolérée pour un thermocouple de type K sur la gamme -40°C à 375°C . Elle est de $1,5^\circ\text{C}$. On obtient alors l'incertitude-type (de type B) $u_{T_c} = \frac{1,5}{\sqrt{3}}^\circ\text{C} = 0,87^\circ\text{C}$. La température sur la plaque froide à T_f est vérifiée sur sa face intérieure à l'aide de thermocouples calibrés dans un bain thermostaté et maintenus avec du scotch aluminium. L'erreur obtenue est de l'ordre de $0,1^\circ\text{C}$. On ajoute l'incertitude-type de la Pt100 de classe A contrôlant la température du cryostat $u_{Pt100} = 0,087^\circ\text{C}$. On en déduit finalement $u_{ref} = 0,51^\circ\text{C}$ et $u_{\Delta T} = 1,01^\circ\text{C}$.

La formule pour les incertitudes composées (Gomit *et al.* [2018]) nous donne :

$$u(\theta)^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \theta}{\partial x_i} \times u_{x_i} \right)^2 \quad (2.11)$$

On en déduit :

$$u(\theta) = \sqrt{\frac{1}{\Delta T^2} \left(u_{mt}^2 + u_{ref}^2 + u_{\Delta T}^2 \times \theta^2 \right)} \quad (2.12)$$

Comme θ est compris dans l'intervalle $[-0,5; 0,5]$, on peut déterminer l'incertitude composée sur θ :

$$u(\theta) = 0,019 \pm 0,003 \quad (2.13)$$

L'incertitude élargie avec un facteur d'élargissement égal à 2 permet de conclure sur l'incertitude sur la température adimensionnée :

$$\theta = \theta_{mes} \pm 0,038 \quad (2.14)$$

2.5 Nombre de Rayleigh : choix de L_{ref} et incertitudes

2.5.1 Choix de la longueur de référence associée au nombre de Rayleigh

Le nombre de Rayleigh précédemment défini (Eq. 1.1) nécessite de choisir la longueur de référence associée. Ce choix n'est pas évident dans le cas de notre configuration. Le cas de la cavité différentiellement chauffée, largement étudié, montre que c'est le rapport de forme $A = \frac{H}{l}$ où H est la hauteur de la cavité et l sa largeur, qui oriente le choix de la longueur de référence. En effet, pour $H \geq l$, on observe des écoulements de couches limites séparées le long des parois verticales. La longueur H est de fait généralement préférée

comme longueur de référence (Ndam [1992]; Skurtys [2004]). Lorsque $H \gg l$, les couches limites interagissent et c'est donc l'espacement entre les parois verticales qui contraint principalement l'écoulement ($L_{ref} = l$) (Desrayaud *et al.* [2013]; Versteegh et Nieuwstadt [1998]). Nous verrons par la suite que nous nous trouvons dans la première situation. Il reste donc à choisir entre la hauteur de l'obstacle H_{obs} et la hauteur de la cavité H . C'est la première solution qui est préférée. On peut en effet arguer que notre obstacle partiellement chauffé est le principal moteur de notre écoulement (Ménard [2005]; Perrin [2006]).

Il est en définitive choisi de conserver cette longueur de référence pour définir le nombre de Rayleigh et ce quelle que soit la zone de l'écoulement considérée. **Ainsi, $L_{ref} = H_{obs}$.**

2.5.2 Variation du nombre de Rayleigh et incertitudes

Le nombre de Rayleigh est dépendant de l'évolution des propriétés thermophysiques du fluide avec la température de référence, choisie comme étant $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$. Comme la température T_f est choisie pour être au plus proche de la température ambiante T_{amb} et ce afin de limiter les échanges avec l'extérieur, elle est amenée à varier selon la saison à laquelle la mesure est effectuée. Pour une variation de température de référence de $\Delta T_{ref} = 9^\circ\text{C}$, une variation du nombre de Rayleigh qui équivaut à $\Delta Ra_{H_{obs}} = 0,18 \times 10^9$ est observée.

Les incertitudes sur le nombre de Rayleigh sont également directement reliées aux incertitudes sur les propriétés thermophysiques α , β , ν , la hauteur de l'obstacle et la différence de température ΔT . L'incertitude composée donne :

$$u(Ra) = \sqrt{Ra^2 \left[\left(\frac{u_\beta}{\beta} \right)^2 + \left(\frac{u_\alpha}{\alpha} \right)^2 + \left(\frac{u_\nu}{\nu} \right)^2 + \left(\frac{u_{\Delta T}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{3u_{H_{obs}}}{H_{obs}} \right)^2 \right]} \quad (2.15)$$

Le tableau 2.2 nous donne la liste des incertitudes-types. Les incertitudes types sur les propriétés thermophysiques sont déterminées avec l'incertitude type de T_0 (u_{ref}). L'incertitude type sur la hauteur de l'obstacle correspond à l'incertitude type du mètre utilisé pour mesurer sa hauteur.

x_i	u_{x_i}
e_β	$5,47 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
e_α	$7,07 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
e_ν	$4,67 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$e_{H_{obs}}$	$2,89 \times 10^{-4} \text{ m}$
$e_{\Delta T}$	$1,01 \text{ K}$
e_{Ra}	$3,82 \times 10^7$

TABLEAU 2.2 – Tableau des incertitudes-types avec $T_0 = 31,15^\circ\text{C}$

On en déduit finalement l'incertitude élargie avec un facteur d'élargissement égal à 2 :

$$Ra_{H_{obs}} = (1,46 \pm 0,08) \times 10^9 \quad (2.16)$$

2.6 Mesures des flux pariétaux de chaleur locaux moyens

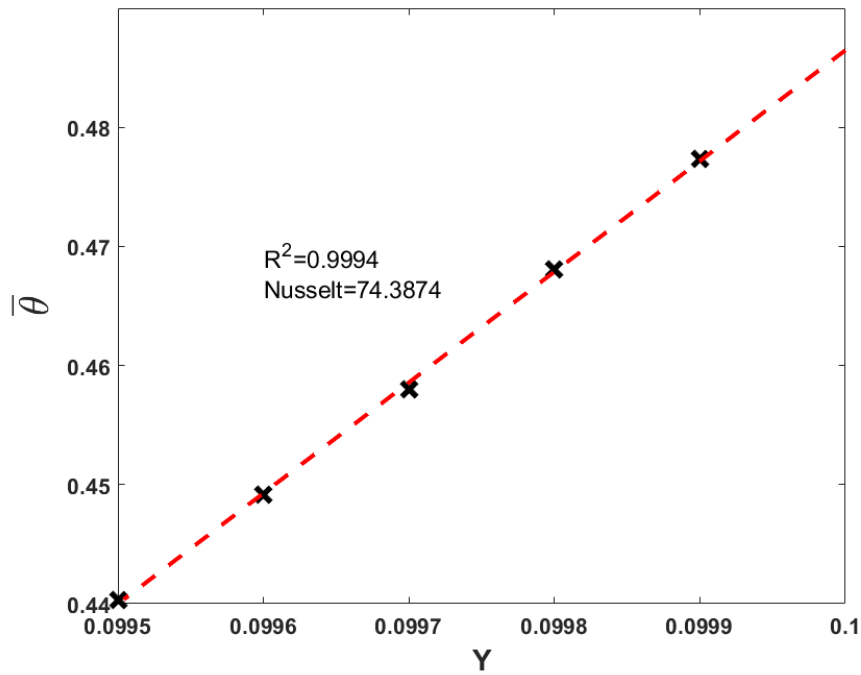
2.6.1 Méthode

Les transferts de chaleur locaux au sein du canal vertical chauffé sont déterminés via le nombre de Nusselt local. Il correspond au gradient de température adimensionnée à la paroi multiplié par le rapport d'aspect entre la hauteur de l'obstacle et la longueur de la cavité du fait de l'adimensionnement choisi ici :

$$Nu(Z) = \frac{H_{obs}}{L} \times \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (2.17)$$

Afin de mesurer ce gradient de température, le micro-thermocouple est d'abord positionné contre la paroi au niveau de laquelle on désire étudier les échanges. Le micro-thermocouple est ensuite éloigné par pas de 100 μm . A chaque pas une acquisition de température est effectuée, de fréquence égale à 40 Hz sur 10 minutes.

Pour ce faire, une centrale d'acquisition NI-PXI 4071® est utilisée. Elle permet d'obtenir une fréquence d'échantillonnage bien supérieure à celle de la centrale d'acquisition Agilent 34420A® tout en conservant la résolution. Les autres maillons de la chaîne d'acquisition restent identiques. Les mesures sont effectuées sur une gamme ± 100 mV avec $6^{1/2}$ digits. La résolution en tension est donc environ égale à 60 nV. Les acquisitions sont de plus effectuées dans la zone linéaire de variation de températures. Ainsi, la pente du profil obtenu sur au moins 5 points depuis la paroi (et jusqu'à 8 points au maximum) est déterminée. En effet, il est à la fois nécessaire de rester dans la zone linéaire de variation de températures et d'obtenir un nombre suffisant de points pour déterminer précisément la pente à la paroi. Le carré du coefficient de corrélation R^2 sur la régression linéaire doit être supérieur à 0,995 pour valider la valeur de cette pente. Un exemple de détermination du nombre de Nusselt est représenté pour un profil figure 2.24.


 FIGURE 2.24 – Détermination du nombre de Nusselt à $Z = 0,45$

2.6.2 Incertitudes sur les transferts de chaleur

Les incertitudes sur les transferts de chaleur sont déterminées avec une analyse de la variance sur les pentes des profils (ANOVA). Un intervalle de confiance à 95% est alors établi et défini à l'aide de la loi de Student pour un nombre de points de mesures égal à 5. On a alors l'intervalle :

$$Nu - t_{0,025,n-2} \sqrt{\frac{\hat{\sigma}^2}{D_{xx}}} \leq Nu \leq Nu + t_{0,025,n-2} \sqrt{\frac{\hat{\sigma}^2}{D_{xx}}} \quad (2.18)$$

avec $D_{xx} = \frac{1}{H_{obs}^2} \sum_i (Y_i - \bar{Y})^2$; $\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{n-2} \sum_i (\theta_i - \hat{\theta}_i)^2$

où $t_{0,025,n-2}$ est le quantile d'ordre 97,5% pour $n-2$ degrés de liberté, $\hat{\theta}$ and $\bar{\theta}$ sont les symboles respectifs pour désigner l'estimateur ainsi que la moyenne.

2.7 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental ainsi que la métrologie ont été détaillés. L'envergure du dispositif a nécessité la mise en oeuvre de nombreuses solutions techniques (instrumentation de l'obstacle, adaptation des techniques de mesures, respect des conditions d'émissivité aux parois...). L'ensemble des précautions prises et évoquées au cours de ce chapitre est essentiel lors de l'étude d'un écoulement de convection naturelle. En effet, le fort couplage qui existe entre la thermique et la dynamique de ce type d'écoulement peut le rendre particulièrement sensible à de faibles variations des conditions de températures.

Dans le prochain chapitre, les techniques de mesures sont mises en oeuvre afin d'étudier un régime en conditions limites stationnaires au sein de la cavité cubique.

Chapitre 3

Analyse dynamique et thermique de l'écoulement pour $Ra = 1,37 \pm 0,10 \times 10^9$ en conditions limites stationnaires

Sommaire

3.1 Introduction	59
3.2 Zone A : Champs et profils de vitesse	60
3.2.1 Champs de la vitesse moyenne	60
3.2.2 Profils de vitesses	63
3.2.3 Énergie cinétique turbulente	66
3.3 Zone A : Profils de températures	67
3.3.1 Profils horizontaux de températures	67
3.3.2 Stratification en température au cœur du canal vertical	69
3.4 Zone A : Transferts de chaleur pariétaux	71
3.4.1 Transferts de chaleur locaux	71
3.5 Zone B : Champs et profils de vitesse	73
3.5.1 Champ de la vitesse moyenne	73
3.5.2 Profils de vitesses	73
3.5.3 Énergie cinétique turbulente	74
3.6 Zone B : Profils de températures	75
3.7 Zone C : Champs et profils de vitesse	76
3.7.1 Champs de la norme de vitesse moyenne	76
3.7.2 Profils de vitesses	78
3.7.3 Énergie cinétique turbulente	80
3.8 Zone C : Profils de températures	81
3.8.1 Profils horizontaux de températures	81
3.8.2 Stratification centrale du canal	82
3.9 Composante transversale de l'écoulement	84
3.9.1 Divergence	84
3.9.2 Profils et champs horizontaux de vitesses	86

3.10 Zone d'intérêt : jet oscillant	89
3.10.1 Topologie et battement	89
3.10.2 Profils de températures	90
3.11 Analyse fréquentielle	92
3.11.1 Ondes de gravité	92
3.11.2 Instabilités de couche limite	93
3.11.3 Développement de la turbulence	101
3.12 Analyse de la couche limite ascendante avec la méthode POD	105
3.12.1 Principe de la Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)	105
3.12.2 Introduction	108
3.12.3 Etude des fonctions spatiales	110
3.12.4 Analyse spectrale de la zone <i>CL1</i>	115
3.12.5 Analyse spectrale des zones <i>CL2</i> et <i>CL3</i>	118
3.13 Conclusion du chapitre	123

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier le régime en conditions limites stationnaires. Les températures des deux échangeurs ainsi que de la plaque verticale chauffée sont maintenues à températures constantes (respectivement à T_f et T_c). Le comportement dynamique et thermique de l'écoulement est ici analysé pour un nombre de Rayleigh égal à $1,37 \pm 0,10 \times 10^9$. Cet écoulement présente une topologie complexe et afin de faciliter sa description, 3 zones d'étude sont définies (Fig. 3.1). Ces zones correspondent aux deux canaux verticaux de part et d'autre de l'obstacle (zone A et zone C) ainsi qu'au canal horizontal supérieur (zone B) qui les relie. Elles sont définies comme suit :

- Zone A : le canal vertical différentiellement chauffé ($X = 0,50$, $Y \in [0; 0,10]$ et $Z \in [0; 1]$)
- Zone B : le canal horizontal supérieur ($X = 0,50$, $Y \in [0,10; 0,90]$ et $Z \in [0,90; 1]$)
- Zone C : le canal vertical non-chauffé ($X = 0,50$, $Y \in [0,90; 1]$ et $Z \in [0; 1]$)

Pour des raisons d'accès difficile des outils métrologiques, aucune mesure n'a été effectuée dans le canal horizontal inférieur. Par ailleurs, la reproductibilité des mesures a été vérifiée et validée pour ce régime.

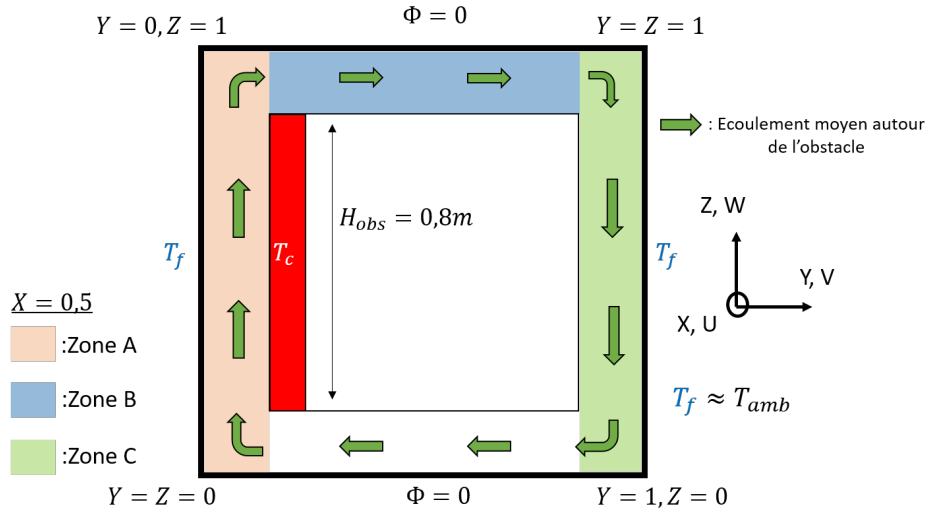


FIGURE 3.1 – Division de l'écoulement en 3 zones : zone du canal vertical chauffé (zone A) ; zone du canal horizontal supérieur (zone B) ; zone du canal vertical non-chauffé (zone C)

Dans chacune des 3 zones mentionnées, des mesures de vitesses par PIV ainsi que des mesures de températures par micro-thermocouple ont été réalisées. Les transferts de chaleurs ont été déterminés dans la zone du canal vertical chauffé. Des plans horizontaux de mesures de vitesses ont été également réalisés au sein du canal vertical chauffé (zone A) afin d'étudier le caractère 3D de l'écoulement.

La présence d'instabilités au sein de notre écoulement a également été mise en évidence. Une analyse fréquentielle a permis d'en déterminer leurs principales caractéristiques.

L'exploration des instabilités a conduit à une analyse du développement de la turbulence au sein de l'écoulement via l'étude de la décroissance des échelles turbulentes. Enfin, un outil de décomposition énergétique du signal (*Proper Orthogonal Decomposition*) a permis d'extraire des informations sur les modes spatiaux et temporels au sein de la couche limite ascendante au niveau de la paroi verticale chauffée.

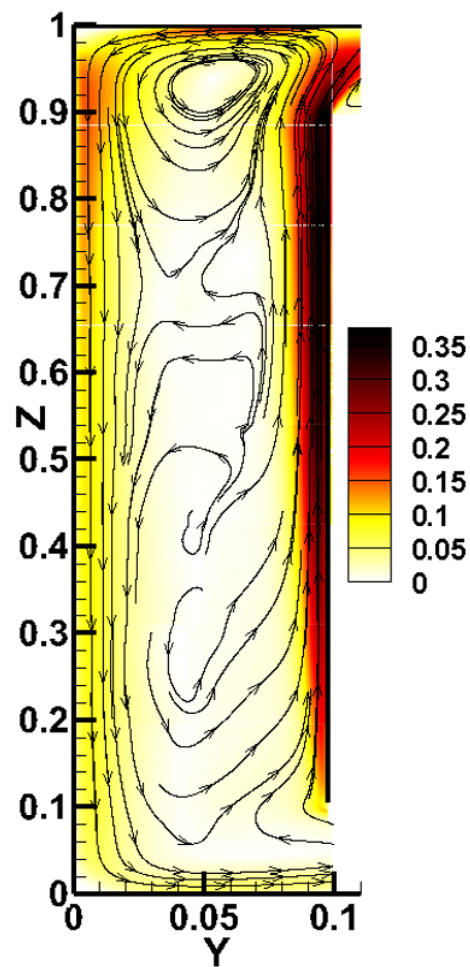
3.2 Zone A : Champs et profils de vitesse

3.2.1 Champs de la vitesse moyenne

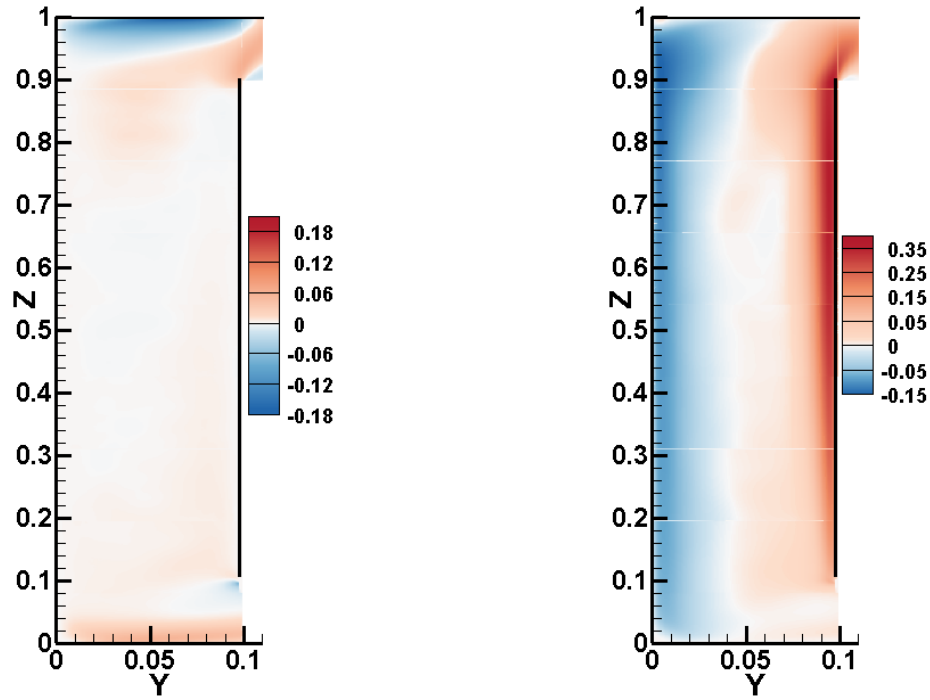
Afin d'obtenir une cartographie de l'écoulement dans le plan médian du canal vertical chauffé, le champ de la norme 2D de la vitesse moyenne est tracé. Les trajectoires de l'écoulement sont également représentées au sein du canal (Fig. 3.2). On peut observer un écoulement de couche limite ascendant le long de la paroi chaude à T_c . Lorsque l'écoulement atteint la côte $Z = 0,90$, il se scinde en deux parties. L'écoulement se dirige alors soit vers le canal horizontal supérieur (zone B) soit vers la paroi froide à T_f . Ici, l'écoulement peut soit descendre le long de la paroi froide où une couche limite se développe, soit rejoindre une cellule de recirculation localisée en partie haute de la zone A. Cette zone de recirculation sera de première importance lors de l'analyse thermique de l'écoulement (section 3.3.1).

Lorsque l'écoulement de couche limite descendant atteint la côte $Z = 0,10$, deux options se profilent à nouveau. L'écoulement va soit venir alimenter l'écoulement de couche limite ascendante naissant (en $Z \in [0,10; 0,20]$ et $Y \approx 0,10$) soit se diriger vers le canal horizontal inférieur. On peut également voir qu'un écoulement provient du canal horizontal inférieur et participe à la formation de la couche limite de l'écoulement ascendant.

En dehors de ces écoulements de couches limites, on observe une zone centrale de la cavité aux vitesses très proches de 0 sur la majorité du canal vertical chauffé. Malgré ces très faibles vitesses, on peut, au vu des trajectoires dessinées, noter une séparation des trajectoires vers $Z = 0,70$ qui indique le début de la zone d'influence de la cellule de recirculation sur la partie supérieure de la cavité.

FIGURE 3.2 – Champ de la norme 2D de vitesse (zone A) et trajectoires ($\rightarrow$)

Cette analyse peut être complétée avec la contribution séparée de la vitesse horizontale et de la vitesse verticale sur l'écoulement (Fig. 3.3). On remarque que la composante verticale est prédominante pour $0,10 < Z < 0,90$. La composante horizontale ne se distingue qu'aux entrées et sortie des canaux horizontaux supérieurs et inférieurs ($Z > 0,90$ ou $Z < 0,10$ et $Y = 0,10$).



(a) Composante horizontale moyenne de la vitesse, $\bar{V}$ (b) Composante verticale moyenne de la vitesse, $\bar{W}$

FIGURE 3.3 – Comparaison des composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement (zone A). Notons que les échelles ne sont pas les mêmes sur les deux figures

3.2.2 Profils de vitesses

Afin de quantifier l'évolution des composantes verticale et horizontale de notre écoulement, des profils moyens de ces composantes ont été tracés à différentes cotes le long du canal vertical chauffé (Fig. 3.4).

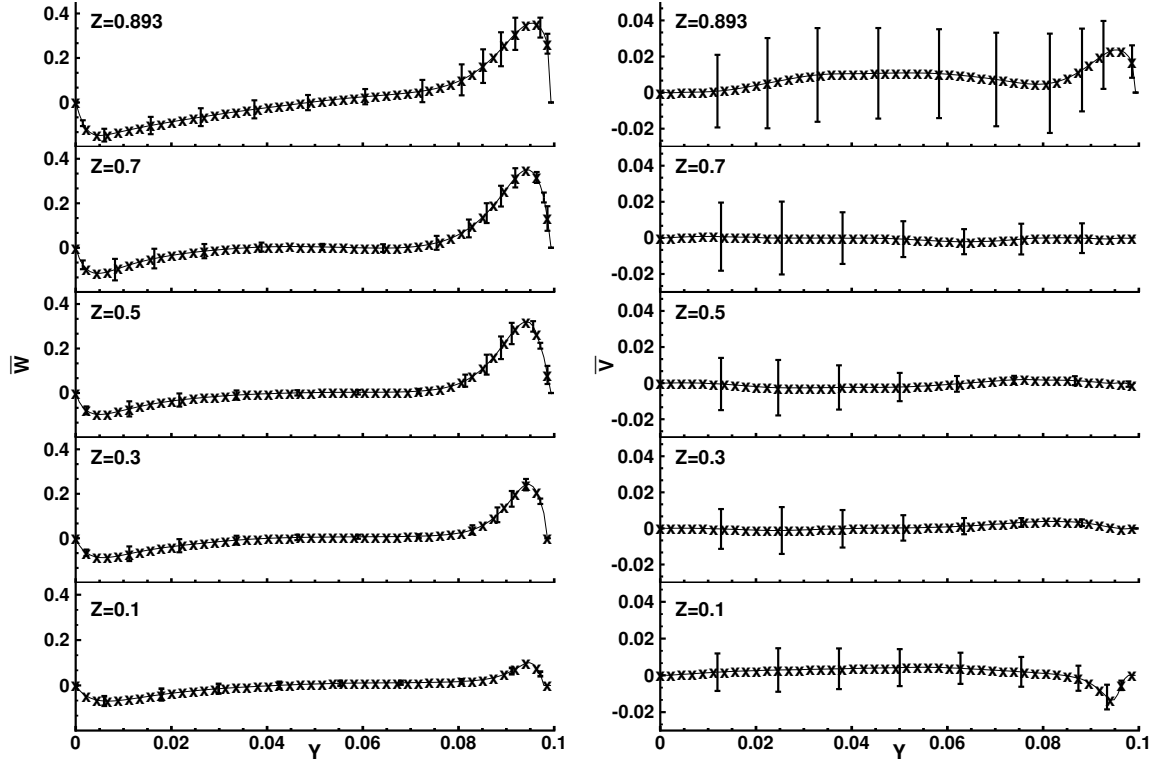


FIGURE 3.4 – Profils horizontaux de la composante verticale ($\overline{W}$) et de la composante horizontale ($\overline{V}$) de la vitesse moyenne. Barres verticales (I) de tailles $2\sigma_{V,W}$ (zone A)

Les profils des composantes horizontales et verticales à $Z = 0,10$, montrent l'origine de l'écoulement de couche limite ascendante le long de la paroi chauffée. L'écoulement provenant du canal horizontal inférieur et caractérisé par $\overline{V} < 0$, alimente la couche limite ascendante naissante. Pour les cotes allant de $Z = 0,10$ à $Z = 0,70$, le profil de $\overline{W}$ est aplati au centre du canal. Cet aplatissement est caractéristique d'un écoulement de couches limites séparées. Au contraire, à $Z = 0,893$, le profil de la composante verticale n'est plus aplati au centre. Cela s'explique par la présence de la cellule de recirculation. À cette cote et pour $Y > 0,08$, soit à la fin de la couche limite ascendante, les valeurs positives de la composante horizontale de la vitesse moyenne ($\overline{V}$) montrent le début de la déviation prise par l'écoulement vers le canal horizontal supérieur (zone B et $Z > 0,90$). Les fluctuations de vitesses de l'écoulement sont représentées via les écarts-types sur chacune des composantes de vitesses (barres verticales sur la figure 3.4). Les fluctuations de la composante verticale de vitesse se concentrent essentiellement dans les couches limites avec des valeurs plus importantes au sein de la couche limite ascendante. En revanche, les fluctuations de la composante horizontale sont plus importantes proche de la couche limite descendante. Proche de cette couche limite descendante, les fluctuations horizontales restent toutefois environ 2 fois inférieures aux fluctuations verticales. À

$Z = 0,893$ et dans la zone centrale du canal, les fluctuations des composantes horizontales et verticales se démarquent. Leur présence remarquable dans cette zone peut s'expliquer par les effets de la cellule de recirculation.

On remarque de plus que les valeurs absolues des maxima (resp. minima) de la composante verticale de la vitesse moyenne dans la couche limite ascendante (resp. descendante) ne sont pas identiques. Leur évolution respective est tracée à la figure 3.5 (gauche). Une augmentation du maximum de vitesse dans la couche limite ascendante est observée entre $Z = 0,10$ et $Z \simeq 0,70$ passant ainsi de $|\overline{W}_{max}| = 0,10$ pour $Z = 0,10$ à $|\overline{W}_{max}| = 0,35$ pour $Z = 0,70$. Au delà de $Z = 0,70$, et donc dans la région d'influence de la cellule de recirculation, le maximum de la composante verticale reste approximativement constant. Considérant la couche limite descendante, on observe au contraire une diminution de la valeur absolue du minimum de la composante verticale de vitesse quand Z décroît. Ce comportement, différent du cas classique de développement d'une couche limite le long d'une paroi à température constante, sera expliqué au regard des profils de températures étudiés dans la section 3.3.1.

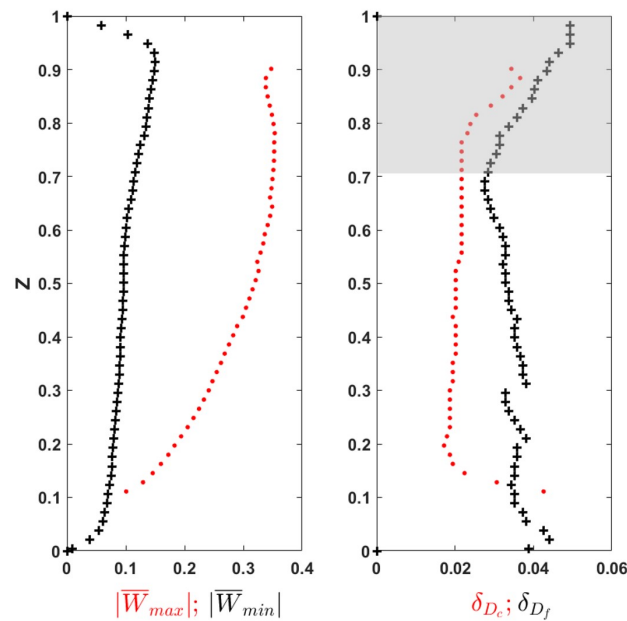


FIGURE 3.5 – Evolution des valeurs absolues des maxima ($|\overline{W}_{max}|$) et des minima ($|\overline{W}_{min}|$) de la vitesse moyenne dans la couche limite ascendante (en rouge) et descendante (en noir) (gauche); évolution des épaisseurs de couches limites ascendante (en rouge) et descendante (en noir) (droite) - zone grisée : épaisseur non-définie

Par ailleurs, à une cote donnée, la valeur absolue du maximum de vitesse dans la couche limite ascendante est toujours supérieure à la valeur absolue du minimum de vitesse dans la couche limite descendante. Ainsi, à $Z = 0,50$, la valeur absolue du maximum de vitesse dans la couche limite ascendante est environ trois fois supérieure à la valeur absolue du minimum de vitesse dans la couche limite descendante ($|\overline{W}_{max}| = 0,32$ dans la couche limite ascendante contre $|\overline{W}_{min}| = 0,10$ dans la couche limite descendante). Cela

s'explique par la géométrie du canal qui est "ouvert". En conséquence, et comme vu précédemment, une partie de l'écoulement se dirige vers le canal horizontal supérieur. Ceci est une des raisons de la rupture de symétrie entre l'écoulement ascendant et descendant le long des parois verticales du canal vertical chauffé. Sur la figure 3.5 (à droite) est également tracée l'évolution des épaisseurs de la couche limite dynamique ascendante (δ_{D_c}) et descendante (δ_{D_f}). L'épaisseur de couche limite est définie comme étant la distance entre la paroi chaude (δ_{D_c}) ou froide (δ_{D_f}) et le lieu (bord externe de la couche limite) où la vitesse verticale respecte :

$$\begin{cases} \overline{W}_{\delta_{D_c}, Z} \simeq 0,1 W_{max}(Z) \\ \overline{W}_{\delta_{D_f}, Z} \simeq 0,1 W_{min}(Z) \end{cases} \quad (3.1)$$

À titre d'exemple, un schéma qui montre les épaisseurs de couche limite dynamique à $Z = 0,55$ dans le canal vertical chauffé est tracé à la figure 3.6.

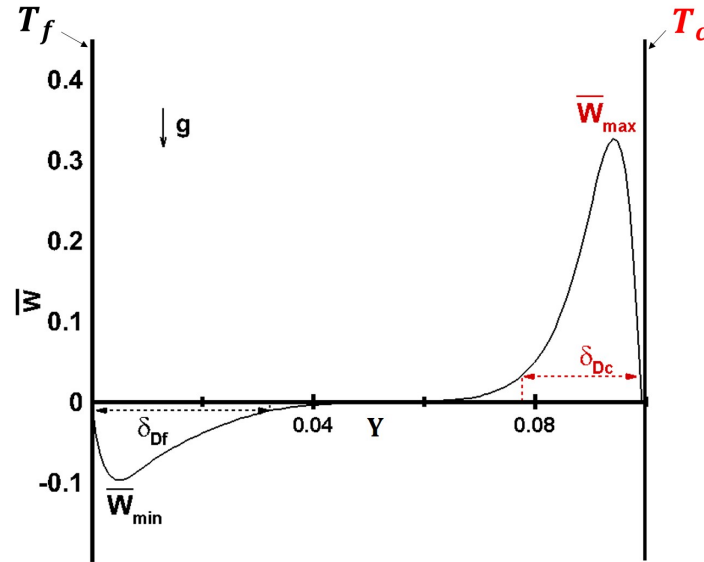


FIGURE 3.6 – Schema représentant les épaisseurs de couche limite dynamique δ_{D_c} et δ_{D_f} à $Z = 0,55$

Au delà de $Z = 0,70$, l'épaisseur de couche limite n'est pas définie et ce à cause des effets de la cellule de recirculation (zone grisée). À titre d'information, les résultats du calcul servant à déterminer les épaisseurs sont néanmoins laissés dans cette zone. Une légère augmentation de l'épaisseur de couche limite ascendante (δ_{D_c}) est observée entre $Z = 0,20$ et $Z = 0,70$ (Fig. 3.5). Pour $Z < 0,20$, l'épaisseur de couche limite est relativement importante. Cela s'explique à la fois par l'alimentation de la couche limite naissante par l'écoulement provenant de la paroi froide à T_f et par l'écoulement provenant du canal horizontal inférieur ($\overline{V} < 0$). On note que dans cette zone, le comportement est donc différent de celui observé dans la théorie du développement d'une couche limite le long d'une paroi verticale avec une vitesse nulle au bord d'attaque. L'épaisseur de la couche limite descendante, elle, augmente quand Z diminue et ce jusqu'à environ $Z \simeq 0,30$. Puis elle reste approximativement constante avant d'augmenter à nouveau pour $Z \lesssim 0,10$ quand

l'écoulement prend le virage pour se diriger vers le canal horizontal inférieur.

3.2.3 Énergie cinétique turbulente

On trace le champ d'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle adimensionnée k_{2D} pour le canal vertical chauffé à la figure 3.7. Elle est, pour rappel, définie de la manière suivante :

$$k_{2D} = \frac{1}{2} \left(\overline{V'^2} + \overline{W'^2} \right)$$

La composante transversale (U') n'est pas accessible via des mesures sur l'intégralité du canal, et aucune hypothèse simple sur sa valeur ne peut être faite pour l'écoulement dans son ensemble. On se limitera donc à présenter l'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle.

L'énergie 2D des fluctuations est notable à partir de $Z = 0,80$ et proche de la couche limite chaude. Elle augmente jusqu'au plafond de la cavité et s'étend vers la cellule de recirculation, qui favorise les fluctuations horizontales et verticales (Fig. 3.4), ainsi que vers le canal horizontal supérieur (zone B). Au centre de la cavité, l'énergie bidimensionnelle des fluctuations est, comme pour l'écoulement moyen, très proche de 0. A la liaison avec le canal horizontal inférieur, cette énergie est également quasi-nulle.

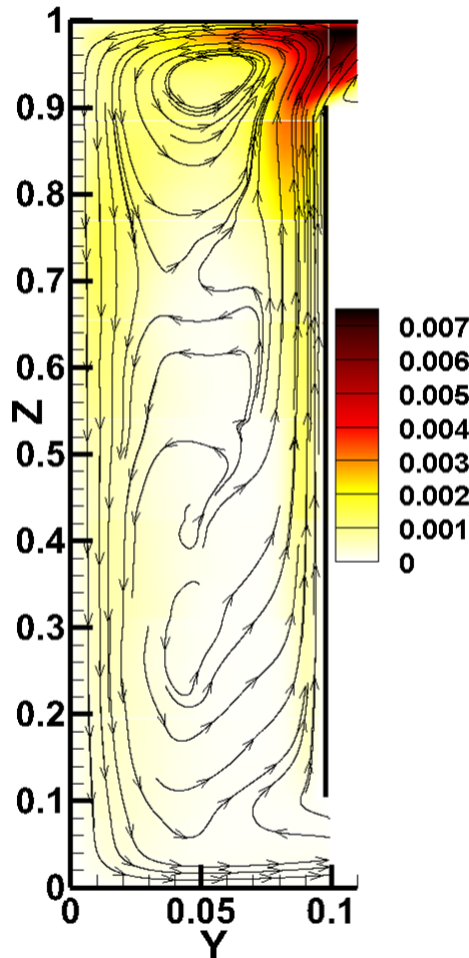


FIGURE 3.7 – Energie cinétique turbulente bidimensionnelle et trajectoires (→) (zone A)

3.3 Zone A : Profils de températures

3.3.1 Profils horizontaux de températures

La topologie de l'écoulement dans le canal vertical chauffé, décrite section 3.2, va nous aider à comprendre certains points de notre étude thermique. Des profils horizontaux de températures sont tracés figure 3.8. Quelle que soit la cote Z , la température augmente depuis la paroi froide avant d'atteindre un pallier où la température varie très peu. Puis la température augmente à nouveau fortement près de la paroi chauffée jusqu'à atteindre la température de cette paroi ($\bar{\theta} = 0,5$). À $Z = 0,893$ et $Z = 0,70$, et à proximité de la paroi chauffée ($Y \simeq 0,08$), la température diminue légèrement depuis le centre du canal avant d'augmenter à nouveau pour atteindre la température de paroi chaude. Ce phénomène peut s'expliquer par un transport visqueux d'air plus froid provenant des couches inférieures de l'écoulement et facilité par la cellule de recirculation. On remarque également que la température moyenne de l'écoulement augmente avec Z . Par ailleurs, la zone centrale est stratifiée en température.

Comme cela a été noté pour les fluctuations de vitesses, les fluctuations de températures, représentées par les barres verticales sur la figure 3.8, sont plus importantes au sein des couches limites thermiques. Elles apparaissent plus nettement dans la zone centrale à mesure que l'écoulement subit l'influence de la cellule de recirculation.

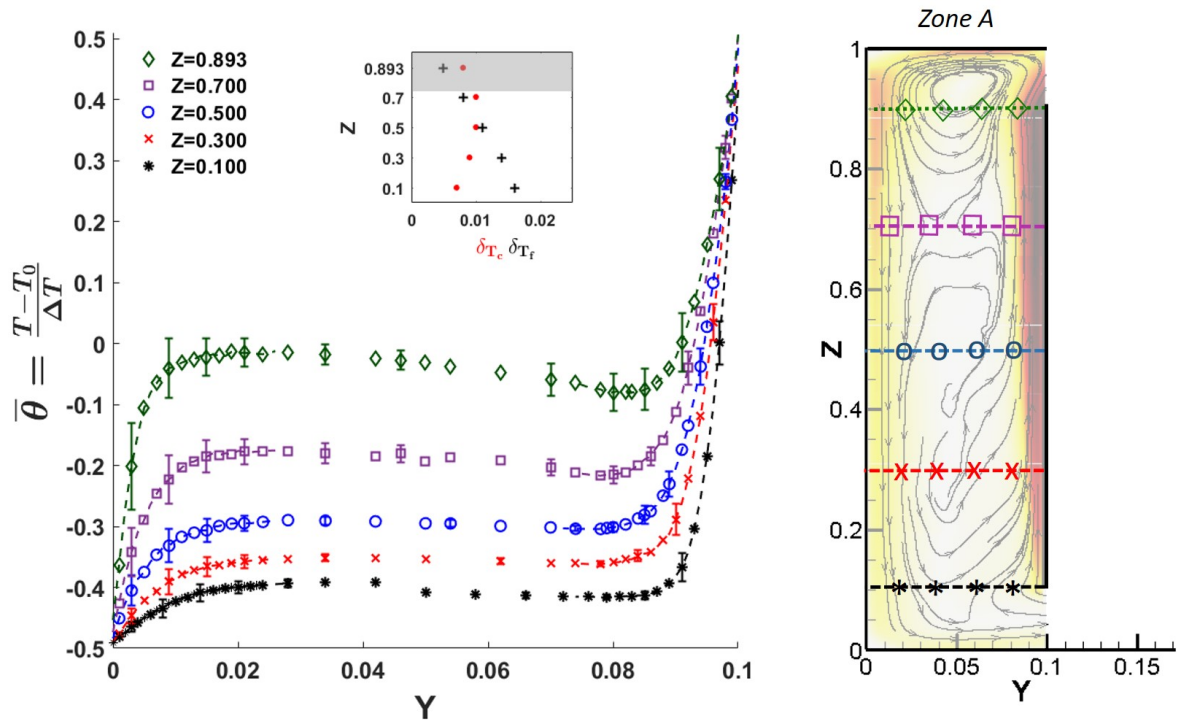


FIGURE 3.8 – Profils de températures à différentes cotes Z le long du canal chauffé avec les barres verticales (I) de tailles $2\sigma_\theta$ (zone A). En insert, épaisseurs de couches limites thermiques (δ_{T_c} et δ_{T_f}) en fonction de Z (zone grisée : épaisseur non définie).

Les régions de l'écoulement proches des parois chaude et froide et présentant des gradients de températures horizontaux importants sont des couches limites thermiques. Ces couches limites thermiques possèdent une certaine épaisseur δ_{T_c} (côté chaud) et δ_{T_f} (côté froid). L'épaisseur est définie comme étant la plus proche distance à la paroi chaude (δ_{T_c}) ou froide (δ_{T_f}) telles que les conditions sur $\bar{\theta}_{Y,Z}$ soient respectées :

$$\begin{cases} \bar{\theta}_{0,1,Z} - \bar{\theta}_{\delta_{T_c},Z} \simeq 0,9 (\bar{\theta}_{0,1,Z} - \bar{\theta}_{0,05,Z}) \\ \bar{\theta}_{0,Z} - \bar{\theta}_{\delta_{T_f},Z} \simeq 0,9 (\bar{\theta}_{0,Z} - \bar{\theta}_{0,05,Z}) \end{cases} \quad (3.2)$$

À titre d'exemple, un schéma qui montre les épaisseurs de couche limite thermique à $Z = 0,5$ dans le canal vertical chauffé est tracé à la figure 3.9.

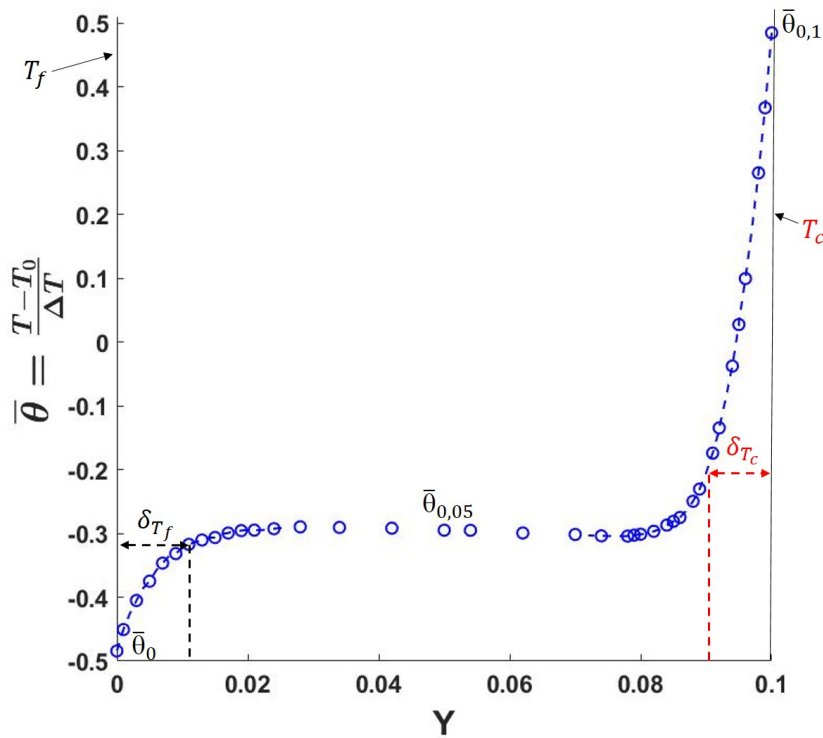


FIGURE 3.9 – Schéma représentant les épaisseurs de couche limite thermique δ_{T_c} et δ_{T_f} à $Z = 0,5$

Les épaisseurs sont tracées en insert de la figure 3.8 et selon Z . La couche limite thermique proche de la paroi chaude s'épaissit, comme la couche limite dynamique, depuis $Z = 0,10$ jusqu'à $Z = 0,50$ puis reste constante pour $Z = 0,70$. Au delà, il est délicat de définir une épaisseur de couche limite car les effets de la cellule de recirculation ne permettent pas à la température de converger vers une isotherme bien définie loin des parois. À $Z = 0,893$, les résultats du calcul servant à déterminer les épaisseurs sont néanmoins laissées à titre d'information. Au niveau de la paroi froide, la couche limite thermique s'épaissit quand Z décroît. Cet épaississement est par ailleurs déjà observé pour la couche limite dynamique (δ_{D_f}).

On remarque également que pour $Z \leq 0,70$, la différence de températures entre la paroi froide et le centre du canal est beaucoup moins importante que la différence de tem-

pérature entre la paroi chaude et le centre du canal. Les effets de flottabilité sont donc beaucoup moins importants proche de la paroi froide et ne semblent pas en mesure de compenser la diffusion visqueuse le long de cette paroi. Ceci se traduit par une diminution de la valeur absolue du maximum de vitesse dans la couche limite (cf. Fig. 3.5) en même temps qu'une augmentation des épaisseurs de couche limite.

3.3.2 Stratification en température au cœur du canal vertical

Afin de rendre compte plus précisément de la variation de température au cœur, un profil de températures vertical est réalisé au milieu du canal chauffé, à $Y = 0,05$, et toujours dans le plan médian de la cavité (Fig. 3.10). L'évolution de la température est linéaire pour $Z \in [0,10;0,50]$. Le paramètre de stratification est défini de la façon suivante : $S = \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right|_{Y=0,05}$. Il représente le gradient vertical de températures et est égal à $S = 0,29$ dans la zone linéaire ($[0,10;0,50]$). Cette valeur est plus faible que celles généralement trouvées dans le cas d'une cavité différentiellement chauffée (Belleoud [2016]). En effet, comme nous l'avons déjà évoqué, une partie de l'écoulement chaud quitte la zone du canal vertical chauffé (zone A) pour se diriger vers le canal horizontal supérieur. Cela est différent d'un écoulement de couche limite ascendante, au sein d'une cavité différentiellement chauffée, qui se dirige entièrement vers la paroi refroidie une fois la paroi horizontale supérieure atteinte. Dans notre cas, il en résulte une augmentation moins importante de la température au centre du canal vertical chauffé. Le gradient vertical de température augmente substantiellement passant de $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} = 0,29$ pour $Z \in [0,10;0,50]$ à $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} = 0,70$ pour $Z \in [0,50;0,80]$. Cette évolution s'explique par l'influence croissante de la cellule de recirculation sur l'écoulement à mesure que Z croît. Ainsi, la linéarité de la stratification de température est brisée.

