



Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents

Pierre Belleoud

► To cite this version:

Pierre Belleoud. Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2016. Français. NNT : 2016ESMA0005 . tel-01371487

HAL Id: tel-01371487

<https://theses.hal.science/tel-01371487>

Submitted on 26 Sep 2016

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 7 août 2006)

École Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Énergétique, Thermique, Combustion

Présentée par :
Pierre BELLEOUD

**ÉTUDE DE LA CONVECTION NATURELLE TURBULENTE EN
CAVITÉ VERTICALE DIFFÉRENTIELLEMENT CHAUFFÉE :
ANALYSE DES STRUCTURES ET DES TRANSFERTS TURBULENTS.**

Directeur de thèse : Didier SAURY
Co-directeur : Denis LEMONNIER

Soutenue le 5 juillet 2016 devant la Commission d'examen

JURY

Shihe XIN	Professeur des Universités, CETHIL, INSA Lyon	Président
Francesca CHILLÀ	Professeur des Universités, Laboratoire de Physique, ENS Lyon	Rapporteur
Pierre PARANTHOËN	Directeur de Recherche, CORIA, CNRS, Rouen	Rapporteur
Florian MOREAU	Maître de Conférences, PPRIME, Université de Poitiers	Examineur
Denis LEMONNIER	Directeur de Recherche, PPRIME, CNRS	Examineur
Didier SAURY	Professeur des Universités, PPRIME, ISAE-ENSMA	Examineur

REMERCIEMENTS

Pour entamer ce mémoire je voudrais transmettre quelques remerciements aux personnes qui ont été présentes à tous les niveaux pour m'aider à mener à bien ces travaux de thèse. J'aimerais n'oublier personne mais je suis conscient que cela risque d'arriver. Je tiens donc à dire à tous ceux qui ne se retrouveront pas dans la suite que ce n'est aucunement qu'ils n'ont pas leur place dans ces remerciements mais que cela est dû à la faillibilité de ma mémoire. Je vous adresse donc ce paragraphe afin de vous remercier particulièrement.

Je souhaite, bien évidemment, remercier les membres du jury qui ont accepté d'évaluer le travail présenté dans ce manuscrit. Je remercie notamment Mme Francesca CHILLÀ et M Pierre PARANTHOËN qui ont apporté leur expertise dans le domaine ainsi que leur maîtrise, entre autre, de la physique des phénomènes et des aspects de métrologie afin de rendre ce travail de synthèse le plus complet possible. Je remercie également M Shihe XIN d'avoir endossé la responsabilité de président de jury ainsi que pour ses conseils avisés sur le texte du manuscrit ainsi que M Florian MOREAU pour avoir mis à contribution sa curiosité et sa minutie pour préciser les résultats exposés dans ce mémoire. J'adresse un grand merci à mes directeurs de thèse M Didier SAURY et M Denis LEMONNIER pour leur encadrement. Ils ont été présents pour me guider et me faire dépasser les limites que je n'aurais pas pensées franchissables seul.

Qui dit thèse expérimentale, dit mettre les mains dans le « cambouis » et pour cela non plus je n'ai pas été seul. Je souhaite remercier tout le service technique de thermique de m'avoir apporté leur soutien et leur expérience lors des mesures, du dimensionnement des pièces du dispositif expérimental et du développement des outils d'acquisition. J'ai pu me forger un grand nombre de méthodes et d'automatismes nécessaires à tout expérimentateur. J'adresse donc une sincère gratitude à : Catherine, Hervé, Yann, Jean-Christophe, André, Cyril, Christophe, Nicolas, Jean-Louis.

Durant ces années, j'ai travaillé au sein d'un service accueillant dont la plupart des personnes sont devenus plus que de simples collègues. Je les remercie pour toutes les discussions scientifiques ou non, les moments de détente qu'ils ont partagés avec moi, notamment dans les périodes difficiles, et les déjeunés animés que nous avons eus. J'ai une pensée particulière pour les autres doctorants que j'ai pu côtoyer et avec qui j'ai pu échanger quelques mots sur nos tracas, nos victoires et qui, pour certains, m'ont permis de garder la forme grâce à des séances de sport salvatrices. C'est donc un grand merci que je dédie à : Gildas, Fred, Catherine, Florian, Yann, Vincent, Daniel, Etienne, Adel, Yves, Antoine, Aurélien, Benjamin, Kelly, Nathan, Florent, Bastien, Ousseynou, Danilo, Manh, Tung, Phu, Paul, Laurent, Mickaël, Sara, Alina, Chengan, Fabrice, Audrey, Michel, Alexandre, Diego, Mathilde, Sophie, Valoo.