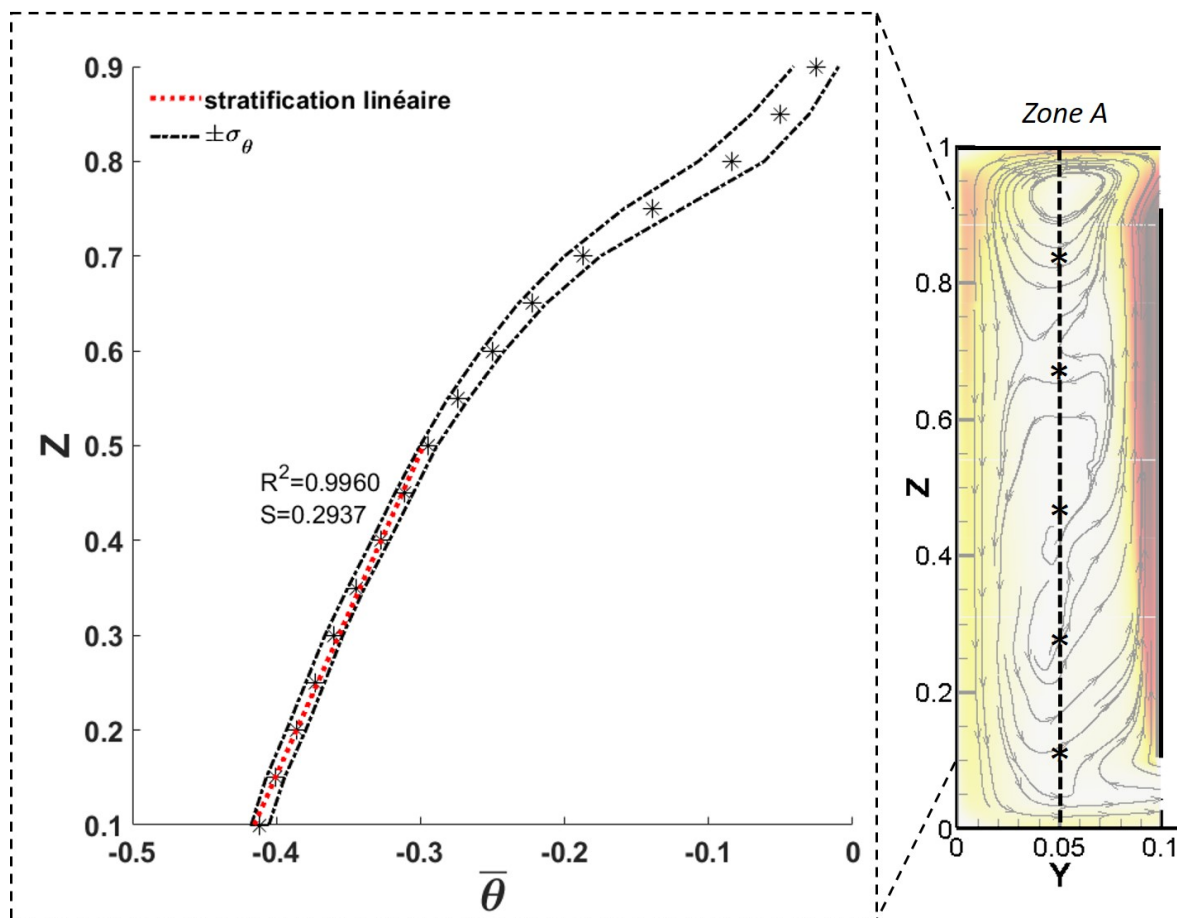


FIGURE 3.10 – Profil vertical de températures à $Y = 0,05$ (zone A). Intervalle des fluctuations de taille $2\sigma_\theta$

3.4 Zone A : Transferts de chaleur pariétaux

3.4.1 Transferts de chaleur locaux

Les transferts de chaleur avec les parois chaude et froide du canal vertical chauffé sont déterminés à l'aide du nombre de Nusselt local qui est défini pour rappel avec l'équation 2.17. Ce nombre de Nusselt local est déterminé avec la pente des profils aux parois. Chaque nombre de Nusselt est obtenu à partir de 5 à 8 points, chaque point étant une acquisition de températures sur 10 minutes. La méthode est détaillée à la section 2.6.1

L'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de Z est tracée le long de la paroi chaude à T_c (Fig. 3.11). Le long de cette paroi, le nombre de Nusselt local décroît quand Z augmente. En effet, la couche limite ascendante s'épaissit et l'écoulement se réchauffe. Ceci entraîne une diminution des échanges avec la paroi chaude. A $Z < 0,20$, le gradient vertical du nombre de Nusselt est plus important. Cela provient des rôles combinés des écoulements plus froids provenant à la fois du canal horizontal inférieur et de la plaque froide à T_f (Fig. 3.2). De cette manière, la différence de température entre l'écoulement et la paroi chauffée est accrue entraînant une augmentation des échanges.

Une perturbation des échanges est observée pour $Z \geq 0,80$, qui s'explique probablement par la cellule de recirculation.

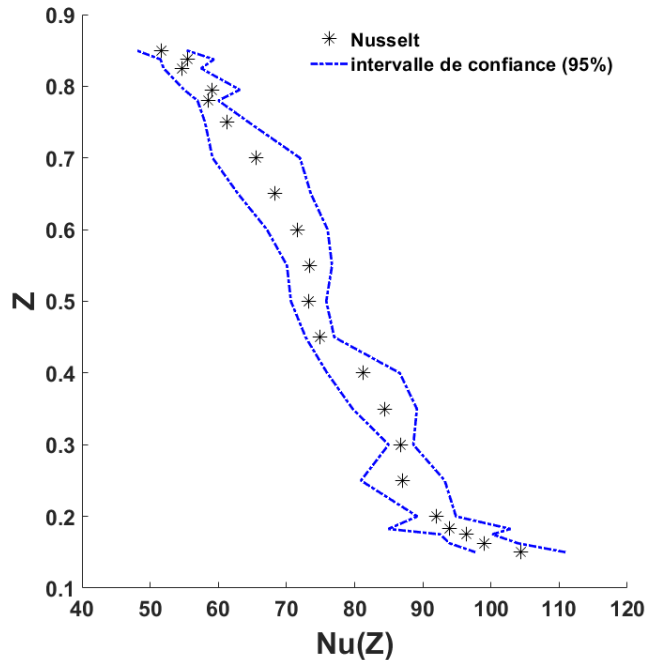


FIGURE 3.11 – Nombre de Nusselt local (eq. 2.17) en fonction de Z sur la paroi à T_c (zone A)

L'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de Z est également tracée le long de la paroi froide à T_f (Fig. 3.12) et pour $Z \in [0,15;0,85]$. Le nombre de Nusselt local décroît quand Z diminue. La différence de température entre la paroi à T_f et l'écoulement se réduit car l'écoulement descendant se refroidit le long de la paroi. Ainsi, les échanges de chaleur avec la paroi diminuent. Une diminution du nombre de Nusselt local plus importante pour $Z \in [0,55;0,70]$ est constatée. Ce comportement s'explique par l'influence de la cellule de recirculation ($Z \geq 0,60$). De plus, la cellule de recirculation vient également perturber l'évolution monotone du nombre de Nusselt comme on peut le remarquer pour $Z \in [0,70;0,80]$.

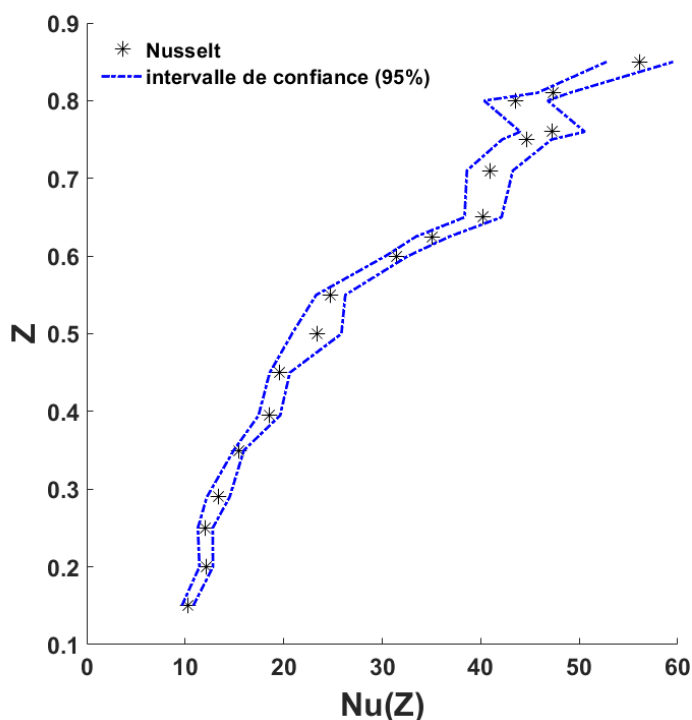


FIGURE 3.12 – Nombre de Nusselt local (eq. 2.17) en fonction de Z sur la paroi à T_f (zone A)

3.5 Zone B : Champs et profils de vitesse

3.5.1 Champ de la vitesse moyenne

Une fois que l'écoulement a quitté la zone A correspondant au canal vertical différemment chauffé, celui-ci se dirige en partie vers le canal horizontal supérieur (zone B). Le champ de la norme (bidimensionnelle) de vitesse est tracé pour cette zone (Fig. 3.13). Il permet d'avoir une idée globale de la topologie de l'écoulement dans cette zone. Ce champ montre que l'écoulement ayant quitté la paroi verticale chauffée du canal (zone A) atteint la paroi supérieure du canal horizontal (zone B) et se dirige vers le canal vertical non-chauffé (zone C). On remarque par ailleurs une zone de très faible vitesse proche de la paroi supérieure de l'obstacle pour $Y \in [0,50;0,80]$ et $Z \in [0,90;0,93]$ qui s'apparente à une zone morte de l'écoulement. On observe également la présence d'une structure tourbillonnaire tournant dans le sens des aiguilles d'une montre ($Y \in [0,10;0,30]$) et centrée autour de $Z \approx 0,95$, alimentée par un jet battant décrit dans une section ultérieure (section 3.10.1), et qui vient de paire avec la cellule de recirculation observée en partie haute du canal vertical chauffé (section 3.2.1).

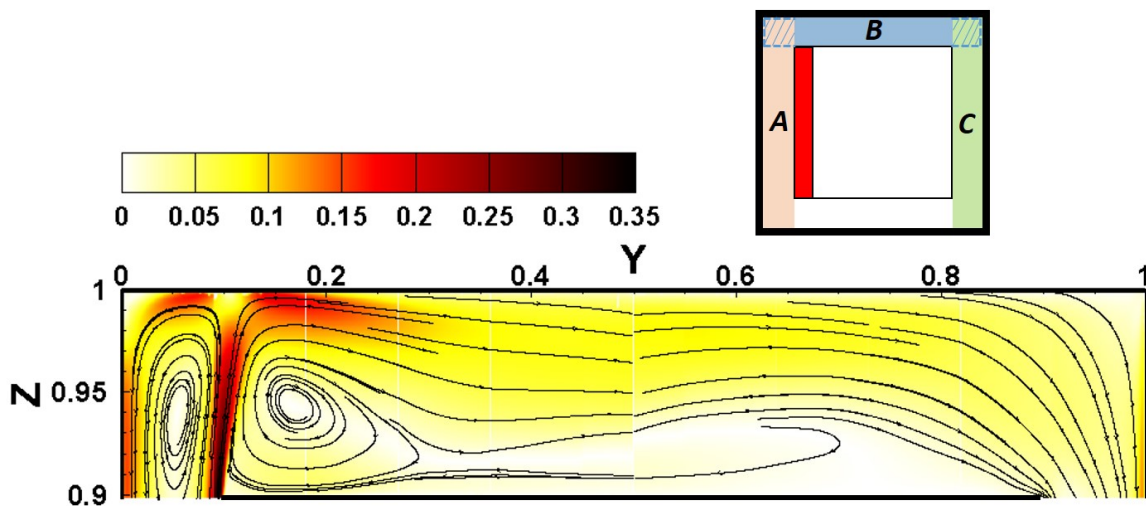


FIGURE 3.13 – Champ de la norme 2D de vitesse et trajectoires ($\rightarrow$) (zone B)

3.5.2 Profils de vitesses

Des profils verticaux des composantes horizontale et verticale de vitesse sont tracés pour différentes cotes Y le long du canal horizontal supérieur (Fig. 3.14). A $Y = 0,15$, le profil de la composante horizontale de vitesse montre la présence d'un jet pariétal horizontal le long de la paroi supérieure de la cavité cubique ($Z \approx 1$). Ce jet pariétal s'épaissit jusqu'à la moitié du canal horizontal vers $Y = 0,50$ tandis que son maximum de vitesse en valeur absolue décroît passant de $\bar{V} = 0,19$ pour $Y = 0,15$ à $\bar{V} = 0,08$ pour $Y = 0,50$. Entre $Y = 0,50$ et $Y = 0,75$, on peut également noter que les profils de la composante horizontale de vitesse proche de la paroi supérieure de l'obstacle sont plats et très proches de 0.

Ils caractérisent la zone morte de l'écoulement.

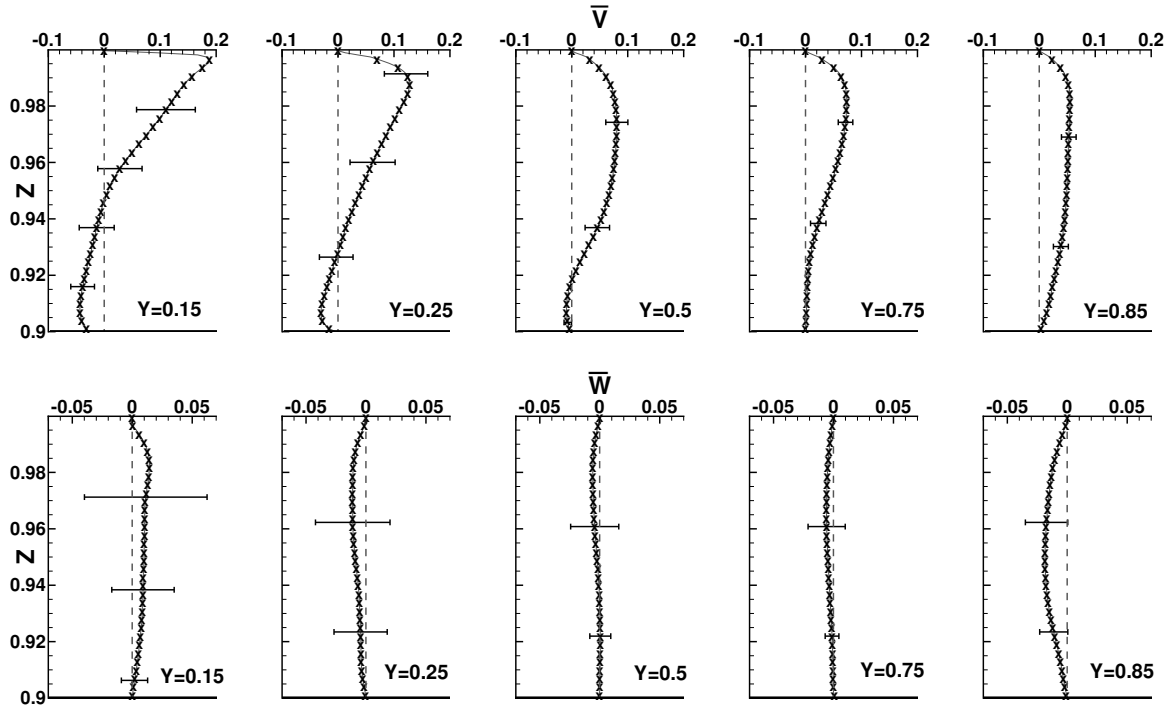


FIGURE 3.14 – Profils verticaux de la composante horizontale (haut) et de la composante verticale (bas) de la vitesse moyenne (zone B). Barres verticales de taille $2\sigma_{V,W}$

Si on suit l'écoulement dans le sens des valeurs de Y décroissantes le long de la paroi de l'obstacle, on remarque qu'à partir de $Y \approx 0,3$, la structure tourbillonnaire, alimentée par un jet oscillant décrit dans une future section et tournant dans le sens des aiguilles d'une montre, entraîne l'écoulement. Dans cette zone, on peut alors observer un écoulement pariétal inversé le long de la paroi supérieure de l'obstacle (cf. $Y = 0,25$).

Les vitesses verticales sont elles très faibles sur la grande majorité du canal et indiquent que le transport de matière se fait essentiellement via la composante horizontale de vitesse.

A $Y = 0,15$, les fluctuations des composantes horizontale et verticale de vitesse sont croissantes avec Z et donc plus importantes au niveau du jet pariétal. Pour $Y > 0,15$ jusqu'à $Y = 0,85$, les fluctuations diminuent globalement comme la vitesse de l'écoulement. Une légère augmentation des fluctuations verticales pour $Y = 0,85$ est observée (comme pour la composante moyenne) alors que l'écoulement se dirige vers le canal vertical non-chauffé.

3.5.3 Énergie cinétique turbulente

La cartographie de l'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle (k_{2D}) dans le canal horizontal supérieur est tracée à la figure 3.15. L'énergie liée aux fluctuations de vitesse

se concentre dans la zone du jet et diminue très rapidement dès $Y > 0,20$. Cette énergie cinétique turbulente croît avec Z et dans la direction du jet. Son maximum est égal à $k_{max} = 0,008$ et est situé à $Y = 0,104$ et $Z = 0,986$. En ce point, le champ de la norme de vitesses (Fig. 3.13) indique que l'écoulement a fortement ralenti en moyenne ($|V|_{2D} = 0,1$). L'augmentation de l'énergie turbulente illustre une déstabilisation progressive, verticalement et horizontalement, du jet à mesure que Z croît. Enfin, en aval, la distribution de cette énergie s'étend vers les deux cellules de recirculation contra-rotatives. Par ailleurs, un battement du jet est observé et analysé dans la section qui suit (section 3.10).

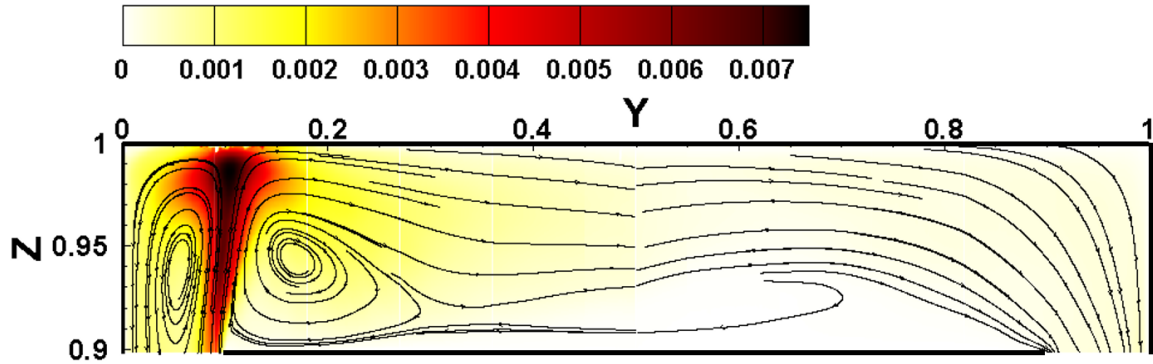


FIGURE 3.15 – Énergie cinétique turbulente bidimensionnelle et trajectoires ($\rightarrow$) pour la zone B

3.6 Zone B : Profils de températures

Des profils de températures à différentes cotes le long du canal horizontal supérieur sont tracés (Fig. 3.16). La composante horizontale de la vitesse moyenne est également tracée à ces cotes. Enfin, des zooms sont effectués sur les profils de température proches de la paroi horizontale supérieure à $Z \approx 1$ et de la paroi supérieure de l'obstacle à $Z \approx 0,90$. En amont de l'écoulement dans le canal, à $Y = 0,15$, un comportement non-adiabatique peut être observé avec la paroi supérieure de l'obstacle. En effet, la température est encore élevée ($\approx T_c$) sur la paroi supérieure de l'obstacle car la plaque chauffée étant d'épaisseur 4 cm, celle-ci atteint $Y = 0,14$. La paroi chauffée est donc à proximité. En aval du canal horizontal supérieur, à $Y = 0,85$, une observation similaire peut être donnée alors que l'écoulement se rapproche de l'autre plaque en aluminium à $Y = 0,86$. En effet, dans cette zone ($Y \approx 0,85$), l'écoulement est plus chaud que l'obstacle et des échanges de chaleur ont lieu entre le fluide et la paroi. Entre les cotes $Y = 0,15$ et $Y = 0,85$ (non comprises), les profils de températures sont relativement plats depuis la paroi de l'obstacle. Les zooms effectués pour chacune de ces cotes montrent que la température très près de la paroi de l'obstacle ne varie quasiment pas. Ce comportement est assez similaire à celui rencontré à proximité de parois adiabatiques. Cela explique également en partie la zone morte de l'écoulement observée ($\nabla T \approx 0$ et $\vec{v} = 0$).

Proche de la paroi supérieure de la cavité, la température décroît strictement de $Y = 0,15$ à

$Y = 0,85$. De plus, les profils de températures sont, comme à proximité de la paroi de l'obstacle, relativement plats depuis la paroi supérieure de la cavité. Ainsi, les échanges sont très faibles et le caractère adiabatique de la paroi supérieure de la cavité est ici retrouvé.

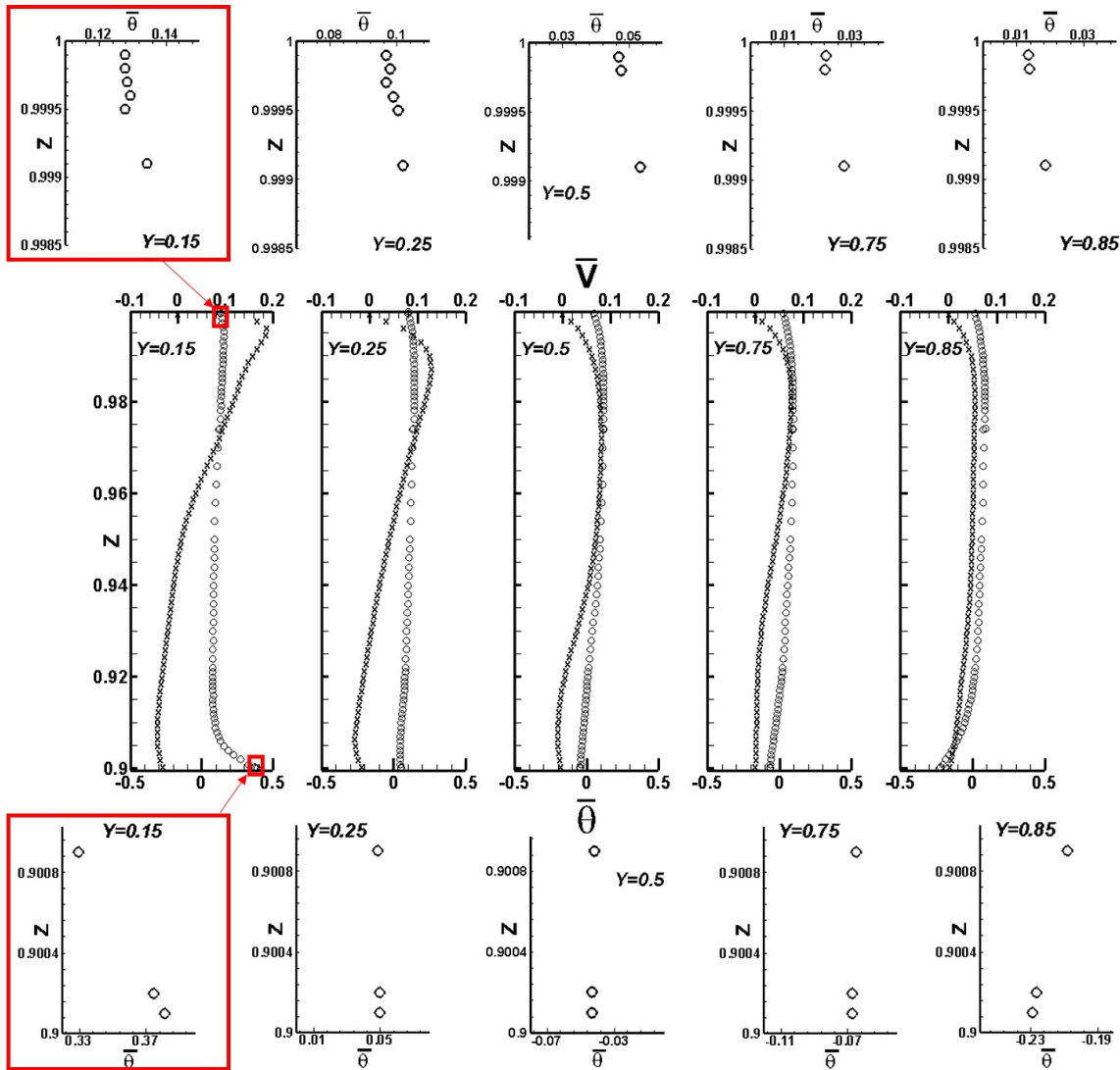


FIGURE 3.16 – Profils verticaux de la température moyenne ($\circ$) et de la composante horizontale de vitesse ($\times$) pour différentes cotes Y dans le canal horizontal supérieur; Zooms en proche paroi (parois supérieures de la cavité et de l'obstacle)

3.7 Zone C : Champs et profils de vitesse

3.7.1 Champs de la norme de vitesse moyenne

Une fois que l'écoulement a traversé le canal horizontal supérieur (zone B), celui-ci parvient dans le canal vertical non-chauffé (zone C). Le champ de la norme bidimensionnelle de la vitesse est tracé pour cette zone (Fig. 3.17). On note ici que l'écoulement se dirige soit vers la paroi froide à T_f soit vers la paroi de l'obstacle. A cette cote ($Z \approx 0,90$), on montrera que ces deux parois sont plus froides que l'écoulement (section 3.8.1). En conséquence, l'écoulement descend le long des deux parois ($Y \approx 0,90$ et $Y \approx 1$).

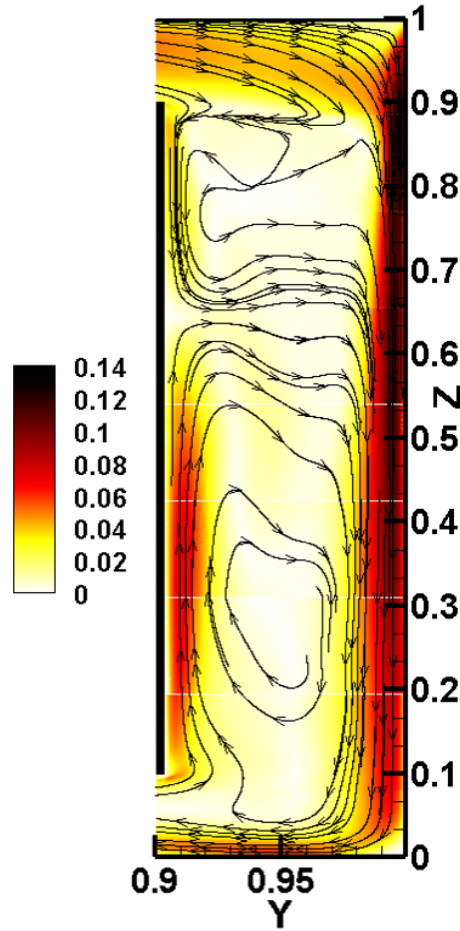


FIGURE 3.17 – Champ de la norme 2D de la vitesse moyenne (zone C) et trajectoires ($\rightarrow$)

Le long de la paroi à T_f de la cavité ($Y = 1$), un écoulement de couche limite descendant est observé. Pour $Z < 0,10$, cet écoulement se dirige alors vers le canal horizontal inférieur.

Le comportement de l'écoulement le long de la paroi de l'obstacle ($Y \approx 0,90$) est radicalement différent. En effet, l'écoulement descend le long de l'obstacle depuis $Z = 0,90$ et jusqu'à $Z \approx 0,65$ puis traverse le canal vertical pour rejoindre la couche limite descendante à T_f . Ce changement de direction est localisé à la position où l'écoulement de couche limite descendant le long de l'obstacle est à la même température que la zone centrale du canal vertical chauffé et ne subit donc plus les effets de flottabilité (voir section 3.8.1). Il est alors entraîné par la couche limite descendante le long de la paroi froide à T_f . Pour $Z \in [0,10; 0,65]$, on observe un écoulement de couche limite ascendant le long de l'obstacle. Cet écoulement est entraîné jusqu'à $Z \approx 0,65$ pour les mêmes raisons que l'écoulement de couche limite descendant le long de l'obstacle (forces de flottabilité). Cet écoulement est en fait à la fois alimenté en $Z = 0,10$ par un écoulement retour provenant du canal horizontal inférieur et par la zone de recirculation observée en partie basse du canal vertical non chauffé.

3.7.2 Profils de vitesses

Afin de quantifier l'évolution du champ moyen de la norme de vitesse bidimensionnelle, des profils horizontaux des composantes horizontales et verticales de vitesses ont été tracés pour différentes cotes (Fig. 3.18). Ainsi, à $Z = 0,893$, la composante horizontale positive indique que l'écoulement provient effectivement du canal horizontal supérieur (zone B). Pour cette même cote, le profil de $\overline{W}$ confirme la présence des couches limites descendantes. A $Z = 0,10$ et proche de la paroi de l'obstacle à $Y \simeq 0,90$, la composante horizontale est positive ($\overline{V} > 0$) et traduit la présence d'un écoulement retour provenant du canal horizontal inférieur. Les fluctuations verticales et horizontales de la vitesse sont globalement plus importantes au sein de la couche limite descendante le long de la paroi de l'échangeur. On note également leur présence notable proche des entrées/sorties du canal vertical.

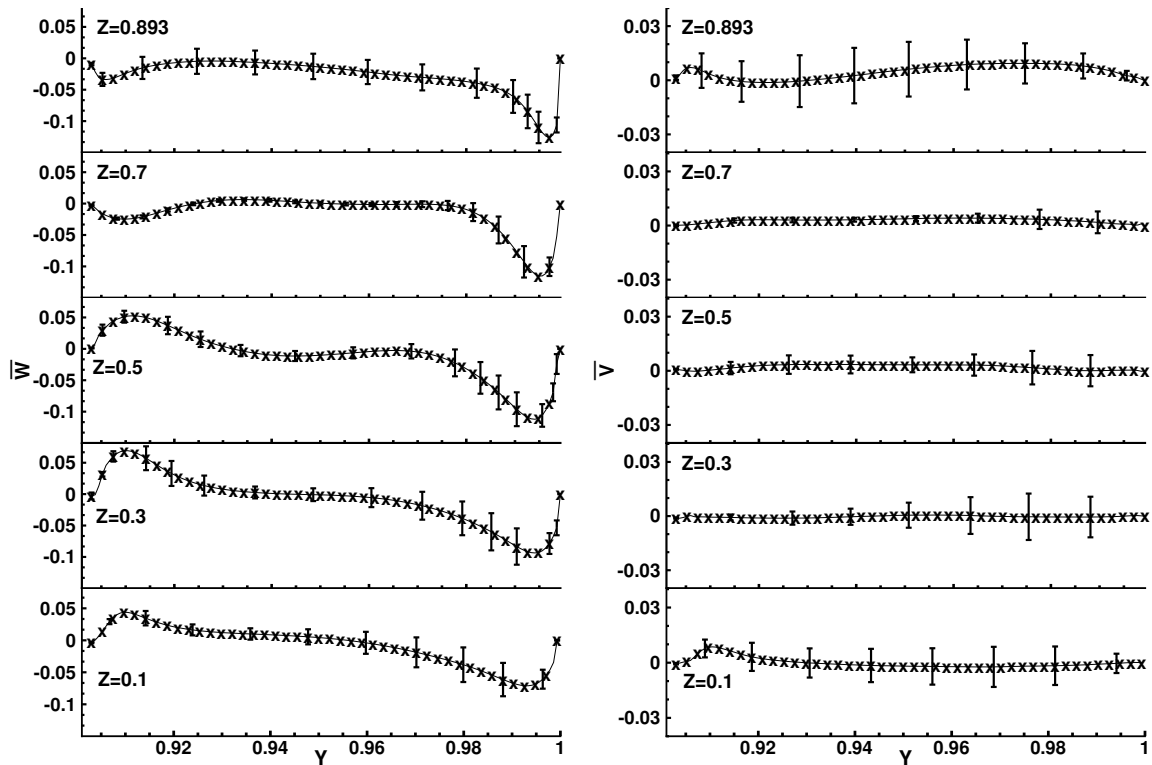


FIGURE 3.18 – Profils horizontaux de la composante verticale ($\overline{W}$) et de la composante horizontale ($\overline{V}$) (zone C). Barres verticales (I) de taille $2\sigma_{W,V}$

Les évolutions des valeurs absolues des pics de la composante verticale de la vitesse moyenne le long de l'obstacle et le long de la paroi à T_f sont tracées à la figure 3.19 (gauche). Le long de l'obstacle et pour $Z \approx 0,90$, l'écoulement accélère verticalement sur une courte distance avant de décélérer pour $Z \leq 0,85$ jusqu'à la zone de séparation $Z \approx 0,65$ où $\overline{W} = 0$. Un comportement similaire est observé pour l'écoulement ascendant le long de l'obstacle depuis $Z = 0,10$. L'écoulement accélère ainsi jusqu'à $Z \approx 0,32$ avant de décélérer jusqu'à la zone de séparation. L'impact des deux couches limites, ascendante et descendante, ralentit le fluide proche de la zone de séparation en formant un bouchon. Les écoulements doivent alors nécessairement se diriger vers la paroi froide à T_f . Le long de la paroi de l'échangeur à T_f , on observe une accélération verticale du fluide jusqu'à $Z \approx 0,86$ et qui provient directement de l'écoulement pariétal du canal horizontal supérieur (zone B). Après une légère décélération, le pic de vitesse reste approximativement constant jusqu'à $Z \approx 0,60$. Puis l'écoulement décélère à nouveau le long de la paroi du fait notamment du développement de la couche limite (épaississement), de probables effets 3D et de l'évolution du champ de température (cf. 3.8.1).

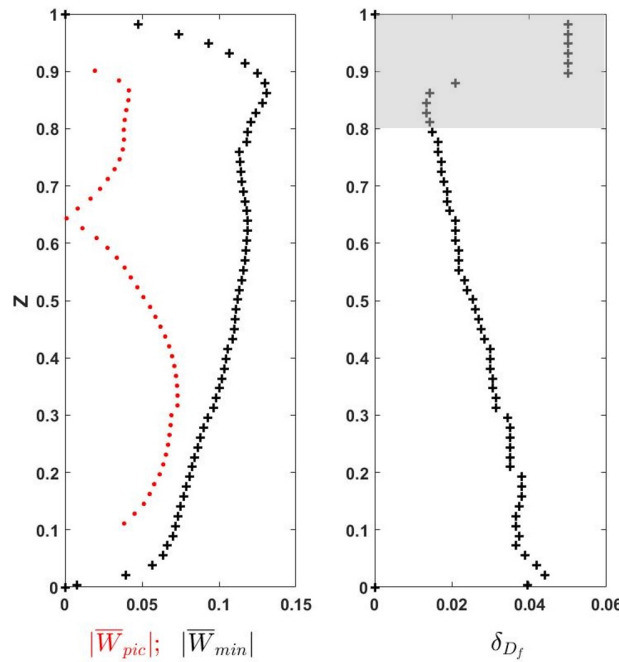


FIGURE 3.19 – Evolution de la valeur absolue du pic de la composante verticale moyenne dans les écoulements pariétaux le long de l'obstacle ($|\overline{W}_{pic}|$) et de la valeur absolue du minimum de la composante verticale moyenne dans la couche limite descendante ($|\overline{W}_{min}|$) le long de la paroi à T_f - épaisseur de couche limite le long de la paroi à T_f (zone grisée : épaisseur non-définie)

L'épaisseur de couche limite le long de la paroi de l'échangeur est également tracée à la figure 3.19 (droite). Sa définition est similaire à celle donnée pour la zone A (Eq. 3.1). Pour $Z < 0,80$, soit en dehors de la zone d'impact du jet provenant du canal horizontal supérieur, l'épaisseur de couche limite augmente le long de la paroi jusqu'à environ $Z \approx 0,20$ où elle reste approximativement constante. Cette couche limite descendante le long de la paroi à T_f ($Y \approx 1$) a donc un comportement assez similaire à celui observé le long de

la paroi à T_f pour la zone A ($Y \approx 0$). C'est-à-dire que la couche limite perd de la vitesse et s'épaissit à mesure que Z décroît.

Enfin, la valeur absolue du minimum de vitesse pour la couche limite descendante le long de la paroi de l'échangeur est près de 4 fois supérieure à celui dans la couche limite descendante le long de l'obstacle (pour $Z = 0,893$, $\bar{W} = -0,034$ à $Y = 0,906$ et $\bar{W} = -0,126$ à $Y = 0,997$). Ceci s'explique parce que l'écoulement issu du canal horizontal supérieur (zone B) a gardé une partie de sa vitesse et que les effets de flottabilité sont plus intenses au voisinage avec la paroi froide à T_f .

3.7.3 Energie cinétique turbulente

Le champ de l'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle est présenté à la figure 3.20. Pour faciliter la comparaison avec les zones A et B, la même échelle de couleurs a été conservée. L'écoulement présente une énergie cinétique turbulente faible sur l'intégralité du canal vertical non-chauffé. Les fluctuations se concentrent essentiellement au niveau de la couche limite descendante le long de la paroi de l'échangeur à T_f ($Y \approx 1$).

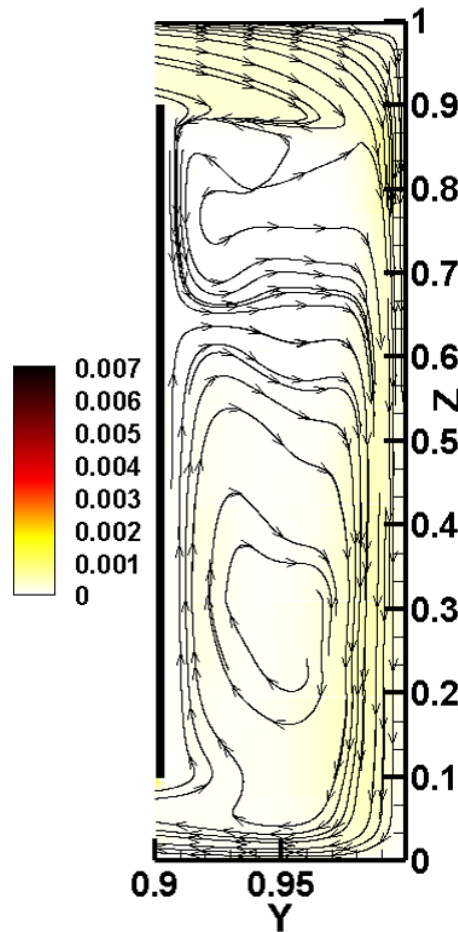


FIGURE 3.20 – Energie cinétique turbulente bidimensionnelle et trajectoires (→) (Zone C)

3.8 Zone C : Profils de températures

3.8.1 Profils horizontaux de températures

Des profils horizontaux de températures sont tracés pour différentes cotes le long du canal vertical non chauffé (Fig. 3.21). Le développement d'une couche limite thermique le long de la paroi froide à T_f est observé. En insert de la figure, l'épaisseur de couche limite thermique (δ_{T_f}) le long de cette paroi est tracée. La définition de la couche limite est similaire à celle donnée pour l'étude de la zone A (3.2) mais définie depuis la paroi froide à $Y = 1$:

$$\bar{\theta}_{1,0,Z} - \bar{\theta}_{\delta_{T_f},Z} \simeq 0,9 \left(\bar{\theta}_{1,0,Z} - \bar{\theta}_{0,95,Z} \right)$$

L'épaisseur de couche limite n'est pas définie pour $Z > 0,80$ et ce à cause du jet provenant du canal horizontal supérieur. On remarque que l'épaisseur reste constante quand Z décroît de $Z = 0,70$ jusqu'à $Z = 0,30$ puis augmente légèrement pour $Z = 0,10$. Le long de l'obstacle, le comportement thermique va influencer largement le comportement dynamique précédemment observé.

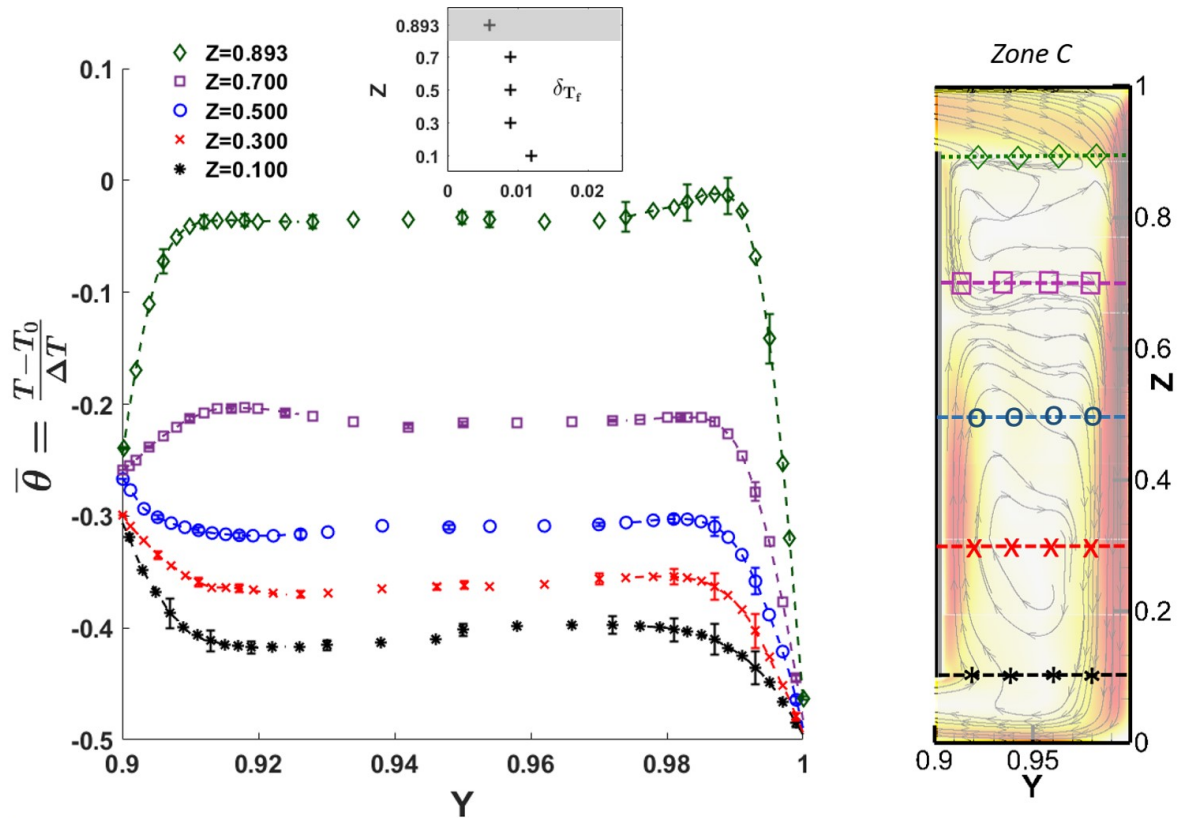


FIGURE 3.21 – Profils horizontaux de la température moyenne à différentes cotes Z le long du canal vertical non-chauffé (zone C). Barres verticales ($\bar{\theta}$) de taille $2\sigma_\theta$. En insert, épaisseur de couche limite thermique (δ_{T_f}) (zone grisée : épaisseur non-définie)

Pour $Z = 0,89$ et $Z = 0,70$, on observe ainsi une couche limite thermique qui se développe le long de l'obstacle où l'écoulement est plus chaud que la paroi; au contraire des

profils à $Z = 0,10$, $Z = 0,30$ et $Z = 0,50$ où une couche limite thermique se développe pour un écoulement plus froid que la paroi de l'obstacle. Ceci s'explique par le fait que l'écoulement ascendant (respectivement descendant) le long de l'obstacle se refroidit (respectivement se réchauffe) jusqu'à atteindre la température de l'obstacle. Une fois cette température atteinte et de fait les effets de flottabilité annulés, l'écoulement ralentit et rencontre l'écoulement descendant le long de la paroi de l'obstacle. Les écoulements (ascendant et descendant) se dirigent alors vers la paroi froide à T_f comme cela a été discuté dans l'analyse dynamique dans la section 3.7.1. Les conditions de température dans l'obstacle et le long de la paroi de l'obstacle sont présentées en Annexe A. Leur étude laisse supposer que la variation de température le long de la paroi de l'obstacle provient d'échanges convectifs avec l'écoulement plutôt que de transferts conductifs au sein de l'obstacle.

3.8.2 Stratification centrale du canal

Comme pour la zone A, on observe la décroissance de la température quand Z diminue tout le long du canal vertical non chauffé ainsi qu'une stratification en température dans la zone centrale du canal. Pour la quantifier, un profil vertical de température est tracé dans le plan vertical médian de la cavité et au centre du canal à $X = 0,50$ et $Y = 0,95$ (Fig. 3.22).