J'adresse enfin un merci chaleureux à mes amis et particulièrement à ma famille pour le soutien qu'ils m'ont apporté pendant les bons et les mauvais moments. Ils ont toujours été là depuis le début de cette thèse jusqu'à la préparation de la soutenance et la conclusion finale de ces travaux. Je ne pourrais citer tout le monde mais je tiens à dire merci à : Viviane, Marc, Virginie, Isabelle.

SOMMAIRE :

REMERCIEMENTS	i
NOMENCLATURE.....	3
INTRODUCTION GENERALE.....	7
CHAPITRE 1 Bibliographie.....	9
1.1 Généralités	10
1.2 Paramètres adimensionnels en convection naturelle thermique	11
1.3 Equations régissant l'écoulement et les transferts	12
1.4 Présentation des écoulements en CDC	13
1.4.1 Faibles nombres de Rayleigh	14
1.4.2 Vers un état instationnaire... ..	16
1.4.3 Transition et régime turbulent	17
1.4.4 Et le numérique ?.....	25
1.4.5 Couplage avec le rayonnement.....	26
1.5 Mesures couplées.....	27
1.6 Détection de structures	29
1.7 Conclusion	32
CHAPITRE 2 Dispositif expérimental / metrologie.....	33
2.1 Introduction	34
2.2 La cavité différentiellement chauffée	34
2.2.1 Parois isothermes.....	35
2.2.2 Parois adiabatiques	36
2.2.3 Les aspects radiatifs	39
2.3 Métrologie	39
2.3.1 Mesure de vitesse par PIV	39
2.3.2 Mesures de température	44
2.3.3 Mesures synchrones de vitesse et température.....	47
2.4 Conditions aux limites	51
2.4.1 Parois adiabatiques verticales.....	53
2.4.2 Parois adiabatiques horizontales	60
2.5 Conclusion	65

CHAPITRE 3	Traitement des données, résultats et analyse	67
3.1	Mise en équation.....	68
3.1.1	Configuration étudiée	68
3.1.2	Equations de conservation.....	68
3.2	Topologie de l'écoulement moyen et zones de mesures	70
3.2.1	Profils de vitesse moyenne	72
3.2.2	Profils de température moyenne.....	76
3.2.3	Couplage vitesse et température.....	79
3.3	Post-traitement des données	81
3.3.1	Proper Orthogonal Decomposition (POD).....	82
3.3.2	Etude modale et spectrale.....	88
3.3.3	Applications	91
3.4	Exploitation des grandeurs post-traitées.....	95
3.4.1	Etude dans un plan horizontal à $Z^*=0,75$	95
3.4.2	Etude dans le plan vertical médian.....	103
3.4.3	Quantités « intégrées »	136
3.4.4	Quantités dérivées	151
3.4.5	Comparaison avec des données issues de calculs numériques.....	171
CHAPITRE 4	Conclusion – Perspectives	179
4.1	Conclusion générale	179
4.2	Perspectives	181
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		183

NOMENCLATURE

Symboles latins

A	amortissement du micro-thermocouple
A_H	rapport de forme horizontal
A_T	rapport de forme transverse
A_V	rapport de forme vertical
c_p	chaleur spécifique à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	profondeur de la cavité, m
D_h	débit enthalpique, $J.s^{-1}$
D_m	débit masse, $kg.s^{-1}$
f_{BV}	fréquence de Brünt-Väisälä, Hz
H	hauteur de la cavité, m
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
h	variation d'enthalpie, $J.kg^{-1}$
L	largeur de la cavité, m
k	énergie cinétique turbulente, $m^2.s^{-2}$
K	énergie cinétique du mouvement moyen, $m^2.s^{-2}$
$\dot{m}$	débit masse, $kg.s^{-1}$
n	normale à la paroi
N	normale unitaire à la paroi
$Nu_{L_{réf}}$	nombre de Nusselt calculé sur une longueur de référence
p_m	pression motrice, Pa
Pr	nombre de Prandtl
Q	critère Q (détection de structure), s^{-2}
q_v	terme source volumique, $W.m^{-3}$
q_R	densité de flux radiatif, $W.m^{-2}$
$q''_{(y,z)}$	flux de chaleur selon les direction y ou z, $W.m^{-2}$

$Ra_{L_{réf}}$	nombre de Rayleigh calculé sur une longueur de référence
$r_{(y,z)(V,W)}$	coefficient d'auto-corrélation calculé selon y ou z pour la composante V ou W
S	paramètre de stratification dans le plan médian de la cavité
S_p	paramètre de stratification sur les parois verticales adiabatiques
S_v	$S_v = \frac{q_v}{\rho c_p}$, taux de variation de température, $K.s^{-1}$
t	temps, s
T	température, K
T_0	température ambiante, $T_0 = (T_c + T_f)/2$, K
U	composante transverse de la vitesse, $m.s^{-1}$
V	composante horizontale de la vitesse, $m.s^{-1}$
W	composante verticale de la vitesse, $m.s^{-1}$
x	coordonnée suivant la profondeur de la cavité, m
y	coordonnée suivant la largeur de la cavité, m
z	coordonnée suivant la hauteur de la cavité, m
Symboles grecs	
α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
δ_t	épaisseur de couche limite thermique, m
δ_v	épaisseur de couche limite dynamique, m
ΔT	différence de température, $= T_c - T_f$, K
ε	émissivité hémisphérique totale
ϕ_{cv}	flux de chaleur convectif, $W.m^{-2}$
Γ_1	moment angulaire calculé par rapport à un point quelconque de l'espace
Γ_2	moment angulaire calculé par rapport à un point fixe de l'espace
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
λ_2	critère λ_2 (détection de structure), s^{-2}
$\lambda_{(y,z)(V,W)}$	micro-échelle de Taylor spatiale calculée selon la direction y ou z pour la composante V ou W, m

$\lambda_{t(V,W)}$	micro-échelle de Taylor temporelle calculée selon la direction y ou z pour la composante V ou W, s
$\Lambda_{t(V,W)}$	échelle intégrale temporelle calculée pour la composante V ou W, m
μ	viscosité dynamique, $kg.m.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
ρ	masse volumique de l'air, $kg.m^{-3}$
ρ_0	masse volumique de l'air à T_0 , $kg.m^{-3}$
σ_X	écart type de la quantité X
σ_i	valeur singulière du mode i
θ	température adimensionnée, $\theta = (T - T_0)/\Delta T$
τ	temps de réponse du micro-thermocouple, s
$\vec{\omega}$	vorticité, s^{-1}

Indices et exposants

X_c	référence à la paroi chaude
$X_{cœur}$	référence au cœur de la cavité
X_f	référence à la paroi froide
$X_{réf}$	grandeur de référence
X_T	quantité turbulente
$\langle X \rangle$	moyenne temporelle de la quantité X
X'	fluctuation RMS de la quantité X
X^*	grandeur adimensionnée

INTRODUCTION GENERALE

Les écoulements de convection naturelle sont incontournables dès lors qu'un gradient de température se trouve en présence d'un champ de pesanteur dans un milieu fluide au repos. La connaissance des mécanismes de transferts de chaleur résultants de ces écoulements est alors indispensable pour en évaluer l'impact lors d'une étude thermique, d'autant que ces transferts peuvent être non négligeables, comme par exemple dans des espaces confinée (domaine du bâtiment, habitacle...). En effet, les écoulements de convection naturelle régnant dans un espace clos soumis à des gradients de température importants sont généralement en régime turbulent dès que ces dimensions sont de l'ordre du mètre (pour de l'air) et sont bien souvent difficiles à modéliser. Leur simulation nécessite soit un fort coût en temps et en ressource de calcul, soit de modéliser des termes résultants de modèles simplifiés. Ces termes (les flux thermiques turbulents, par exemple) sont liés au couplage important qui existe entre la vitesse de l'écoulement et sa température. En effet, l'augmentation de la température d'un volume d'air entraîne une diminution de sa masse volumique. Ce volume est alors mû par l'action de la poussée d'Archimède. Ce phénomène, nous l'avons sans doute tous observé un jour ou l'autre, par exemple lorsque l'on voit une montgolfière s'élever. En effet, les gaz brûlés issus de la combustion, sous la toile du ballon, sont plus chauds, et donc moins denses que l'air ambiant. C'est ce gradient de densité, qui est à l'origine de l'ascension de la nacelle. Plus l'air sous la toile est chauffé, plus la vitesse ascendante du ballon augmente. Cette constatation simple laisse entrevoir les couplages forts qui existent entre la vitesse et la température en convection naturelle thermique.

Ce couplage bien particulier est à l'origine de l'étude présentée dans ce manuscrit. En effet, il peut être intéressant de proposer une base de données expérimentales de ces termes couplés. Ceux-ci pourront, notamment, être utilisés pour enrichir et aider au développement de modèles de turbulence. Il est ensuite possible d'aller plus loin en utilisant ces flux turbulents pour mieux comprendre les mécanismes de transport et de transfert liés à la turbulence. Une étude quantitative, accessible plus facilement pour l'écoulement moyen, s'ouvre alors pour la partie turbulente de l'écoulement au travers d'une approche RANS. Ainsi, la contribution de la turbulence à l'écoulement devient plus quantifiable expérimentalement.