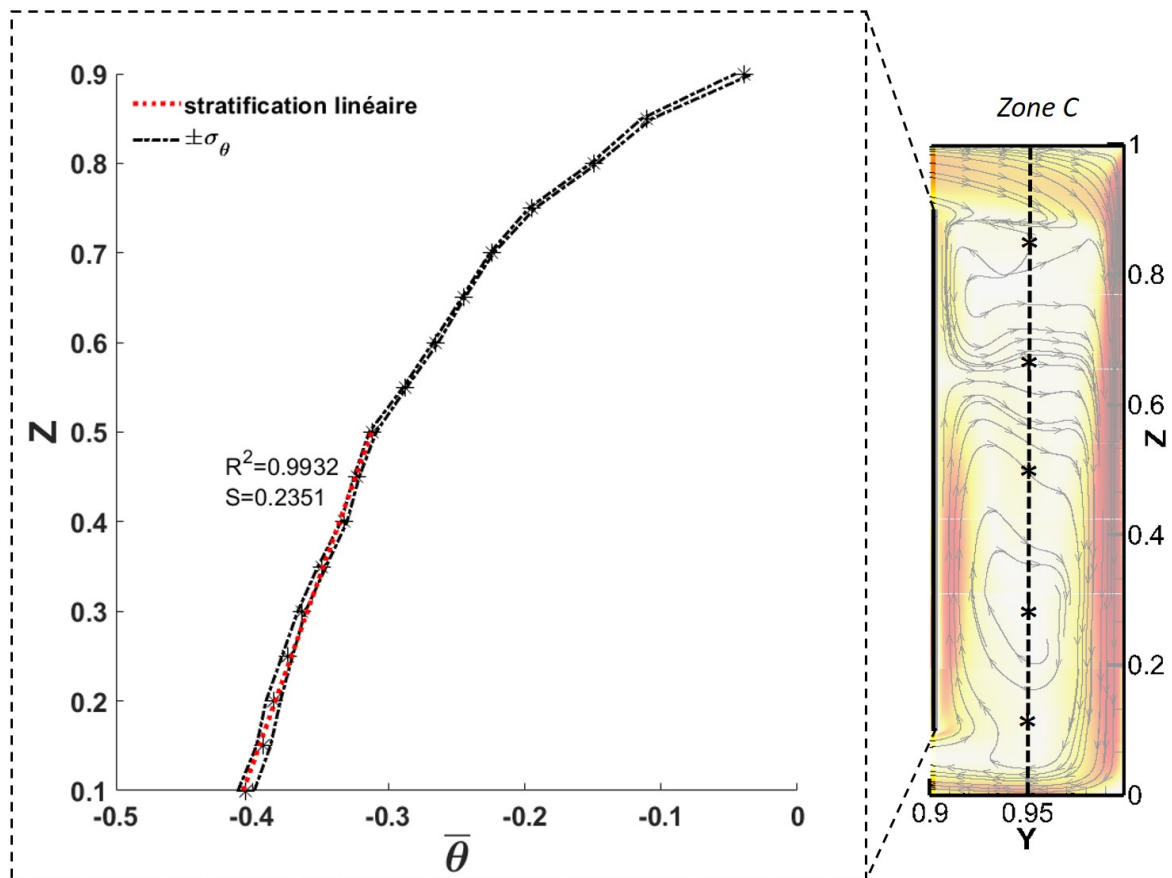


FIGURE 3.22 – Profil vertical de températures à $Y = 0,95$ (zone C). Intervalle des fluctuations de taille $2\sigma_\theta$

Une variation linéaire de la température est observée pour $Z \in [0,1;0,5]$. La linéarité de la stratification est donc liée à la zone inférieure du canal vertical, définie par une grande cellule de recirculation avec de basses vitesses au centre. Le paramètre de stratification est ici égal à $S = 0,235$. Ce paramètre est plus faible que celui observé pour la zone A ($S = 0,29$). Les deux valeurs restent néanmoins difficilement comparables car la dynamique de l'écoulement est différente selon la zone étudiée. On notera néanmoins que les deux canaux verticaux (zone A et zone C) présentent chacun une zone linéaire de variation de la température, étendue sur environ la moitié inférieure d'un canal vertical, et qui rappelle un comportement observé dans les cavités et canaux verticaux différentiellement chauffés (Belleoud [2016], Thebault *et al.* [2018]). Pour $Z \in [0,50;0,90]$, le gradient vertical de température est plus important. En effet, à $Z \simeq 0,90$, l'écoulement provient directement du canal horizontal supérieur. Par ailleurs, la température observée au centre du canal vertical à cette cote est légèrement inférieure à celle observée près de la sortie (et au centre) du canal horizontal supérieur ($\bar{\theta} \approx 0$, cf. Fig. 3.16 à $Y = 0,85$). Pour $Z < 0,90$, l'écoulement chaud se divise en une partie descendant le long de la paroi de l'échangeur et une autre le long de l'obstacle. Ce comportement entraîne une diminution relativement importante de la température au centre du canal et sur une courte distance, comme cela peut également être observé à la figure 3.21 entre $Z = 0,893$ et $Z = 0,70$. Après avoir rencontré l'écoulement de couche limite ascendant le long de l'obstacle, l'écoulement descendant le long de l'obstacle traverse le cœur du canal et y transporte un air plus chaud. Le gradient vertical de température diminue alors et devient constant au centre de la cellule de recirculation.

3.9 Composante transversale de l'écoulement

3.9.1 Divergence

Jusqu'à présent, le caractère bidimensionnel de l'écoulement a été supposé. En effet, la PIV 2D dans un plan vertical de mesure nous renseigne exclusivement sur les composantes horizontale (suivant Y) et verticale (suivant Z) de l'écoulement. Nous allons donc nous intéresser dans la suite à la troisième composante de vitesse afin de vérifier si elle est négligeable ou non.

L'équation de continuité nous donne :

$$\nabla \cdot \vec{V} = \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.3)$$

Sous l'hypothèse d'un écoulement moyen strictement bidimensionnel, nous devrions donc avoir :

$$\nabla \cdot \vec{V} = \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.4)$$

Seulement, la présence de l'obstacle, au centre de la cavité, laisse à penser qu'une composante transversale de l'écoulement puisse se développer. Il est alors nécessaire de vérifier si dans le plan médian (plan de symétrie), l'hypothèse du caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen est vérifiée.

Le champ de divergence 2D de la vitesse moyenne est ainsi tracé, dans le plan médian, pour la zone A (Fig. 3.23). On note au préalable que ce champ est à interpréter uniquement de manière qualitative. Un champ de divergence nulle aurait du donner, au bruit de mesure près, des valeurs négatives et positives réparties aléatoirement (Chorin [2018]). Au contraire, une démarcation semble ici se dessiner entre des valeurs du champ de divergence majoritairement positives près de la paroi chaude à T_c et négatives près de la paroi froide à T_f . Cette démarcation qui émerge entre les valeurs positives et négatives est esquissée sur la figure 3.23. De plus, ces écarts sur la divergence semblent s'accroître plus particulièrement dans la zone du jet (étudiée dans la section 3.10) indiquant le rôle de la paroi supérieure de la cavité dans l'apparition d'effets 3D.

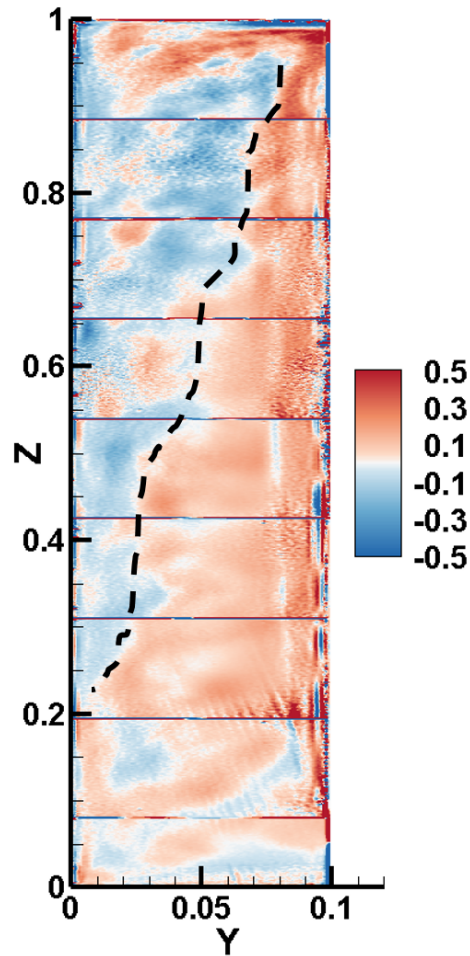


FIGURE 3.23 – Champ de la divergence 2D pour la zone A; (- -) motif de séparation

En conclusion, ce champ de divergence 2D semble indiquer qu'une composante transversale moyenne $\overline{U}$ non-négligeable existe au sein de l'écoulement dans le canal vertical chauffé. Afin d'obtenir un ordre de grandeur de cette composante transverse de vitesse dans l'écoulement, des champs de vitesses sur un plan horizontal ont été tracés et sont étudiés dans la section qui suit.

3.9.2 Profils et champs horizontaux de vitesses

Afin d'obtenir un ordre de grandeur de la composante transversale de l'écoulement au sein du canal vertical chauffé et autour du plan vertical médian, des mesures par PIV sur des plans horizontaux et centrés sur $X = 0,50$ ont été effectuées. Des mesures par stereo-PIV, un temps envisagées, ne sont pas réalisables du fait de l'étroitesse du canal.

Un champ horizontal de vitesse est réalisé à la cote $Z = 0,50$ (Fig. 3.24). On remarque que pour Y compris entre $Y = 0,08$ et $Y = 0,10$, les vecteurs vitesses sont biaisés. Dans cette zone, les champs moyens de la vitesse dans le plan vertical médian (à $X = 0,50$) ont déjà montré que l'écoulement est très majoritairement vertical. De ce fait, les particules d'ensemencement traversent le plan horizontal avec une vitesse importante, rendant impossibles les corrélations pour les composantes U et V dans cette zone.

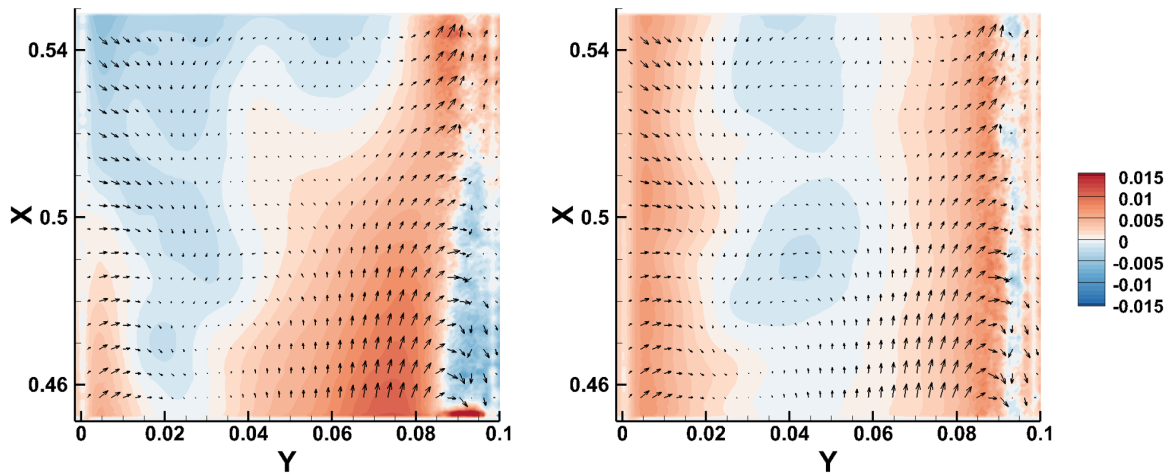


FIGURE 3.24 – Composante transversale de la vitesse moyenne, $\bar{U}$ (gauche); Composante horizontale de la vitesse moyenne, $\bar{V}$ (droite); vecteurs vitesse représentés sur les deux champs ($Z = 0,5$)

Les composantes horizontales et transverse de la vitesse moyenne obtenues dans le plan vertical médian et le plan horizontal, à $X = 0,5$ et $Z = 0,5$, sont comparées à la figure 3.25.

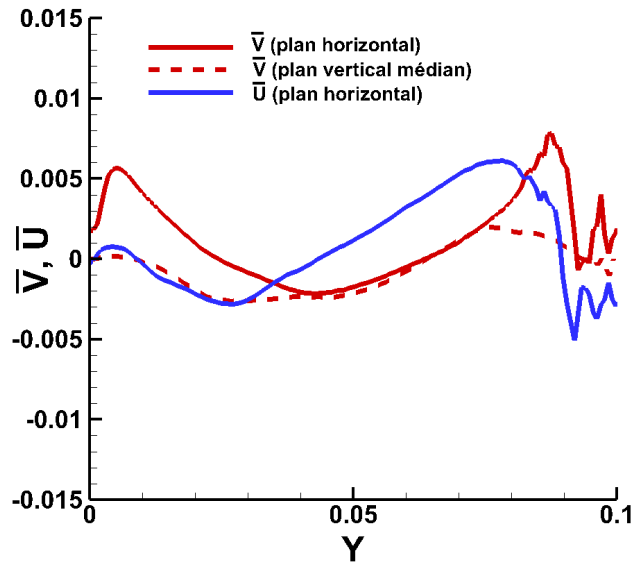


FIGURE 3.25 – Composante horizontale moyenne ($\bar{V}$) à $X = 0,5$ dans le plan horizontal (en rouge); Composante horizontale moyenne ($\bar{V}$) à $Z = 0,5$ dans le plan vertical médian (en pointillés rouges); Composante transversale moyenne ($\bar{U}$) à $Z = 0,5$ dans le plan horizontal (en bleu)

On remarque des défauts de recouplement pour les composantes horizontales dans les deux plans près des parois verticales. Les très faibles vitesses horizontales observées et les écoulements essentiellement verticaux en proche paroi limitent la zone d'étude à $0,02 < Y < 0,08$. Dans cette zone, on remarque que la composante transversale de la vitesse est supérieure à la composante horizontale. Néanmoins, elle reste de l'ordre de quelques mm.s^{-1} . Un profil de chacune des composantes de la vitesse moyenne est alors tracé pour cette gamme de Y à la figure 3.26.

Dans une zone comprise entre $Y = 0,04$ et $Y = 0,07$, la composante transversale de la vitesse moyenne est du même ordre de grandeur que les composantes horizontale et verticale de la vitesse moyenne. Cependant, les vitesses sont très proches de 0 dans cette zone. En dehors de cette dernière, la composante verticale de la vitesse moyenne ($\bar{W}$) est prépondérante et atteint jusqu'à près de 80 fois la valeur de la composante transversale de la vitesse moyenne (à $Z = 0,50$, $\bar{U} = 0,004$ et $\bar{W} = 0,32$).

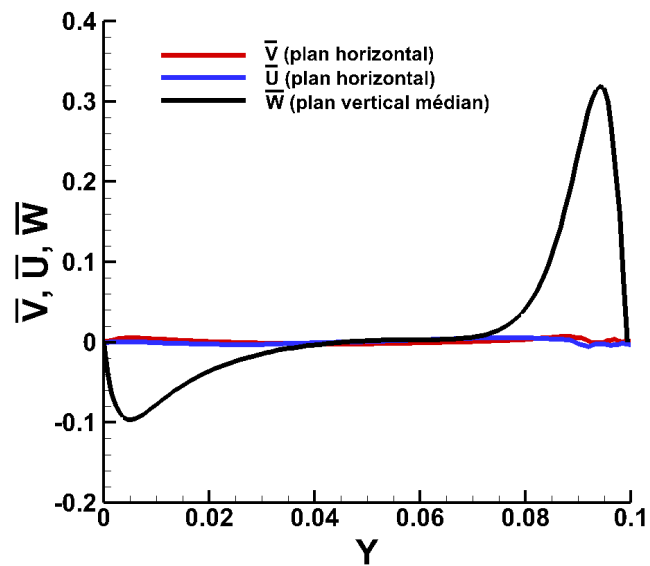


FIGURE 3.26 – (en rouge) Composante horizontale moyenne ($\bar{V}$) à $X = 0,5$ **dans le plan horizontal**, (en noir) Composante verticale moyenne ($\bar{W}$) à $Z = 0,5$ **dans le plan vertical médian**, (en bleu) Composante transversale moyenne ($\bar{U}$) à $X = 0,5$ **dans le plan horizontal**

3.10 Zone d'intérêt : jet oscillant

3.10.1 Topologie et battement

Au sein du canal vertical chauffé (zone A), lorsque l'écoulement quitte le bord de l'obstacle à $Z = 0,90$, un jet battant chaud est observé. Celui-ci, dans le plan médian, bat soit en direction du canal horizontal supérieur (zone B) soit en direction du canal vertical chauffé (zone A). Des instantanés de la norme de vitesse pris à différents temps dans la zone du jet illustrent la déstabilisation de l'écoulement et le battement du jet (Fig. 3.27).

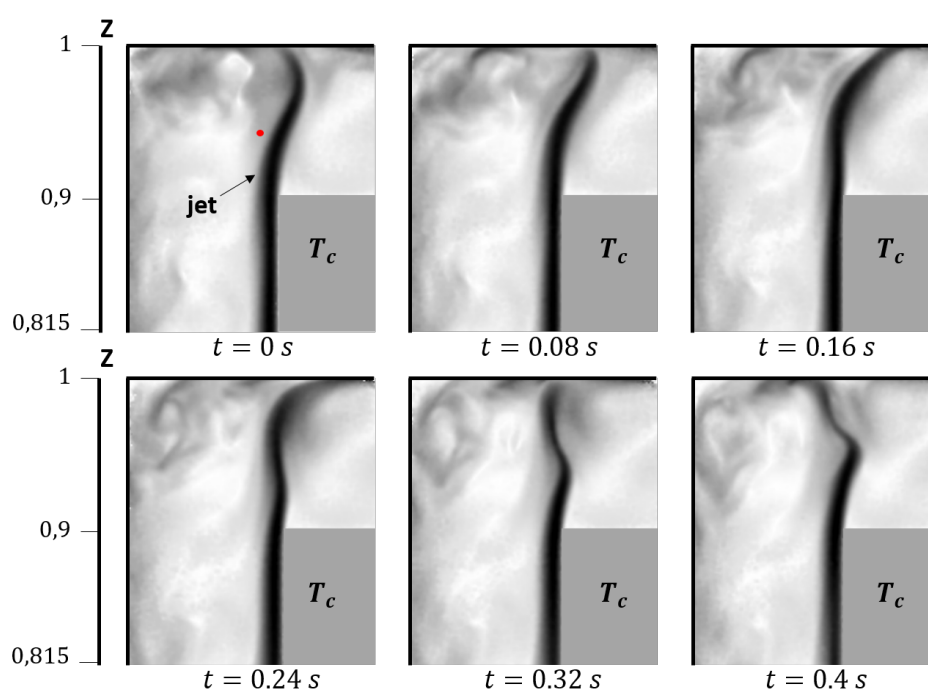


FIGURE 3.27 – Instantanés de la norme de la vitesse pris à différents temps t . Point de mesure du spectre dans le jet (en rouge) (cf Fig. 3.28)

La figure 3.28 montre la densité spectrale de puissance moyenne de la fluctuation horizontale pour un point localisé à $Z = 0,94$ et $Y = 0,09$ (cf. Fig. 3.27). La densité spectrale de puissance $\left(\Phi_X = \frac{1}{n_{acq} f_s} |\hat{X}|^2\right)$ où $\hat{X}$ représente la transformée de Fourier de la quantité X , f_s la fréquence d'échantillonnage et n_{acq} le nombre d'acquisitions du signal, est ici moyennée sur la somme des densités spectrales où chacune est déterminée sur un quart de l'échantillon total (5000 acquisitions). La fréquence principale du jet est centrée sur 2 Hz. On montrera dans une section ultérieure que cette fréquence provient directement d'une instabilité de couche limite tandis que les fréquences inférieures à cette fréquence principale pourraient être attribuées à des ondes de gravité et à une complexité croissante de l'écoulement.

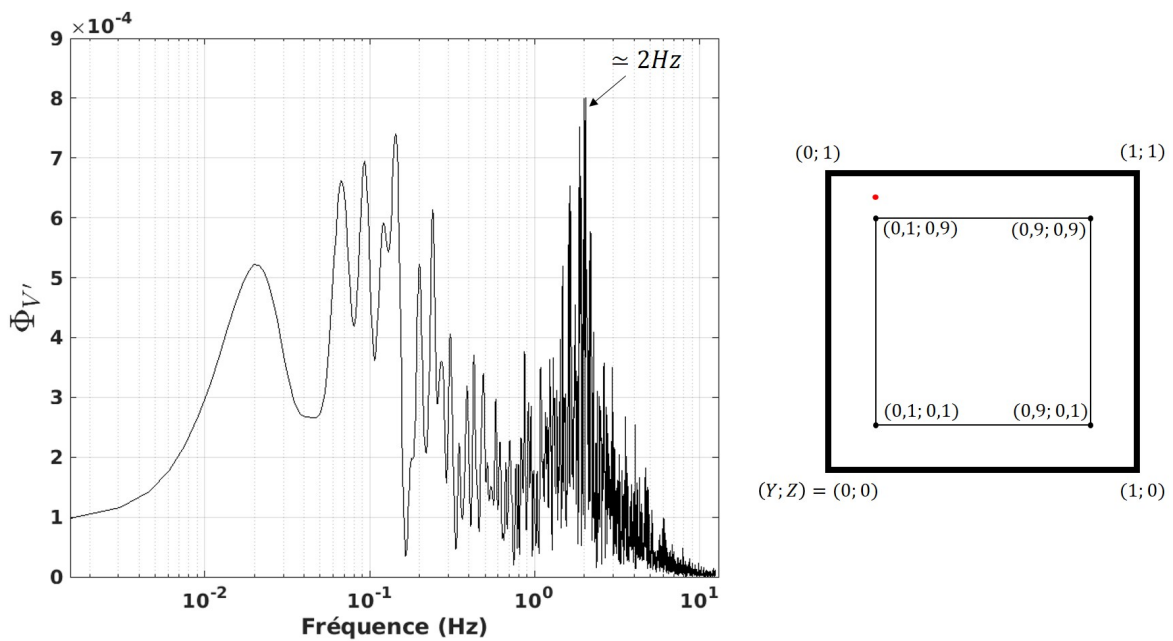


FIGURE 3.28 – Densité spectrale de puissance moyenne pour V' à $Z = 0,94$ et $Y = 0,09$ (cf. point rouge sur cette figure et à la figure 3.27)

3.10.2 Profils de températures

Des profils horizontaux de températures sont réalisés pour plusieurs cotes traversant la zone du jet (Fig. 3.29). Le maximum de température dans le jet est atteint à $Z = 0,901$, c'est-à-dire juste après que l'écoulement n'est plus en contact avec la paroi de l'obstacle, et pour $Y \approx 0,098$. Ce maximum de température décroît quand Z augmente et se déplace vers l'entrée du canal horizontal supérieur. En effet, alors que l'écoulement quitte la paroi de l'obstacle, il n'est plus chauffé et le jet s'élargit progressivement. Le jet continue de s'aplatir jusqu'à $Z = 0,983$ où l'écoulement est alors soit dirigé vers le canal horizontal supérieur soit vers le canal vertical chauffé. On remarque également que quelle que soit la cote Z , la température est plus faible à gauche du jet (canal vertical chauffé) qu'à droite de ce dernier (canal horizontal supérieur). Lorsque l'on s'intéresse aux fluctuations de

températures, on remarque que celles-ci, relativement faibles au cœur du jet à $Z = 0,901$, vont augmenter progressivement avec Z et s'étaler suivant Y . Cet étalement correspond à celui observé précédemment sur la dynamique du jet et remarqué sur le champ de la norme de la vitesse moyenne (Fig. 3.13).

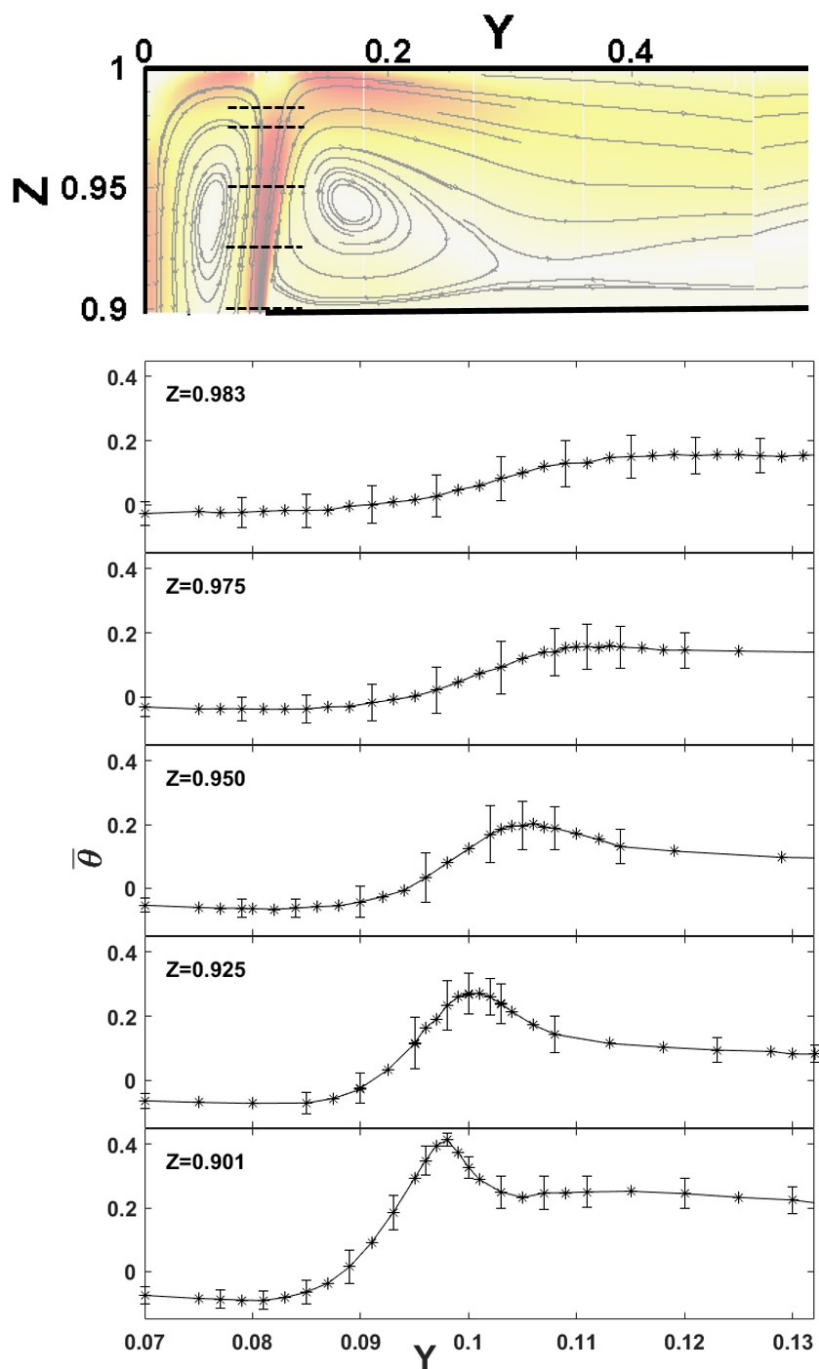


FIGURE 3.29 – Profils horizontaux de la température moyenne dans la zone du jet. Barres verticales (I) de taille $2\sigma_\theta$

3.11 Analyse fréquentielle

3.11.1 Ondes de gravité

L'apparition d'ondes de gravité au sein de milieux stratifiés et plus particulièrement de cavités différentiellement chauffées a été largement étudiée expérimentalement et numériquement (Le Quéré et Behnia [1998], Trias *et al.* [2007], Chorin *et al.* [2021]). Elles sont plus facilement observées dans les cœurs stratifiés des cavités. Thorpe [1968] a en particulier montré que la fréquence de ces ondes de gravité (f_{og}), étaient liées à la fréquence de Brunt-Väisälä (f_{BV}) avec :

$$f_{og}(n, p) = \frac{f_{BV}}{\sqrt{1 + \frac{n^2}{p^2 A_s^2}}} \quad \text{où} \quad f_{BV} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g\beta\Delta TS}{L}} \quad (3.5)$$

(n,p) sont les nombres de demi-longueurs d'ondes dans les directions horizontale et verticale associées aux différents motifs spatiaux pris par les ondes de gravité et A_s correspond au rapport de forme du cœur stratifié. Pour rappel, S correspond au paramètre de stratification et L est la longueur de la cavité. Pour notre configuration, $f_{BV} \approx 0,1$ Hz. La densité spectrale de puissance pour la fluctuation verticale W' est tracée pour différentes cotes Z dans la partie inférieure du canal vertical chauffé (Fig. 3.30). Pour chacune de ces cotes, on remarque qu'une fréquence principale semble se détacher et est approximativement égale à f_{BV} .

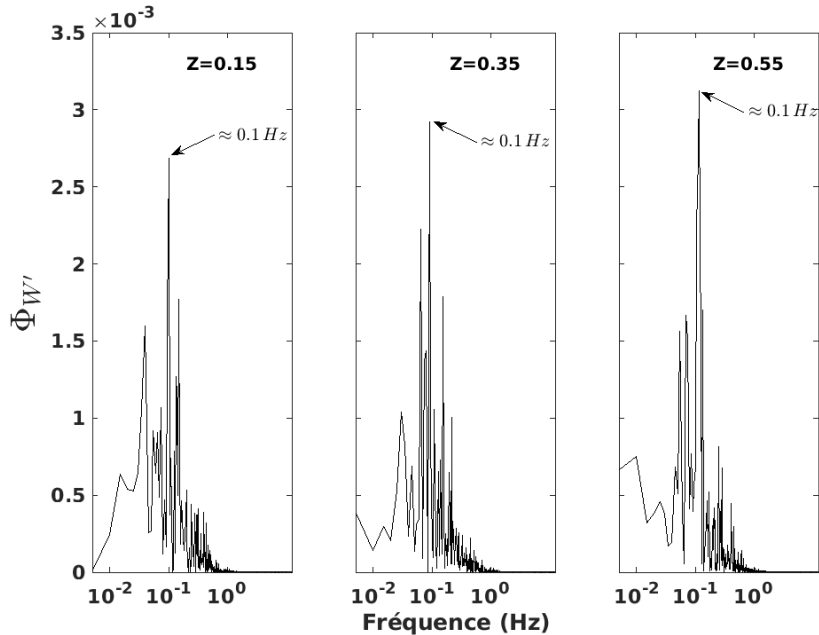


FIGURE 3.30 – Densité spectrale de puissance pour la fluctuation verticale pour différents Z et à $Y = 0,05$

Dans le cas d'une enceinte confinée, la fréquence fondamentale des ondes de gravité est obtenue pour $n = 1$ et $p = 1$. Même si dans le canal vertical chauffé, l'écoulement n'est

pas confiné, des similitudes topologiques avec une cavité différentiellement chauffée ont été observées (cf.section 3.2).

Lorsque le rapport de forme A_s est suffisamment grand (ici $A_s \approx 8$ au sein du canal vertical chauffé) on remarque que $f_{og}(1, 1) \approx f_{BV}$. Par ailleurs, tant que n^2 n'est pas trop grand devant p^2 , des ondes de gravité de fréquences très proches de la fréquence de Brunt-Väisälä peuvent donc se développer au sein du canal vertical différentiellement chauffé.

3.11.2 Instabilités de couche limite

Introduction

Il a été préalablement montré à la section 3.10.1 que l'écoulement ayant quitté le bord supérieur de l'obstacle battait autour d'une fréquence principale, f_p , centrée sur $f_p = 2$ Hz. D'où cette fréquence peut-elle provenir?

La figure 3.31 montre la densité spectrale de puissance moyenne pour la fluctuation horizontale V' au sein de la couche limite ascendante à $Z = 0,65$ et $Y = 0,09$. On peut remarquer la présence d'une fréquence centrée autour de 2 Hz, comme celle repérée au sein du jet battant. On peut également noter la présence d'une harmonique autour de 4 Hz ($f \approx 2f_p$). Il est important de noter que la fréquence principale du jet battant provient donc d'une instabilité advectée par la couche limite ascendante le long de la paroi chaude du canal vertical (zone A). En ce sens, on va par la suite s'intéresser à la théorie des instabilités le long de la paroi verticale chauffée.

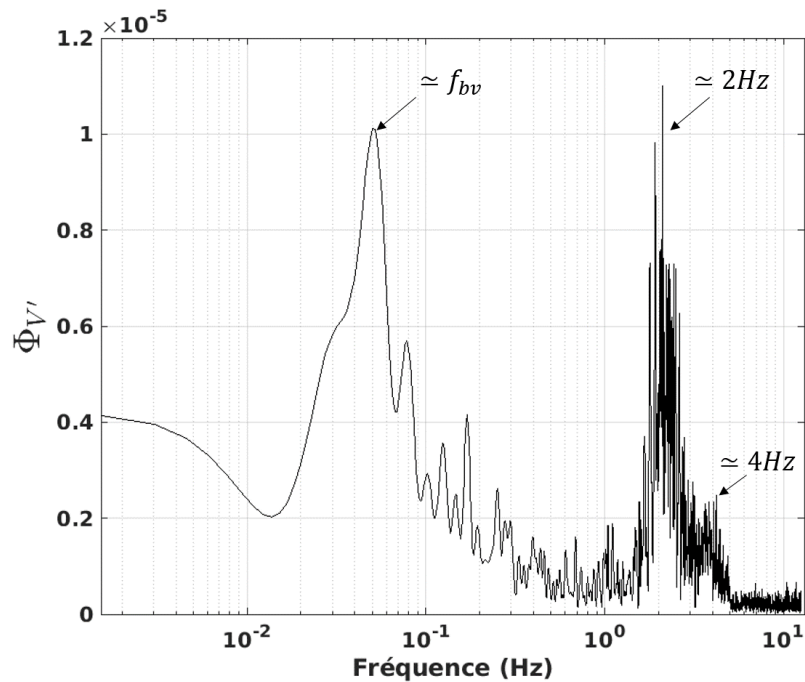


FIGURE 3.31 – Densité spectrale de puissance moyenne pour la fluctuation horizontale à $Z = 0,65$ et $Y = 0,09$

Rappels sur la plaque plane verticale chauffée

Le régime laminaire de l'écoulement le long d'une plaque plane verticale chauffée a été étudié très tôt théoriquement et expérimentalement par Schmidt et Beckmann [1930]. Plus tard, Ostrach *et al.* [1952] précisera la théorie et la comparera à des expériences à différents nombres de Prandtl, *Pr*. Un écoulement de couche limite le long de la plaque plane est observé lorsque le nombre de Grashof est suffisamment important et des corrélations sur les transferts de chaleur sont déterminées.

Théorie des instabilités

Gebhart et Jaluria [1988] ont étudié l'évolution de la propagation d'une instabilité périodique le long d'une plaque verticale chauffée (isotherme ou à flux constant). En particulier, Dring et Gebhart [1968] ont résolu l'équation d'Orr-Sommerfeld couplée en vitesse et température dans le cas d'une paroi verticale chauffée à flux constant. Cette équation permet notamment de décrire l'évolution d'une perturbation de très faible amplitude qui peut s'écrire :

$$\psi'(y, z, t) = \phi(y) e^{i(\alpha z^* - \omega t)} \quad \text{avec} \quad \alpha = \alpha_r + i\alpha_i \quad ; \quad \omega = \omega_r \quad (3.6)$$

où ψ' est la fonction courant associée à la perturbation, $\phi(y)$ une fonction d'amplitude ne dépendant que de la distance à la paroi, α_i le taux d'amplification de l'onde, α_r le nombre d'onde, et ω_r la pulsation réelle de la perturbation. Ici, z^* est la distance depuis le bord inférieur de la paroi verticale (soit $z^* = z - 0,1$ pour l'étude présentée ici). L'écoulement principal est considéré comme parallèle ($W = W(Y)$) en supposant $\frac{\partial W}{\partial Z} \ll \frac{\partial W}{\partial Y}$. Par ailleurs, le théorème de Squire montre qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte une perturbation transversale dans l'étude de la stabilité d'un écoulement parallèle.

Il a été montré, théoriquement et expérimentalement, que selon sa fréquence, la perturbation peut soit s'amplifier soit s'atténuer le long de la paroi verticale (Mahajan et Gebhart [1979]; Qureshi et Gebhart [1978]). Le développement de l'équation 3.6 montre par ailleurs que l'amplification de la perturbation suppose $\alpha_i < 0$. Dans le cas d'une paroi isotherme, pour une fréquence réelle f , constante, on obtient (Gebhart et Jaluria [1988]) :

$$\omega_r = 2\pi f = \frac{\omega U_c}{\delta} = \frac{\nu G^3 \omega}{16 z^{*2}} \quad (3.7)$$

où

f : fréquence réelle

ω : pulsation adimensionnée

$U_c = \frac{G^2 \nu}{4 z^*}$ (vitesse caractéristique de couche limite)

$\delta = \frac{4 z^*}{G}$ (épaisseur caractéristique de couche limite)

$G = 4 \left(\frac{Gr_{z^*}}{4} \right)^{1/4}$

$Gr_z = \frac{g \beta \Delta T^* z^{*3}}{\nu^2}$ (nombre de Grashof local)

En utilisant la variable G , une relation entre ω et G peut être obtenue pour une fréquence réelle f constante :

$$\omega G^{1/3} = \frac{2\pi f}{\nu} \left(\frac{\nu^2}{g\beta\Delta T^*} \right)^{2/3} = \Omega \quad (3.8)$$

où

$$\Delta T^* = T_c - T_\infty$$

On notera ici que ΔT^* est différent de ΔT défini précédemment pour notre géométrie. En effet, dans le cas d'une plaque plane verticale chauffée, T_∞ qui correspond à la température loin de la paroi chauffée ne peut pas correspondre à T_f pour notre configuration. Le choix de ΔT^* pour notre configuration sera détaillé plus tard (cf. section 3.11.2, p. 97). Par ailleurs, il faut également mentionner que dans cette étude théorique de l'évolution d'une perturbation le long d'une paroi verticale, ΔT^* est constant pour une fréquence réelle constante.

L'évolution de l'amplitude de la perturbation peut notamment être suivie sur un "plan" de stabilité tracé pour un couple (ω, G) . Il a été montré via l'étude de ces plans de stabilité que les perturbations présentant une amplification maximale le long de la paroi sont filtrées autour d'une pulsation adimensionnée. Cette pulsation se nomme la pulsation caractéristique (Ω). Par ailleurs, de nombreux travaux expérimentaux ont montré que les fréquences naturellement observées dans un écoulement de couche limite étaient amplifiées et filtrées autour de cette pulsation caractéristique (Godaux et Gebhart [1974]; Jaluria et Gebhart [1973, 1974a]; Qureshi et Gebhart [1978]). Ces résultats ont été compilés par Gebhart et Mahajan [1975]. À l'aide de ces résultats, il est montré que la pulsation caractéristique est uniquement dépendante du nombre de Prandtl. Des solutions asymptotiques sont déterminées pour une large gamme de nombres de Pr (Fig. 3.32). Ainsi, dans la gamme $Pr \in [0,1; 100]$, une solution pour la pulsation caractéristique est obtenue :

$$\Omega = 0,315 Pr^{-0,065} \quad (3.9)$$

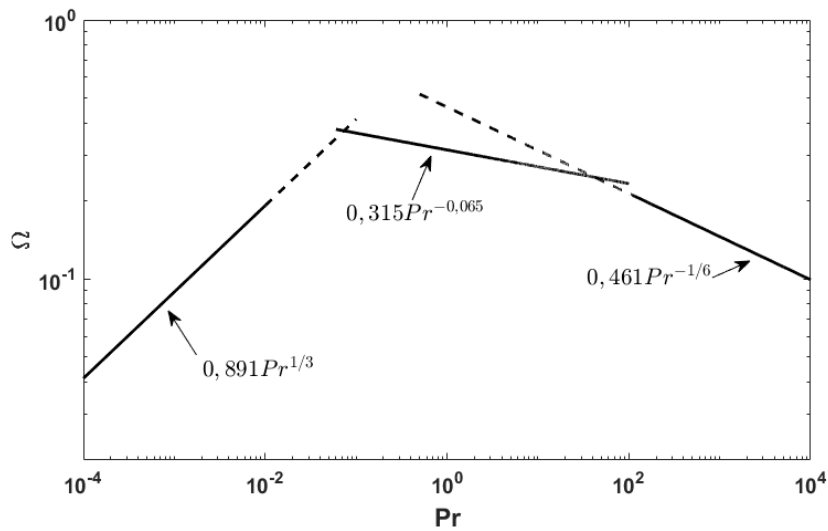


FIGURE 3.32 – Solutions asymptotiques de la pulsation caractéristique pour différents Pr . (Figure reproduite et adaptée depuis Gebhart et Jaluria [1988])

Plusieurs études ont été menées plus récemment par Zhao *et al.* [2013, 2015, 2019a,b] sur les instabilités de couches limites, naturelles ou injectées, évoluant le long d'une paroi verticale chauffée. Ces études avaient notamment pour but d'identifier le rôle des instabilités dans la modification des transferts de chaleur avec la paroi chauffée. Ces travaux sont résumés dans Fan *et al.* [2021]. Pour un nombre de Prandtl $Pr = 0,7$ et le long d'une paroi verticale chauffée isotherme, Zhao *et al.* [2019b] ont observé le développement d'une gamme de hautes fréquences associées à des fluctuations de températures. La fréquence principale de cette gamme correspond à la fréquence caractéristique de couche limite. Le nombre de Rayleigh, basé sur la hauteur de plaque, est ici compris entre $Ra_{H_{obs}} = 0,87 \times 10^8$ et $Ra_{H_{obs}} = 1,1 \times 10^9$.

Pour $Pr = 0,7$, une corrélation pour la fréquence caractéristique dimensionnée (en Hz) est obtenue et qui ne dépend pas de la hauteur de la plaque :

$$f_c = 0,07 \left(\frac{g\beta\Delta T^*}{\alpha} \right)^{2/3} \nu^{1/3} \quad (3.10)$$

Cette corrélation peut alors s'écrire sous la forme d'une pulsation adimensionnée et retenue par Gebhart (Eq. 3.9) :

$$\Omega = 2\pi \times 0,07 Pr^{2/3} \quad (3.11)$$

Comparaison avec la théorie

Pour notre configuration, la pulsation caractéristique de la couche limite ascendante du canal vertical chauffé est calculée avec la fréquence principale f_p observée dans l'écoulement. Le tableau 3.1 montre les valeurs de cette pulsation caractéristique ainsi que celle déterminée asymptotiquement par Gebhart et pour un Pr unique par Zhao.

	Ω
Gebhart et Mahajan [1975]	0,32
Zhao <i>et al.</i> [2019b]	0,35
étude présentée	0,36

TABLEAU 3.1 – Comparaison des pulsations caractéristiques pour $Pr = 0,71$ et $f = 2$ Hz

Pour l'étude présentée ici, ΔT^* est choisie comme la différence entre la température de paroi T_c et la température moyenne prise au centre du canal vertical chauffé entre $Z = 0,10$ et $Z = 0,90$ (cf. Fig. 3.10). Ce choix se justifie par l'horizontalité des profils de températures au centre du canal vertical chauffé qui montre la faible interaction entre les deux couches limites s'étant formées dans le canal vertical (excepté en partie haute : influence de la cellule de recirculation) (cf. Fig. 3.8). Cette définition semble s'approcher le plus de celle de Gebhart. On remarque que la pulsation obtenue pour la couche limite ascendante est proche de celles obtenues asymptotiquement par Gebhart et par Zhao (pour $Pr = 0,7$) avec un écart relatif maximum d'environ 11%. En conclusion, la fréquence prin-

cipale de l'instabilité observée au sein de la couche limite ascendante est proche de la fréquence caractéristique d'un écoulement de couche limite déterminée théoriquement et expérimentalement. L'évolution de l'amplitude de l'instabilité va maintenant être étudiée.

Amplitude de l'instabilité

La théorie prédit une évolution de l'amplitude adimensionnée de la perturbation ou instabilité sous la forme d'une exponentielle (Dring et Gebhart [1968]) :

$$\frac{A_{z^*}}{A_0} = e^{-\int_{z_0^*}^{z^*} \alpha_i dz^*} \quad (3.12)$$

avec A_z^* l'amplitude de la fluctuation de vitesse adimensionnée par la vitesse caractéristique de couche limite $U_c(z^*) = \sqrt{g\beta\Delta T^* z^*}$ pour une position z^* et A_0 l'amplitude neutre de la fluctuation de vitesse adimensionnée par U_c . L'amplitude neutre adimensionnée A_0 est l'amplitude atteinte par la perturbation lorsque la perturbation n'est ni amplifiée ni amortie ($z^* = z_0^*$).

L'évolution de l'amplitude dimensionnée de la fluctuation résulte à la fois de la variation de l'écoulement principal et de la variation prédite par l'équation de Orr-Sommerfield. L'adimensionnement par la vitesse caractéristique permet de prendre en compte la variation de l'écoulement principal (Dring et Gebhart [1969]) et donc d'éliminer sa contribution dans l'étude de l'évolution de la perturbation.

Avec une analyse spectrale des fluctuations de vitesses, l'amplitude A_z^* de la fréquence principale (f_p) peut être obtenue. La figure 3.33 montre l'évolution, le long de la paroi chaude du canal vertical chauffé, de l'amplitude adimensionnée A_z^*/A_0 pour des points situés dans la couche limite ascendante (à $Y = 0,09$). L'amplitude neutre A_0 est choisie à la position z_0^* où la fréquence f_p est repérée pour la première fois. Les amplitudes sont déterminées à l'aide d'un algorithme de FFT appliqué aux fluctuations de vitesses horizontales adimensionnées ($v'/U_c(z^*)$). Pour chaque position z^* , on utilise une fonction lorentzienne dont le centre et l'épaisseur sont laissés libres sur une certaine gamme autour de la fréquence f_p . Le maximum de cette fonction d'ajustement, récupéré pour chaque côte z^* , correspond directement à l'amplitude recherchée (Fig. 3.34). Cette méthode permet de prendre en compte l'épaisseur en fréquences, certes faible mais présente ($\approx \pm 0,15$ Hz), autour du pic à f_p . L'évolution de l'amplitude adimensionnée avec l'épaisseur de couche limite caractéristique est négligée ici.