La cavité différentiellement chauffée de grandes dimensions (4 m de hauteur) conçue au sein de l'axe COST de l'institut PPRIME en 2004 permet de générer des écoulements de convection naturelle à des régimes pleinement turbulents, caractérisés par des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^{11} et respectant l'approximation de Boussinesq, le même genre d'écoulements que l'on retrouve par exemple dans le domaine de l'habitat. Les objectifs de ces travaux de thèse ont été triples :

- Compléter la description des conditions aux limites (conditions de type Dirichlet).

- Développer pour la cavité, une méthode de mesures synchrones de vitesse et de température, basé sur une étude initiée au cours des travaux de post-doctorat d'Alina Ilie lors de l'année précédant le début de ma thèse.
- Faire une campagne de mesures couplées en vitesse et température, de manière à décrire le transport et les transferts turbulents de l'écoulement à différentes localisations au sein de la cavité.

La présentation de mes travaux de thèse commencera par un état de l'art des recherches accomplies et en cours sur les écoulements de convection naturelle en cavité d'un point de vue expérimental et numérique, en se focalisant sur la configuration de l'étude. Un point sur les méthodes de mesures couplées et de détection de structures sera également discuté. On détaillera, par la suite, la cavité différentiellement chauffée de grandes dimensions qui est le siège des écoulements de convection naturelle turbulents étudiés lors de ces travaux. Les méthodes de mesure de vitesse et de température seront également présentées ainsi que leur synchronisation pour la mesure des flux thermiques turbulents. Enfin, les résultats de ces mesures seront exposés et analysés dans l'optique de décrire le comportement de la turbulence au sein de l'écoulement. Après avoir rappelé la topologie de l'écoulement, étudiée lors de travaux précédents [Rouger 2009 et Djanna 2011], ainsi que la méthode de post-traitement des données expérimentales utilisées, l'écoulement sera présenté pour un plan horizontal et un plan vertical à mi-profondeur de la cavité. A cet effet, on cherchera à caractériser des échelles de structures cohérentes de l'écoulement et à calculer la contribution de quantités intégrées, comme les débits enthalpiques, ainsi que de quantités dérivées, comme les composantes du gradient de la pression, aux mécanismes de transferts thermiques. Enfin, une comparaison des résultats expérimentaux avec des simulations numériques récentes, [Cadet 2015], sera présentée avant de conclure ce mémoire.

CHAPITRE 1 BIBLIOGRAPHIE

SOMMAIRE

1.1	Généralités	10
1.2	Paramètres adimensionnels en convection naturelle thermique	11
1.3	Equations régissant l'écoulement et les transferts	12
1.4	Présentation des écoulements en CDC	13
1.4.1	Faibles nombres de Rayleigh	14
1.4.2	Vers un état instationnaire... ..	16
1.4.3	Transition et régime turbulent	17
1.4.4	Et le numérique ?.....	25
1.4.5	Couplage avec le rayonnement.....	26
1.5	Mesures couplées.....	27
1.6	Détection de structures	29
1.7	Conclusion	32

1.1 Généralités

Les écoulements de convection naturelle en cavité à rapports de forme modérés peuvent se classer en deux catégories suivant l'orientation du gradient de masse volumique par rapport à l'accélération de la pesanteur. Le gradient de température $\vec{\nabla}T$ à l'origine du mouvement peut être :

- parallèle à l'accélération de la pesanteur ($\vec{\nabla}T \parallel \vec{g}$), générant ainsi des écoulements de type Rayleigh Bénard (si le gradient de température est suivant $-\vec{g}$) ou conduisant à un état d'équilibre parfaitement stable (si $\vec{\nabla}T$ est dirigé vers le bas),
- perpendiculaire à l'accélération de la pesanteur ($\vec{\nabla}T \perp \vec{g}$), générant l'écoulement étudié dans cette étude et schématisé sur la figure 1-1.

Dans l'étude présentée dans ce manuscrit, on s'intéresse plus particulièrement au deuxième cas ($\vec{\nabla}T \perp \vec{g}$), c'est-à-dire aux écoulements de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée (CDC). La CDC est un dispositif répandu du fait de sa géométrie simple pour l'étude des transferts thermiques par convection naturelle en espace confiné. La configuration la plus courante est la cavité de forme parallélépipédique ayant deux parois verticales présentant une différence de température, les quatre autres parois étant adiabatiques.