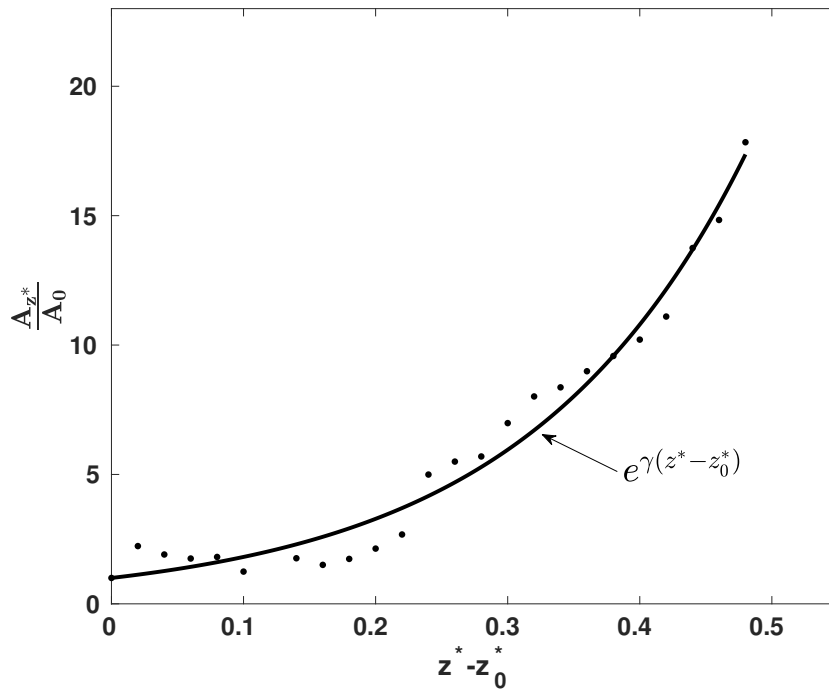


FIGURE 3.33 – Rapport de l'amplitude adimensionnée A_z^*/A_0 en fonction de la distance à la position neutre ($Z_0 = 0,42$). (—) régression exponentielle. $\gamma \approx 6 \text{ m}^{-1}$

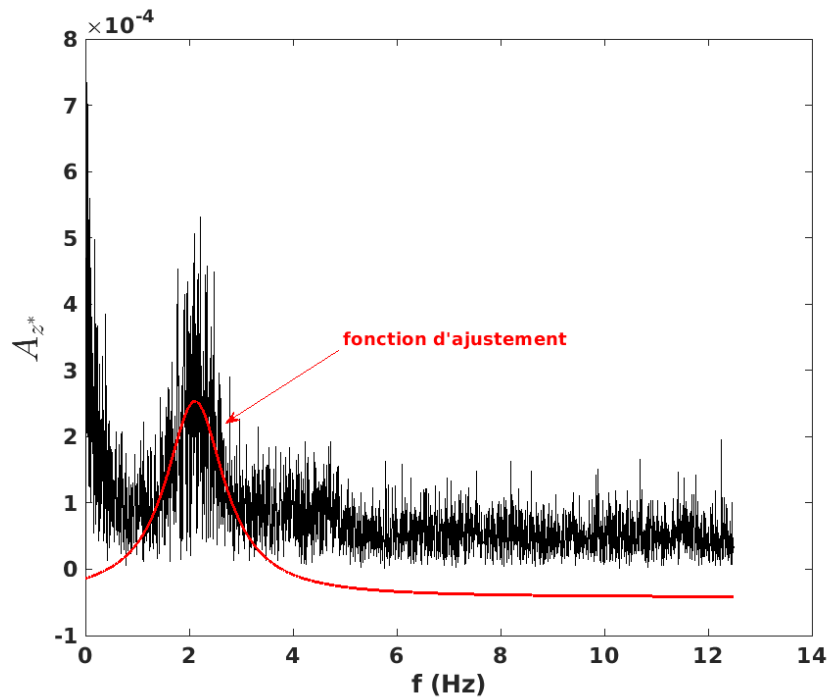


FIGURE 3.34 – Spectre de la composante horizontale de vitesse V' à $Z = 0,62$ et $Y = 0,09$; (en rouge) fonction d'ajustement (lorentzienne)

Sur la figure 3.33, une régression exponentielle sur les ratios des amplitudes recueillies est effectuée. On remarque que l'évolution de ce ratio est assez proche de celle prédite par la théorie de la stabilité pour l'évolution en amplitude d'une perturbation. Il convient néanmoins de préciser deux points :

- l'amplitude initiale choisie ici est uniquement basée sur l'observation. La perturbation a déjà subi une amplification avant d'être observable. Elle ne peut donc correspondre précisément à l'amplitude neutre décrite par la théorie (Knowles et Gebhart [1968]).
- La théorie est basée sur une pulsation que l'on vient injecter artificiellement au sein de l'écoulement. Dans notre cas, la perturbation apparaît naturellement.

Néanmoins, le critère permettant d'identifier l'instabilité de l'écoulement, c'est à dire l'évolution en amplitude (adimensionnée) de la perturbation : $\alpha_i < 0$, est ici vérifié. On peut conclure que l'écoulement de couche limite ascendante est instable à partir d'une certaine position Z_0^* le long de la paroi chauffée. Cette perturbation, sous la forme d'une onde de Tollmienn-Schlichting, est responsable de la transition de l'écoulement vers un caractère instationnaire puis turbulent (Gebhart et Jaluria [1988]).

Instabilités de couche limite en cavité

Dans le cas de cavités fermées, Janssen et Henkes [1995, 1996]; Kishor *et al.* [2021]; Le Quéré et Behnia [1998] ont également observé la présence d'ondes d'instabilités au sein de cavités différentiellement chauffées avec plusieurs rapports de formes et angles de rotations. En particulier, Xin et Le Quéré [2006] ont observé numériquement des pulsations critiques (synonymes d'apparition des premières instabilités) au sein de cavités différentiellement chauffées pour un rapport de forme compris entre 1 et 8. Les premières instabilités peuvent être de différentes natures selon le rapport de forme étudié. Pour un rapport de forme $1 \leq AR_{cav} \leq 3$, un ressaut hydraulique donne naissance à la première instationnarité. Pour un rapport de forme $4 \leq AR_{cav} \leq 8$, la première instationnarité est provoquée par des ondes de Tollmienn-Schlichting dans les couches limites ascendantes et descendantes. Ces ondes peuvent également être observées pour des rapports de formes $AR_{cav} \leq 3$ (Le Quéré et Behnia [1998]).

Les fréquences des ondes de Tollmienn-Schlichting observées pour les rapports de formes $AR_{cav} \geq 4$ sont du même ordre de grandeur que la fréquence f_p de notre écoulement, adimensionnée par $t_{ref} = \frac{H^2}{\alpha \sqrt{Ra_{H_{obs}}}}$. Néanmoins, une comparaison plus poussée se révèle délicate. Les nombres de Rayleigh critiques sont d'un ordre de grandeur inférieur à ceux investigués ici. On peut ajouter que la fréquence principale ne se maintient pas dans la couche limite descendante au contraire du cas de la cavité différentiellement chauffée.

3.11.3 Développement de la turbulence

Il a été montré précédemment que l'écoulement était instable et que la couche limite ascendante était en transition d'un régime laminaire vers un régime turbulent. Cette transition vers la turbulence n'est pas un processus discret. L'étude des spectres de fluctuations des vitesses indique plutôt un développement (progressif) vers la turbulence. Le développement de cette turbulence va notamment se traduire par une distribution énergétique des grandes aux plus petites échelles. En termes de fréquences, cela se traduit par un élargissement du spectre vers les hautes fréquences.

La figure 3.35 montre l'évolution cumulée de la densité spectrale de puissance des fluctuations verticales pour trois points pris le long de la couche limite ascendante à $Y = 0,09$ et $Z = 0,50$, $Z = 0,65$ et $Z = 0,80$. Pour le point à $Z = 0,50$, au début de la transition, presque l'intégralité de l'énergie fluctuante est contenue dans une gamme de fréquences inférieures à la fréquence filtrée $f_p \simeq 2$ Hz. À $Z = 0,65$, on note un léger épaississement de la distribution énergétique autour de la fréquence caractéristique f_p . Enfin, plus en amont, à $Z = 0,80$, on remarque que l'énergie est distribuée sur une large gamme de fréquences. Particulièrement, on observe une augmentation notable de la distribution énergétique pour des fréquences supérieures à la fréquence caractéristique f_p . Ceci traduit le transfert d'énergie fluctuante des grandes échelles vers des plus petites. De plus, le gradient de l'énergie cumulée à $Z = 0,80$ autour de la fréquence f_p est important. Donc, en dépit de l'élargissement spectral à cette cote, le processus de filtrage fréquentiel autour de f_p est conservé. La conservation de ce phénomène est notamment observée par Qureshi et Gebhart [1978].

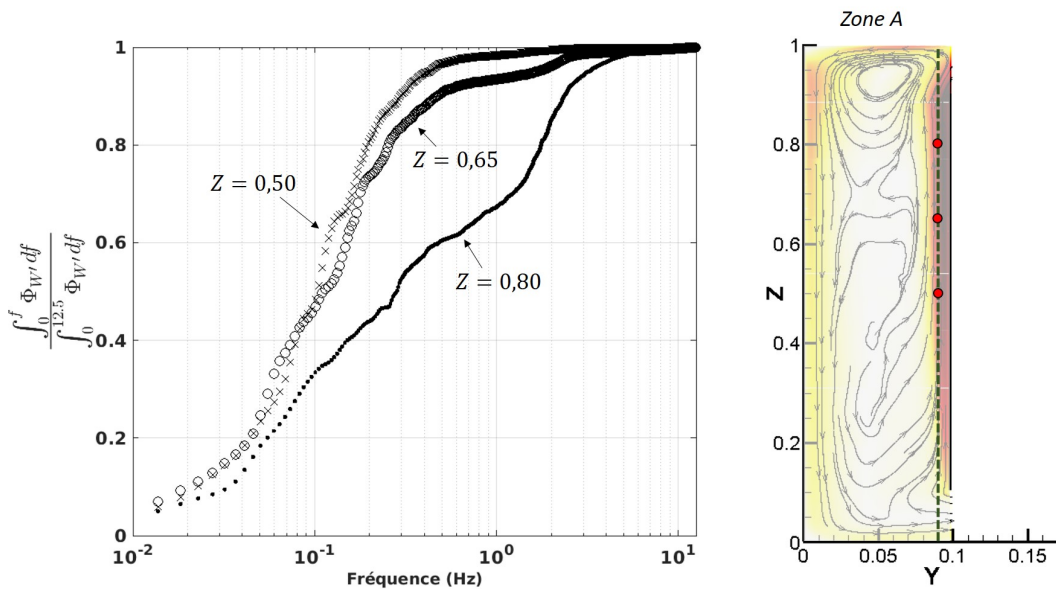


FIGURE 3.35 – Somme cumulée de la densité spectrale de la fluctuation verticale de vitesse W' à $Z = 0,5$ (x); $Z = 0,65$ (o); $Z = 0,8$ (.)

Il a également été montré qu'une sous-échelle inertielle peut apparaître lors de l'élargissement spectral (Bill et Gebhart [1979]). Ceci signifie que le gradient de densité spectrale reste constant sur une certaine gamme de nombre d'ondes. Lumley [1965] a par ailleurs montré qu'il était possible de substituer les nombres d'ondes par des fréquences pour des échelles turbulentes suffisamment faibles. En particulier, pour des écoulements de convection naturelle et une large gamme de fréquences, il a été montré que la densité spectrale décroît avec une pente égale à -3 en raison des forces de flottabilité (Gebhart et Jaluria [1988]). Les figures 3.36 et 3.37 montrent la densité spectrale de puissance moyenne des fluctuations verticales en fonction des fréquences de l'écoulement pour les points situés à $Y = 0,09$, $Z = 0,65$ et $Z = 0,80$. Ces deux points sont identiques à deux de ceux étudiés sur la figure 3.35. Au point situé à $Z = 0,65$, situé dans la transition, une pente de -3 est observée sur près d'une décade (entre 0,2 Hz et 1 Hz). Néanmoins, la décroissance énergétique vers les fréquences supérieures à la fréquence filtrée f_p est non-linéaire. Au contraire, à $Z = 0,80$, une pente de -3 est également observée pour les fréquences $f \geq f_p$ et confirme ainsi la présence et le développement d'une sous-échelle inertielle sur une large de gamme de fréquences. Cette sous-échelle se développe à partir de la fréquence caractéristique autour de laquelle s'effectue un élargissement spectral vers les fréquences supérieures de l'écoulement. Ce développement a été précédemment observé par Bill et Gebhart [1979] pour une plaque verticale chauffée où les perturbations se développent naturellement.

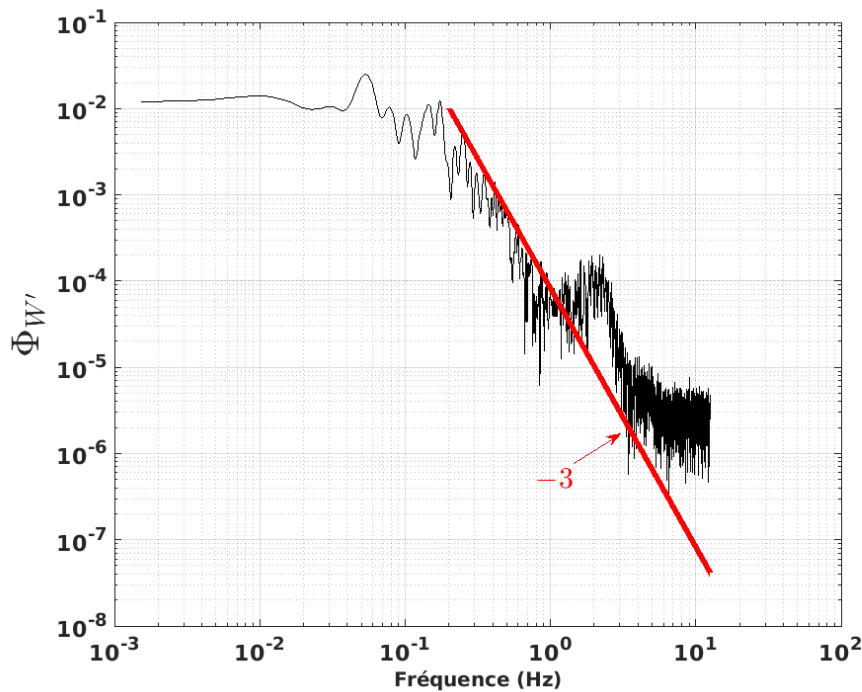


FIGURE 3.36 – Densité spectrale de puissance moyenne pour W' à $Z = 0,65$ et $Y = 0,09$

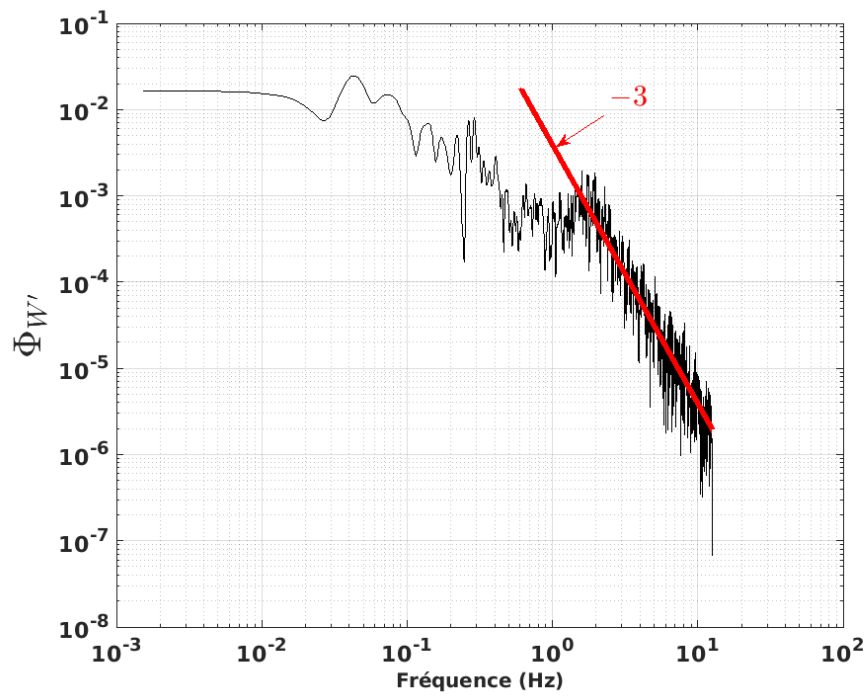


FIGURE 3.37 – Densité spectrale de puissance moyenne pour W' à $Z = 0,80$ et $Y = 0,09$

3.12 Analyse de la couche limite ascendante avec la méthode POD

3.12.1 Principe de la Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)

Le caractère aléatoire des écoulements turbulents est reconnu. Pourtant, tôt dans l'histoire de l'étude de la turbulence, Townsend et Taylor [1947] remarquèrent la présence de structures cohérentes ou motifs au sein de ces écoulements. Plus tard, Lumley [1967] développa une méthode reposant sur la décomposition énergétique d'un signal afin d'en repérer ses aspects cohérents. Cette méthode, la Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres ou POD, consiste à fournir une base "optimale" énergétiquement (Podvin [2001]). Un nombre limité de modes permet de représenter la dynamique globale de l'écoulement.

La première étape consiste à décomposer spatialement et temporellement l'écoulement. Pour ce faire, le champ des fluctuations de vitesse est approximé comme la somme de termes finis et à variables séparées (temporelles et spatiales) sur un ensemble borné E appartenant à l'espace L^2 (espace des carrés intégrables) :

$$u(x, t) \approx \sum_{k=1}^K a_k(t) \Psi_k(x) \quad (3.13)$$

où x représente la variable d'espace et t la variable temporelle. Le problème revient donc à déterminer l'ensemble des fonctions Ψ_k et a_k qui approximent le mieux le champ de fluctuations.

A chaque fonction de base Ψ_k est associée une fonction temporelle $a_k(t)$. Pour simplifier ce problème d'approximation, il est possible de considérer les fonctions Ψ_k comme étant orthonormales. Le produit scalaire est choisi comme étant le produit scalaire canonique de L^2 :

$$\langle f | g \rangle = \int_E f g'' \quad (3.14)$$

où $''$ est le symbole associé au conjugué d'un nombre complexe. Avec la relation 3.13, on obtient :

$$\langle u | \Psi_q \rangle = \left\langle \sum_{k=1}^K a_k(t) \Psi_k(x) | \Psi_q \right\rangle = a_q(t) \quad (3.15)$$

où q est un indice quelconque. Avec cette écriture, la fonction temporelle a_k ne dépend ici que de la fonction Ψ_q . Le problème est donc réduit à une seule famille d'inconnues représentée par la famille des fonction orthonormées Ψ_k . Le problème d'approximation, au sens des moindres carrés, devient :

$$\min \left(\sum_{i=1}^N \|u(x, t_i) - \sum_{k=1}^K \langle u(x, t_i) | \Psi_k(x) \rangle \Psi_k(x) \|_2^2 \right) \quad (3.16)$$

où $\|.\|_2$ correspond à la norme euclidienne. On peut résoudre ce problème matriciellement à l'aide d'une matrice qui regroupe l'ensemble des réalisations du champ de fluctuations de l'écoulement. C'est la matrice dite des "snapshots".

$$M = \begin{bmatrix} u(x_1, t_1) & \dots & \dots & u(x_1, t_N) \\ u(x_2, t_1) & \dots & \dots & u(x_2, t_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ u(x_P, t_1) & \dots & \dots & u(x_P, t_N) \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

avec $x_1, \dots, x_P$ et $t_1, \dots, t_N$ les noeuds et les temps auxquels sont évaluées les fluctuations du champ u .

Le problème de minimisation évoqué à l'équation 3.16 peut se résoudre, par exemple, à l'aide d'une Décomposition aux Valeurs Singulières (SVD) de la matrice des snapshots.

Adaptation aux données PIV

Il est désormais nécessaire d'adapter le problème de minimisation aux données acquises via les mesures par PIV. Les fluctuations de vitesses peuvent être concaténées sous la forme d'une grande matrice :

$$M = \begin{bmatrix} V'(x_1, t_1) & \dots & \dots & V'(x_1, t_K) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ V'(x_P, t_1) & \dots & \dots & V'(x_P, t_K) \\ W'(x_1, t_1) & \dots & \dots & W'(x_1, t_K) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ W'(x_P, t_1) & \dots & \dots & W'(x_P, t_K) \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Cette dernière peut alors être décomposée par valeurs singulières :

$$M = A\Sigma B^T \quad (3.19)$$

Les colonnes de la matrice A de taille $2P \times 2P$ comportent les fonctions de bases ψ_k tandis que les colonnes de la matrice B de taille $N \times N$ comportent les coefficients temporels a_k . Le lien entre la décomposition en valeurs singulières et la POD est explicité par Cordier et Bergmann [2006]. On retiendra que les valeurs propres associées à la matrice MM^T sont les carrés des valeurs singulières trouvées grâce à la SVD.

Les valeurs singulières sont rangées par ordre décroissant au sein de la matrice Σ . Chaque une de ces valeurs représente un poids accordé au mode spatio-temporel associé. On peut alors définir la fraction d'énergie du signal donné par un nombre $Q \leq N$ de modes via le rapport :

$$E_Q = \frac{\sum_{k=1}^Q s_k^2}{\sum_{k=1}^N s_k^2} \quad (3.20)$$

où N est le nombre total de modes et s les valeurs singulières de la matrice M. Pour notre application, ce rapport correspond donc à un rapport d'énergie cinétique turbulente.

3.12.2 Introduction

Il a été montré précédemment que l'écoulement de couche limite ascendant est principalement responsable du transport de quantité de mouvement au sein du canal vertical chauffé (zone A). De plus, cette couche limite devient instable à mesure que l'on s'élève le long de la paroi. Afin d'obtenir des informations sur la répartition énergétique, spatiale et temporelle des fluctuations au sein de la couche limite, on utilise la méthode POD sur 3 zones à des hauteurs différentes le long de la paroi chauffée. Le principe de cette méthode est décrit succinctement dans la section précédente 3.12.1. La méthode est appliquée sur la durée totale d'une acquisition et conduit ainsi à l'obtention de 5000 modes pour chacune des zones considérées.

Les 3 zones considérées sont :

- la zone *CL1* (bas) $Z \in [0,31; 0,43]$ et $Y \in [0,07; 1]$
- la zone *CL2* (milieu) $Z \in [0,54; 0,66]$ et $Y \in [0,07; 1]$
- la zone *CL3* (haut) $Z \in [0,77; 0,89]$ et $Y \in [0,07; 1]$

La figure 3.38 indique l'emplacement des 3 zones étudiées ainsi que l'évolution de l'énergie des fluctuations normalisée E_Q sur les 100 premiers modes pour chacune de ces zones, les modes étant rangés dans l'ordre d'énergie décroissante.

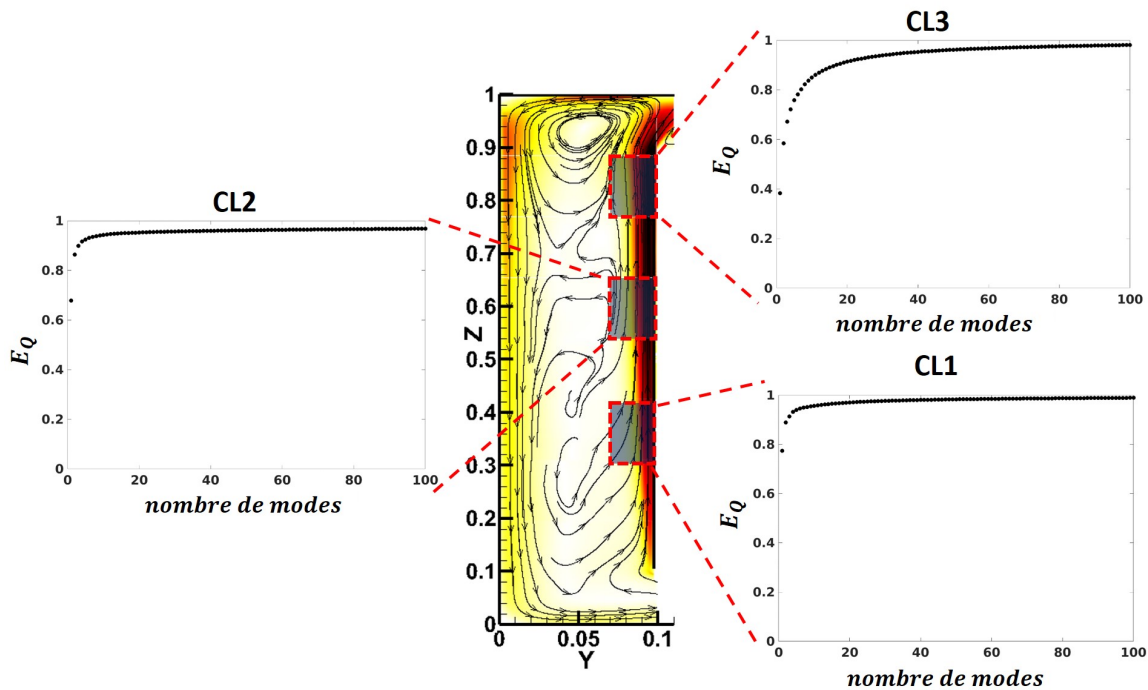


FIGURE 3.38 – Zones d'études encadrées (*CL1*, *CL2*, *CL3*) ; Evolution de l'énergie normalisée (E_Q) du signal sur les 100 premiers modes

Quelle que soit la zone analysée, on remarque que (très) peu de modes suffisent pour obtenir une énergie normalisée qui tend asymptotiquement vers 1 (soit 100% de l'énergie totale des fluctuations). Néanmoins, on observe que l'énergie contenue dans les premiers

modes est répartie sur un plus grand nombre de modes pour la zone $CL3$ que pour les zones situées plus bas dans la couche limite. Ceci traduit une complexité croissante de l'écoulement dans cette zone. On remarque par ailleurs que l'énergie du premier mode diminue de $CL1$ à $CL3$ passant de $E_{Q_1} = 0,77$ pour $CL1$ à $E_{Q_1} = 0,67$ pour $CL2$ puis enfin à $E_{Q_1} = 0,39$ pour $CL3$ avec E_{Q_1} l'énergie normalisée du mode 1.

3.12.3 Etude des fonctions spatiales

Modes 1 et 2

On s'intéresse aux premiers modes obtenus par POD à partir des fluctuations de la vitesse dans chacune des zones étudiées. La figure 3.39 représente les fonctions spatiales liées respectivement aux composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesses pour le premier mode, $\Psi_{V,1}$ et $\Psi_{W,1}$, et sous la forme d'isosurfaces (2ème et 3ème colonne sur la figure). Le signe de ces fonctions varie avec $a(t)$ et n'est donc pas à prendre en considération lors de la comparaison entre les 3 zones. La fonction de base Ψ_1 est également représentée sous la forme d'un champ de vecteurs et ce afin de faciliter l'observation de la direction des fluctuations dans chacune de ces zones (4ème et 5ème colonne). Seules les directions et les amplitudes relatives des vecteurs au sein d'un même champ reconstituent sont donc à prendre en considération. Enfin la 1ère colonne correspond à l'énergie cinétique turbulente "brute" (sans traitement POD).

On remarque que le premier mode est plutôt similaire entre les 3 zones observées et ce malgré une répartition énergétique E_{Q_1} différentes selon la zone. De plus, d'après la représentation en isosurfaces des fonctions spatiales, on remarque que ce mode est essentiellement dominé par la composante verticale des fluctuations. Le champ des vecteurs de la fonction de base Ψ_1 indique que c'est un mode d'oscillations verticales essentiellement concentrées au cœur de la couche limite. On note néanmoins que la zone *CL3* présente une déviation relative plus importante vers le centre du canal. Comme ce mode de fluctuations est le mode le plus énergétique quelle que soit la zone considérée, la forme prise par les isosurfaces de $\Psi_{W,1}$ est proche de la forme de celle donnée par le champ de l'énergie cinétique turbulente k_{2D} (1ère colonne).

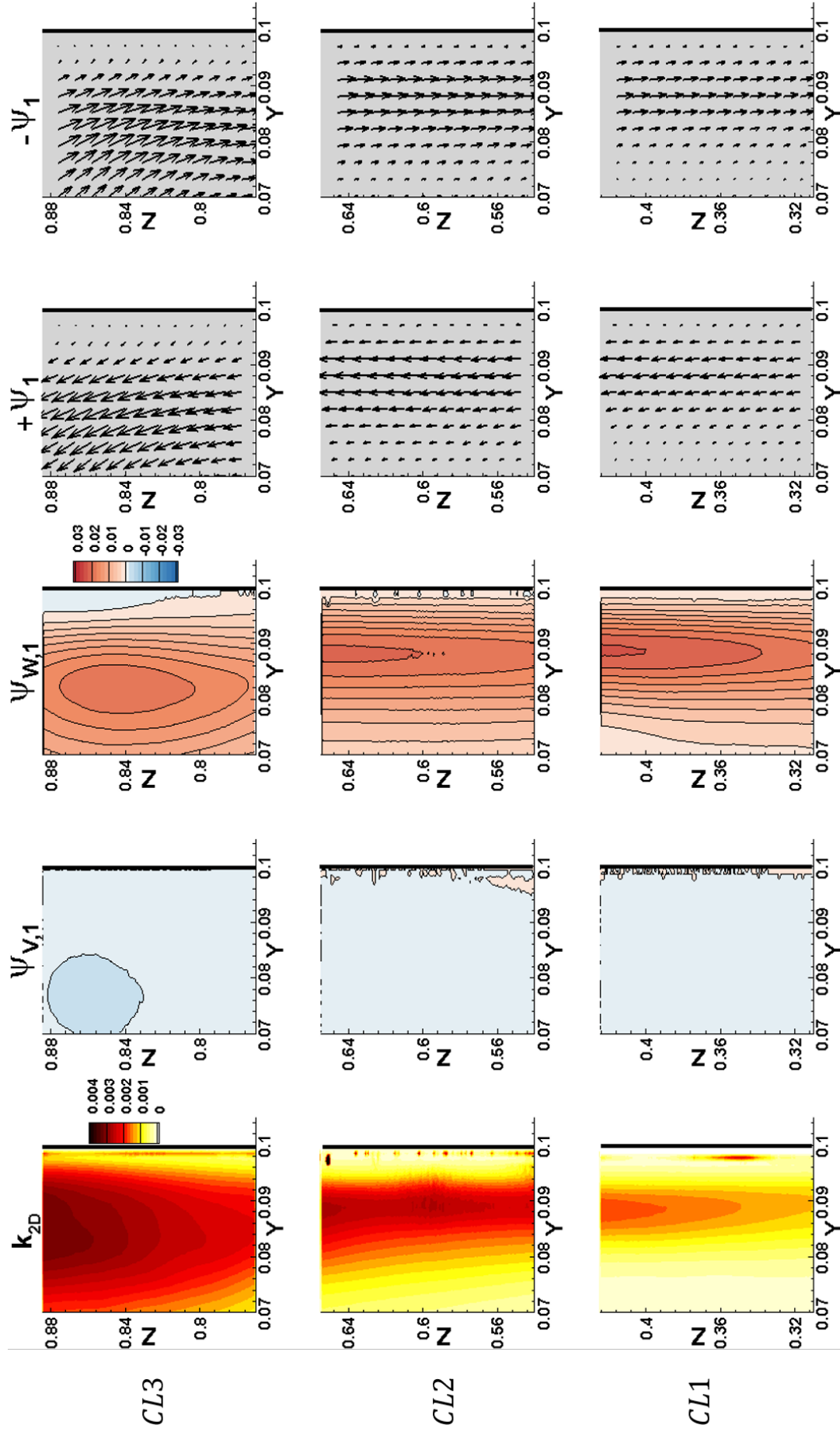


FIGURE 3.39 – (MODE 1) 1^{ère} colonne : énergie cinétique turbulente brute; 2^{ème} colonne : fonction spatiale liée à la fluctuation horizontale; 3^{ème} colonne : fonction spatiale liée à la fluctuation verticale; 4 et 5^{ème} colonnes : + ou – la fonction de base liée au mode 1

La figure 3.40 représente, de manière analogue à la figure 3.39, la part du second mode dans les zones étudiées. Comme le premier mode, le second mode est très similaire quelle que soit la zone observée ($CL1$, $CL2$ ou $CL3$). Ce mode est également dominé par la composante verticale des fluctuations (voir $\Psi_{V,2}$ et $\Psi_{W,2}$). Le champ des vecteurs de la fonction de base Ψ_2 indique qu'il s'agit d'un mode de cisaillement dont la zone de séparation, légèrement inclinée, est située en bordure externe de couche limite et qui se déplace donc avec l'épaississement de la couche limite ascendante.

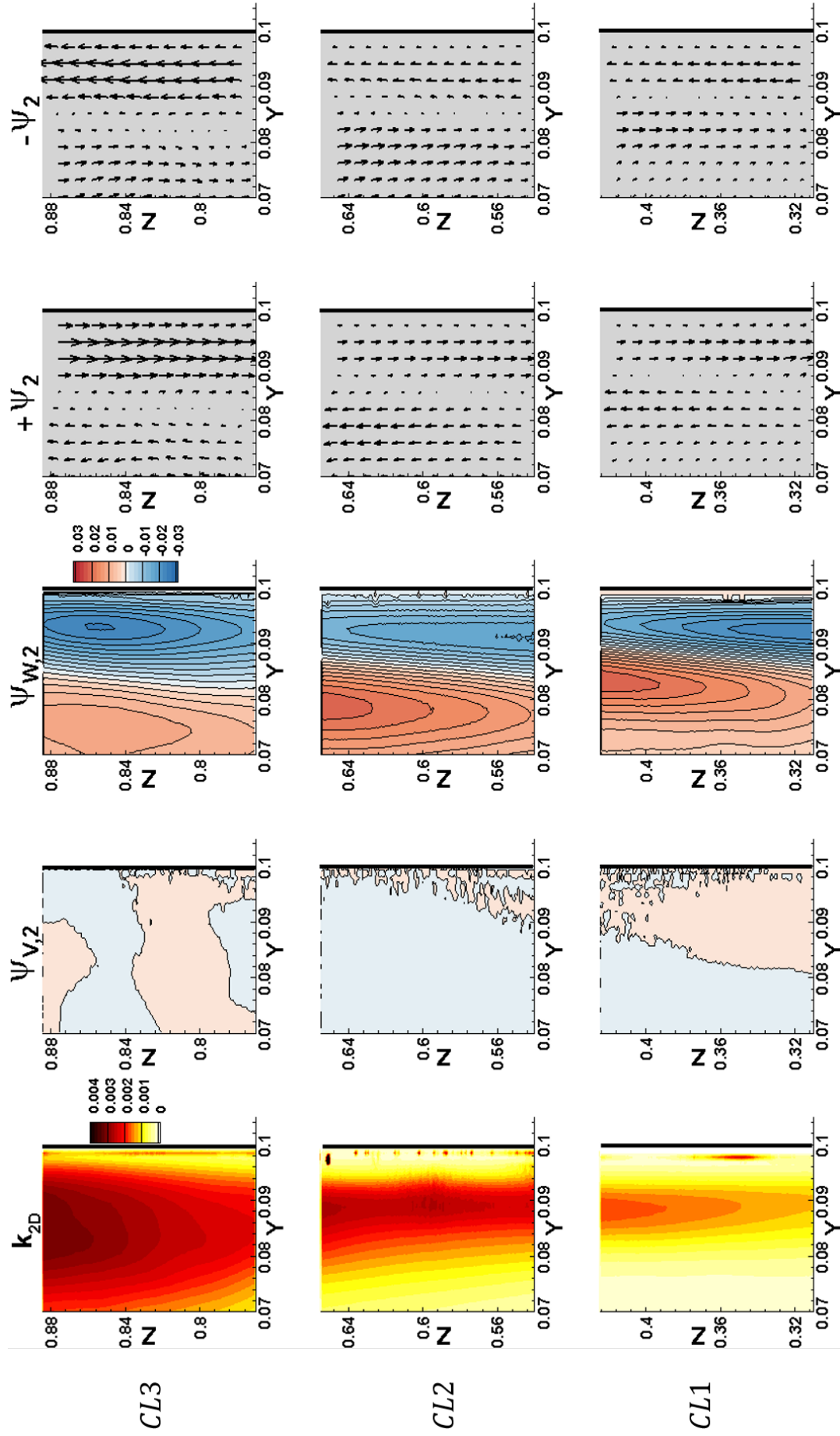


FIGURE 3.40 – (MODE 2) 1^{ère} colonne : énergie cinétique turbulente brute; 2^{ème} colonne : fonction spatiale du mode 1 liée à la fluctuation horizontale; 3^{ème} colonne : fonction spatiale du mode 1 liée à la fluctuation verticale; 4 et 5^{ème} colonnes : + ou – la fonction de base liée au mode 2

Modes supérieurs

Les modes supérieurs, de moins en moins énergétiques, sont également de plus en plus complexes à analyser. La figure 3.41 montre les fonctions spatiales Ψ_V et Ψ_W des modes 3 et 4. On remarque que ces deux modes sont nettement différents selon que l'on s'intéresse à la zone $CL3$ ou aux deux autres zones $CL2$ et $CL1$. Les fonctions spatiales $\Psi_{W,3}$ et $\Psi_{W,4}$ dans cette zone, révèlent par ailleurs des interactions proches de la paroi. La couche limite semble être sujette à des mouvement de rotations plus importants dans cette zone. Pour les zones $CL1$ et $CL2$, on retrouve ce qui s'apparente à du cisaillement dans la couche limite pour le mode 3.

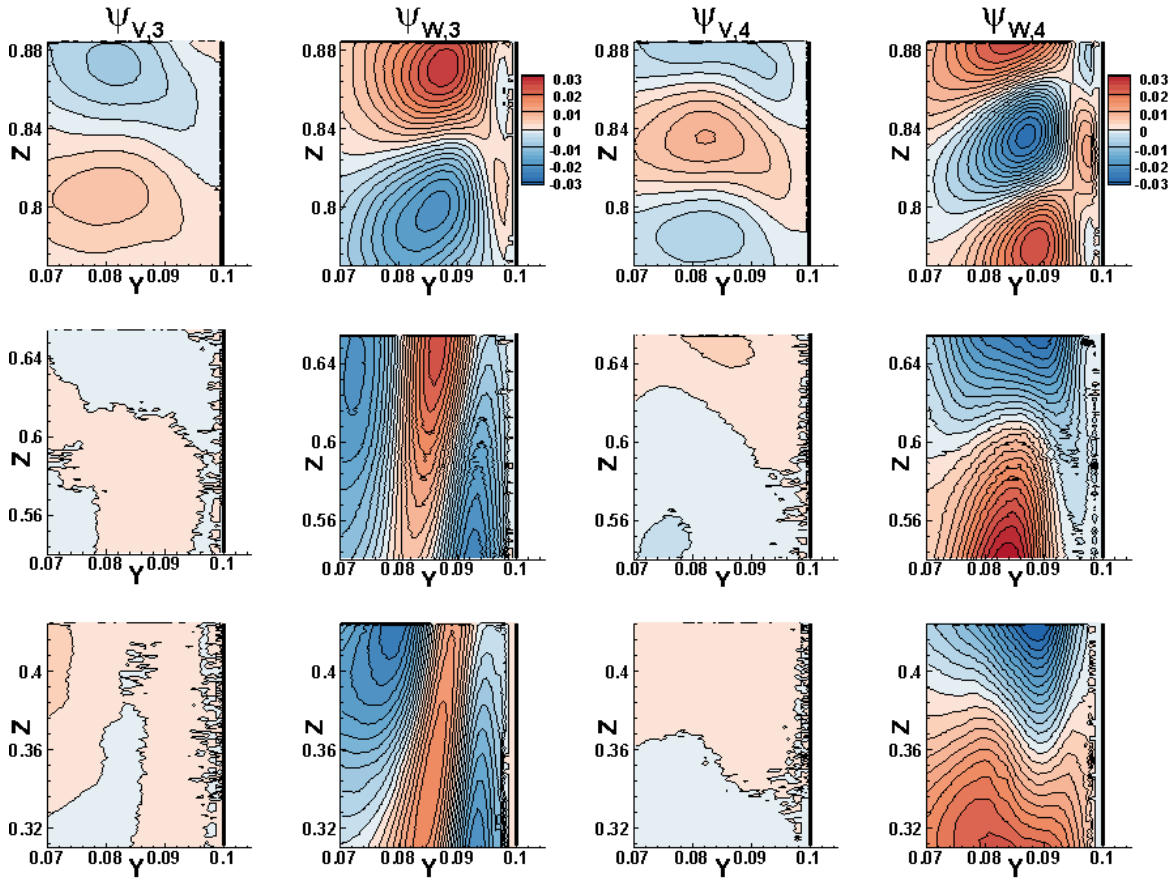


FIGURE 3.41 – Fonctions spatiales Ψ_V et Ψ_W des modes 3 et 4 pour les zones $CL1$, $CL2$ et $CL3$

3.12.4 Analyse spectrale de la zone CL1

Fonctions temporelles liées aux deux premiers modes

A chaque mode est associé une fonction temporelle $a_i(t)$ où i est l'indice du mode. On peut donc s'intéresser à la répartition en fréquences des différents modes. La figure 3.42 compare, pour la zone CL1, la densité spectrale de la somme des fonctions temporelles $a_1(t)$ et $a_2(t)$ pondérées par la valeur singulière s_i associée ($\Phi_{\sum_{i=1}^2 s_i a_i}$), avec la densité spectrale de la somme sur la totalité des fonctions temporelles pondérées par s_i ($\Phi_{\sum_{i=1}^{5000} s_i a_i}$). On remarque que les deux premiers modes capturent la grande majorité des fréquences de l'écoulement. Ceci est attendu puisque ces deux modes représentent, à eux deux, 89% de l'énergie cinétique turbulente totale de l'écoulement. Les fréquences sont par ailleurs majoritairement des basses fréquences. On note néanmoins des écarts relatifs, entre les amplitudes des pics sur la somme des deux premiers modes et sur la somme totale, plus importants vers les hautes fréquences ($f > 0,2$ Hz). Ceci montre que les deux premiers modes sont essentiellement liés aux basses fréquences de l'écoulement.

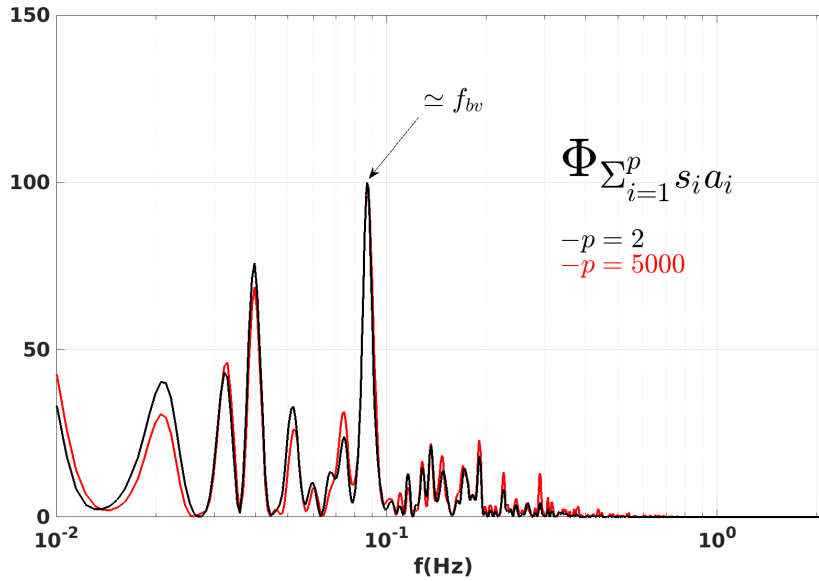


FIGURE 3.42 – Comparaison des densités spectrales de puissance des sommes pondérées des fonctions temporelles $a_i(t)$ sur les deux premiers modes et sur l'intégralité des modes (zone CL1)

Le fréquence dont l'amplitude est maximale est proche de la fréquence de Brunt-Väisälä (déterminée à la section 3.11.1). Afin de déterminer si les autres pics de fréquences repérés sont dépendants de la fréquence de Brunt-Väisälä, on trace la densité spectrale de la somme de la totalité des fonctions temporelles en fonction de la fréquence adimensionnée $f^* = f / f_{bv}$ (Fig. 3.43). La fréquence de Brunt-Väisälä est ici égale à $f_{bv} = 0,087$ Hz. Les fréquences $f_{1,...,7}$ sont les fréquences repérées et rangées par ordre d'amplitude décroissante et séparées d'au moins 0,02 Hz. Cet écart permet de balayer l'ensemble des pics de fréquences observées. De la sorte, le pic de fréquence majoritaire au sein d'un groupe de fréquences très rapprochées est mis en évidence. Par ailleurs, la fréquence de

résolution est ici égale à 0,005 Hz. Cette fréquence de résolution suppose un intervalle de confiance sur la précision de f^* . On remarque que les différentes fréquences adimensionnées $f_{2,...,7}^*$ ne sont pas égales à un nombre entier. Au premier ordre, il semblerait donc que les fréquences $f_{2,...,7}$ (hormis f_6) soient indépendantes de f_{BV} . Cependant, il est difficile de conclure car ces fréquences peuvent aussi être le résultat de combinaison linéaires entre elles.

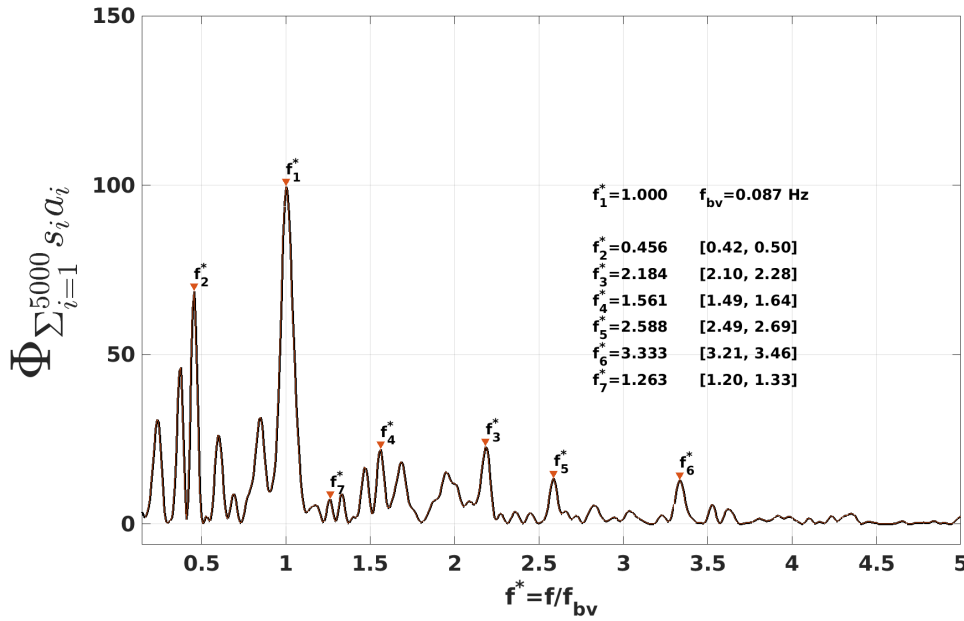


FIGURE 3.43 – Densité spectrale de puissance de la somme pondérée de l'intégralité des modes en fonction de la fréquence adimensionnée $f^* = f / f_{BV}$.

Modes supérieurs et modes de réflexion

On a montré que pour la zone CL1, les basses fréquences étaient correctement capturées par les deux premiers modes. Les fréquences moins bien retranscrites sont les fréquences supérieures de l'écoulement. Ces fréquences sont donc nécessairement contenues dans les modes supérieurs moins énergétiques. Certains de ces modes supérieurs sont biaisés par une réflexion du laser en proche paroi. La figure 3.44 montre ainsi les fonctions spatiales liées à la composante verticale pour le mode 9 et le mode 10 dans la zone CL1. On remarque que le mode 9 concentre l'énergie des fluctuations dans la réflexion et ne permet pas, au contraire du mode 10, de déterminer un motif distinctif. Le mode 9 apporte donc essentiellement du bruit dans l'écoulement. On cherche alors à éliminer ces modes liés aux réflexions en proche paroi pour diminuer les sources de bruits sur les spectres temporels. Pour ce faire, on détermine : $\epsilon_i = \max(\Psi_{W,i}) - \overline{\Psi_{W,i}}$ qui correspond à l'écart entre le maximum de la fonction spatiale $\Psi_{W,i}$ et la moyenne de cette fonction spatiale. Les résultats donnés par ϵ_i combinés à l'observation visuelle des modes, nous donne un critère de restriction sur ϵ_i . Il est ici choisi supérieur à $\epsilon_i > 0,12$ pour qu'un mode soit considéré comme un mode dominé majoritairement par la réflexion. Le mode

9 est caractérisé par $\epsilon_i = 0,26$.