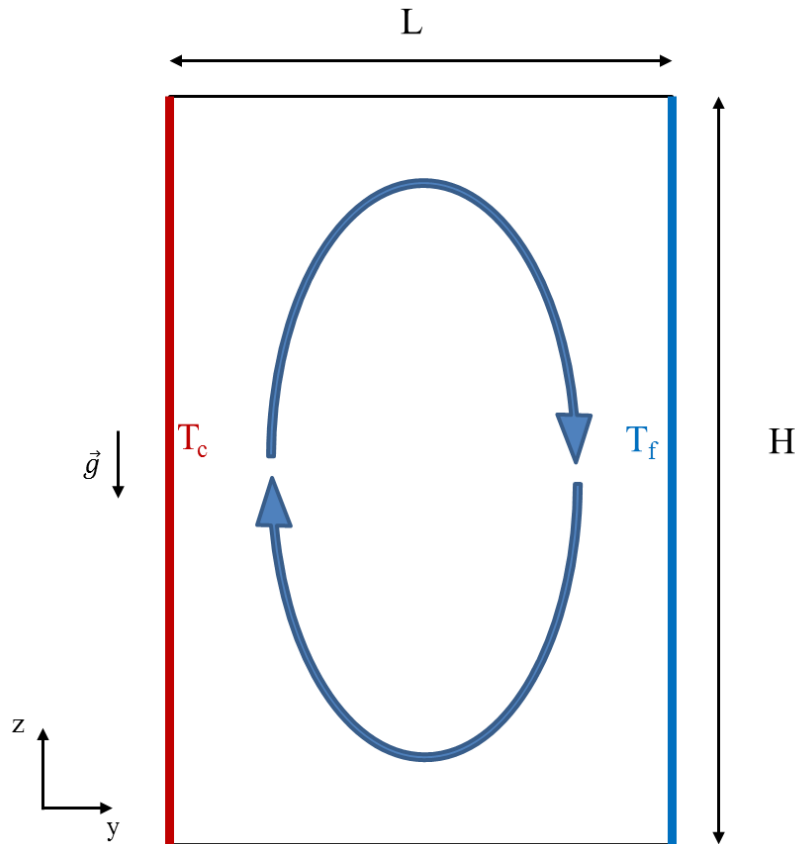


Figure 1-1 : Schéma simplifié d'une cavité différentiellement chauffée en 2D.

Ce gradient de température entraîne une variation de la masse volumique du fluide (de l'air ici) qui provoque la mise en mouvement du fluide du fait des forces de flottabilité. L'intérêt d'un tel dispositif réside donc dans la simplicité de sa géométrie qui est, néanmoins, représentative d'écoulements dans des configurations « réelles » comme les pièces d'habitation, des habitacles, la queue d'un avion en vol (face exposée au soleil et face à l'ombre), des boîtiers électroniques...

1.2 Paramètres adimensionnels en convection naturelle thermique

Différents nombres adimensionnels vont permettre de caractériser les paramètres de l'étude comme par exemple :

- Le nombre de Rayleigh qui caractérise la vigueur des écoulements de convection naturelle pour une longueur de référence L_{ref} :

$$Ra_{L_{ref}} = \frac{g\beta\Delta T L_{ref}^3}{\alpha\nu} \text{ avec } \Delta T = T_c - T_f$$

que l'on peut voir comme le rapport des effets favorisant la convection (la flottabilité $\rho_0 g \beta \Delta T = \Delta \rho g$), sur les effets s'y opposant, la diffusion thermique (qui casse les gradients de température), et la viscosité (qui s'oppose à l'écoulement du fluide).

- Le nombre de Nusselt qui représente le rapport entre le flux convectif et le flux conductif à travers une interface :

$$Nu_{L_{ref}} = \frac{\varphi_{convectif}}{\varphi_{conductif \text{ de référence}}} = \frac{-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{paroi}}{\lambda \frac{[T_c - T_f]}{L_{ref}}} = - \left(\frac{\partial \theta}{\partial N} \right)_{paroi}$$

où θ représente la température adimensionnée $\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_f}$ et N le vecteur unitaire normal à la paroi. Ce nombre peut également être interprété comme la pente à l'origine de la température suivant l'axe normal à la paroi.

- Le nombre de Prandtl qui caractérise le fluide :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

qui tient uniquement compte des propriétés du fluide. Ce rapport compare la diffusion de la quantité de mouvement, via sa viscosité, à sa capacité à diffuser la chaleur via sa diffusivité thermique. Dans le cas de l'air, par exemple, avec un Prandtl de 0,71, les effets de la diffusion thermique et de la viscosité sont du même ordre.

- Les rapports de forme vertical, horizontal et transverse de la cavité :

$$A_V = \frac{H}{L} \quad A_H = \frac{D}{L} \quad A_T = \frac{H}{D}$$

qui donnent les caractéristiques géométriques sur l'aspect de la cavité.