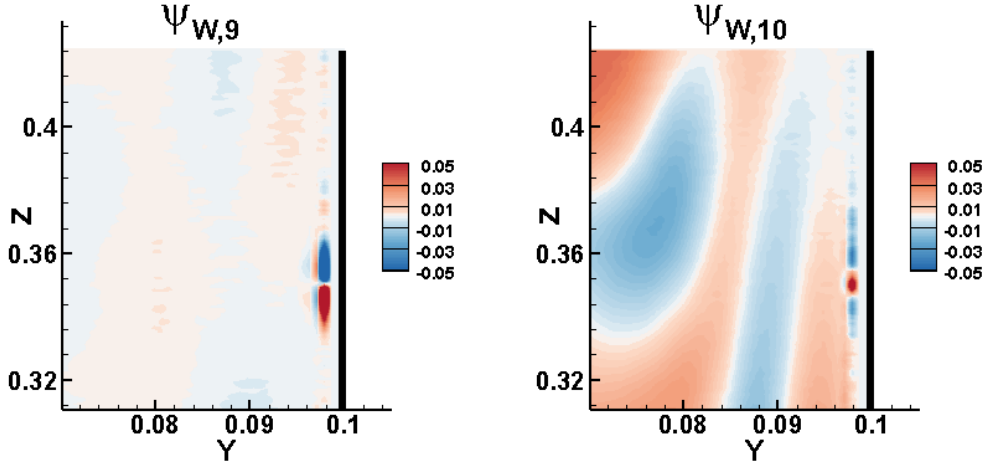


FIGURE 3.44 – Fonction spatiale verticale associée au mode 9 (gauche) ; et au mode 10 (droite)

On compare la densité spectrale de puissance pour les 30 premiers modes sans réflexions (srf), les 2 premiers modes et la totalité des modes à la figure 3.45 pour les fréquences de l'écoulement supérieures à 0,1 Hz. L'ajout de 28 modes supplémentaires est un choix arbitraire et correspond à 97,7% de l'énergie totale des fluctuations. On remarque que l'ajout de modes supérieurs permet de distinguer des pics en fréquences correspondant aux fréquences adimensionnées f_3/f_{BV} ou f_6/f_{BV} . On note néanmoins que ces fréquences sont déjà, pour des amplitudes néanmoins plus faibles, comprises dans les modes 1 et 2.

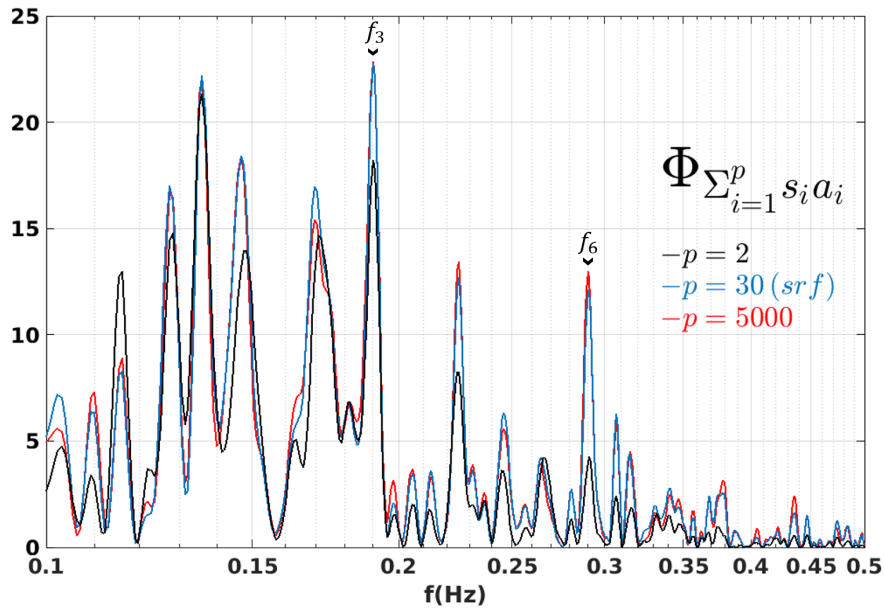


FIGURE 3.45 – Comparaison des densités spectrales de puissance des sommes pondérées des fonctions temporelles $a_i(t)$ sur les deux premiers modes, sur les trente premiers modes sans réflexion et sur l'intégralité des modes (zone CL1), pour des fréquences supérieures à 0,1 Hz.

3.12.5 Analyse spectrale des zones CL2 et CL3

La figure 3.46 compare la somme des fonctions temporelles $a_i(t)$ pondérées par s_i pour les 16 premiers modes sans réflexion (srf) et comptant pour 95% de l'énergie cinétique turbulente totale, avec la somme sur la totalité des modes. Le signal temporel comme les principales fréquences, sont bien reproduites. On observe une part plus importante des fréquences supérieures à 0,1 Hz en comparaison de la zone CL1. On retrouve un pic en fréquence proche de la fréquence de Brunt-Väisälä (f_4 sur la figure) mais dont l'amplitude, relativement aux autres pics de fréquences, est moins importante que pour la zone CL1.

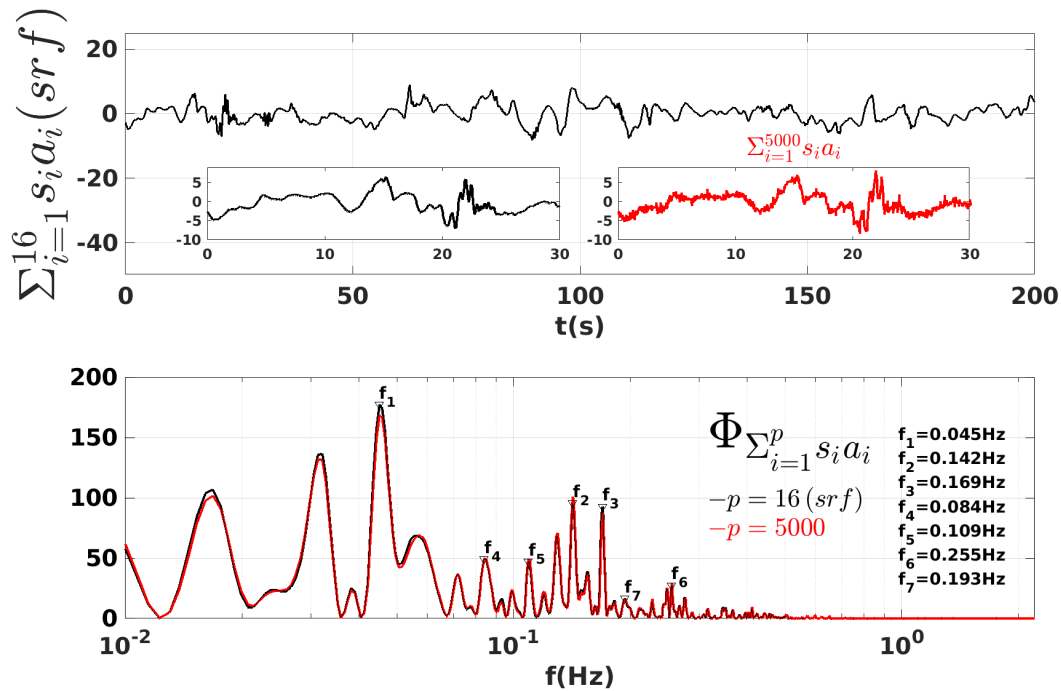


FIGURE 3.46 – Représentation temporelle de la somme des fonctions temporelles pondérées sur les 16 premiers modes (sans réflexions) avec un zoom sur les 30 premières secondes (en haut et en noir) ; zoom sur les 30 premières secondes pour la somme pondérée sur l'intégralité des modes (en haut et en rouge) ; Comparaison des densités spectrales de puissance pour les 16 premiers modes (srf) et pour l'intégralité des modes (bas). (Zone CL2).

La zone CL1 a montré par ailleurs que les 2 premiers modes étaient essentiellement liés aux "basses" fréquences de l'écoulement. La figure 3.47 montre les densités spectrales pour la somme des fonctions temporelles pondérées allant de 3 à 16. On trouve notamment une gamme importante de fréquences entre 0,1 Hz et 0,4 Hz. De plus on distingue une succession de fréquences autour de 2 Hz sur lesquelles on effectue un zoom. La zone CL2 est une zone dans laquelle on commence à apercevoir la fréquence d'instabilité f_p sur les spectres bruts des fluctuations de vitesses. On décide donc de s'intéresser aux spectres locaux des fluctuations reconstruites sur un nombre limité de modes.

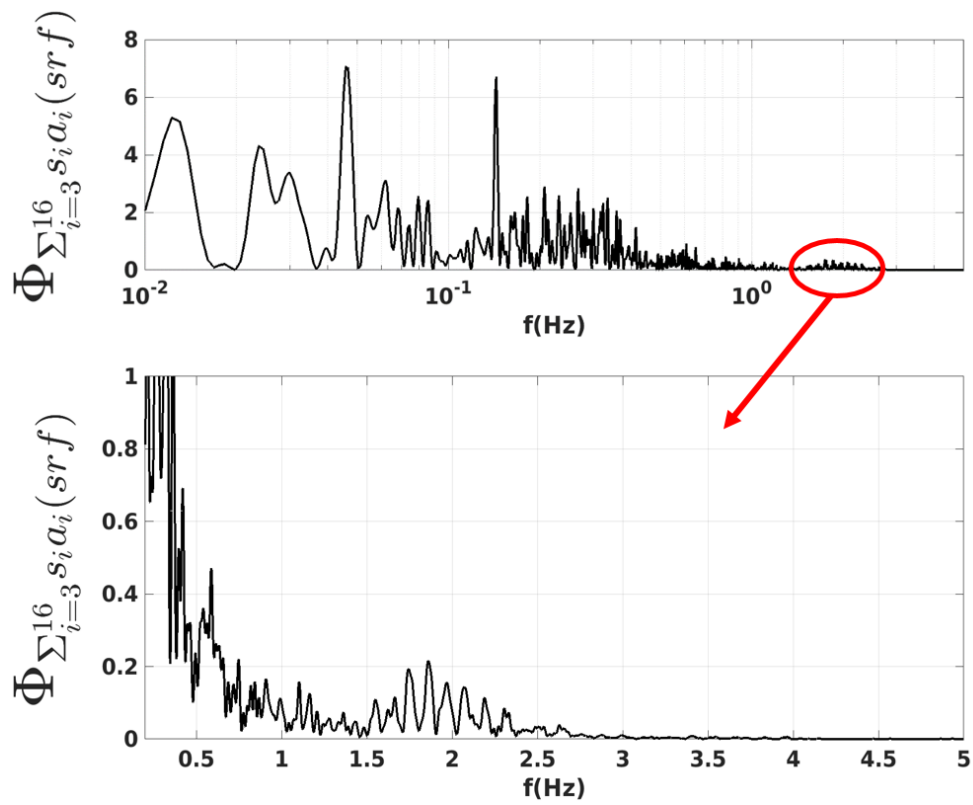


FIGURE 3.47 – Densité spectrale de puissance de la somme pondérée des 16 premiers modes (srf); zoom autour de 2 Hz

La figure 3.48 représente, pour un point situé dans $CL2$ à $Y = 0,09$ et $Z = 0,64$, les densités spectrales de puissance de V' et W' reconstruites pour les deux premiers modes ($\Phi_{V',W'_{1-2}}$) et pour les modes allant de 3 à 16 ($\Phi_{V',W'_{3-16}}$) sans réflexion. Ces densités spectrales sont comparées aux densités spectrales aux mêmes points pour la totalité des modes ($\Phi_{V',W'_{1-5000}}$) ainsi que de la totalité des modes moins les modes 1 et 2 ($\Phi_{V',W'_{3-5000}}$). On observe des comportements bien différents selon que l'on s'intéresse à la fluctuation horizontale ou verticale. En effet, les fluctuations horizontales reconstruites sur les deux premiers modes ne capturent pas les hautes fréquences (notamment autour de 2 Hz) et que très partiellement les basses fréquences. En effet, les deux premiers modes sont, pour rappel, des modes de fluctuations essentiellement verticales. C'est pour cette même raison que les fluctuations verticales reconstruites sur les deux premiers modes capturent avec précision la majorité des fréquences de l'écoulement induites par les fluctuations verticales. La densité spectrale de puissance moyenne de V' et W' est également tracée pour les modes allant de 3 à 16 sans réflexions. La densité spectrale de puissance est ici moyennée sur la somme des densités spectrales où chacune est déterminée sur un quart de l'échantillon total (5000 acquisitions). On observe que les modes de 3 à 16 liés à la fluctuation horizontale V' capturent la fréquence principale f_p autour de 2 Hz (mais ne suffisent pas pour retrouver son amplitude). Cette fréquence f_p est donc contenue, en amplitude relative sur la fluctuation horizontale V' , dans des modes de basses énergies. On remarque néanmoins que le nombre de modes n'est pas suffisant pour capter une harmonique à 4 Hz. La contribution relative de la fluctuation verticale W' est très faible pour ces modes (de 3 à 16) en comparaison de la fluctuation reconstruite sur les deux premiers modes. Néanmoins, les modes de 3 à 16 sont suffisants pour capturer l'énergie de la fluctuation verticale W' recomposée sur l'intégralité des modes moins les deux premiers modes ($\Phi_{W'_{3-5000}}$). En particulier, la fréquence f_p est alors observée.

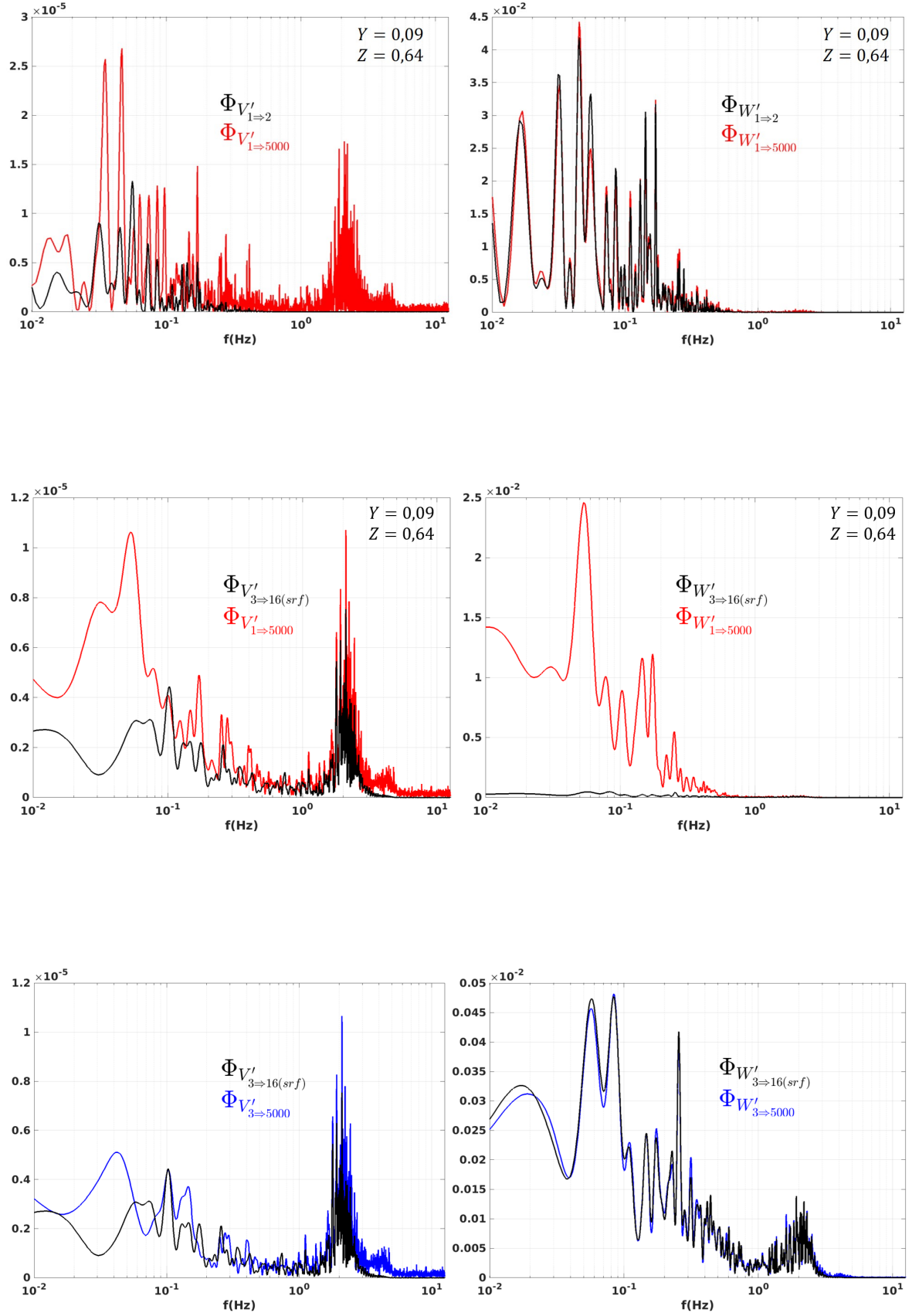


FIGURE 3.48 – À $Y = 0,09$ et $Z = 0,64$: Densités spectrales de puissance $\Phi_{V'}$ et $\Phi_{W'}$ pour les fluctuations reconstruites avec les deux premiers modes et les 5000 modes (haut) ; densités spectrales de puissance moyenne pour les fluctuations reconstruites avec les modes de 3 à 16 (srf) et comparaison avec les modes allant de 1 à 5000 ou de 3 à 5000 (milieu et bas)).

La figure 3.49 représente les densités spectrales de puissance moyennées pour V' et W' , pour un point situé à $Y = 0,09$ et $Z = 0,78$ (zone CL3), et reconstruites pour les modes allant de 3 à 150, de 3 à 5000 ou l'intégralité des modes. Le nombre maximal de modes choisis (150, soit 98,9% de l'énergie cinétique turbulente totale) permet de capturer l'harmonique à 4 Hz pour la fluctuation horizontale V' . On remarque également l'évolution de la fréquence principale f_p dont l'amplitude a augmenté depuis la zone CL2. Par ailleurs, l'augmentation relative de la fluctuation verticale W' autour de la fréquence f_p vis-à-vis des plus basses fréquences est observée. Là encore, ce sont les modes supérieurs aux deux premiers modes qui contiennent majoritairement la fréquence principale f_p . La fluctuation verticale W' reconstruite pour les modes allant de 3 à 150 capture l'énergie de la fluctuation verticale ($\Phi_{W'_{3 \rightarrow 5000}}$) autour de la fréquence f_p .

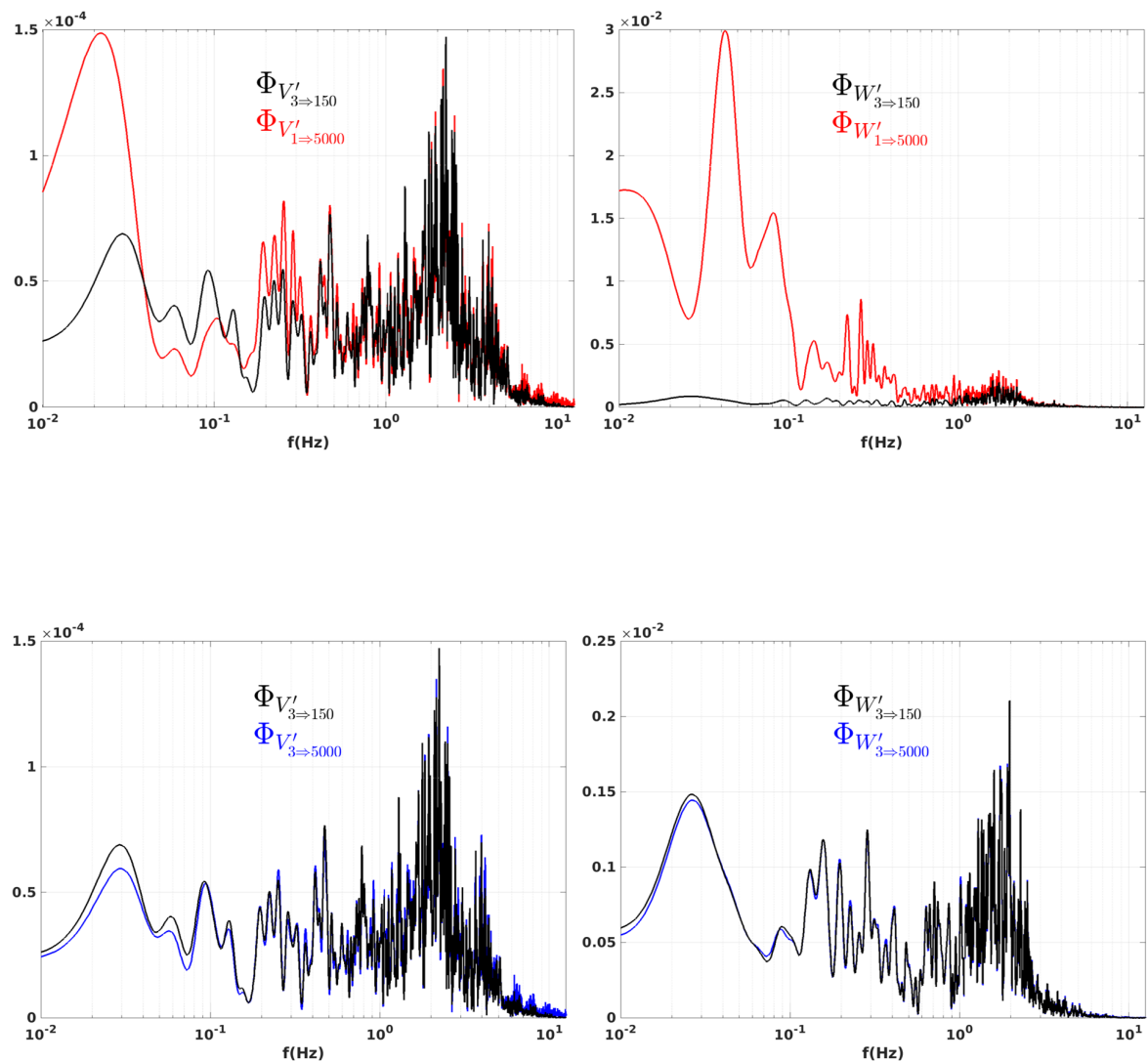


FIGURE 3.49 – À $Y = 0,09$ et $Z = 0,78$: Densités spectrales de puissance moyenne $\Phi_{V'}$ et $\Phi_{W'}$ pour les fluctuations reconstruites avec les modes allant de 3 à 150, de 3 à 5000 et sur la totalité des modes.

3.13 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, la dynamique et la thermique de l'écoulement ont été analysées parallèlement dans 3 zones : le canal vertical différentiellement chauffé (zone A), le canal horizontal supérieur (zone B), le canal vertical non-chauffé (zone C)).

- Au sein du canal vertical différentiellement chauffé (zone A), un écoulement de couches limites verticales séparées est mis en évidence avec la présence d'une zone de recirculation dans la partie haute du canal. Le canal est également stratifié en températures. La zone de recirculation perturbe la linéarité de cette stratification ainsi que les transferts de chaleur avec la paroi chaude à T_c et la paroi froide à T_f . De plus, lorsque l'écoulement quitte le bord de l'obstacle, un jet oscillant chaud est observé. Sa fréquence de battement est centrée autour d'une fréquence principale $f_p \approx 2$ Hz. Cette fréquence provient d'une instabilité de couche limite qui se développe progressivement le long de la couche limite ascendante. L'évolution de cette perturbation est proche de celle décrite par la théorie de la propagation d'une instabilité périodique le long d'une plaque plane verticale chauffée. Le développement de la turbulence est également observé avec un élargissement spectral autour de la fréquence principale f_p et l'apparition d'une sous-échelle inertielle de pente -3 pour les fréquences qui lui sont supérieures. Des ondes de gravité dont la fréquence est proche de celle de Brunt-Väisälä sont en outre repérées, particulièrement au centre du canal stratifié. Un traitement par POD à différentes altitudes au sein de la couche limite ascendante a montré que les deux premiers modes de fluctuations (oscillation et cisaillement verticaux) concentrent la majorité de l'énergie cinétique turbulente quelle que soit l'altitude et comportent les "basses" fréquences de l'écoulement de couche limite. La fréquence de l'instabilité progressive de couche limite est, elle, contenue dans des modes supérieurs et de plus faible énergie.
- Dans le canal horizontal supérieur (zone B), l'écoulement est principalement un écoulement pariétal le long de la paroi supérieure de la cavité. Une zone morte de l'écoulement (très basses vitesses) est observée proche de la paroi de l'obstacle. Les profils de températures plats près des parois supérieures de la cavité et de l'obstacle (hors parois en aluminium) sont assez similaires à ceux rencontrés près de parois adiabatiques.
- Dans le canal vertical non-chauffé (zone C), un écoulement de couche limite descendant est observé près de la paroi de l'échangeur à T_f . Le long de l'obstacle, le comportement de l'écoulement est très différent avec une couche limite ascendante et une couche limite descendante qui se rencontrent environ aux deux tiers de la hauteur du canal (zone de séparation). Cette zone de séparation est le résultat d'un équilibre entre la température de la paroi de l'obstacle et le fluide. Le canal est donc séparé en deux zones distinctes avec une grande cellule de recirculation dans la zone inférieure.

Chapitre 4

Analyse dynamique de régimes en conditions limites instationnaires

Sommaire

4.1	Introduction	127
4.2	Régime cyclique	127
4.2.1	Présentation de la méthode	127
4.2.2	Champs de vitesses et d'énergie cinétique turbulente	128
4.2.3	Profils de vitesses	131
4.3	Régime transitoire	134
4.3.1	Introduction	134
4.3.2	Premier protocole	134
4.3.3	Amélioration du premier protocole : second protocole	142
4.3.4	Zone A : Champs et profils de vitesses en régime transitoire	146
4.3.5	Zone C : Champs et profils de vitesses en régime transitoire	154
4.4	Conclusion du chapitre	159

4.1 Introduction

Le chapitre précédent concernait l'étude de l'écoulement pour des conditions limites stationnaires et un nombre de Rayleigh $Ra = 1,37 \times 10^9$. Dans ce chapitre, des études dynamiques de l'écoulement sont toujours menées dans le plan vertical médian de la cavité, et avec des variations imposées des conditions limites sur la paroi verticale chauffée de l'obstacle. Les variations des conditions limites doivent s'approcher de la forme des variations des conditions limites rencontrées en configuration sous-capot de voiture. En configuration réelle, une voiture peut notamment être soumise à des arrêts/redémarrages successifs (embouteillages, feux rouges..) ou subir un arrêt brutal depuis une vitesse élevée (péage, accident). Ces deux configurations entraînent chacune un régime de variations des conditions limites. Deux régimes sont donc étudiés :

- Régime cyclique : une variation périodique de la température à la paroi verticale chauffée est imposée autour d'une condition de température choisie.
- Régime transitoire : une variation monotone de la température à la paroi verticale chauffée est imposée depuis une condition de température initiale.

Afin de permettre la variation de la température T_c , l'alimentation de la paroi verticale chauffée est pilotée via une interface développée sur Labview®. Cette interface permet d'imposer la puissance circulant dans le cordon chauffant. La puissance injectée peut notamment se mettre sous la forme d'un signal carré ou d'un signal sinusoïdal. C'est la variation de la puissance injectée qui entraîne une variation de la température de paroi chauffée (cf. section 2.2.3).

Le régime cyclique de conditions limites est étudié dans un premier temps. L'étude des deux régimes est ici uniquement dynamique avec l'analyse de mesures effectuées par PIV. Les résultats obtenus nous amèneront à nous concentrer plus particulièrement sur le régime transitoire.

4.2 Régime cyclique

4.2.1 Présentation de la méthode

Un régime cyclique de conditions limites peut s'obtenir de différentes manières, chacune pouvant répondre à une problématique spécifique. Aussi, il est nécessaire de préciser les choix permettant de caractériser ce régime. En configuration sous-capot de voiture, c'est la partie chauffée du moteur qui est à l'origine des variations de températures. Il a donc été décidé de faire varier périodiquement la température de la paroi verticale chauffée autour d'une température de référence. Les résultats obtenus pour le régime en conditions limites stationnaires montrent par ailleurs une asymétrie de l'écoulement avec une quantité de mouvement plus importante proche de la paroi chauffée. De plus, et afin de pouvoir comparer les résultats dynamiques obtenus pour ce régime avec ceux obtenus

lors de l'étude du régime en conditions limites stationnaires, il est choisi de faire varier périodiquement la température de paroi autour de celle permettant d'obtenir le nombre de Rayleigh caractéristique de l'écoulement en conditions limites stationnaires (c'est-à-dire $Ra = 1,37 \times 10^9$ avec $\Delta T \simeq 32^\circ$).

La variation de température de la paroi verticale chauffée est corrélée à la variation de puissance injectée dans le cordon chauffant. La forme sous laquelle varie la puissance injectée (signal carré, sinusoïdal ...) donne une forme spécifique à la variation de températures de la paroi chauffée. Une fois la forme de la variation de puissance choisie, il est nécessaire d'en imposer son amplitude et sa période. La durée d'un cycle doit être, si possible, du même ordre de grandeur que celle obtenue dans le cas d'une voiture en mouvement subissant plusieurs arrêts/redémarrages successifs. L'amplitude de la variation est, elle, bornée par l'impossibilité physique d'injecter une puissance négative. Ces deux contraintes restreignent considérablement les possibilités de variation de la puissance.

Plusieurs tests préalables ont été menés afin de trouver un compromis entre la période du signal et son amplitude pouvant induire un changement quantifiable sur l'écoulement. Un signal carré est ainsi créé, d'amplitude crête à crête égale à 189 W et de période égale à 60 minutes. Ce signal, injecté en continu, va induire une variation de la température de paroi à T_c sous la forme d'un triangle (voir Fig. 4.1). La campagne de mesure n'est lancée que lorsque la valeur moyenne du signal périodique de température a atteint un régime stationnaire autour de la température de référence choisie.

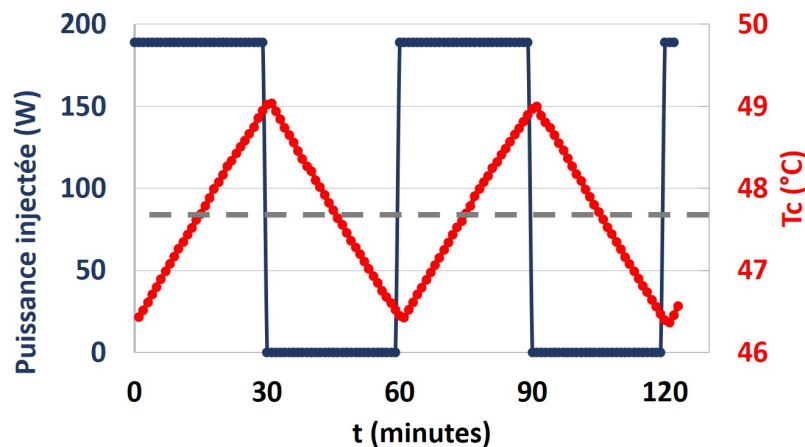


FIGURE 4.1 – Evolution de la puissance injectée et de la température moyenne de la paroi verticale chauffée; (- -) température de référence

4.2.2 Champs de vitesses et d'énergie cinétique turbulente

Deux campagnes de mesures réparties sur deux jours différents sont effectuées dans le canal vertical chauffé et dans une zone autour du jet étudié section 3.10 ($Z \in [0,81; 1]$ et $Y \in [0; 0,15]$). Les variations de températures sur la paroi chauffée pour ces deux campagnes sont représentées à la figure 4.2. Chaque série de mesures est effectuée à un ins-

tant t et est associée à une condition de température à la paroi verticale chauffée. Une série de mesure correspond à 5000 acquisitions réalisées à 25 Hz ($t_{acq} = 200$ s). Sur la durée d'une série de mesures, une variation maximale de températures de $0,3^\circ\text{C}$ est observée sur la paroi verticale chauffée. T_c est ici calculée comme étant la moyenne des températures données par les thermocouples placés dans le plan vertical médian de la paroi chauffée. Cette variation n'entraîne pas de défaut de convergence sur les valeurs moyennes et RMS de la vitesse. Le numéro d'une série de mesure est associé à la température T_c (Fig. 4.2) prise par la paroi, lorsque $t \simeq t_{acq}/2$. Les variations dynamiques de l'écoulement autour d'un cycle sont observées sur la première campagne tandis que la deuxième campagne a pour objectif de vérifier si les résultats sont reproductibles d'un cycle à l'autre. L'amplitude crête à crête du signal de température sur la paroi chauffée en régime cyclique est environ égale à $2,7^\circ\text{C}$.

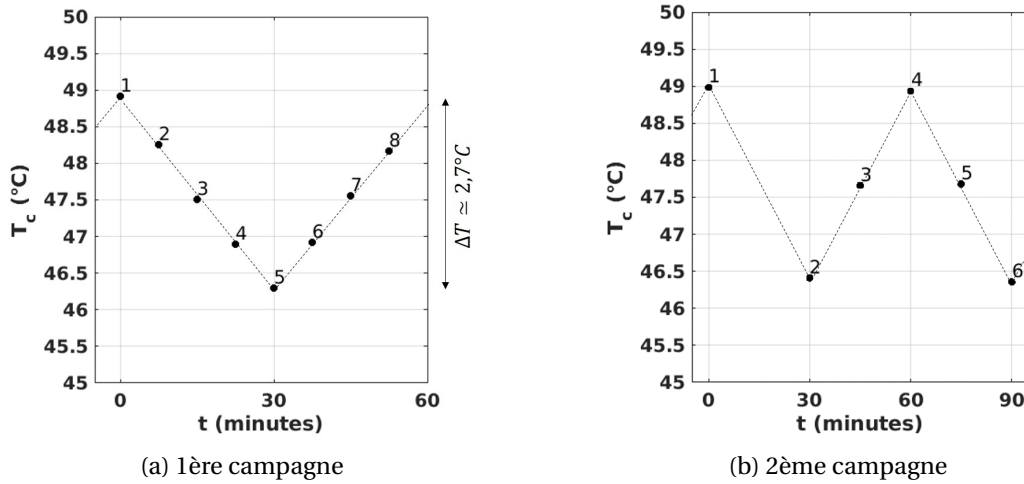


FIGURE 4.2 – N° des séries de mesures et condition de températures associée à la paroi verticale chauffée pour deux campagnes de mesures

Pour la première campagne de mesures (Fig. 4.2a), les champs de la norme de la vitesse moyenne (V_{2D}) sont tracés pour les différentes séries de mesures numérotées de 1 à 6, pour $Z \in [0,81; 1]$ et $Y \in [0; 0,16]$ (Fig. 4.3). Les vitesses sont adimensionnées par V_{ref} , identique à la vitesse de référence utilisée pour l'étude du régime en conditions limites stationnaires (i.e. $V_{ref} = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra} \simeq 1,1 \text{ m.s}^{-1}$). En effet, pour rappel, la variation de températures sur la paroi verticale chauffée est centrée autour de la condition de température obtenue dans le cadre de l'étude de la dynamique du régime en condition limites stationnaires. On observe, comme pour le régime en conditions limites stationnaires, la présence d'un jet ainsi qu'une zone de recirculation et ce quel que soit le champ observé. De plus, aucune variation topologique de l'écoulement ne se dégage à l'observation de ces champs. Un constat identique peut être donné pour les champs de l'énergie cinétique turbulente 2D (Eq. 1.19) représentés pour les mêmes séries de mesures à la figure 4.4. Même sans différence topologique notable, les vitesses de l'écoulement peuvent varier. Pour étudier ces variations de façon quantitative, des profils de vitesses sont tracés par la suite.

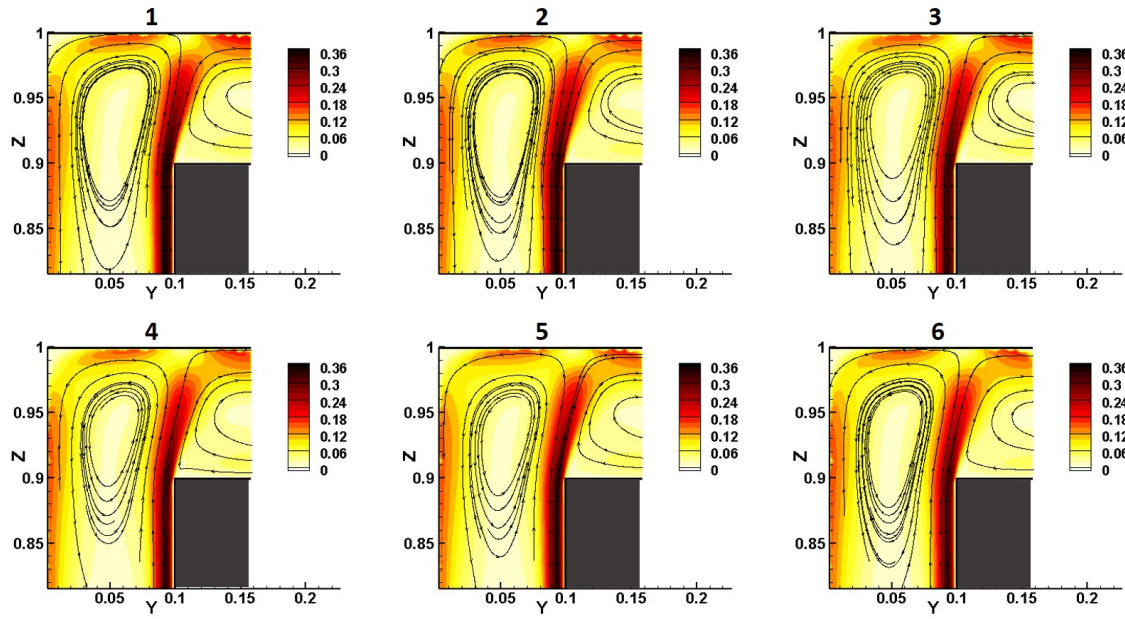


FIGURE 4.3 – Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) pour les séries de mesures aux instants 1 à 6 de la première campagne

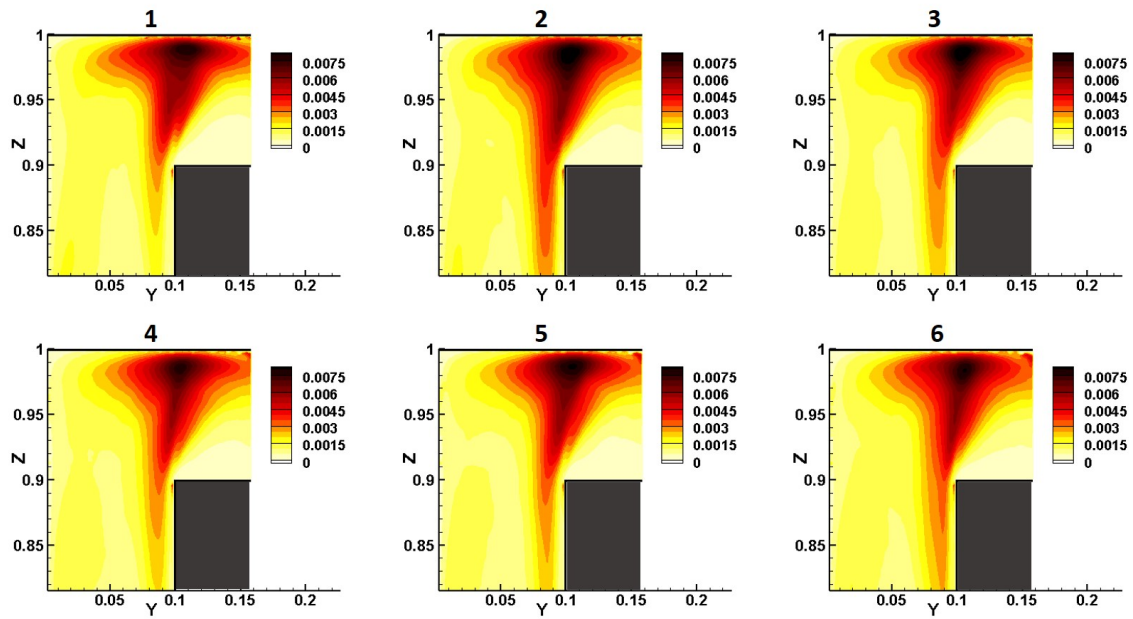


FIGURE 4.4 – Champs de l'énergie cinétique en deux dimensions (k_{2D}) pour les mesures aux instants 1 à 6 de la première campagne

4.2.3 Profils de vitesses

Le profil de la composante verticale adimensionnée (par V_{ref}) de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, est tracé à $Z = 0,893$ pour l'ensemble des séries de mesures de la première campagne ainsi que celles effectuées pour l'étude du régime en conditions limites stationnaires et représentées par le symbole ** (Fig. 4.5).

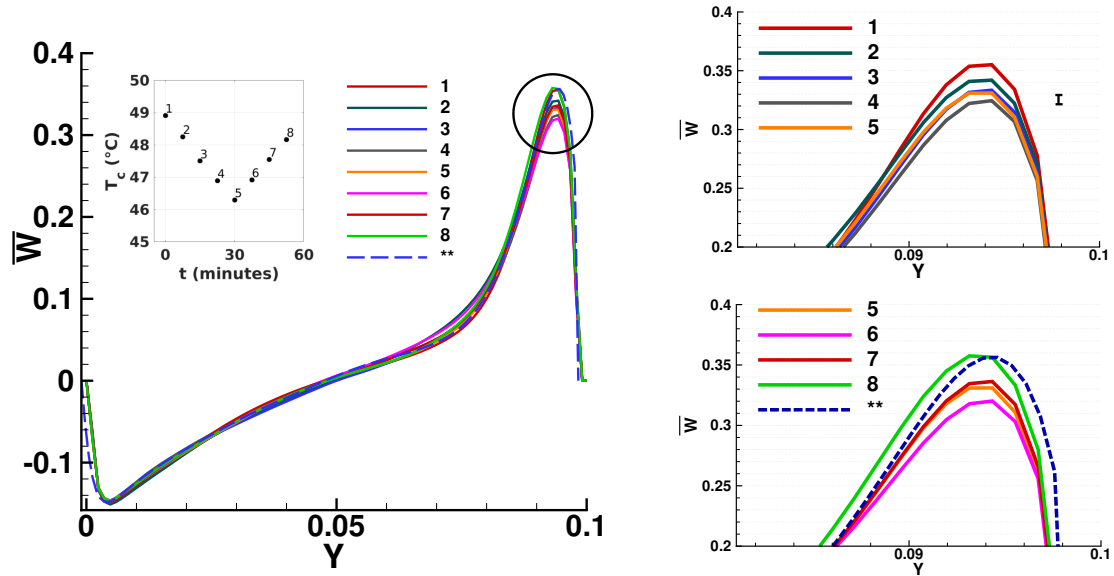


FIGURE 4.5 – (1ère campagne) Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,893$ et zoom sur les vitesses maximales observées dans la couche limite ascendante. La barre verticale (I) correspond à l'incertitude sur la composante verticale de la vitesse

La figure 4.5 montre que les différences quantitatives au sein de l'écoulement sont essentiellement visibles au sein de la couche limite ascendante. Un zoom (zone symbolisée par un cercle noir) sur les vitesses maximales de couche limite est dès lors effectué. Ce zoom est séparé en deux parties pour en faciliter la lisibilité. La figure supérieure représente les séries de mesures numérotées de 1 à 5 tandis que la figure inférieure représente les séries de mesures numérotées de 5 à 8. Pour ces deux figures, la série de mesures correspondant au régime stationnaire (--) est également superposée. Pour les instants n°1 à n°4, on remarque une diminution du maximum de vitesses au sein de la couche limite passant de $\overline{W} = 0,355$ pour la mesure n°1 à $\overline{W} = 0,325$ pour la mesure n°4. Cette diminution du maximum de vitesse peut directement provenir de la diminution de la température sur la paroi verticale chauffée qui entraîne une réduction des forces de flottabilité. Néanmoins, on remarque que la mesure à l'instant n°5, pourtant effectuée pour une température de plaque inférieure à la mesure à l'instant n°4, présente un maximum de vitesses équivalent à la mesure à l'instant n°3 soit $\overline{W} = 0,330$. Cette valeur de vitesses est néanmoins comprise dans l'intervalle d'incertitude qui est ici d'environ 0,009. Pour les instants numérotés de 6 à 8, on remarque une augmentation du maximum de vitesses qui peut être lié, aux incertitudes près, à l'augmentation de la température de paroi. Le maximum de vitesse pour le régime stationnaire avoisine ceux obtenus pour les mesures aux instants 1 et 8. Le régime cyclique, approximativement centré autour de la condition

de température pour le régime stationnaire, est donc très proche de l'écoulement observé dans le cas du régime stationnaire.

La deuxième campagne de mesures est répartie sur deux cycles (Fig. 4.2b). Elle vient confirmer les observations faites sur la première campagne. Sur la figure 4.6, les mesures n°1 et n°4, effectuées pour des températures maximales de paroi sur deux cycles distincts, donnent des valeurs maximales de vitesses dans la couche limite ascendante supérieures à celles obtenues aux mesures aux instants n°2 et n°6 et effectuées pour des températures minimales de paroi sur deux cycles. On remarque néanmoins que la mesure à l'instant n°3 présente un maximum de vitesses supérieur à celui auquel on pouvait s'attendre, aux incertitudes près, et est quasiment identique à celui des mesures aux instants n°4 et n°1. Un zoom est également effectué dans la couche limite descendante. La mesure à l'instant n°3 présente cette fois-ci un maximum en valeur absolue proche des valeurs des mesures aux instants n°2 et n°6. Il semble donc délicat de conclure sur les variations de vitesses de l'écoulement précisément car les incertitudes de mesures sont de l'ordre des variations quantitatives observées dans cet écoulement.

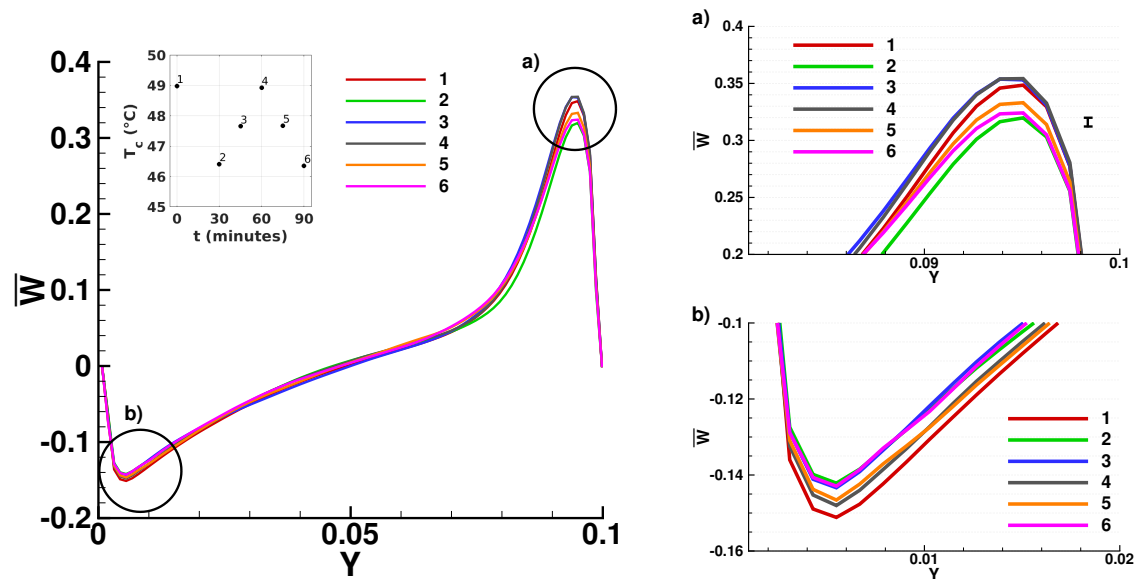


FIGURE 4.6 – (2ème campagne) Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\bar{W}$, à $Z = 0.893$ et zoom sur les vitesses maximales observées dans la couche limite ascendante ainsi que dans la couche limite descendante. La barre verticale ($\mathcal{I}$) correspond à l'incertitude sur la composante verticale de la vitesse

Une amplitude de variation de 2.7°C sur la température de paroi chauffée entraîne une variation du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de la paroi chauffée d'environ 0.1×10^9 et une variation de V_{ref} d'environ 0.04 m.s^{-1} . Ce faisant, l'amplitude de la variation du nombre de Rayleigh dans le cadre de l'étude du régime cyclique ne semble pas suffisante pour modifier la topologie de l'écoulement et limite l'interprétation de ses variations quantitatives.