1.3 Equations régissant l'écoulement et les transferts

Pour un fluide newtonien, les équations qui régissent ses écoulements et les transferts s'écrivent de manière générale :

- Continuité

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v}$$

- Conservation de la quantité mouvement :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \overbrace{-\vec{\nabla} p}^{=-\vec{\nabla} p_m + \vec{B}} + \underbrace{\rho \vec{g}}_{\text{Effet de la pesanteur}} + \underbrace{\mu \left[\Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \right]}_{\text{Effet de viscosité}} \quad \text{où } \vec{g} = -g\vec{z}.$$

- Conservation de l'énergie :

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T)}_{\text{Diffusion thermique}} + \underbrace{\beta T \left[\frac{Dp}{Dt} \right]}_{\text{Effet de la compressibilité}} + \underbrace{\mu \Phi}_{\text{Dissipation visqueuse}} + \underbrace{S_v}_{\text{Terme source volumique}}$$

Dans le cas d'écoulement de convection naturelle en cavité pour un fluide incompressible (air) et pour de faibles différences de température, on peut appliquer l'approximation de Boussinesq. Cela signifie que l'on considère la masse volumique du fluide constante, excepté dans le terme de flottabilité ($\vec{B} = \nabla \rho \vec{g}$). On suppose également, du fait des faibles vitesses et écarts de températures observés, que toutes les autres propriétés physiques du fluide restent constantes et que l'on néglige le terme de dissipation visqueuse ($\mu \Phi$) et les effets de la compressibilité ($\beta T \left[\frac{Dp}{Dt} \right]$). Des travaux ont été menés quant à la validité de cette approximation, pour de l'air et/ou de l'eau en régime de convection naturelle ou mixte (cf. par exemple [Gray et Giorgini 1976, Amaouche et Peube 1986, Pons et Le Quéré 2005]). Un jeu de critères a été proposé par [Gebhart 1988] basé sur les ordres de grandeurs des termes de ces équations. Cinq critères R_0 , R_1 , R_2 , R_3 et R_4 ont alors émergé sur la validité des approximations faites, par exemple R_0 est un critère quantifiant les effets de pression sur la masse volumique, R_1 ceux de la température, R_3 et R_4 concernent quant à eux les effets visqueux et de compressibilité. Cela permet alors, dans le cas étudié ici, de simplifier le système d'équation précédent. Dans ces conditions on obtient :

Continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$$

Conservation de la quantité mouvement :

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

Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = \alpha \Delta T + S_v$$

Une fois ce système d'équations établi, il est essentiel d'explicitier les conditions aux limites et initiales du problème pour pouvoir procéder à sa résolution. Dans le cas de la CDC, on trouve généralement :

- condition de non glissement à la paroi (vitesse nulle),
- une température ou un flux imposé au niveau des parois générant les gradients de température,
- conditions adiabatiques ou conductrices sur les autres parois,

Notons que la prise en compte ou non du rayonnement de surface modifie également les conditions aux limites.

1.4 Présentation des écoulements en CDC

Les premières approches analytiques de la convection naturelle et des effets de flottabilité en cavité ont été effectuées par [Batchelor 1954]. Les premières études sur ces écoulements visaient à les décrire pour de faibles nombres de Rayleigh [Ostrach 1972] ainsi qu'à caractériser l'influence du rapport de forme de la cavité (hauteur/largeur et profondeur/largeur) [Eckert et Carlson 1961, Catton, Ayyaswamy et Elever 1974, Yin *et al.* 1978, Le Quéré 1987].

Bien que les configurations soient assez différentes, il est tentant de vouloir raisonner par analogie avec les écoulements de couche limite au voisinage d'une plaque plane. Néanmoins le confinement inhérent à la cavité impose des conditions aux limites plus restrictives que pour la plaque plane. En effet, l'écoulement, qui suit la paroi verticale, est subitement dévié au contact de la paroi horizontale, ce que l'on ne retrouve évidemment pas dans la configuration plaque plane. De plus ce confinement induit une stratification de la température. Dans ses travaux, [Le Quéré 1987], propose une amélioration du modèle de la plaque plane tenant compte de la stratification thermique pouvant régner au cœur de la cavité en modifiant les conditions aux limites.

On trouve également dans la littérature ce qui est appelé le « window problem », [Gill 1966]. Dans cette étude effectuée pour des nombres de Rayleigh importants, on apprend que si l'épaisseur de la couche limite thermique est suffisamment faible devant la largeur de la cavité, alors l'écoulement en son cœur est horizontal (sous une hypothèse sous-jacente d'une certaine symétrie des conditions aux limites). Après linéarisation des équations de Navier-Stokes, Gill résout le problème moyennant une condition d'imperméabilité aux parois horizontales pour déterminer la constante d'intégration soulevée. Cette condition de d'imperméabilité a été critiquée plus tard [Quon 1977, Bejan 1979] car la solution n'était alors valable que dans la couche limite et non aux coins, à l'intersection des parois verticales et horizontales. Bejan utilise alors une condition de flux nul au plafond et au plancher, valable si les parois sont adiabatiques, ce qui a été recherché pour notre dispositif expérimental.