Au regard des résultats procurés par l'étude du régime cyclique, il semble nécessaire de faire varier le nombre de Rayleigh de manière appréciable pour pouvoir espérer quitter un état d'équilibre. Pour cela, le régime transitoire étudié par la suite permet de parcourir une plus large gamme de nombres de Rayleigh.

4.3 Régime transitoire

4.3.1 Introduction

Comme pour l'étude du régime cyclique, ce sont les conditions limites à la paroi verticale chauffée que l'on fait varier dans le cadre de l'étude du régime transitoire. Au temps $t < 0$, la paroi verticale chauffée est maintenue à une température constante. Au temps $t \geq 0$, une puissance constante $P(t \geq 0) > P(t < 0)$ est injectée en continu au sein de la paroi verticale chauffée. La température T_c de la paroi verticale chauffée va donc augmenter en fonction de la puissance injectée. Deux protocoles seront mis en oeuvre dont le deuxième produira des résultats quantifiables et reproductibles.

4.3.2 Premier protocole

Des premières séries ont été effectuées avec une puissance initiale $P(t < 0) = 0$ W. Pour cette puissance, $T_c \approx T_f$ ou autrement dit, $\Delta T \approx 0$. A $t = 0$, une puissance constante de 493 W est injectée. La variation de température de la paroi chauffée qui en résulte est représentée à la figure 4.7.

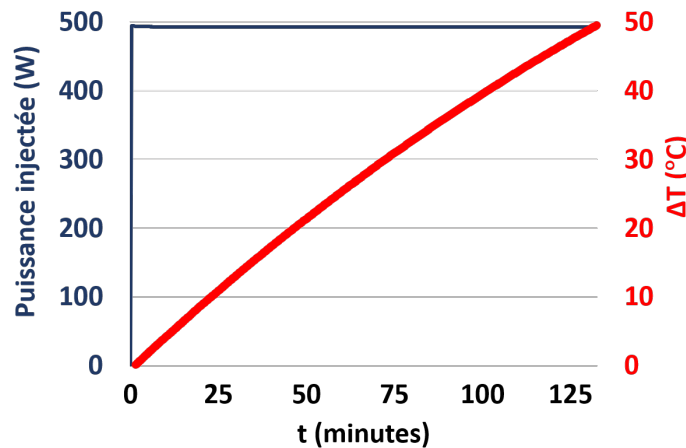


FIGURE 4.7 – Evolution de la puissance injectée et de la différence de température ΔT pour le premier protocole

A chaque temps t correspond donc une différence de température ΔT (entre la paroi verticale chauffée et la paroi de l'échangeur) et qui est à l'origine de l'écoulement. Plusieurs acquisitions de vitesses par PIV sont effectuées à différents temps t au cours de la montée en température de la paroi verticale chauffée. Une acquisition correspond à 5000 images réalisées à 25 Hz (soit $t_{acq} = 200$ s). Au cours d'une acquisition, on observe une augmentation de la température de la paroi chaude (T_c) pouvant atteindre $\approx 1,5^\circ\text{C}$. Aussi, dans la suite de l'exposé, la différence de température entre la paroi chaude et la paroi froide est définie comme étant $\Delta T = \widetilde{T}_c - T_f$. $\widetilde{T}_c$ est la température de la paroi chaude moyennée : (i) moyenne spatiale avec les valeurs de températures des thermocouples placés dans le plan vertical médian de la paroi chauffée, et (ii) moyenne temporelle sur

la durée de l'acquisition considérée. De plus, pour préserver l'intégrité du dispositif, la température maximale de la paroi chauffée ne doit pas dépasser 75°C. Aussi, aucune acquisition de vitesses ne peut être effectuée au delà de cette température de paroi. Les différences de températures étudiées et le nombre de Rayleigh associé sont représentés au sein du tableau 4.1. Ce tableau nous montre que le nombre de Rayleigh est multiplié par environ 7,2 entre $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 48,7^\circ\text{C}$.

ΔT	$Ra_{H_{obs}}$
$4,8^\circ\text{C}$	$0,25 \times 10^9$
$8,7^\circ\text{C}$	$0,44 \times 10^9$
$16,6^\circ\text{C}$	$0,78 \times 10^9$
$20,6^\circ\text{C}$	$0,94 \times 10^9$
$32,6^\circ\text{C}$	$1,37 \times 10^9$
$48,7^\circ\text{C}$	$1,81 \times 10^9$

TABLEAU 4.1 – Tableau représentant la variation du nombre de Rayleigh associée à la différence de température étudiée. Cette variation est obtenue par chauffage au cours du temps.

Comme pour le régime cyclique, plusieurs campagnes de mesures ont été effectuées pour des différences de températures ΔT identiques afin de vérifier si l'écoulement est reproductible. Une première campagne a été effectuée avec la caméra disposant d'un capteur de taille 2560×2160 pixels². La campagne de mesures effectuées avec cette caméra sera notée 1. Par la suite, et afin d'obtenir des champs de plus grandes tailles pour caractériser globalement l'écoulement, une caméra avec un capteur de taille 5120×5120 pixels² est utilisée. Cette caméra de grande résolution permet d'analyser environ la moitié d'un canal du dispositif. Les campagnes réalisées avec cette caméra, pour s'assurer de la reproductibilité des mesures, sont notées 2, 3 et 4. Toutes ces campagnes sont effectuées à des jours différents. Avant d'effectuer une comparaison des résultats obtenus pour ces différentes campagnes, le temps de chauffe de la paroi verticale, le temps d'acquisition d'une série de mesure et le temps de référence du phénomène convectif sont comparés entre eux.

Comparaison des temps caractéristiques

La montée en température de la paroi chauffée suit une loi d'un système du premier ordre $T_c(t) = T_c(0) + [T_c(\infty) - T_c(0)](1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$. Avec τ la constante de temps du système ainsi que $T_c(0)$ et $T_c(\infty)$, les températures de la paroi chauffée respectivement à l'instant initial et à l'instant final. La température finale d'équilibre $T_c(\infty)$ ne peut néanmoins être atteinte pour les conditions de puissance injectées dans le cadre du régime de conditions limites instationnaires sans risque de dégrader le dispositif. L'écart de température de la paroi chaude depuis le temps $t = 0$ est défini et étudié dans cette section : $\Delta T_m = T_c(t) - T_c(0)$. Les paramètres $T_c(\infty)$ et τ sont recherchées à l'aide d'une fonction qui s'écrit sous la forme de celle qui décrit un système du premier ordre et qui vient minimiser les écarts avec les mesures de température d'un thermocouple de la paroi chauffée lors d'une montée en température :

$$F = \min \left[\sum_{i=0}^N (\Delta T_m(t_i) - h(t_i; \tau, T_c(\infty)))^2 \right] \quad (4.1)$$

où

$$h = [T_c(\infty) - T_c(0)](1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}})$$

i : indice temporel

N : indice temporel final associé à la dernière mesure de température T_c

τ : constante de temps

La figure 4.8 montre les résultats de la minimisation de la fonction F . On remarque que celle-ci est performante avec une valeur moyenne des résidus proche de 0 et un très faible écart-type (respectivement μ et σ sur la figure 4.8). Une estimation du temps caractéristique τ de chauffe de la paroi verticale dans les conditions d'études du régime en conditions limites instationnaires est ainsi obtenu : $\tau \approx 242$ minutes soit environ 4 heures. Ce temps est à comparer avec le temps d'acquisition d'une série de mesures : $\frac{t_{acq}}{\tau} \approx 10^{-2}$ où $t_{acq} = 200$ s. Lors d'une acquisition, le régime peut donc être considéré comme quasi-stationnaire. De plus, le temps de référence du phénomène convectif $t_{ref} = \frac{H^2}{\alpha \sqrt{Ra_{H_{obs}}}}$ est également très petit devant le temps d'acquisition : $\frac{t_{ref}}{t_{acq}} \approx 10^{-2}$ où $t_{ref} \approx 2$ s est calculé pour $Ra_{H_{obs}} = 2,46 \times 10^8$ (associé, pour rappel, à $\Delta T = 4,6^\circ \text{C}$). Le temps d'acquisition est alors suffisant pour capturer le phénomène convectif quelle que soit la différence de température ΔT étudiée.

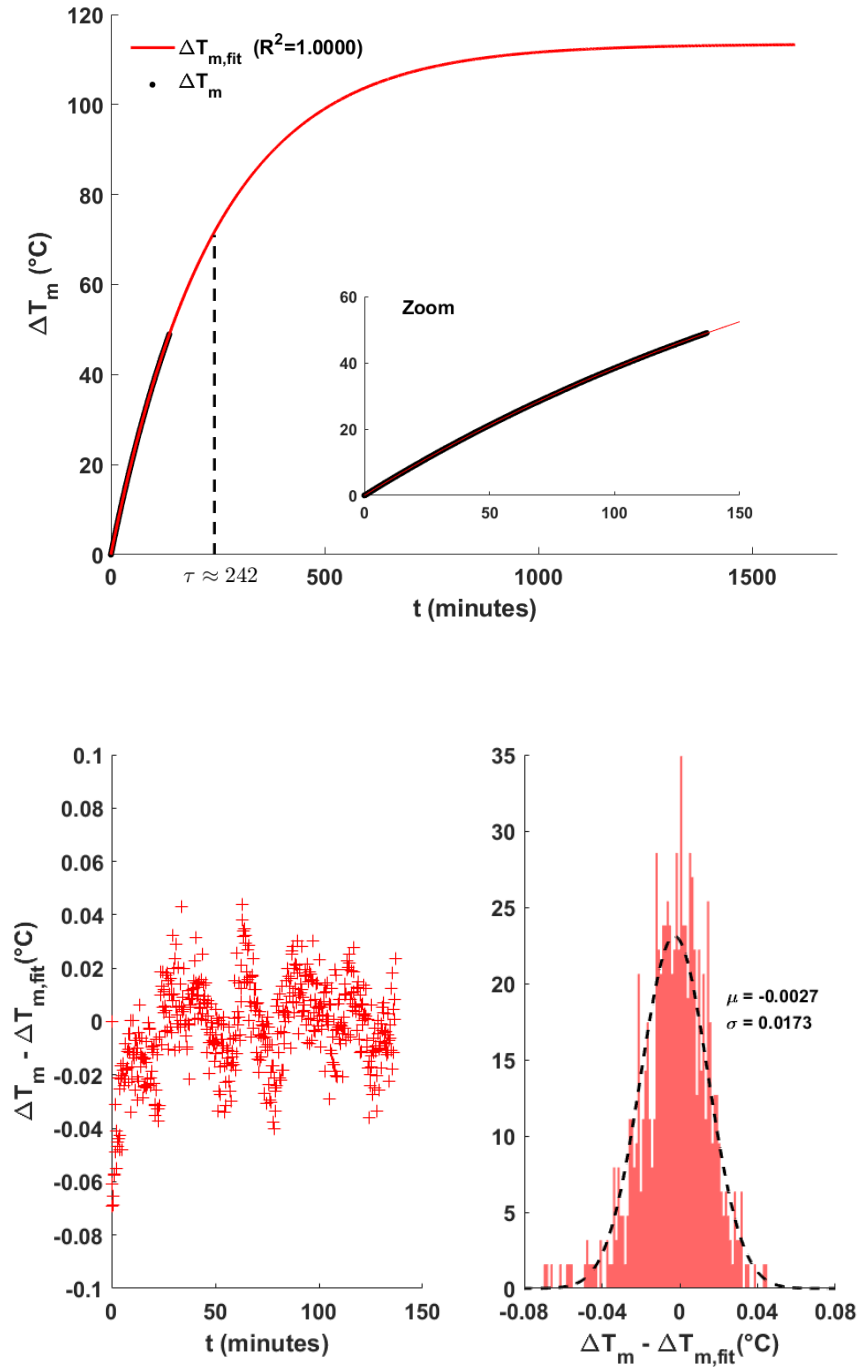


FIGURE 4.8 – Evolution de la différence de températures ΔT_m lors d'une montée en températures (•); extrapolation de l'évolution de ΔT_m avec la fonction h (haut); Statistiques sur les écarts entre ΔT_m et h (bas) (•)

Comparaison entre les différentes campagnes

Pour la moitié supérieure du canal vertical chauffé, les champs de la norme de la vitesse moyenne (adimensionnée par V_{ref}) lorsque la différence de température atteint $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ sont représentés à la figure 4.9. V_{ref} est ici choisie identique à celle utilisée pour le régime stationnaire. Pour les 4 campagnes de mesures, on remarque la présence d'une cellule de recirculation dans la partie supérieure du canal vertical chauffé comme observée lors de l'étude du régime en conditions limites stationnaires.

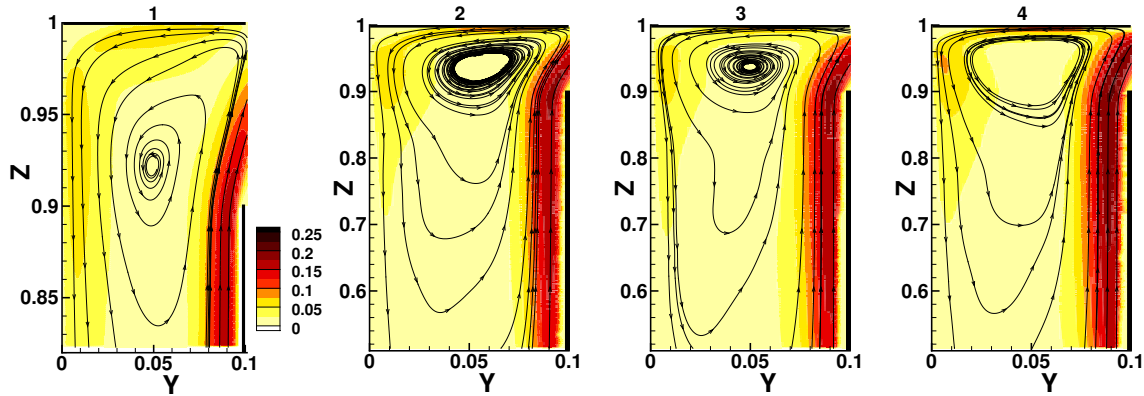


FIGURE 4.9 – Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) pour $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$)

Un profil de la composante verticale de vitesse est également tracé à $Z = 0,92$ afin de vérifier quantitativement les différences de vitesses entre les séries (Fig. 4.10).

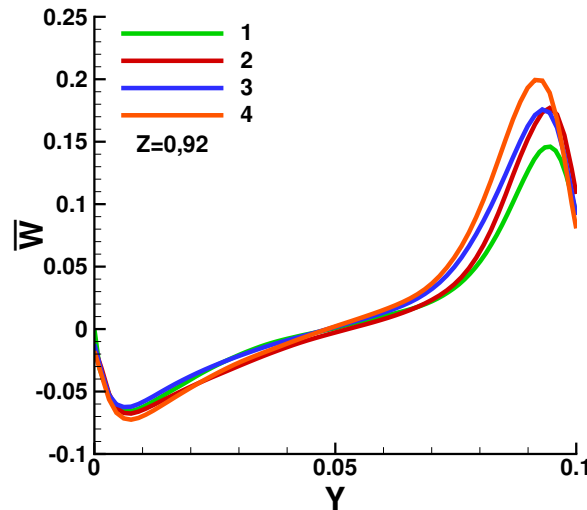


FIGURE 4.10 – Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,92$ pour les différentes campagnes et pour $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$)

On remarque sur la figure 4.10 des écarts assez importants sur la vitesse maximale dans le jet entre les 4 campagnes et particulièrement entre les campagnes 1 et 4 avec un écart égal à 0,053. Cet écart ne peut pas s'expliquer uniquement par des incertitudes

de mesures (ici environ égale à 0,01 et déterminée avec la méthode GUM (Gomit *et al.* [2018])). Qu'en est-t'il pour d'autres différences de températures ΔT ?

Pour une différence de température $\Delta T = 32,6^\circ\text{C}$, les figures 4.11 et 4.12 représentent respectivement les champs de la norme de vitesse adimensionnée ainsi qu'un profil de la composante de vitesse verticale pour $Z = 0,92$ pour les 4 campagnes déjà mentionnées. Les champs de la norme de vitesses montrent toujours la présence de la cellule de recirculation. Le profil de la composante verticale à $Z = 0,92$ montrent que les couches limites ascendante et descendante ont assez logiquement des maxima en valeurs absolues supérieurs à ceux observés pour $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$. On remarque toutefois que l'écart maximal de vitesses entre les séries a diminué, et est maintenant inférieur à 0,02.

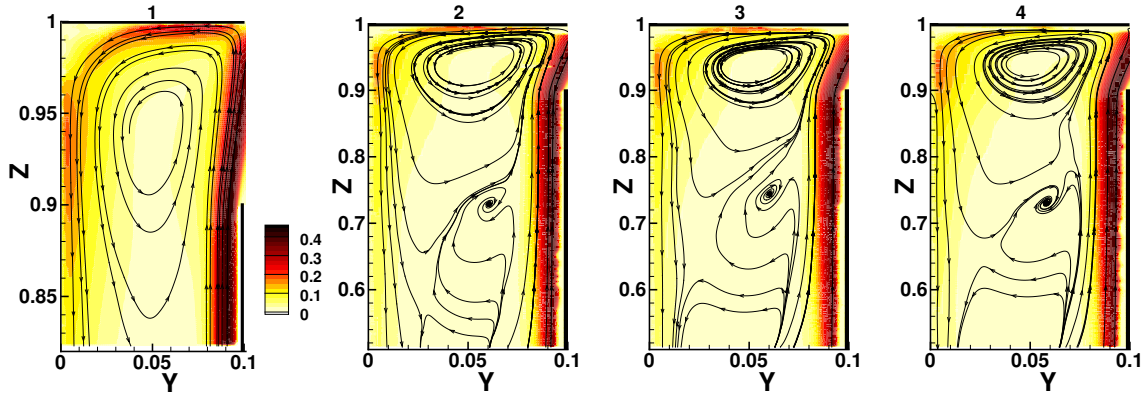


FIGURE 4.11 – Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) pour $\Delta T = 32,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,37 \times 10^9$)

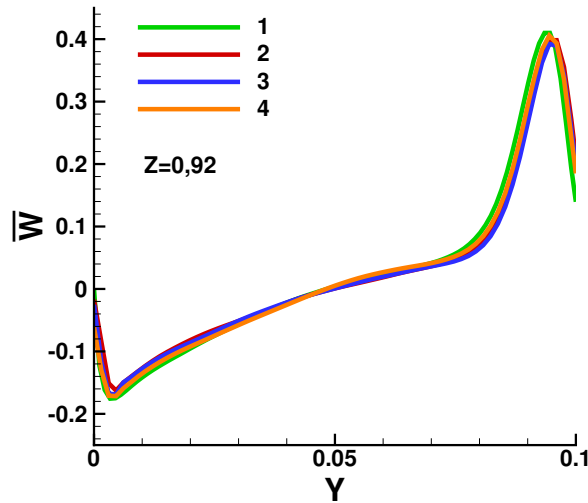


FIGURE 4.12 – Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,92$ pour les différentes campagnes et pour $\Delta T = 32,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,37 \times 10^9$)

Afin de préciser les écarts obtenus entre les séries pour les différents ΔT , on regroupe dans le tableau 4.2, les écarts relatifs maximaux entre les différents maxima de vitesses obtenus pour les campagnes 2, 3 et 4. Pour rappel, ces données sont obtenues avec la même caméra et pour des champs traités avec la même résolution spatiale. On remarque que l'écart relatif diminue à mesure que la différence de température augmente et il est divisé par 5 entre $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 48,7^\circ\text{C}$. Ces écarts, plus importants pour les premiers ΔT , peuvent s'expliquer par la présence d'un écoulement résiduel initial pour $\Delta T \approx 0^\circ\text{C}$. En effet, la condition $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ est très délicate à obtenir expérimentalement dans le cas d'un tel dispositif. Cela reviendrait à annuler tout échange avec l'extérieur. Malgré l'ensemble des dispositions prises pour minimiser ces échanges, cette condition ne peut être complètement atteinte sur un dispositif de cette envergure. A mesure que la différence de température et moteur de l'écoulement, ΔT , augmente, les incertitudes sur les conditions limites initiales, à l'origine d'écoulements résiduels, diminuent. On peut rappeler qu'en conditions limites stationnaires, l'écoulement est parfaitement reproductible.

ΔT	$4,8^\circ\text{C}$	$8,7^\circ\text{C}$	$16,6^\circ\text{C}$	$32,6^\circ\text{C}$	$48,7^\circ\text{C}$
écart relatif max (%)	12,5	11,4	5,2	3,5	2,6

TABLEAU 4.2 – Tableau représentant l'écart relatif maximal des différents maxima de la composante verticale de vitesse pour les campagnes 2, 3 et 4 associé à la différence de température étudiée variant selon t .

De même, des campagnes de mesures sont effectuées sur la moitié inférieure du canal vertical différentiellement chauffé. Les figures 4.13a et 4.13b montrent les champs de la norme de vitesse ainsi qu'un profil moyen de la composante verticale à $Z = 0,18$, respectivement pour des différences de températures $\Delta T = 8,7^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 20,6^\circ\text{C}$. Deux campagnes sont ici comparées et numérotées 1 et 2. Pour les différences de températures observées, on remarque des différences topologiques assez nettes entre les deux campagnes. Ainsi, pour la campagne n°1 et $\Delta T = 8,7^\circ\text{C}$, on observe une cellule de recirculation présente entre $Z = 0$ et $Z = 0,10$, qui se révèle absente pour la campagne n°2. La comparaison des profils de vitesses (en $Z = 0,18$) indiquent un écoulement légèrement plus intense verticalement au centre du canal pour la campagne n°1. Les écarts ne se concentrent donc pas uniquement au sein de la couche limite ascendante. Pour $\Delta T = 20,6^\circ\text{C}$, les champs montrent que l'écoulement descendant le long de la paroi de l'échangeur n'a pas, selon la série étudiée, atteint la même cote Z avant de se diriger vers la paroi verticale chauffée. Cette différence se confirme sur le profil de vitesses à $Z = 0,18$ avec une composante verticale négative proche de la paroi à T_f pour la campagne n°2 et positive pour la campagne n°1.

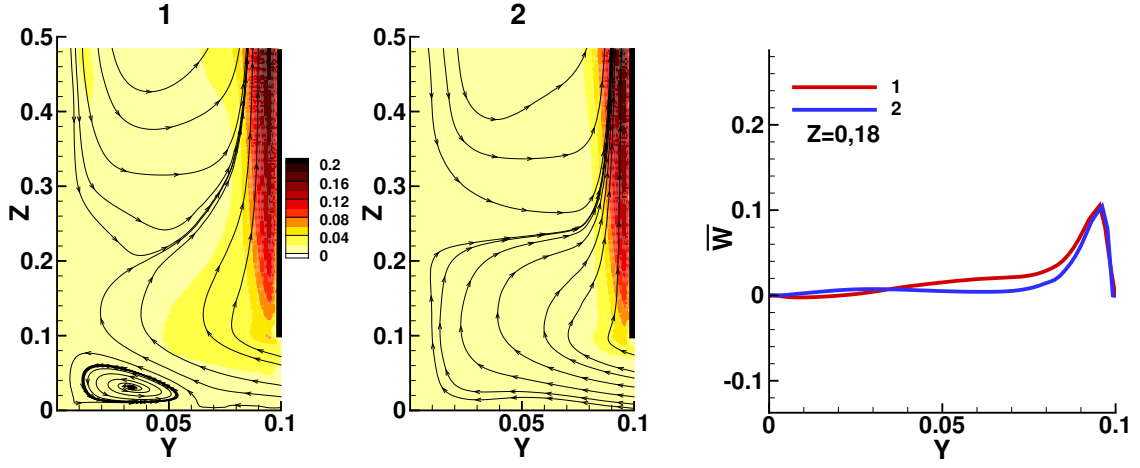
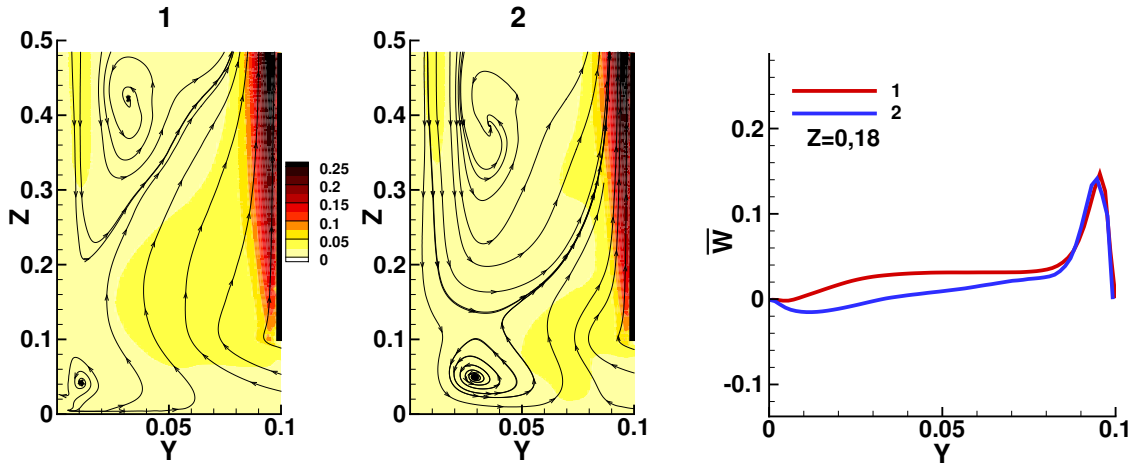
(a) pour $\Delta T = 8.7^\circ\text{C}$ ($Ra = 0.44 \times 10^9$)(b) pour $\Delta T = 20.6^\circ\text{C}$ ($Ra = 0.94 \times 10^9$)

FIGURE 4.13 – Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) et profils de la composante verticale moyenne à $Z = 0.18$ pour les campagnes 1 et 2 et pour deux différences de températures $\Delta T = 8.7^\circ\text{C}$ (a) et $\Delta T = 20.6^\circ\text{C}$ (b)

Conclusion partielle

Les séries de mesures effectuées avec ce premier protocole nous renseigne sur les tendances prises par l'écoulement lors de l'évolution de la température de la paroi verticale chauffée avec pour condition initiale de température $T_c \approx T_f$. Néanmoins, des écarts apparaissent sur les quantités moyennes et la topologie de l'écoulement entre plusieurs campagnes. De très légères différences sur les conditions initiales peuvent entraîner un écoulement résiduel (difficilement quantifiable via des mesures par PIV) et qui ne sera pas identique d'une campagne à l'autre. Afin de limiter les écarts engendrés par ces écoulements résiduels, un second protocole est envisagé et décrit dans la suite de ce manuscrit.

4.3.3 Amélioration du premier protocole : second protocole

Le second protocole envisagé consiste à fixer, comme condition initiale, la température de la paroi verticale chauffée à $T_c > T_f$ de sorte que l'ensemble des conditions limites ait atteint un régime stationnaire. Une fois ce régime atteint, une puissance constante $P(t \geq 0) > P(t < 0)$ est injectée en continu dans la paroi verticale chauffée. Le temps caractéristique de chauffe de la paroi est inchangé (cf.section 4.3.2).

Des séries de mesures sont effectuées avec une puissance initiale $P(t < 0) = 12 \text{ W}$. Pour cette puissance, on obtient une différence de température initiale $\Delta T(t < 0) = T_c(t < 0) - T_f = 4,6^\circ\text{C}$. Un écoulement s'établit ainsi au sein du dispositif. Le nombre de Rayleigh obtenu pour cette différence de température est $Ra_{H_{obs}} = 2,46 \times 10^8$. À $t = 0$, une puissance constante de 493 W est injectée au sein de la paroi chauffée. L'évolution de la température est similaire à celle observée pour le premier protocole et est représentée à la figure 4.14. Sur cette figure, l'évolution en fonction du temps de ΔT est représentée. À $t = 0$, on obtient donc $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$. L'objectif de ce nouveau protocole permet de ne pas avoir d'écoulement résiduel et difficilement reproductible à $t = 0$ mais au contraire un écoulement déjà bien établi. C'est ce que nous allons vérifier dans cette section.

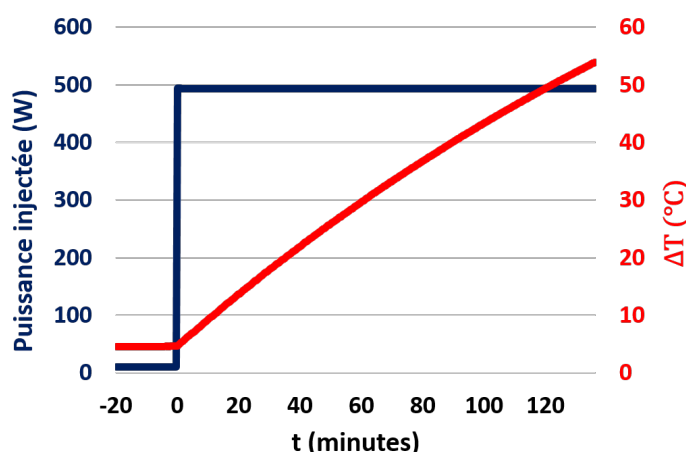


FIGURE 4.14 – Evolution de la puissance injectée et de la différence de température ΔT pour le second protocole

Afin de s'assurer de la reproductibilité des mesures pour ce nouveau protocole, on compare deux campagnes de mesures effectuées à des jours différents dans la moitié inférieure du canal vertical chauffé. La figure 4.15 montre l'évolution des champs de la norme 2D de la vitesse moyenne adimensionnée par V_{ref} pour les campagnes ici numérotées 1 et 2, et pour des séries de mesures à $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$. On remarque que les trajectoires sont très semblables entre les séries à la même différence de températures ΔT dans cette zone du canal vertical chauffé contrairement à ce que l'on observait lors des mesures suivant le premier protocole. Afin de vérifier quantitativement de possibles écarts, des profils horizontaux des composantes horizontale et verticale de la vitesse moyenne sont tracés pour les deux campagnes et les séries aux mêmes ΔT (Fig. 4.16a et Fig. 4.16b). On remarque que les profils des composantes horizontale comme verticale se recoupent très bien pour les deux ΔT et les deux cotes Z ($Z = 0,20$ et $Z = 0,40$). Les autres différences de températures ΔT , pour lesquelles des mesures sont effectuées et non représentées ici ($\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ ($t = 0$); $13,2^\circ\text{C}$; $25,1^\circ\text{C}$; $30,7^\circ\text{C}$; $37,2^\circ\text{C}$; $53,4^\circ\text{C}$ ($t \approx 140$ min)), présentent la même qualité de recoupement. On en déduit que le second protocole permet d'obtenir des mesures reproductibles et c'est donc celui que l'on va utiliser afin de poursuivre l'analyse du régime transitoire.

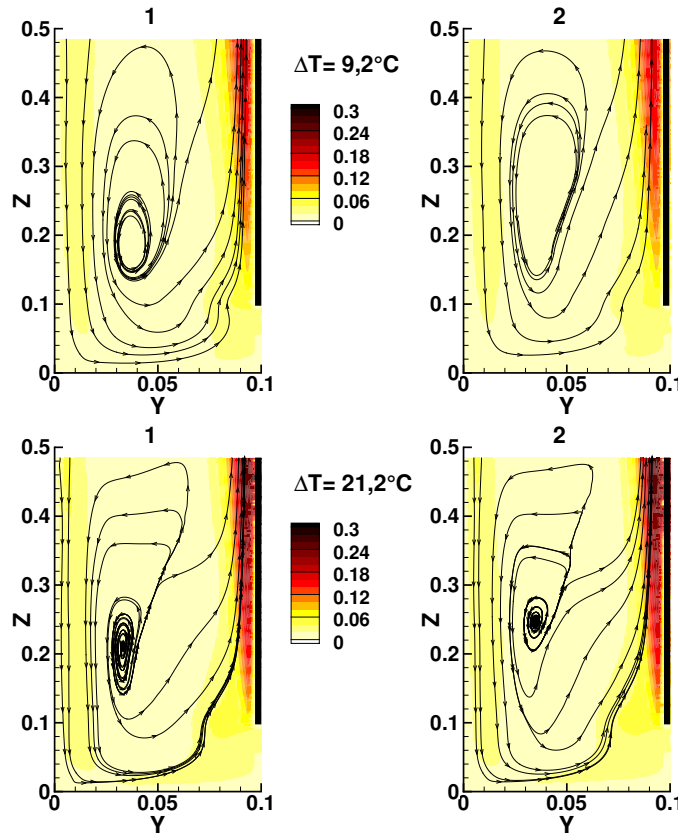
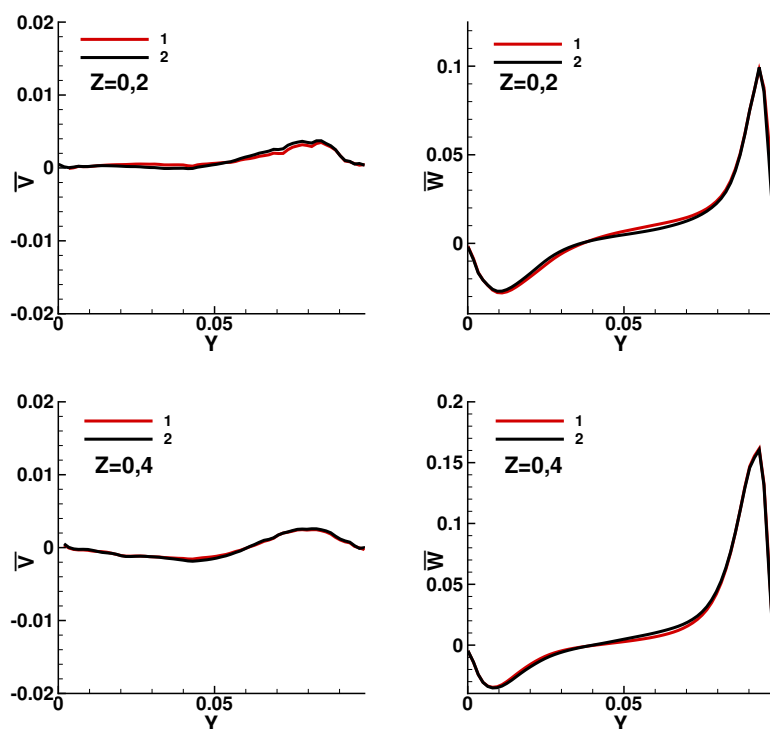
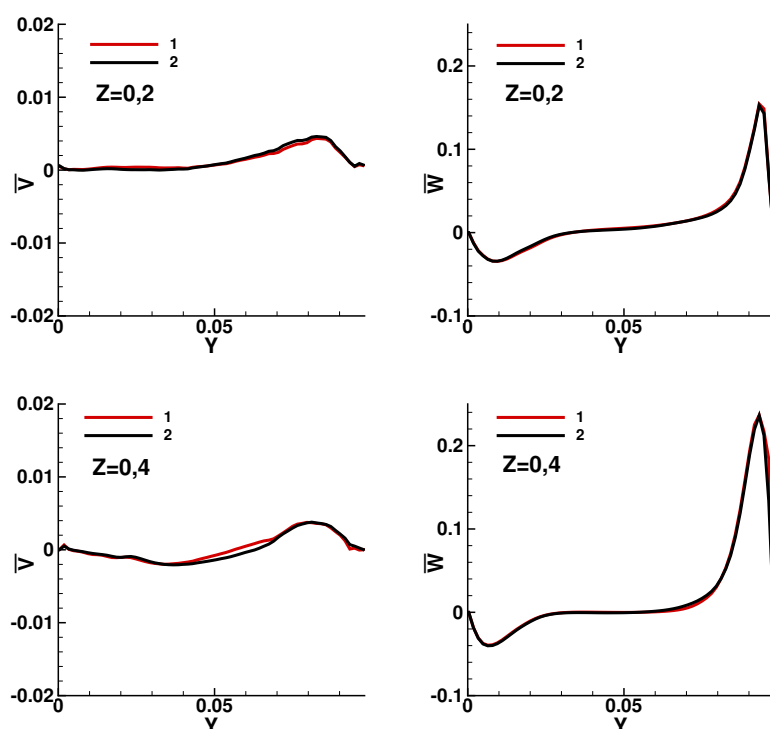


FIGURE 4.15 – Comparaison des champs de la norme 2D de la vitesse moyenne pour deux campagnes numérotées 1 et 2 et pour deux ΔT : $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,47 \times 10^9$) et $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,00 \times 10^9$)



(a) pour $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,47 \times 10^9$)



(b) pour $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,00 \times 10^9$)

FIGURE 4.16 – Comparaison des profils horizontaux des composantes horizontale et verticale de la vitesse moyenne pour deux campagnes numérotées 1 et 2, à $Z = 0,20$ et $Z = 0,40$ et pour deux différences de températures $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ (a) et $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$ (b)

Pour l'étude suivant le second protocole, l'ensemble des différences de températures étudiées et des nombres de Rayleigh associés est représenté dans le tableau 4.3.

ΔT	$Ra_{H_{obs}}$
4,6°C	$0,25 \times 10^9$
9,2°C	$0,47 \times 10^9$
13,2°C	$0,66 \times 10^9$
21,2°C	$1,00 \times 10^9$
25,1°C	$1,15 \times 10^9$
30,7°C	$1,34 \times 10^9$
37,2°C	$1,55 \times 10^9$
53,4°C	$1,98 \times 10^9$

TABLEAU 4.3 – Tableau représentant la variation du nombre de Rayleigh associée à la différence de température étudiée suivant le second protocole.

Tous les résultats présentés dans la suite de ce chapitre ont été obtenus en suivant ce protocole.

4.3.4 Zone A : Champs et profils de vitesses en régime transitoire

Tous les résultats présentés dans cette section du manuscrit ont été obtenus suivant le second protocole (cf. section 4.3.3, p. 142)

Rappel des zones

On effectue un rappel des zones déjà présentées pour l'étude du régime en conditions limites stationnaires :

- Zone A : le canal vertical différentiellement chauffé ($X = 0,50$, $Y \in [0; 0,10]$ et $Z \in [0; 1]$)
- Zone B : le canal horizontal supérieur ($X = 0,50$, $Y \in [0,10; 0,90]$ et $Z \in [0,90; 1]$)
- Zone C : le canal vertical non-chauffé ($X = 0,50$, $Y \in [0,90; 1]$ et $Z \in [0; 1]$)

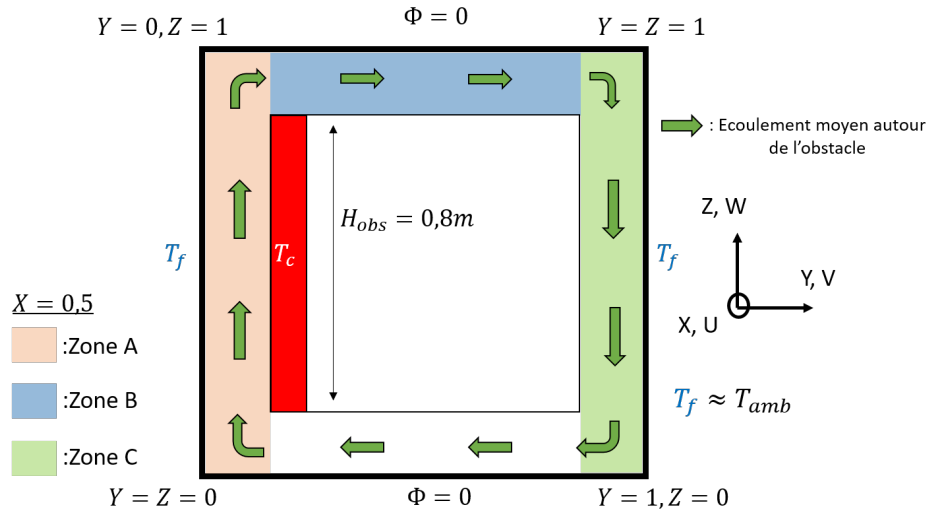


FIGURE 4.17 – Division de l'écoulement en 3 zones : zone du canal vertical chauffé (zone A) ; zone du canal horizontal supérieur (zone B) ; zone du canal vertical non-chauffé (zone C)

Champs de la vitesse moyenne

Dans la suite, et sauf précision contraire, les vitesses sont adimensionnées par V_{ref} basée sur la différence de température initiale au sein du canal vertical chauffé $\Delta T (t < 0)$ (i.e. $V_{ref} = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}} \simeq 0,42$).

Les champs de la norme 2D de la vitesse moyenne adimensionnée, pour la zone A et pour des mesures effectuées suivant le second protocole sont tracés figure 4.18.

Les mesures de vitesse pour les moitiés inférieure et supérieure du canal vertical chauffé sont effectuées sur deux journées différentes. En effet, la stabilisation de l'ensemble des conditions aux limites (après arrêt de la montée en température de la paroi chauffée pour $\Delta T > 54^\circ\text{C}$) nécessite approximativement trois jours.

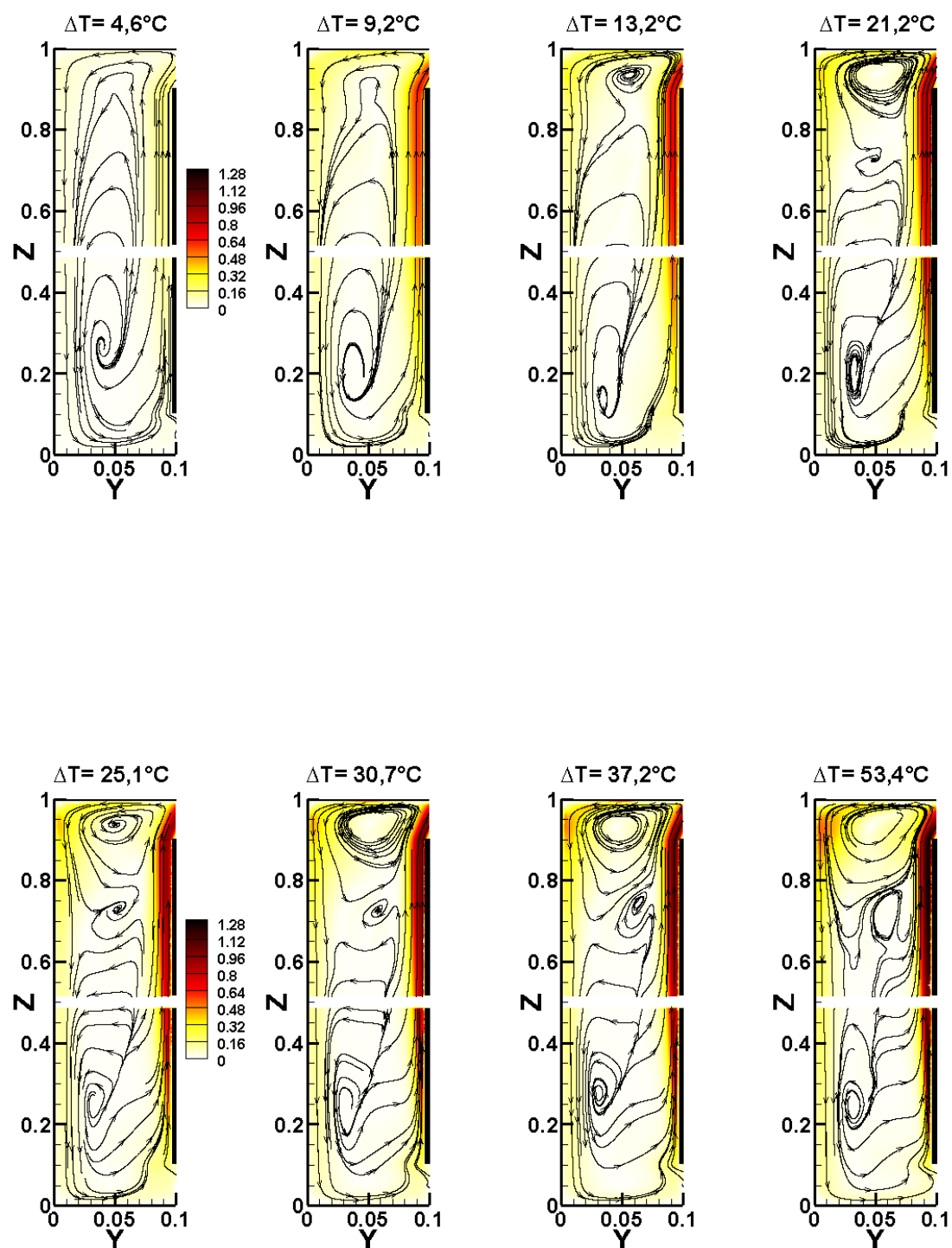


FIGURE 4.18 – Champs de la norme 2D de vitesse et trajectoires ($\rightarrow$) pour des différences de températures allant de $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$) à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,98 \times 10^9$) (zone A)

On s'intéresse en premier lieu à l'écoulement initial. Pour un régime stabilisé à $\Delta T(t < 0) = 4,6^\circ\text{C}$, on remarque la présence d'écoulements de couches limites le long des parois à T_c et T_f (Fig. 4.18). La partie centrale du canal vertical présente un écoulement avec des vitesses proche de 0. Par ailleurs, la partie supérieure du canal vertical chauffé ($Z > 0,70$) ne présente pas de zone de recirculation comme observée dans le cas du régime en conditions limites stationnaires (cf. Fig. 3.2).

Pour $\Delta T(t > 0)$, une zone de recirculation se développe progressivement dans la partie supérieure du canal et apparaît nettement à $\Delta T = 13,2^\circ\text{C}$ et $Z \approx 0,95$. Cette dernière s'étend avec ΔT croissant, jusqu'à $Z \approx 0,60$ pour $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$. On voit également le développement d'une zone singulière à $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$ pour $Y \approx 0,05$ et $Z \approx 0,70$. Cette zone s'étend et se déplace légèrement pour les différences de températures ΔT supérieures. Pour $\Delta T \geq 30,7^\circ\text{C}$, elle semble directement influencer sur la forme de la zone de recirculation. On rappelle néanmoins que les vitesses au niveau de cette zone singulière sont très proches de 0.

L'écoulement dans la moitié inférieure du canal vertical chauffé ne présente pas de différence topologique majeure entre les différents ΔT . On remarque néanmoins que l'écoulement descendant le long de la paroi froide à T_f , une fois la cote $Z = 0,1$ atteinte, ne parvient pas jusqu'au canal horizontal inférieur et vient donc exclusivement alimenter la couche limite ascendante qui naît le long de la paroi verticale chauffée. Ce phénomène est donc différent de celui observé dans le cas du régime stationnaire où une partie de l'écoulement descendant le long de la paroi froide se dirige vers le canal horizontal inférieur (section 3.2).

Profils de vitesses

La figure 4.19 montre des profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse moyenne à $Z = 0,80$ et des profils verticaux de la composante horizontale à $Y = 0,05$ selon la différence de température ΔT . Les barres verticales représentent ici l'incertitude sur le maximum de la composante verticale de vitesse dans la couche limite ascendante déterminée pour chaque ΔT avec la méthode GUM. On remarque le développement de la couche limite ascendante le long de la paroi chaude à T_c . À mesure que ΔT augmente, les effets de flottabilité sont plus importants. Le maximum de la composante verticale de la vitesse moyenne augmente donc au sein de la couche limite ascendante. Entre $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$, celui-ci est multiplié par 2,14 passant de $\overline{W}_{max}(Z = 0,80) = 0,59$ à $\overline{W}_{max}(Z = 0,80) = 1,27$. On observe également une diminution de l'épaisseur de couche limite lorsque ΔT croît. Ce phénomène s'observe classiquement pour une couche limite se développant le long d'une paroi verticale et s'explique par l'équilibre des forces visqueuses et de la poussée d'Archimède au sein de la sous-couche visqueuse de la couche limite (Le Quéré [1987]). Au centre du canal, à $Y = 0,05$, on observe une légère augmentation de la composante verticale avec ΔT . Celle-ci s'explique par l'intensification de l'écoulement de la cellule de recirculation. Le long de la paroi froide à T_f , une couche limite descendante se développe. Le minimum de vitesse

dans la couche limite descendante est multiplié par 2,7 entre $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$, passant de $\bar{W}_{min} = -0,13$ à $\bar{W}_{min} = -0,36$.

La composante horizontale de la vitesse, tracée pour $Y = 0,05$, indique le développement d'un écoulement pariétal le long de la paroi supérieure du canal vertical chauffé. Pour les deux premières différences de températures $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ et pour $Z \in [0,70; 0,90]$, la composante horizontale de vitesse reste négative ($V \lesssim 0$). Pour $\Delta T = 13,2^\circ\text{C}$, la composante horizontale de vitesse devient positive à partir de $Z = 0,93$ jusqu'à $Z = 0,84$ confirmant la présence d'un écoulement dû à la naissance de la cellule de recirculation. Cet écoulement positif se retrouve sur une plus grande plage de valeurs de Z à mesure que ΔT augmente et que la cellule de recirculation s'élargit. On observe également qu'en dehors de la zone de recirculation, pour $Z < 0,70$, la composante horizontale de la vitesse est très proche de 0.

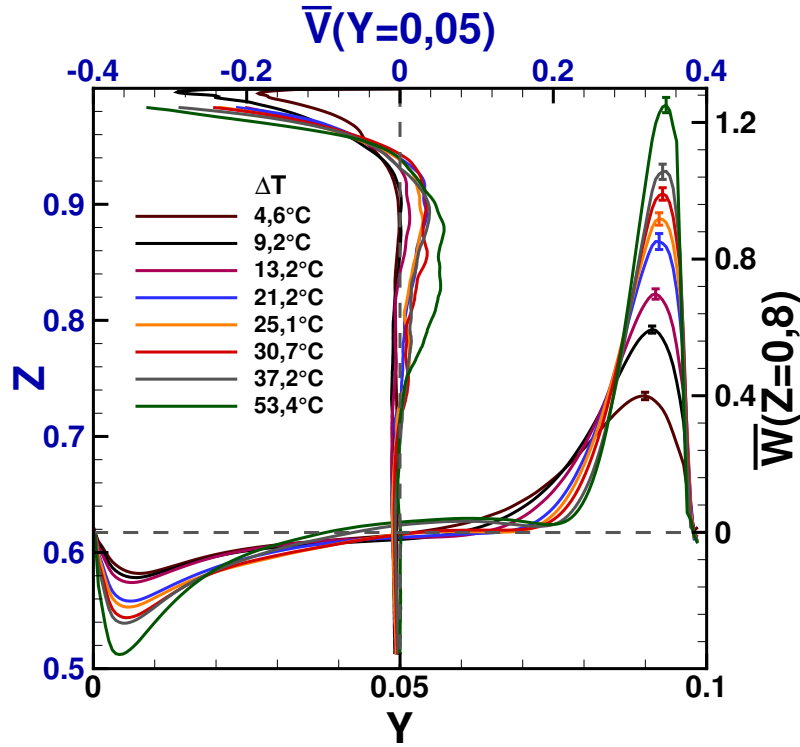


FIGURE 4.19 – Evolution de la composante verticale de la vitesse moyenne adimensionnée à $Z = 0,80$ et de la composante horizontale à $Y = 0,05$ pour plusieurs différences de températures ΔT ($Ra \in [0,25 : 1,98] \times 10^9$)

Focus sur la couche limite ascendante

Afin de préciser le comportement de la couche limite ascendante pour notre configuration, on cherche à savoir si celle-ci possède des propriétés de similarité. Un nouvel adimensionnement, différent de celui utilisé pour l'étude du régime stationnaire (section 1.3.2), est proposé et est équivalent à celui que l'on utilise régulièrement pour caractériser l'évolution d'une couche limite laminaire se développant spatialement le long d'une paroi verticale (Hellums et Churchill [1962], Abedin *et al.* [2009]). La composante verticale de la vitesse est alors adimensionnée par $U_c^+(z^*)$ et la distance à la paroi par $\delta(z^*)$ où :

$$U_c^+(z^*) = \sqrt{g\beta\Delta T^+ z^*} \quad ; \quad \delta(z^*) = \frac{z^*}{Gr(z^*)^{1/4}} \quad (4.2)$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta T^+ &= \widetilde{T}_c - \widetilde{T}_0 \\ \widetilde{T}_0 &= \frac{\widetilde{T}_c + T_f}{2} \\ z^* &= z - 0,1 \quad (\text{altitude depuis le bord de la paroi chauffée}) \\ \widetilde{T}_c &: (\text{voir section 4.3.2}) \end{aligned}$$

Les variables de similarité, $\overline{w}/U_c^+$ et y/δ , sont ainsi définies. Ces variables peuvent également être utilisées pour l'étude de la similarité d'une couche limite turbulente (Tsuji et Nagano [1989], Hattori *et al.* [2006]). La figure 4.20 représente l'évolution de la composante verticale moyenne adimensionnée ($\overline{w}/U_c^+$) en fonction de la distance adimensionnée à la paroi chauffée pour plusieurs différences de températures ΔT et pour plusieurs altitudes, Z , réparties le long de la paroi chauffée. Par ailleurs, sur chacun des graphes, est représentée en insert la composante verticale adimensionnée par V_{ref} selon Y et pour ces mêmes différences de températures ΔT . L'évolution ici présentée est donc une évolution temporelle de la couche limite. On remarque que l'adimensionnement utilisé permet de rapprocher l'ensemble des courbes autour d'une courbe unique. Par exemple, l'écart relatif du maximum de la composante verticale adimensionnée par U_c^+ à $Z = 0,80$ entre $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$ est égal à $\epsilon_{max} = 10,1\%$ contre $\epsilon_{max} = 114\%$ avec adimensionnement par V_{ref} à la même cote. Le profil de la composante verticale présente donc bien une similarité. L'adimensionnement de l'épaisseur de couche limite permet également d'approcher une forme unique de l'évolution de la couche limite ascendante. On remarque néanmoins un écart plus important entre les épaisseurs de couche limite en particulier pour les profils situés à la cote $Z = 0,20$. On peut émettre l'hypothèse que les écarts à cette cote proviennent d'une différence dans l'alimentation de la couche limite naissante par l'écoulement retour le long de la paroi froide selon la différence de température ΔT .

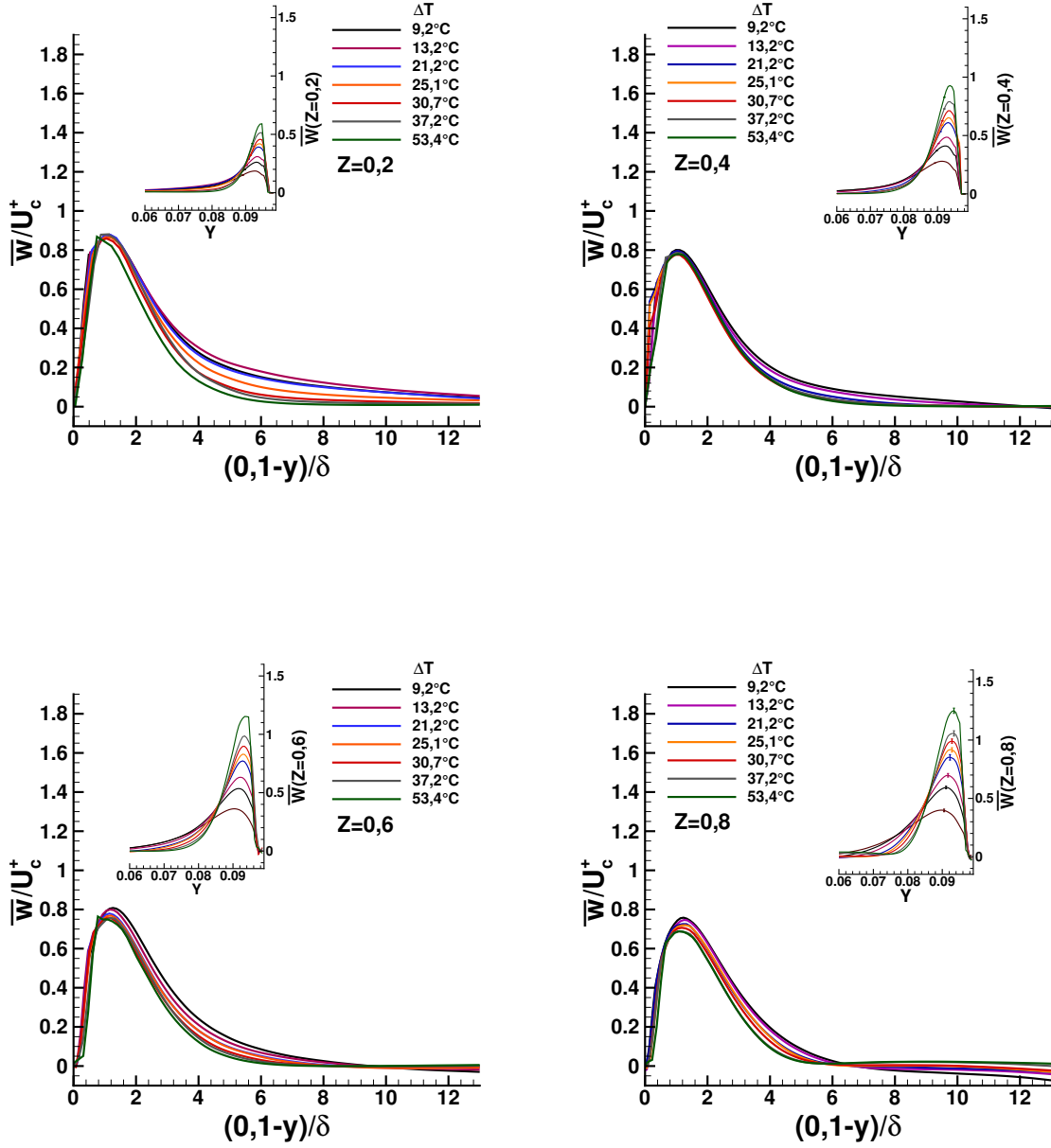


FIGURE 4.20 – Evolution temporelle de la composante verticale ($\bar{w}$) adimensionnée par U_c^+ au sein de la couche limite ascendante pour $Z = 0,20; 0,40; 0,60; 0,80$ et pour plusieurs différences de températures ΔT . Cette évolution est tracée en fonction de $0,1 - y$ afin de faciliter la lecture de l'épaisseur de couche limite. En insert est représentée la variation de la composante verticale adimensionnée par V_{ref} en fonction de Y pour ces mêmes ΔT ($Ra \in [0,47 : 1,98] \times 10^9$).

On présente également l'évolution spatiale de la couche limite ascendante. La figure 4.21 montre les profils de la composante verticale ($\overline{w}/U_c^+$) en fonction de la distance adimensionnée à différentes altitudes Z et pour 3 différences de températures ΔT ($\Delta T = 9,2; 25,1; 53,4^\circ\text{C}$).

Sur chaque graphe est représentée en insert la composante verticale adimensionnée par V_{ref} en fonction de Y . Là encore, les courbes se sont rapprochées grâce à l'adimensionnement utilisé. Pour $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$, on obtient un écart relatif du maximum de la composante verticale de vitesse adimensionnée par U_c^+ entre $Z = 0,20$ et $Z = 0,80$: $\epsilon_{max} = 24,3\%$ contre $\epsilon_{max} = 113\%$ avec l'adimensionnement par V_{ref} . Les écarts sont donc néanmoins un peu plus importants que lorsque l'on s'intéresse à l'évolution temporelle de la couche limite. On remarque que quelle que soit la différence de température ΔT , le maximum de la composante verticale adimensionnée par U_c^+ est minimal pour $Z = 0,80$. Cette valeur légèrement inférieure de la composante verticale pour $Z = 0,80$ peut s'expliquer par la non-prise en compte, dans l'adimensionnement choisi, de la stratification (supposée) en températures au centre du canal vertical chauffé.

En effet, le choix de ΔT^+ dans l'adimensionnement (Eq. 4.2) ne varie pas selon la position Z . Si l'on suppose que l'écoulement est stratifié en températures (comme c'est le cas pour le régime en conditions limites stationnaires), la température au centre du canal est plus élevée à la cote $Z = 0,80$ qu'à la cote $Z = 0,20$. La différence de température locale entre la paroi et le centre du canal, à $Z = 0,80$, est alors plus faible pour un écoulement stratifié que pour un écoulement non-stratifié. Il en résulte une diminution des forces de flottabilité et donc de la composante verticale de vitesse. Ce phénomène a notamment été observé par Jaluria et Gebhart [1974b] dans le cas d'une paroi verticale chauffée à flux constant et également par Thebault *et al.* [2020] dans le cas d'un canal asymétriquement chauffé à flux constant. L'écart est cependant moins visible entre $Z = 0,40$ et $Z = 0,60$. Seuls des profils verticaux de températures au centre du canal vertical chauffé, pour chaque ΔT et plusieurs altitudes Z , pourraient permettre de conclure sur l'impact de la stratification pour le régime transitoire (non effectués dans le cadre de ce travail). La valeur légèrement supérieure du maximum de la composante verticale adimensionnée pour $Z = 0,20$ et ce quelle que soit la différence de température ΔT peut s'expliquer, en plus de la non-prise en compte de la stratification en températures, par l'écoulement retour provenant de la paroi froide ainsi que par l'écoulement provenant du canal horizontal inférieur. Ces écoulements ne sont en effet pas présents dans le cas d'une plaque plane verticale chauffée en milieu non confiné.

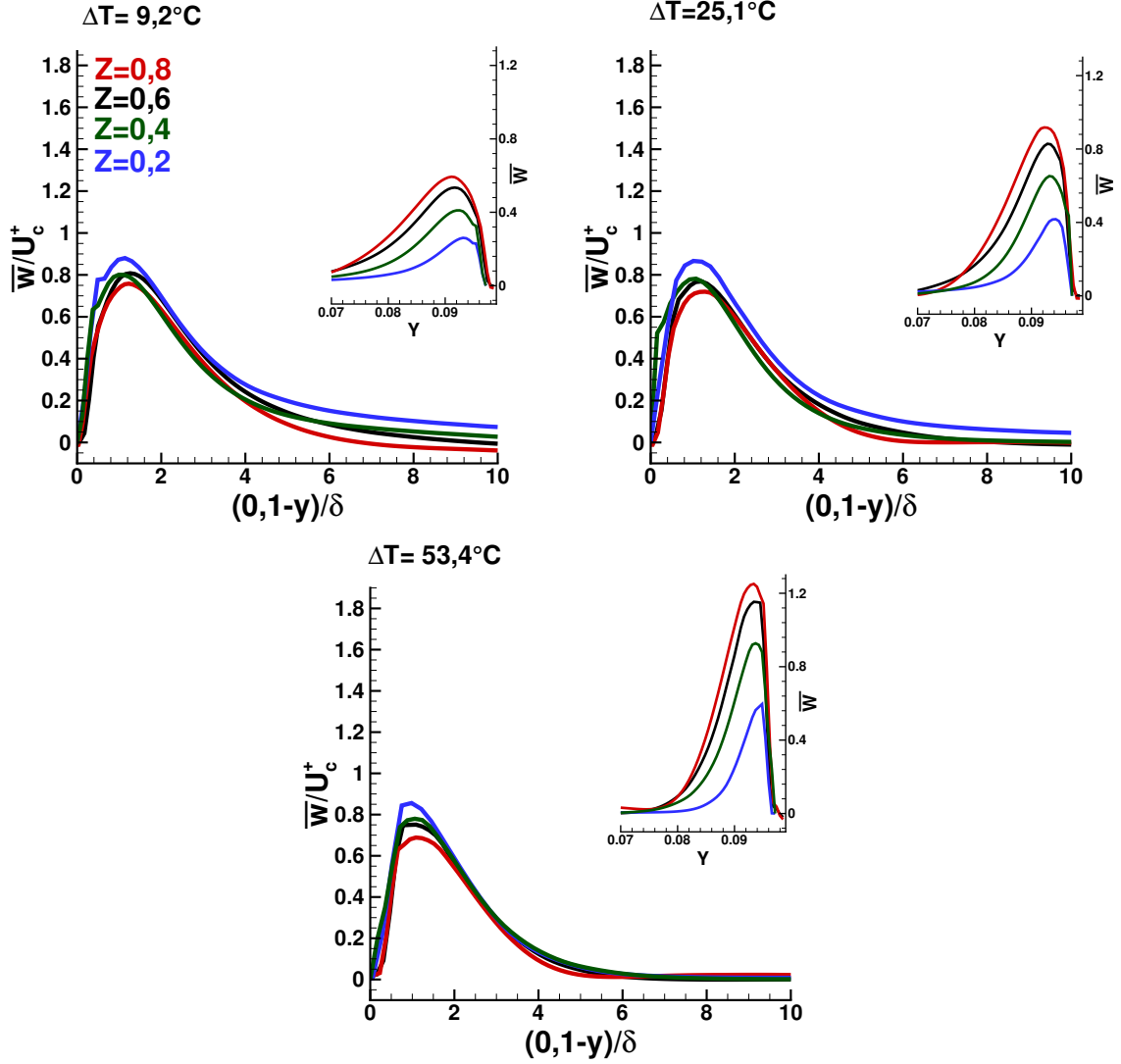


FIGURE 4.21 – Evolution spatiale de la composante verticale ($\bar{w}$) adimensionnée par U_c^+ pour trois différences de températures $\Delta T = 9,2; 25,1; 53,4^\circ\text{C}$. Cette évolution est tracée en fonction de $0,1 - y$ afin de faciliter la lecture de l'épaisseur de couche limite. En insert est représentée la variation de la composante verticale adimensionnée par V_{ref} en fonction de Y pour ces mêmes ΔT ($Ra \in [0,47 : 1,98] \times 10^9$).

4.3.5 Zone C : Champs et profils de vitesses en régime transitoire

Tous les résultats présentés dans cette section du manuscrit ont été obtenus suivant le second protocole (cf. section 4.3.3, p. 142)

Champs de la vitesse moyenne

Les champs de la norme 2D de la vitesse moyenne adimensionnée par V_{ref} (zone C) sont tracés pour les différences de températures ΔT , déjà citées, à la figure 4.22. Comme pour les mesures de la zone A, les mesures dans la moitié inférieure du canal sont effectuées sur un jour différent de celles dans la moitié supérieure.

Pour $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ (régime stabilisé), on observe un écoulement descendant le long de la paroi froide à T_f provenant du canal horizontal supérieur. De plus, la topologie de l'écoulement est similaire à celle obtenue lors de l'étude du régime stationnaire caractérisé par le nombre de Rayleigh $Ra_{H_{obs}} = 1,37 \times 10^9$, c'est-à-dire que l'on observe un écoulement descendant le long de la paroi de l'obstacle entre $Z = 0,90$ et $Z \approx 0,65$ et un écoulement ascendant pour Z compris entre $Z = 0,10$ et $Z \approx 0,65$. Lorsque ΔT croît, la position de la zone de séparation entre l'écoulement descendant et l'écoulement ascendant le long de la paroi de l'obstacle s'abaisse. En effet, l'écoulement provenant du canal horizontal supérieur est certainement de plus en plus chaud avec l'augmentation de ΔT (voir figure 4.19). Il parcourt donc une distance plus grande le long de la paroi de l'obstacle avant d'atteindre la température de celui-ci. Lorsque l'écoulement descendant et/ou ascendant atteint la température de l'obstacle, les forces de flottabilité s'annulent et il est alors entraîné vers la paroi de l'échangeur à T_f . Par ailleurs, avec l'abaissement de la position de la zone de séparation, on observe l'aplatissement d'une cellule de recirculation formée dans la moitié inférieure du canal vertical. Pour $\Delta T \geq 37,2^\circ\text{C}$, les trajectoires montrent que l'écoulement descendant le long de la paroi de l'obstacle peut également se diriger vers le canal horizontal inférieur ($Z \approx 0,10$ et $Y \approx 0,90$).

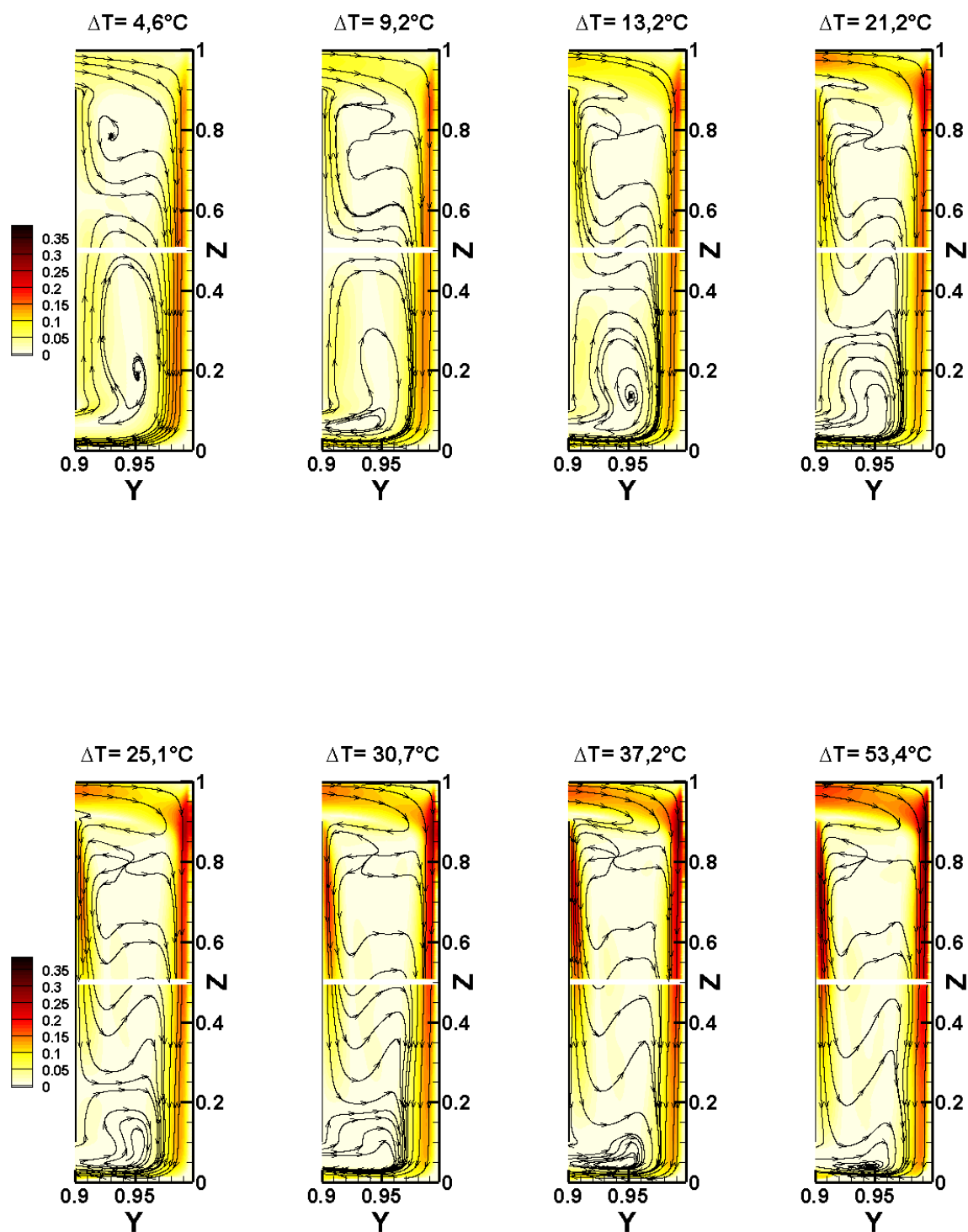


FIGURE 4.22 – Champs de la norme 2D de vitesse et trajectoires ($\rightarrow$) pour des différences de températures allant de $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$) à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,98 \times 10^9$) (zone C)

Profils de vitesses

Des profils verticaux de la composante horizontale $\bar{V}$ sont tracés à la figure 4.23. Quelle que soit la cote Y ou la différence de température ΔT , on observe un écoulement pariétal le long de la paroi supérieure du canal vertical non-chauffé. Si $\Delta T \leq 13,2^\circ\text{C}$, la composante horizontale est strictement positive pour $Y = 0,91$ et Z compris entre $Z = 0,90$ et $Z = 1$. Pour la même cote Y et si $\Delta T > 13,2^\circ\text{C}$, on observe au contraire un écoulement retour ($\bar{V} < 0$) pour Z compris entre $Z = 0,90$ et $Z = 0,92$. Des interactions complexes semblent naître avec le canal horizontal supérieur et limitent de fait une analyse quantitative de ces profils. On note néanmoins que l'écoulement présente des vitesses très faibles à mesure que Z diminue et ce quelle que soit la cote Y observée.

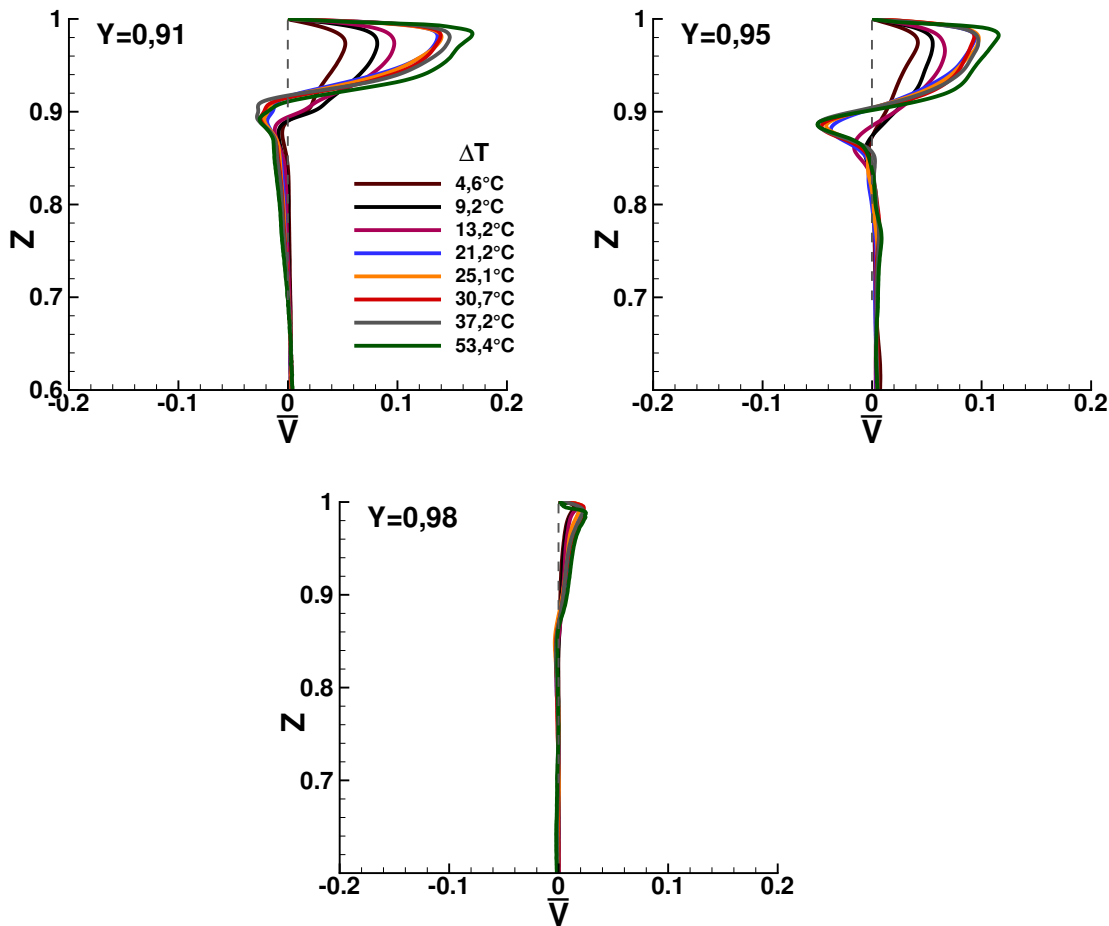


FIGURE 4.23 – Evolution temporelle de la composante horizontale ($\bar{V}$) de la vitesse moyenne à différentes cotes Y au sein du canal vertical non-chauffé (zone C) - ($Ra \in [0,25 : 1,98] \times 10^9$)

Des profils horizontaux de la composante verticale $\bar{W}$ de la vitesse moyenne au sein du canal vertical non-chauffé à différentes cotes sont également tracés à la figure 4.24. À $Z = 0,80$, on observe un écoulement de couches limites séparées. Pour ΔT croissant, les couches limites descendantes le long de la paroi de l'échangeur et le long de l'obstacle s'affinent. De plus, le maximum de la composante verticale de vitesse dans les deux couches limites augmente. À $Z = 0,60$ et $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$, la composante verticale de vitesse au sein de

la couche limite descendante le long de d'obstacle est légèrement positive. Ceci indique que l'écoulement, pour cette différence de températures $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$, se trouve au niveau de la zone de séparation de l'écoulement descendant et de l'écoulement ascendant le long de l'obstacle précédemment observée sur le champ de la norme 2D de la vitesse moyenne (Fig. 4.22). Pour les cotes Z inférieures, le même phénomène est observé. On remarque par ailleurs que pour les cotes $Z = 0,40$ et $Z = 0,20$, les écoulements présentant une couche limite ascendante le long de la paroi de l'obstacle et descendante le long de la paroi de l'échangeur à T_f ne sont plus à couches limites séparées. C'est la cellule de recirculation délimitée par la zone de séparation qui est responsable de cette interaction.

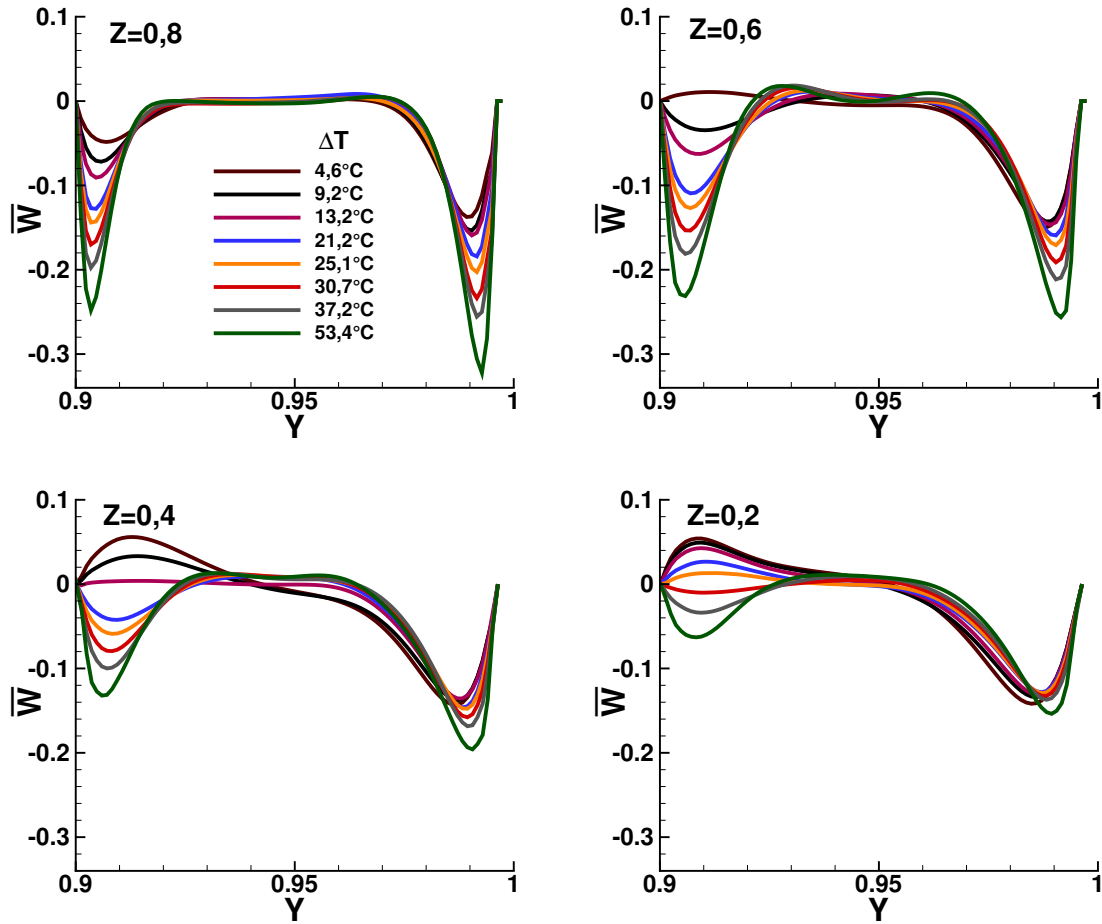


FIGURE 4.24 – Evolution temporelle de la composante verticale ($\overline{W}$) à différentes cotes Z au sein du canal vertical non-chauffé (zone C) - ($Ra \in [0,25 : 1,98] \times 10^9$)

L'évolution spatiale de l'écoulement au sein de la zone C pour des différences de températures ΔT fixées est également analysée. Les profils horizontaux de la composante verticale $\overline{W}$ sont tracés pour $Z = 0,80; 0,60; 0,40; 0,20$ et pour trois différences de températures $\Delta T = 9,2; 25,1; 53,4^\circ\text{C}$ (Fig. 4.25). Quelle que soit la différence de température ΔT étudiée, on remarque que l'écoulement de couche limite le long de la paroi de l'échangeur à T_f ralentit et s'épaissit lorsque Z décroît. Cela semble indiquer que les forces de flottabilité ne sont pas suffisamment importantes pour compenser la diffusion visqueuse. Il en résulte une décélération de la couche limite et son épaississement.

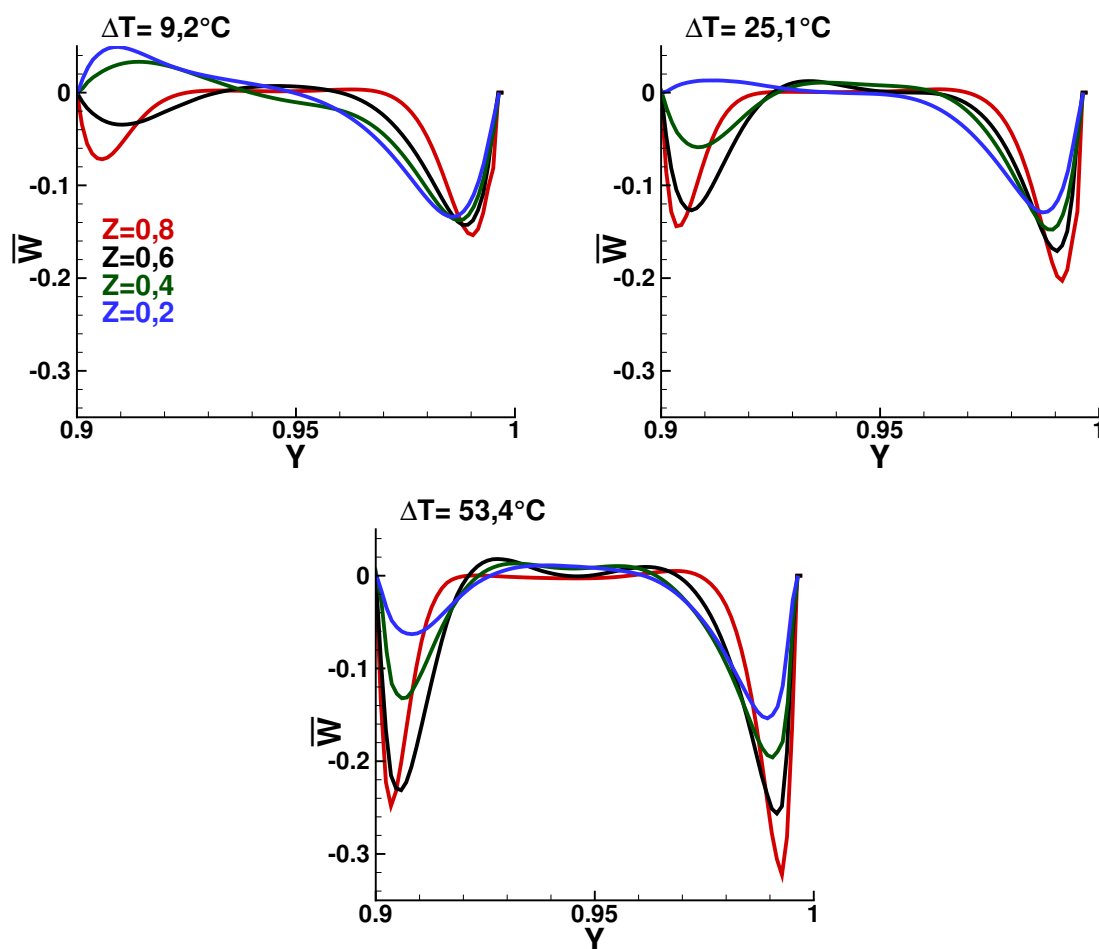


FIGURE 4.25 – Evolution spatiale de la composante verticale ($\overline{W}$) à différentes cotes Z au sein du canal vertical non-chauffé à $\Delta T = 9,2; 25,1; 53,4^\circ\text{C}$ (zone C) - ($Ra \in [0,47 : 1,98] \times 10^9$)

4.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, des régimes en conditions limites instationnaires ont été étudiés. Les résultats obtenus pour le régime cyclique montrent une sensibilité de l'écoulement à une variation périodique de la température de la paroi verticale chauffée. En particulier, une évolution de la vitesse verticale au sein des couches limites ascendante et descendante est observée. Néanmoins, les contraintes définies par le cas réel (durée d'un cycle), ainsi que la méthode de chauffage utilisée (puissance injectée), limitent considérablement l'amplitude de la variation de températures sur un cycle. La quantification des résultats liée à ces variations, en tenant compte des incertitudes de mesures, amène à une analyse limitée.

Les efforts se sont donc concentrés sur l'étude du régime transitoire avec une variation monotone de la température de la paroi verticale chauffée. Deux protocoles ont été appliqués. Pour le premier protocole, une analyse de la reproductibilité des mesures est effectuée. Des écarts notables entre plusieurs campagnes de mesures, sur la topologie de l'écoulement et les quantités moyennes, sont observés. En effet, de très légères variations des conditions limites initiales, alors que la puissance initiale injectée dans la paroi chaude $P(t < 0)$ est nulle, sont à l'origine d'écoulements résiduels non reproductibles. Un deuxième protocole est défini de sorte à obtenir un régime établi au temps $t = 0$. Pour ce faire, une faible puissance initiale est injectée (à $t < 0$) et qui amène une différence de température $\Delta T \approx 5^\circ\text{C}$. Cela a permis d'assurer la reproductibilité des écoulements.

Les résultats obtenus avec le deuxième protocole montrent notamment une mise en place progressive de la cellule de recirculation au sein du canal vertical chauffé (zone A). Une étude de la similarité de la couche limite ascendante est également réalisée. Enfin, un déplacement d'une zone de séparation entre un écoulement ascendant et un écoulement descendant le long de la paroi de l'obstacle est observée au sein du canal vertical non-chauffé (zone C).

Conclusion et perspectives

Conclusion générale

Au cours de ce travail de thèse, un écoulement confiné et turbulent de convection naturelle a été étudié au sein d'une configuration expérimentale originale. Cette configuration devait permettre d'obtenir des régimes d'écoulements représentatifs de ceux rencontrés dans deux secteurs industriels en particulier; le secteur du nucléaire et le secteur de l'automobile. Un des objectifs principaux de ce travail de thèse, qui s'inscrit au sein d'un projet intitulé ANR_MONACO 2025, était une compréhension accrue des phénomènes physiques observés à ces régimes d'écoulement. De plus, ce travail devait permettre la constitution de bases de données qui serviront à la validation de nouveaux modèles RANS développés par le LMAP et utilisés par les partenaires industriels, STELLANTIS et EDF.

Dans ce manuscrit, le contexte résumé ci-dessus a été en premier détaillé. En particulier, il a permis d'amener à la définition de la géométrie de la configuration expérimentale et aux trois régimes de variations de conditions aux limites. Cette configuration se compose donc d'une cavité cubique dont deux des parois verticales sont maintenues à une température T_f , les autres parois étant adiabatiques. Au centre de cette cavité est placé un obstacle cubique dont l'une des faces est chauffée à T_c . Une revue bibliographique est ensuite présentée. Celle-ci se divise en trois catégories principales et se veut représentative des particularités géométriques de la configuration expérimentale étudiée. Ainsi, cette revue se concentre premièrement sur les études d'écoulements en espace confiné comprenant un obstacle chauffé ou non. Ces études sont majoritairement numériques et présentent des écoulements laminaires. Elles n'abordent pas non plus le cas d'un obstacle partiellement chauffé. Le caractère partiellement chauffé de l'obstacle, et donc la localisation très spécifique des gradients de températures, ainsi que la géométrie de la configuration nous ont donc amenés à nous intéresser aux cas de la cavité différentiellement chauffée (espaces confinés) et aux canaux verticaux (espaces semi-confinés) pour l'étude d'écoulements d'air. De nombreuses études expérimentales traitent notamment de ces deux configurations en régimes transitoire et turbulent.

Dans la suite de l'exposé, la configuration expérimentale a été détaillée. Les différents éléments qui la composent ainsi que les conditions limites sont ici rappelés :

- Une cavité cubique avec deux parois latérales maintenues à température constante T_f proche de la température ambiante T_{amb} et ce afin de minimiser les échanges avec l'extérieur. Les autres parois sont considérées comme adiabatiques.
- Un obstacle cubique central compris dans la cavité cubique et partiellement chauffé sur l'une de ses faces à la température T_c . Cette paroi chaude (T_c) fait directement face à l'une des parois refroidies de la cavité cubique (T_f). L'intérieur de l'obstacle est composé d'une succession de couches isolantes séparant la paroi chaude à T_c de la paroi non chauffée de l'obstacle (et qui fait face à la seconde paroi à T_f de la cavité cubique).
- Les faces avant, arrière, haute et basse de l'obstacle sont recouvertes de mylar pour minimiser les effets radiatifs ($\epsilon \approx 0$).

Les conditions de températures de l'obstacle sont par ailleurs suivies précisément avec 74 thermocouples répartis sur chaque face de l'obstacle ainsi qu'à l'intérieur de celui-ci. Les bases de données comportent ces conditions de températures. Au sein du dispositif, où le fluide qui circule est de l'air, des mesures de températures, de flux pariétaux et de vitesses ont été envisagées. La méthodologie utilisée pour la réalisation de ces mesures est alors abordée. Les mesures de vitesses sont effectuées via un système PIV, essentiellement dans le plan vertical médian de la cavité. Les mesures de températures sont réalisées à l'aide d'un micro-thermocouple de diamètre $12,7\ \mu\text{m}$. Au sein du canal vertical différentiellement chauffé ($\Delta T = T_c - T_f$), les flux pariétaux sont déterminés en effectuant des mesures de températures en très proche paroi.

Dans la suite, un régime en conditions limites stationnaires, c'est-à-dire où l'ensemble des conditions limites du dispositif sont stabilisées, a été étudié pour un nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de l'obstacle ($Ra_{H_{obs}} = 1,37 \times 10^9 \pm 0,10 \times 10^9$). La dynamique et la thermique de l'écoulement ont été analysées en parallèle pour chaque zone prédéfinie du dispositif (le canal vertical différentiellement chauffé, le canal horizontal supérieur et le canal vertical non-chauffé). On note les principales structures topologiques et phénomènes physiques observés au sein des différentes zones :

- Canal différentiellement chauffé (zone A) :
 - Ecoulement de couches limites séparées
 - Cellule de recirculation dans la partie haute du canal
 - Stratification en températures (linéaire sur la moitié inférieure du canal)
 - Jet oscillant
- Canal horizontal supérieur (zone B) :
 - Jet pariétal
 - Comportement adiabatique en proche paroi

- Canal vertical non-chauffé supérieur (zone C) :

- Rencontre d'écoulements ascendant et descendant le long de l'obstacle (zone de séparation)
- Large cellule de recirculation dans la moitié inférieure du canal
- Stratification en températures (linéaire sur la moitié inférieure du canal)

Des mesures ont également été effectuées dans le plan horizontal médian au sein du canal vertical différentiellement chauffé et ont montré que la composante transverse de l'écoulement $\overline{U}$ était du même ordre de grandeur que les autres composantes au centre du canal et donc très largement inférieure à la composante verticale des écoulements de couches limites ascendante et descendante.

Il a ensuite été observé que le jet oscillant chaud au sein du canal vertical différentiellement chauffé bat autour d'une fréquence principale $f_p \simeq 2$ Hz. Cette fréquence provient de la fréquence d'une instabilité de couche limite qui se développe le long de la paroi verticale chauffée. Cette fréquence ainsi que son évolution en amplitude sont proches de celles décrites par la théorie de la propagation d'une instabilité le long d'une paroi verticale chauffée (isotherme). Des ondes de gravité à la fréquence proche de celle de Brunt-Väisälä ont également été observées au centre du canal différentiellement chauffé. Enfin, un traitement POD a été effectué sur différentes zones le long de la couche limite ascendante du canal vertical différentiellement chauffé. Deux modes principaux de fluctuations ont été mis en évidence (oscillation et cisaillement verticaux) et comportent les "basses" fréquences de l'écoulement. Il a également été montré que l'instabilité de couche limite à la fréquence f_p est contenue dans des modes de plus faible énergie et pouvant être associés à des mouvements plus complexes (rotation).

Le dernier chapitre a été dédié à l'étude de régimes en conditions limites instationnaires. Pour ces régimes, seules des analyses dynamiques ont été menées. En premier, un régime cyclique de variation des conditions limites de la paroi chauffée a été étudié. Les résultats montrent sans surprise une sensibilité de l'écoulement à une variation périodique de la condition de température de la paroi chauffée. Une évolution des vitesses verticales au sein des couches limites ascendante et descendante a été observée. Cependant, les contraintes définies par le cas réel, ici correspondant aux variations des conditions de températures d'un moteur de voiture, imposent un ordre de grandeur de la durée d'un cycle. A cela s'ajoute la méthode de chauffage utilisée (puissance injectée via un cordon chauffant) qui limite l'amplitude de variations de la température de paroi sur un cycle. En prenant en compte les incertitudes de mesures, la quantification des résultats obtenus pour ces variations de températures est donc délicate et les efforts ont donc été concentrés sur le régime transitoire défini par une variation monotone de la température de paroi chauffée.