1.4.1 Faibles nombres de Rayleigh

Pour de faibles nombres de Rayleigh basés sur la hauteur de la cavité (inférieurs à 1000) les transferts thermiques s'effectuent essentiellement par conduction. Ce régime est caractérisé par une évolution linéaire de la température au cœur de la cavité. La mise en mouvement de l'écoulement intervient lorsque le nombre de Rayleigh augmente. Il transite alors vers un régime stationnaire laminaire [Mallinson 1977]. On note alors la présence de deux couches limites fines le long des parois verticales et une stratification thermique dans la zone centrale de la cavité.

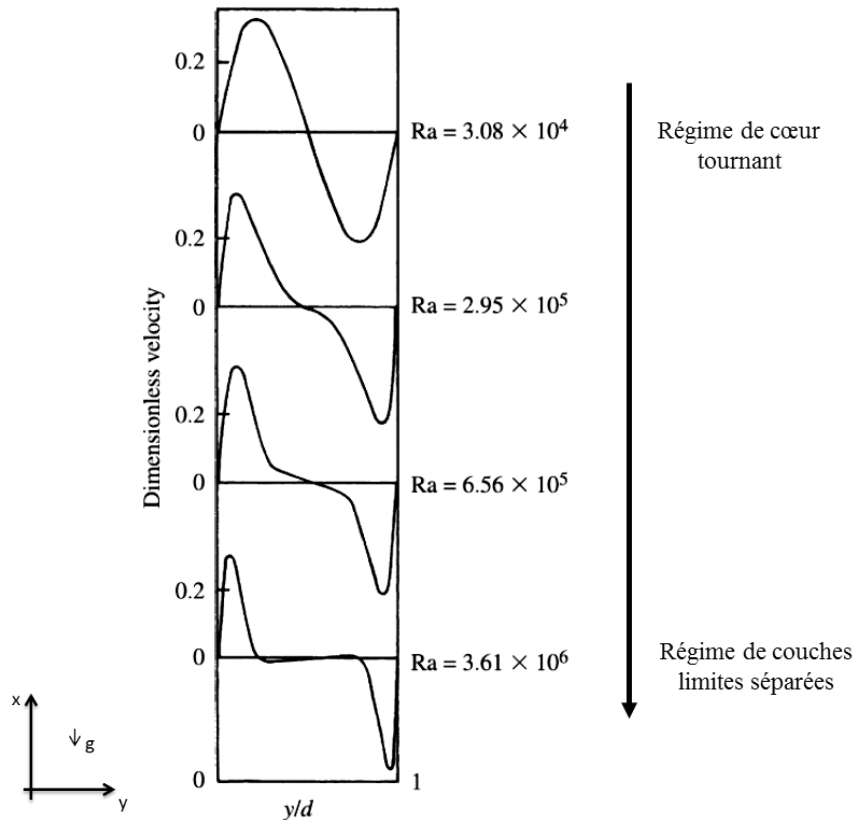


Figure 1-2 : Evolution de la composante verticale de la vitesse en fonction du nombre de Rayleigh à mi-hauteur d'une cavité verticale [Elder 1965].

A partir de $Ra=10^3$, le fluide sort du mode conductif, une circulation en cœur tournant s'établit ($Ra \approx 10^4$). La figure 1-2 montre l'évolution des profils de vitesse à mi-hauteur d'une cavité en fonction du nombre de Rayleigh. Lorsque le nombre de Rayleigh augmente, l'épaisseur de fluide qui circule le long des parois diminue. Les couches limites sont alors séparées. Puis des circulations secondaires apparaissent, comme on peut le constater sur la figure 1-2 pour un nombre de Rayleigh autour de 3×10^6 (écoulement en sens inverse en sortie de couche limite).