Deux protocoles de montée en températures de la paroi chauffée ont été successivement appliqués. Une analyse de la reproductibilité des mesures a été effectuée sur les résultats du premier protocole (puissance initiale nulle). Les écarts importants observés entre plusieurs campagnes de mesures, sur les quantités moyennes calculées et la topologie de l'écoulement, sont liés à de légères variations des conditions limites initiales $\Delta T \approx 0$ qui sont à l'origine d'écoulements résiduels non-reproductibles d'une campagne à l'autre. Afin de remédier à ce problème, un second protocole a été défini et qui permet d'obtenir un régime d'écoulement initial stabilisé (puissance initiale non-nulle). Après s'être assuré de pouvoir reproduire les résultats obtenus avec le second protocole, l'écoulement a été analysé au sein du canal vertical différentiellement chauffé et du canal vertical non-chauffé. Il a notamment été observé l'émergence de la zone de recirculation au sein du canal vertical différentiellement chauffé. De plus, une étude de similarité pour la couche limite ascendante le long de la paroi chauffée a été réalisée et montre un développement assez classique d'une couche limite le long d'une paroi chauffée. Au sein du canal vertical non-chauffée, il a été observé une diminution progressive de l'altitude de la zone de séparation avec l'aplatissement d'une zone de recirculation située sous la zone de séparation.

Perspectives

Les perspectives sont à diviser en deux catégories. Tout d'abord, on peut mentionner les perspectives liées à la continuation du projet MONACO_2025 qui, comme l'intitulé l'indique, a cours jusqu'en 2025. Celles-ci sont :

- la validation des codes de calculs RANS développés durant le projet avec les bases de données fournies pour les différents régimes de variations des conditions limites.
- des expériences menées en configuration réelle sous-capot de voiture. En particulier, détermination du champ de températures pour les régimes stationnaire, cyclique et transitoire.

Des perspectives liées à cette étude expérimentale peuvent être énoncées :

- Pour le régime transitoire, réaliser des mesures de températures dans le plan vertical médian. Une réflexion est à mener en amont pour déterminer quelles sont les zones d'intérêts principales pour ces mesures
- Pour les régimes stationnaire et transitoire, réaliser des mesures dans des plans verticaux qui ne sont pas le plan vertical médian
- Réaliser des mesures couplées de vitesses et de températures afin d'avoir accès à des flux turbulents (exemple : $\overline{W'\theta'}$)

Bibliographie

- M. Z. ABEDIN, T. TSUJI et Y. HATTORI : Direct numerical simulation for a time-developing natural-convection boundary layer along a vertical flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(19):4525–4534, 2009. [150](#)
- T. F. AYINDE, S. A. M. SAID et M. A. HABIB : Experimental investigation of turbulent natural convection flow in a channel. *Heat and Mass Transfer*, 42(3):169–177, 2006. [23](#), [174](#)
- P. BELLEOUD : *Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents*. Phd thesis, ISAE-ENSMA, Poitiers, 2016. [21](#), [69](#), [83](#)
- P. BHAVE, A. NARASIMHAN et D. A. S. REES : Natural convection heat transfer enhancement using adiabatic block : Optimal block size and Prandtl number effect. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(21):3807–3818, 2006. [12](#), [13](#), [173](#)
- R. G. BILL et B. GEBHART : The development of turbulent transport in a vertical natural convection boundary layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22(2):267–277, 1979. [102](#)
- P. CHORIN : *Modification des transferts de chaleur en convection naturelle par perturbation thermique localisée*. Phd thesis, ISAE-ENSMA, Poitiers, 2018. [19](#), [49](#), [84](#), [173](#)
- P. CHORIN, F. MOREAU et D. SAURY : Heat transfer enhancement of a natural convection flow in an enclosure submitted to a small extent thermal disturbance : Influence of location and frequency. *International Journal of Thermal Sciences*, 161:106711, 2021. [92](#)
- L. CORDIER et M. BERGMANN : Réduction de dynamique par décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD). *Ecole de printemps OCET*, 7563, 2006. [107](#)
- DANTEC : Flowmap : Particle image velocimetry instrumentation, 2000. [36](#), [43](#), [174](#)
- M. K. DAS et K. S. K. REDDY : Conjugate natural convection heat transfer in an inclined square cavity containing a conducting block. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(25):4987–5000, 2006. [15](#)

- G. DESRAYAUD, E. CHÉNIER, A. JOULIN, A. BASTIDE, B. BRANGEON, J. P. CALTAGIRONE, Y. CHERIF, R. EYMARD, C. GARNIER, S. GIROUX-JULIEN, Y. HARNANE, P. JOUBERT, N. LAAROUSSI, S. LASSUE, P. LE QUÉRÉ, R. LI, D. SAURY, A. SERGENT, S. XIN et A. ZOUBIR : Benchmark solutions for natural convection flows in vertical channels submitted to different open boundary conditions. *International Journal of Thermal Sciences*, 72:18–33, 2013. [52](#)
- F. L. DJANNA KOFFI : *Convection naturelle turbulente en cavité différenciellement chauffée à grands nombres de Rayleigh : caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts thermiques, étude numérique du couplage convection-rayonnement*. Phd thesis, 2011. [21](#)
- R. P. DRING et B. GEBHART : A theoretical investigation of disturbance amplification in external laminar natural convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(3):551–564, 1968. [94](#), [98](#)
- R. P. DRING et B. GEBHART : An experimental investigation of disturbance amplification in external laminar natural convection flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 36(3):447–464, 1969. [98](#)
- Y. FAN, Y. ZHAO, J. F. TORRES, F. XU, C. LEI, Y. LI et J. CARMELIET : Natural convection over vertical and horizontal heated flat surfaces : A review of recent progress focusing on underpinnings and implications for heat transfer and environmental applications. *Physics of Fluids*, 33(10):101301, 2021. [97](#)
- T. FUSEGI, J. M. HYUN, K. KUWAHARA et B. FAROUK : A numerical study of three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34(6):1543–1557, 1991. [14](#)
- B. GEBHART et Y. JALURIA : *Buoyancy-Induced Flows And Transport*. Taylor & Francis, 1988. ISBN 978-0-89116-728-0. [7](#), [8](#), [40](#), [94](#), [96](#), [100](#), [102](#), [177](#)
- B. GEBHART et R. MAHAJAN : Characteristic disturbance frequency in vertical natural convection flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18(10):1143–1148, 1975. [95](#), [97](#)
- A. E. GILL et A. DAVEY : Instabilities of a buoyancy-driven system. *Journal of Fluid Mechanics*, 35(4):775–798, 1969. [19](#)
- F. GODAUX et B. GEBHART : An experimental study of the transition of natural convection flow adjacent to a vertical surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 17(1):93–107, 1974. [95](#)
- G. GOMIT, C. BEAULIEU, P. BRAUD et L. DAVID : Démarche d'estimation des incertitudes en PIV basée sur la méthode GUM. In *16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides*, 2018. [43](#), [44](#), [50](#), [51](#), [139](#)

-
- M. Y. HA et M. J. JUNG : A numerical study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with a heat-generating cubic conducting body. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(23):4229–4248, 2000. [13](#), [14](#), [173](#)
- M. Y. HA, M. J. JUNG et Y. S. KIM : Numerical Study on Transient Heat Transfer and Fluid Flow of Natural Convection in an Enclosure with a Heat-Generating Conducting Body. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 35(4):415–433, 1999. [15](#), [173](#)
- M. Y. HA, I.-K. KIM, H. S. YOON, K. S. YOON, J. R. LEE, S. BALACHANDAR et H. H. CHUN : Two-Dimensional and Unsteady Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Square Body. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 41(2):183–210, 2002. [15](#)
- M. A. HABIB, S. A. M. SAID, S. A. AHMED et A. ASGHAR : Velocity characteristics of turbulent natural convection in symmetrically and asymmetrically heated vertical channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26(1):77–87, 2002. [23](#)
- Y. HATTORI, T. TSUJI, Y. NAGANO et N. TANAKA : Turbulence characteristics of natural-convection boundary layer in air along a vertical plate heated at high temperatures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(3):445–455, 2006. [150](#)
- J. D. HELLUMS et S. W. CHURCHILL : Transient and steady state, free and natural convection, numerical solutions : Part i. the isothermal, vertical plate. *AIChE Journal*, 8(5):690–692, 1962. [150](#)
- J. M. HOUSE, C. BECKERMANN et T. F. SMITH : Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 18(2):213–225, 1990. [11](#), [12](#), [14](#), [173](#)
- R. J. A. HOWARD et E. SERRE : Large-eddy simulation in a mixing tee junction : High-order turbulent statistics analysis. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 51:65–77, 2015. [1](#)
- F. P. INCROPERA, D. P. DEWITT, T. L. BERGMAN, A. S. LAVINE *et al.* : *Fundamentals of heat and mass transfer*, vol. 6. Wiley New York, 1996. [49](#)
- Y. JALURIA et B. GEBHART : An experimental study of nonlinear disturbance behaviour in natural convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 61(2):337–365, 1973. [95](#)
- Y. JALURIA et B. GEBHART : On transition mechanisms in vertical natural convection flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 66(2):309–337, 1974a. [95](#)
- Y. JALURIA et B. GEBHART : Stability and transition of buoyancy-induced flows in a stratified medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 66(3):593–612, 1974b. [152](#)

- R. J. A. JANSSEN et R. a. W. M. HENKES : Influence of Prandtl number on instability mechanisms and transition in a differentially heated square cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 290:319–344, 1995. [100](#)
- R. J. A. JANSSEN et R. a. W. M. HENKES : Instabilities in three-dimensional differentially-heated cavities with adiabatic horizontal walls. *Physics of Fluids*, 8(1):62–74, 1996. [100](#)
- V. KISHOR, S. SINGH et A. SRIVASTAVA : Flow instabilities and heat transfer in a differentially heated cavity placed at varying inclination angles : Non-intrusive measurements. *Physics of Fluids*, 33(094103), 2021. [100](#)
- C. P. KNOWLES et B. GEBHART : The stability of the laminar natural convection boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(4):657–686, 1968. [100](#)
- P. LE QUÉRÉ : *Etude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différentiellement chauffée par méthodes spectrales chebyshev*. Phd thesis, Poitiers, 1987. [19](#), [20](#), [148](#), [173](#)
- P. LE QUÉRÉ et M. BEHNIA : From onset of unsteadiness to chaos in a differentially heated square cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 359:81–107, 1998. [20](#), [92](#), [100](#)
- G. LEPLAT : *Stabilité en écoulement de convection naturelle en milieu confiné*. Phd thesis, 2009. [16](#), [17](#), [173](#)
- D. LIU, F.-Y. ZHAO et G.-F. TANG : Conjugate heat transfer in an enclosure with a centered conducting body imposed sinusoidal temperature profiles on one side. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 53(2):204–223, 2007. [15](#)
- Y. LIU et N. PHAN-THIEN : A complete conjugate conduction convection and radiation problem for a heated block in a vertical differentially heated square enclosure. *Computational Mechanics*, 24(3):175–186, 1999. [15](#)
- J. L. LUMLEY : Interpretation of Time Spectra Measured in High-Intensity Shear Flows. *The Physics of Fluids*, 8(6):1056–1062, 1965. [102](#)
- J. L. LUMLEY : The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation*, 1967. [105](#)
- R. L. MAHAJAN et B. GEBHART : An experimental determination of transition limits in a vertical natural convection flow adjacent to a surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 91(1):131–154, 1979. [94](#)
- A. MELLING : Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8(12):1406–1416, 1997. [40](#), [174](#)
- S. MERGUI et F. PENOT : Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée : investigation expérimentale à $Ra = 1,69 \times 10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(3):563–574, 1996. [20](#)

-
- S. MERGUI : *Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée*. Phd thesis, 1993. [20](#)
- A. A. MERRIKH et J. L. LAGE : Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(7):1361–1372, 2005. [15](#)
- V. MÉNARD : *Convection naturelle dans une cavité contenant une source de chaleur*. Phd thesis, Toulouse, ENSAE, 2005. [15](#), [16](#), [52](#), [173](#)
- A. NDAME : *Etude expérimentale de la convection naturelle en cavité : de l'état stationnaire au chaos*. Phd thesis, ISAE-ENSMA, Poitiers, 1992. [52](#)
- S. OSTRACH, L. F. P. LABORATORY et U. S. N. A. C. for AERONAUTICS : *An Analysis of Laminar Free-convection Flow and Heat Transfer about a Flat Plate Parallel to the Direction of the Generating Body Force*. AD-a380 480. National Advisory Committee for Aeronautics, 1952. [94](#)
- S. PAOLUCCI : Direct numerical simulation of two-dimensional turbulent natural convection in an enclosed cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 215:229–262, 1990. [20](#)
- S. PAOLUCCI et D. R. CHENOWETH : Transition to chaos in a differentially heated vertical cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 201, 1989. [20](#)
- L. PERRIN : *Analyse expérimentale des écoulements de convection naturelle et mixte en espace confiné*. Phd thesis, Toulouse, ENSAE, 2006. [15](#), [16](#), [52](#), [173](#)
- B. PODVIN : Introduction à la décomposition orthogonale aux valeurs propres ou p.o.d. *Ecole de Printemps*, p. 39, 2001. [105](#)
- Z. H. QURESHI et B. GEBHART : Transition and transport in a buoyancy driven flow in water adjacent to a vertical uniform flux surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 21(12):1467–1479, 1978. [94](#), [95](#), [101](#)
- N. ROUGER : *Sensibilité de la convection naturelle en cavité différentiellement chauffée à des variations de paramètres géométriques, thermiques et massiques*. Phd thesis, ISAE-ENSMA, Poitiers, 2009. [21](#)
- J. SALAT : *Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différentiellement chauffée*. thesis, ISAE-ENSMA, Poitiers, 2004. [20](#), [21](#), [174](#)
- E. SANVICENTE, S. GIROUX-JULIEN, C. MÉNÉZO et H. BOUIA : Transitional natural convection flow and heat transfer in an open channel. *International Journal of Thermal Sciences*, 63:87–104, 2013. [24](#)
- D. SAURY, N. ROUGER, F. DJANNA et F. PENOT : Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large Rayleigh numbers. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38(6):679–687, 2011. [22](#), [174](#)

- E. SCHMIDT et W. BECKMANN : Das temperatur- und geschwindigkeitsfeld vor einer wärme abgebenden senkrechten platte bei natürlicher konvektion. *Technische Mechanik und Thermodynamik*, 1(11):391–406, 1930. [94](#)
- O. SKURTYS : *Contribution au contrôle de la convection naturelle par excitation thermique des couches limites en cavité différentiellement chauffée*. Phd thesis, ISAE-ENSMA, Poitiers, 2004. [52](#)
- M. THEBAULT, S. GIROUX-JULIEN, V. TIMCHENKO, J. REIZES et C. MÉNÉZO : Numerical study of the coherent structures in a transitional vertical channel natural convection flow. *Physics of Fluids*, 33(3):034106, 2021. [25](#)
- M. THEBAULT, S. GIROUX-JULIEN, V. TIMCHENKO, C. MÉNÉZO et J. REIZES : Transitional natural convection flow in a vertical channel : Impact of the external thermal stratification. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 151:119476, 2020. [24](#), [152](#)
- M. THEBAULT, J. REIZES, S. GIROUX-JULIEN, V. TIMCHENKO et C. MÉNÉZO : Impact of external temperature distribution on the convective mass flow rate in a vertical channel – a theoretical and experimental study. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 121:1264–1272, 2018. [24](#), [83](#), [174](#)
- S. A. THORPE : On standing internal gravity waves of finite amplitude. *Journal of Fluid Mechanics*, 32(3):489–528, 1968. [92](#)
- A. A. TOWNSEND et G. I. TAYLOR : Measurements in the turbulent wake of a cylinder. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 190(1023):551–561, 1947. [105](#)
- F. X. TRIAS, M. SORIA, A. OLIVA et C. D. PÉREZ-SEGARRA : Direct numerical simulations of two- and three-dimensional turbulent natural convection flows in a differentially heated cavity of aspect ratio 4. *Journal of Fluid Mechanics*, 586:259–293, sept. 2007. [92](#)
- T. TSUJI et Y. NAGANO : Velocity and temperature measurements in a natural convection boundary layer along a vertical flat plate. *Experimental Thermal and Fluid Science*, (2):208–215, 1989. [150](#)
- T. A. M. VERSTEEGH et F. T. M. NIEUWSTADT : Turbulent budgets of natural convection in an infinite, differentially heated, vertical channel. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 19(2):135–149, 1998. [23](#), [52](#)
- B. WIENEKE : Piv uncertainty quantification from correlation statistics. *Meas. Sci. Technol.*, 26(7):074002, 2015. [43](#)
- S. XIN et P. LE QUÉRE : Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4. *Journal of Fluid Mechanics*, 304:87–118, 1995. [20](#)

-
- S. XIN et P. LE QUÉRE : Natural-Convection Flows in Air-Filled, Differentially Heated Cavities with Adiabatic Horizontal Walls. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 50(5):437–466, 2006. [100](#)
- Y. ZHAO, C. LEI et J. C. PATTERSON : Resonance of the thermal boundary layer adjacent to an isothermally heated vertical surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 724:305–336, 2013. [97](#)
- Y. ZHAO, C. LEI et J. C. PATTERSON : A PIV measurement of the natural transition of a natural convection boundary layer. *Exp Fluids*, 56(1):9, 2015. [97](#)
- Y. ZHAO, C. LEI et J. C. PATTERSON : Transition of natural convection boundary layers—a revisit by bicoherence analysis. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 58:147–155, 2019a. [97](#)
- Y. ZHAO, P. ZHAO, Y. LIU, Y. XU et J. F. TORRES : On the selection of perturbations for thermal boundary layer control. *Physics of Fluids*, 31(10):104102, 2019b. [97](#)

Table des figures

1.1	Vue schématique d'un environnement sous-capot (gauche, source : Stellantis) ; du dispositif expérimental de référence associé (droite), la flèche verte représente le sens supposé de l'écoulement principal	5
1.2	Schéma du dispositif (gauche) et lignes de courant dans le cas d'un ratio de la taille de l'obstacle sur la taille de la cavité $\zeta = \frac{L_{obs}}{L_{cav}} = 0,5$ (House <i>et al.</i> [1990])	11
1.3	Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh, du ratio des conductivités obstacle/fluide $k^* = \frac{k_{obs}}{k_{cav}}$ et du ratio des tailles obstacle/cavité $\zeta = \frac{L_{obs}}{L_{cav}}$ (House <i>et al.</i> [1990])	12
1.4	Variations du ratio maximal des transferts pour les échanges avec présence d'obstacle sur les échanges sans présence d'obstacle $\left(Q_{max} = \frac{q_{obs}}{q}\right)$ et du rapport optimal en pourcentage de la surface de l'obstacle sur la surface de la cavité $\left(\Phi_{opt} = \frac{S_{obs}}{S}\right)$ et ce pour différents Ra et Pr (Bhave <i>et al.</i> [2006])	13
1.5	Schéma en 3D d'un obstacle chauffant au sein d'une cavité différentiellement chauffée (Ha et Jung [2000])	13
1.6	Trajectoires (haut) et vecteurs vitesses (bas) à $Ra = 10^4$, $Pr = 0,0112$ et pour un rapport élevé des différences de températures entre la source de chaleur et la CDC : $q^* = 25$ (Ha et Jung [2000])	14
1.7	Lignes de courant à $Ra = 10^4$, $Pr = 0,71$ et $q^* = 10 \times q_0^* = 50$ pour différents temps adimensionnés $\tau = \frac{\alpha t}{L_{cav}^2}$ (Ha <i>et al.</i> [1999])	15
1.8	Schéma du dispositif utilisé par Ménard [2005]; Perrin [2006] (haut) ; Champs moyens de la composante verticale de vitesse et lignes de courant pour $A = 0,6$ (bas-gauche) ; pour $A = 0,8$ (bas-droite)	16
1.9	Déplacement des cellules de recirculation dans le sens horaire (Leplat [2009]). Les lignes de courants sont ici représentées avec la vitesse verticale comme contour	17
1.10	Lignes de courant (gauche) et température adimensionnée (droite) au sein d'une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme $AR_{cav} = 4$ et pour $Ra = 10^8$ (Chorin [2018])	19
1.11	Nombre de Rayleigh critique d'apparition des premières instabilités en fonction du rapport de forme A de la cavité pour des parois horizontales adiabatiques (- -) et conductrices (-) (Le Quéré [1987])	20

1.12 Schéma de l'écoulement observé dans la cavité de rapport de forme vertical $AR_{cav} = 1$ (Salat [2004])	21
1.13 Schéma de la grande cavité (gauche); carte des flux d'air dans la moitié supérieure de la cavité (droite) (Saury <i>et al.</i> [2011])	22
1.14 Schéma du canal symétriquement chauffé (gauche); Profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse moyenne au centre du canal à $\frac{y}{H} = 0,5$ et pour $Ra = 8 \times 10^6$ selon le rapport de forme vertical $AR_{can} = \frac{H}{b}$ (droite) (Ayinde <i>et al.</i> [2006])	23
1.15 Schéma de la configuration du canal (gauche); profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse moyenne ($\bar{v}$) à $y/H = 0,25$ et pour différentes valeurs de stratification (milieu); description des effets de la stratification sur l'écoulement au sein du canal (droite) (Thebault <i>et al.</i> [2018])	24
2.1 Schema 2D du dispositif expérimental	30
2.2 Photo du dispositif	30
2.3 Photo d'un cryothermostat et de l'alimentation de la plaque chauffée	31
2.4 Photo d'un échangeur à eau muni de purges supérieures	31
2.5 Schéma de l'intérieur de l'obstacle partiellement chauffé	32
2.6 Schéma de l'obstacle avec les différentes faces	33
2.7 Maillages et exemple d'un relevé de températures $\left(\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}\right)$ sur la paroi chauffée. (x) : positions des thermocouples.	34
2.8 Températures à $Z \approx 0,9$ dans le plan médian pour un thermocouple situé face intérieure (•) ($Y = 0,14$) et un thermocouple situé face extérieure (•) de la paroi chauffée ($Y = 0,1$)	35
2.9 Schéma de principe de la PIV - source : La Vision	36
2.10 Schéma de principe de fonctionnement d'un laser pulsé double tête. source :Dantec [2000]	36
2.11 Photo du plafond utilisé lors des mesures par PIV (vue du dessus)	37
2.12 Configuration du dispositif de PIV pour les plans verticaux	38
2.13 Configuration du dispositif de PIV pour les plans horizontaux	38
2.14 Section transversale de diffusion en fonction du ratio du diamètre de la particule sur la longueur d'onde émise par le laser pour un indice de réfraction égal à 1,6 (Melling [1997])	40
2.15 Evolution de la température pour un thermocouple situé à $Z = 0,5$ et $Y = 0,14$ sur une campagne de mesures	41
2.16 Evolution des moments d'ordre 1 et 2 en fonction du nombre d'acquisitions pour un point situé à $Z = 0,925$; $Y = 0,094$ dans le plan médian	42
2.17 Schéma explicatif de la corrélation croisée - source : LaVision®	42
2.18 Incertitudes sur la vitesse $\left(\frac{d_{pixels} \times f_g}{\Delta t}\right)$ données par LaVision® dans une zone où les fluctuations sont importantes au sein du canal vertical chauffé ($X = 0,5$)	45

2.19	Photo de la canne reliée au micro-thermocouple (gauche) et zoom (dans la zone du cercle en pointillés) sur le micro-thermocouple (droite) $\varnothing = 12,7 \mu\text{m}$. (•) position approximative du thermocouple dans la cavité sur la photo . . .	46
2.20	Schéma du montage indirect de mesures de températures	46
2.21	Système de déplacement et canne du micro-thermocouple	47
2.22	Plafond de mesures des températures face extérieure (gauche) et intérieure (droite)	48
2.23	Convergences de la moyenne (à gauche) et de l'écart-type (à droite) sur la température à $Z = 0,893$ et $Y = 0,088$ dans le plan médian	50
2.24	Détermination du nombre de Nusselt à $Z = 0,45$	54
3.1	Division de l'écoulement en 3 zones : zone du canal vertical chauffé (zone A); zone du canal horizontal supérieur (zone B); zone du canal vertical non-chauffé (zone C)	59
3.2	Champ de la norme 2D de vitesse (zone A) et trajectoires ($\rightarrow$)	61
3.3	Comparaison des composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement (zone A). Notons que les échelles ne sont pas les mêmes sur les deux figures	62
3.4	Profils horizontaux de la composante verticale ($\overline{W}$) et de la composante horizontale ($\overline{V}$) de la vitesse moyenne. Barres verticales (I) de tailles $2\sigma_{V,W}$ (zone A)	63
3.5	Evolution des valeurs absolues des maxima ($ \overline{W}_{max} $) et des minima ($ \overline{W}_{min} $) de la vitesse moyenne dans la couche limite ascendante (en rouge) et descendante (en noir) (gauche); évolution des épaisseurs de couches limites ascendante (en rouge) et descendante (en noir) (droite) - zone grisée : épaisseur non-définie	64
3.6	Schema représentant les épaisseurs de couche limite dynamique δ_{D_c} et δ_{D_f} à $Z = 0,55$	65
3.7	Energie cinétique turbulente bidimensionnelle et trajectoires ($\rightarrow$) (zone A)	66
3.8	Profils de températures à différentes cotes Z le long du canal chauffé avec les barres verticales (I) de tailles $2\sigma_\theta$ (zone A). En insert, épaisseurs de couches limites thermiques (δ_{T_c} et δ_{T_f}) en fonction de Z (zone grisée : épaisseur non définie).	67
3.9	Schema représentant les épaisseurs de couche limite thermique δ_{T_c} et δ_{T_f} à $Z = 0,5$	68
3.10	Profil vertical de températures à $Y = 0,05$ (zone A). Intervalle des fluctuations de taille $2\sigma_\theta$	70
3.11	Nombre de Nusselt local (eq. 2.17) en fonction de Z sur la paroi à T_c (zone A)	71
3.12	Nombre de Nusselt local (eq. 2.17) en fonction de Z sur la paroi à T_f (zone A)	72
3.13	Champ de la norme 2D de vitesse et trajectoires ($\rightarrow$) (zone B)	73
3.14	Profils verticaux de la composante horizontale (haut) et de la composante verticale (bas) de la vitesse moyenne (zone B). Barres verticales de taille $2\sigma_{V,W}$	74

3.15 Energie cinétique turbulente bidimensionnelle et trajectoires ($\rightarrow$) pour la zone B	75
3.16 Profils verticaux de la température moyenne ($\circ$) et de la composante horizontale de vitesse (x) pour différentes cotes Y dans le canal horizontal supérieur; Zooms en proche paroi (parois supérieures de la cavité et de l'obstacle) 76	76
3.17 Champ de la norme 2D de la vitesse moyenne (zone C) et trajectoires ($\rightarrow$) .	77
3.18 Profils horizontaux de la composante verticale ($\overline{W}$) et de la composante horizontale ($\overline{V}$) (zone C). Barres verticales (I) de taille $2\sigma_{W,V}$	78
3.19 Evolution de la valeur absolue du pic de la composante verticale moyenne dans les écoulements pariétaux le long de l'obstacle ($ \overline{W}_{pic} $) et de la valeur absolue du minimum de la composante verticale moyenne dans la couche limite descendante ($ \overline{W}_{min} $) le long de la paroi à T_f - épaisseur de couche limite le long de la paroi à T_f (zone grisée : épaisseur non-définie)	79
3.20 Energie cinétique turbulente bidimensionnelle et trajectoires ($\rightarrow$) (Zone C)	80
3.21 Profils horizontaux de la température moyenne à différentes cotes Z le long du canal vertical non-chauffé (zone C). Barres verticales (I) de taille $2\sigma_\theta$. En insert, épaisseur de couche limite thermique (δ_{T_f}) (zone grisée : épaisseur non-définie)	81
3.22 Profil vertical de températures à $Y = 0,95$ (zone C). Intervalle des fluctuations de taille $2\sigma_\theta$	82
3.23 Champ de la divergence 2D pour la zone A; (- -) motif de séparation	85
3.24 Composante transversale de la vitesse moyenne, $\overline{U}$ (gauche); Composante horizontale de la vitesse moyenne, $\overline{V}$ (droite); vecteurs vitesse représentés sur les deux champs ($Z = 0,5$)	86
3.25 Composante horizontale moyenne ($\overline{V}$) à $X = 0,5$ dans le plan horizontal (en rouge) ; Composante horizontale moyenne ($\overline{V}$) à $Z = 0,5$ dans le plan vertical médian (en pointillés rouges) ; Composante transversale moyenne ($\overline{U}$) à $Z = 0,5$ dans le plan horizontal (en bleu)	87
3.26 (en rouge) Composante horizontale moyenne ($\overline{V}$) à $X = 0,5$ dans le plan horizontal , (en noir) Composante verticale moyenne ($\overline{W}$) à $Z = 0,5$ dans le plan vertical médian , (en bleu) Composante transversale moyenne ($\overline{U}$) à $X = 0,5$ dans le plan horizontal	88
3.27 Instantanés de la norme de la vitesse pris à différents temps t . Point de mesure du spectre dans le jet (en rouge) (cf Fig. 3.28)	89
3.28 Densité spectrale de puissance moyenne pour V' à $Z = 0,94$ et $Y = 0,09$ (cf. point rouge sur cette figure et à la figure 3.27)	90
3.29 Profils horizontaux de la température moyenne dans la zone du jet. Barres verticales (I) de taille $2\sigma_\theta$	91
3.30 Densité spectrale de puissance pour la fluctuation verticale pour différents Z et à $Y = 0,05$	92

3.31 Densité spectrale de puissance moyenne pour la fluctuation horizontale à $Z = 0,65$ et $Y = 0,09$	93
3.32 Solutions asymptotiques de la pulsation caractéristique pour différents Pr . (Figure reproduite et adaptée depuis Gebhart et Jaluria [1988])	96
3.33 Rapport de l'amplitude adimensionnée A_z^*/A_0 en fonction de la distance à la position neutre ($Z_0 = 0,42$). (-) régression exponentielle. $\gamma \approx 6 \text{ m}^{-1}$	99
3.34 Spectre de la composante horizontale de vitesse V' à $Z = 0,62$ et $Y = 0,09$; (en rouge) fonction d'ajustement (lorentzienne)	99
3.35 Somme cumulée de la densité spectrale de la fluctuation verticale de vitesse W' à $Z = 0,5$ (x); $Z = 0,65$ (o); $Z = 0,8$ (.)	101
3.36 Densité spectrale de puissance moyenne pour W' à $Z = 0,65$ et $Y = 0,09$	102
3.37 Densité spectrale de puissance moyenne pour W' à $Z = 0,80$ et $Y = 0,09$	103
3.38 Zones d'études encadrées ($CL1$, $CL2$, $CL3$); Evolution de l'énergie normalisée (E_Q) du signal sur les 100 premiers modes	108
3.39 (MODE 1) 1 ^{ère} colonne : énergie cinétique turbulente brute; 2 ^{ème} colonne : fonction spatiale liée à la fluctuation horizontale; 3 ^{ème} colonne : fonction spatiale liée à la fluctuation verticale; 4 et 5 ^{ème} colonnes : + ou – la fonction de base liée au mode 1	111
3.40 (MODE 2) 1 ^{ère} colonne : énergie cinétique turbulente brute; 2 ^{ème} colonne : fonction spatiale du mode 1 liée à la fluctuation horizontale; 3 ^{ème} colonne : fonction spatiale du mode 1 liée à la fluctuation verticale; 4 et 5 ^{ème} colonnes : + ou – la fonction de base liée au mode 2	113
3.41 Fonctions spatiales Ψ_V et Ψ_W des modes 3 et 4 pour les zones $CL1$, $CL2$ et $CL3$	114
3.42 Comparaison des densités spectrales de puissance des sommes pondérées des fonctions temporelles $a_i(t)$ sur les deux premiers modes et sur l'intégralité des modes (zone $CL1$)	115
3.43 Densité spectrale de puissance de la somme pondérée de l'intégralité des modes en fonction de la fréquence adimensionnée $f^* = f/f_{BV}$	116
3.44 Fonction spatiale verticale associée au mode 9 (gauche); et au mode 10 (droite)	117
3.45 Comparaison des densités spectrales de puissance des sommes pondérées des fonctions temporelles $a_i(t)$ sur les deux premiers modes, sur les trente premiers modes sans réflexion et sur l'intégralité des modes (zone $CL1$), pour des fréquences supérieures à 0,1 Hz.	117
3.46 Représentation temporelle de la somme des fonctions temporelles pondérées sur les 16 premiers modes (sans réflexions) avec un zoom sur les 30 premières secondes (en haut et en noir); zoom sur les 30 premières secondes pour la somme pondérée sur l'intégralité des modes (en haut et en rouge); Comparaison des densités spectrales de puissance pour les 16 premiers modes (srf) et pour l'intégralité des modes (bas). (Zone $CL2$).	118
3.47 Densité spectrale de puissance de la somme pondérée des 16 premiers modes (srf); zoom autour de 2 Hz	119

3.48	À $Y = 0,09$ et $Z = 0,64$: Densités spectrales de puissance $\Phi_{V'}$ et $\Phi_{W'}$ pour les fluctuations reconstruites avec les deux premiers modes et les 5000 modes (haut); densités spectrales de puissance moyenne pour les fluctuations reconstruites avec les modes de 3 à 16 (srf) et comparaison avec les modes allant de 1 à 5000 ou de 3 à 5000 (milieu et bas)).	121
3.49	À $Y = 0,09$ et $Z = 0,78$: Densités spectrales de puissance moyenne $\Phi_{V'}$ et $\Phi_{W'}$ pour les fluctuations reconstruites avec les modes allant de 3 à 150, de 3 à 5000 et sur la totalité des modes.	122
4.1	Evolution de la puissance injectée et de la température moyenne de la paroi verticale chauffée; (- -) température de référence	128
4.2	N° des séries de mesures et condition de températures associée à la paroi verticale chauffée pour deux campagnes de mesures	129
4.3	Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) pour les séries de mesures aux instants 1 à 6 de la première campagne	130
4.4	Champs de l'énergie cinétique en deux dimensions (k_{2D}) pour les mesures aux instants 1 à 6 de la première campagne	130
4.5	(1ère campagne) Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,893$ et zoom sur les vitesses maximales observées dans la couche limite ascendante. La barre verticale (I) correspond à l'incertitude sur la composante verticale de la vitesse	131
4.6	(2ème campagne) Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,893$ et zoom sur les vitesses maximales observées dans la couche limite ascendante ainsi que dans la couche limite descendante. La barre verticale (I) correspond à l'incertitude sur la composante verticale de la vitesse	132
4.7	Evolution de la puissance injectée et de la différence de température ΔT pour le premier protocole	134
4.8	Evolution de la différence de températures ΔT_m lors d'une montée en températures ($\bullet$); extrapolation de l'évolution de ΔT_m avec la fonction h (haut); Statistiques sur les écarts entre ΔT_m et h (bas) ($\bullet$)	137
4.9	Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) pour $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$)	138
4.10	Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,92$ pour les différentes campagnes et pour $\Delta T = 4,8^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$)	138
4.11	Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) pour $\Delta T = 32,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,37 \times 10^9$)	139
4.12	Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne, $\overline{W}$, à $Z = 0,92$ pour les différentes campagnes et pour $\Delta T = 32,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,37 \times 10^9$)	139

4.13 Champs de la norme de vitesse 2D (V_{2D}) avec des trajectoires ($\rightarrow$) et profils de la composante vertical moyenne à $Z = 0,18$ pour les campagnes 1 et 2 et pour deux différences de températures $\Delta T = 8,7^\circ\text{C}$ (a) et $\Delta T = 20,6^\circ\text{C}$ (b) . . .	141
4.14 Evolution de la puissance injectée et de la différence de température ΔT pour le second protocole	142
4.15 Comparaison des champs de la norme 2D de la vitesse moyenne pour deux campagnes numérotées 1 et 2 et pour deux ΔT : $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,47 \times 10^9$) et $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,00 \times 10^9$)	143
4.16 Comparaison des profils horizontaux des composantes horizontale et verticale de la vitesse moyenne pour deux campagnes numérotées 1 et 2, à $Z = 0,20$ et $Z = 0,40$ et pour deux différences de températures $\Delta T = 9,2^\circ\text{C}$ (a) et $\Delta T = 21,2^\circ\text{C}$ (b)	144
4.17 Division de l'écoulement en 3 zones : zone du canal vertical chauffé (zone A) ; zone du canal horizontal supérieur (zone B) ; zone du canal vertical non-chauffé (zone C)	146
4.18 Champs de la norme 2D de vitesse et trajectoires ($\rightarrow$) pour des différences de températures allant de $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$) à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,98 \times 10^9$) (zone A)	147
4.19 Evolution de la composante verticale de la vitesse moyenne adimensionnée à $Z = 0,80$ et de la composante horizontale à $Y = 0,05$ pour plusieurs différences de températures ΔT ($Ra \in [0,25 : 1,98] \times 10^9$)	149
4.20 Evolution temporelle de la composante verticale ($\overline{w}$) adimensionnée par U_c^+ au sein de la couche limite ascendante pour $Z = 0,20; 0,40; 0,60; 0,80$ et pour plusieurs différences de températures ΔT . Cette évolution est tracée en fonction de $0,1 - y$ afin de faciliter la lecture de l'épaisseur de couche limite. En insert est représentée la variation de la composante verticale adimensionnée par V_{ref} en fonction de Y pour ces mêmes ΔT ($Ra \in [0,47 : 1,98] \times 10^9$).	151
4.21 Evolution spatiale de la composante verticale ($\overline{w}$) adimensionnée par U_c^+ pour trois différences de températures $\Delta T = 9,2; 25,1; 53,4^\circ\text{C}$. Cette évolution est tracée en fonction de $0,1 - y$ afin de faciliter la lecture de l'épaisseur de couche limite. En insert est représentée la variation de la composante verticale adimensionnée par V_{ref} en fonction de Y pour ces mêmes ΔT ($Ra \in [0,47 : 1,98] \times 10^9$).	153
4.22 Champs de la norme 2D de vitesse et trajectoires ($\rightarrow$) pour des différences de températures allant de $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ ($Ra = 0,25 \times 10^9$) à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$ ($Ra = 1,98 \times 10^9$) (zone C)	155
4.23 Evolution temporelle de la composante horizontale ($\overline{V}$) de la vitesse moyenne à différentes cotes Y au sein du canal vertical non-chauffé (zone C) - ($Ra \in [0,25 : 1,98] \times 10^9$)	156

4.24	Evolution temporelle de la composante verticale ($\overline{W}$) à différentes cotes Z au sein du canal vertical non-chauffé (zone C) - ($Ra \in [0,25 : 1,98] \times 10^9$) . .	157
4.25	Evolution spatiale de la composante verticale ($\overline{W}$) à différentes cotes Z au sein du canal vertical non-chauffé à $\Delta T = 9,2; 25,1; 53,4^\circ\text{C}$ (zone C) - ($Ra \in [0,47 : 1,98] \times 10^9$)	158
A.1	Evolution des conditions de température à l'intérieur de l'obstacle ($Z = 0,5, X = 0,5$).	I
A.2	Conditions de température dans le plan médian de la paroi non-chauffée de l'obstacle pour différentes positions Z (et à $X = 0,5$).	II

Liste des tableaux

2.1	Tableau des incertitudes types liées aux mesures par PIV	45
2.2	Tableau des incertitudes-types avec $T_0 = 31,15\text{ °C}$	52
3.1	Comparaison des pulsations caractéristiques pour $Pr = 0,71$ et $f = 2\text{ Hz}$. . .	97
4.1	Tableau représentant la variation du nombre de Rayleigh associée à la différence de température étudiée. Cette variation est obtenue par chauffage au cours du temps.	135
4.2	Tableau représentant l'écart relatif maximal des différents maxima de la composante verticale de vitesse pour les campagnes 2, 3 et 4 associé à la différence de température étudiée variant selon t	140
4.3	Tableau représentant la variation du nombre de Rayleigh associée à la différence de température étudiée suivant le second protocole.	145

Annexe A

Conditions limites de température dans l'obstacle et sur la paroi non-chauffée de l'obstacle

Pour le régime en conditions limites stationnaires ($Ra = 1,37 \times 10^9$), les conditions de température intérieures de l'obstacle sont présentées à la figure A.1. Chacun des thermocouples est situé sur une ligne à $Z = 0,5$ et $X = 0,5$ (mi-hauteur, mi-profondeur). Une diminution de la température (via la conduction au sein de l'obstacle) est observée depuis la paroi chauffée jusqu'au thermocouple précédant celui situé sur la face intérieure de la paroi non-chauffée. Pour $Y > 0,6$, le gradient de température suivant Y est quasi-nul, ce qui confirme le caractère quasi-adiabatique de la paroi de l'obstacle opposée à la paroi à T_c .

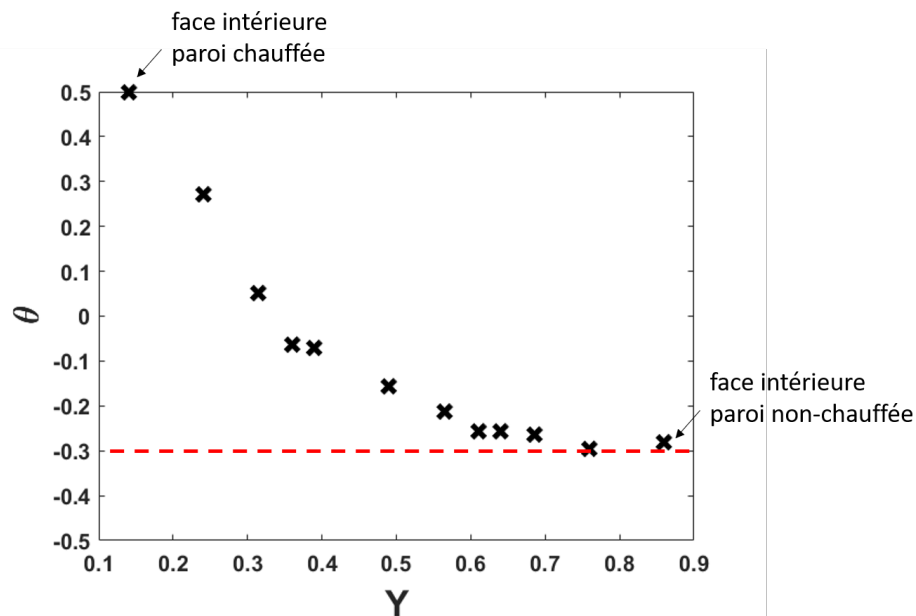


FIGURE A.1 – Evolution des conditions de température à l'intérieur de l'obstacle ($Z = 0,5$, $X = 0,5$).

Par ailleurs, la figure A.2 montre les conditions de température le long du plan médian de la face intérieure de la paroi non-chauffée à $X = 0,5$ et $Y = 0,86$. La température le long de la paroi augmente avec Z . Ce phénomène est expliqué par un réchauffement de la paroi par l'écoulement provenant du canal horizontal supérieur et non de transferts conductifs internes induits par la paroi opposée à T_c (cf. 3.8.1).

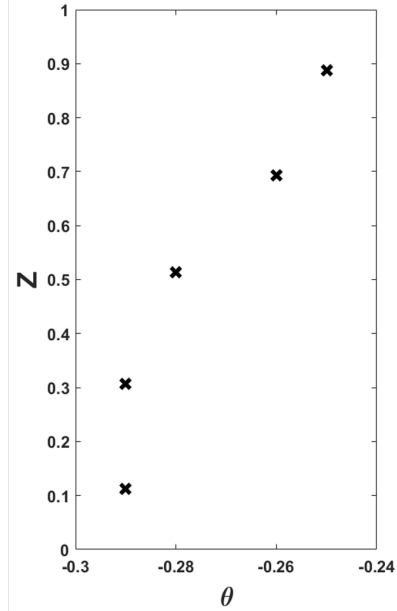
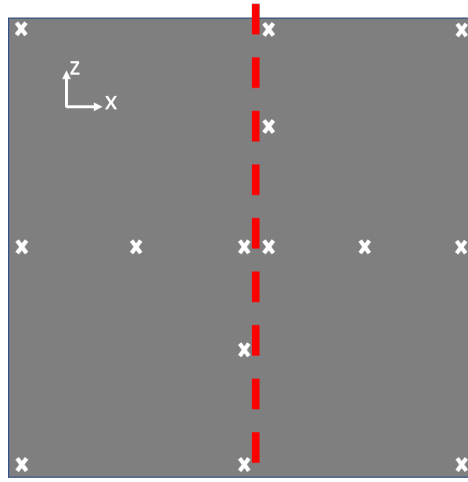


FIGURE A.2 – Conditions de température dans le plan médian de la paroi non-chauffée de l'obstacle pour différentes positions Z (et à $X = 0,5$).

Résumé

Ce travail de thèse expérimentale porte sur l'étude d'un écoulement turbulent à effets de flottabilité dominants au sein d'une cavité cubique comprenant un obstacle cubique partiellement chauffé sur l'une de ses faces verticales. Les régimes de l'écoulement d'air confiné sont représentatifs des régimes rencontrés dans les domaines automobile et nucléaire. Dans ce travail, deux types de conditions aux limites de la paroi chauffée de l'obstacle sont étudiés : (i) conditions aux limites stationnaires et (ii) conditions aux limites instationnaires. Des mesures de températures et de flux pariétaux par micro-thermocouple ainsi que des mesures de vitesses par vélocimétrie laser (PIV) sont effectuées côté fluide (air). Les analyses thermique et dynamique de l'écoulement révèlent une topologie complexe. En régime stationnaire apparaissent notamment des écoulements de couches limites, des zones de recirculation et un jet oscillant. Ce dernier bat à une fréquence qui provient d'une instabilité caractéristique de couche limite. Cette instabilité est responsable d'une transition vers un régime turbulent. L'étude du régime transitoire met en évidence l'émergence et l'évolution des structures topologiques déjà observées dans l'étude du régime stationnaire.

Mots-clés : Air confiné / Chaleur-Convection / Écoulement instationnaire (dynamique des fluides) / Instabilités hydrodynamiques / Problèmes aux limites / Sciences-Expériences / Transfert de chaleur / Turbulence / Vélocimétrie par images de particules

Abstract

This experimental thesis is a study of a turbulent buoyancy-driven flow within a cubic cavity which contains a cubic obstacle partially heated on one of its vertical face. The regimes of the confined air flow are representative of regimes encountered in nuclear and automotive sectors. In this work, two types of boundary conditions for the obstacle heated face are studied : (i) steady boundary conditions (ii) unsteady boundary conditions. In the air flow, temperature and wall flux measurements are carried out with a micro-thermocouple and velocity measurements are performed with particle image velocimetry (PIV). Thermal and dynamical analysis of the flow show a complex topology. In a steady regime, boundary layer flows, recirculation zones and an oscillating buoyant jet are notably observed. The jet oscillating frequency comes from a boundary layer instability. This instability is responsible for the transition to a turbulent regime. The unsteady regime study highlights the emergence and evolution of topological structures already observed in the steady regime study.

Keywords : Heat-Convection / Unsteady flow (fluid dynamics) / Boundary value problems / Science-Experiments / Heat-Transmission / Turbulence / Particle Image Velocimetry