Afin d'estimer quelques ordres de grandeurs caractéristiques de l'écoulement en cavité pour les régimes laminaires à couches limites séparées, on peut écrire les équations régissant l'écoulement et les transferts dans les couches limites laminaires. Dans le cas où les effets radiatifs sont négligeables, ces équations s'écrivent en 2D en régime stationnaire [Bejan 2004] :

Continuité :

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Conservation de la quantité mouvement :

$$v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right]$$

$$v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] + g\beta(T - T_0)$$

Conservation de l'énergie :

$$v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]$$

En s'intéressant aux ordres de grandeurs des termes du système précédent, on constate que l'on peut négliger les forces de viscosité devant les forces d'inertie, étant donné que l'air est peu visqueux (et $Pr \approx 1$). De plus, l'équation de continuité (en 2D) montre que $\frac{\partial v}{\partial y}$ et $\frac{\partial w}{\partial z}$ sont du même ordre de grandeur, on a alors $v \frac{\partial w}{\partial y} \sim w \frac{\partial w}{\partial z} \left(\gg \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] \right)$. Ainsi, on peut réécrire la projection de l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur l'axe vertical : $w \frac{\partial w}{\partial z} \sim \frac{w^2}{H} \sim g\beta(T - T_0)$ et faire apparaître des grandeurs caractéristiques du fluide et de l'écoulement : $w^2 \sim \underbrace{\frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}}_{Ra_H} \underbrace{\frac{\nu}{\alpha}}_{Pr \approx 1} \frac{\alpha^2}{H^2}$.

On obtient ainsi un ordre de grandeur de la vitesse verticale dans la couche limite en fonction du nombre de Rayleigh et du nombre de Prandtl :

$$w \sim \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$$

L'équation de conservation de l'énergie, quant à elle, permet d'avoir un ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite thermique, δ_T , et de la vitesse horizontale, v . En effet, comme $\frac{\partial v}{\partial y} \sim \frac{\partial w}{\partial z}$, on peut écrire :

$$v \frac{\partial T}{\partial y} \sim v \frac{\Delta T}{\delta_T} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2} \quad \text{et} \quad w \frac{\partial T}{\partial z} \sim w \frac{\Delta T}{H} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2}$$

d'où :

$$\delta_T \sim H [Ra_H]^{-\frac{1}{4}}$$

et :

$$v \sim \frac{\alpha}{H} [Ra_H]^{\frac{1}{4}}$$

1.4.2 Vers un état instationnaire...

Le passage à l'instationnarité apparaît à partir d'un nombre de Rayleigh critique Ra_c . Cette valeur critique (Ra_c) dépend entre autres de la nature du fluide, du rapport de forme de la cavité et des conditions aux limites. L'écoulement passe par différents états au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh augmente. D'abord laminaire et stationnaire, il se complexifie avec l'apparition de structures secondaires. L'écoulement devient alors instationnaire. Lorsque le nombre de Rayleigh augmente encore, l'écoulement rentre dans un état de transition vers la turbulence.

Les premières bifurcations vers une instabilité ont été mises en évidence par [Briggs et Jones 1985]. Leurs origines ont été discutées entre autres par Le Quéré, Penot et [N'Damé 1992] en fonction des différentes conditions aux limites imposées au niveau des parois horizontales. Pour un rapport de forme de l'ordre de 4 (cas de la cavité de 4 m), les couches limites présentent une bifurcation de Hopf sur-critique, caractérisée par le développement d'onde de Tollmien-Schlichting au sein des couches limites. En revanche, pour des rapports de forme inférieurs, les premières instationnarités sont dues à des instabilités thermiques dites de Kelvin-Helmholtz au niveau des jets le long des parois horizontales dans le cas de parois conductrices. Pour des parois adiabatiques, les oscillations de vitesse seraient dues aux ressauts hydrauliques lors de l'impact des couches limites verticales sur les parois horizontales. On constate d'autres types d'instabilités pour des cavités carrées (rapport de forme 1) à plus basses fréquences que celles mentionnées précédemment, dues au déplacement d'ondes de gravité dans le cœur de la cavité. Ces instabilités ont été étudiées numériquement [Xin 1993, Xin et Le Quéré 1995, 2001] et expérimentalement [Mergui 1993, 1996, Mergui et Penot 1997], leurs fréquences peuvent être calculées avec la fréquence de Brünt-Väisälä, caractéristique des ondes de gravité [Le Quéré 1987, N'Damé 1992]. Les

travaux de Penot et [NDamé 1992] révèlent un autre type d'instabilité, dont la fréquence est d'un ordre de grandeur en dessous de celle des ondes de gravité. Ces instabilités peuvent provenir d'effets tridimensionnels dans les zones de recirculation au niveau du plancher et du plafond de la cavité pour un rapport de forme vertical de 4 et un ratio profondeur sur largeur supérieur à 1,37.

La figure 1-3 montre une vue d'ensemble du passage à l'instationnarité telle qu'elle est décrite par [Le Quéré 1987]. Elle présente le passage à l'instationnarité pour des cavités 2D ayant des rapports de forme allant de 1 à 10 et possédant comme conditions aux limites au plafond et au plancher des parois conductrices (—) ou adiabatiques (---).

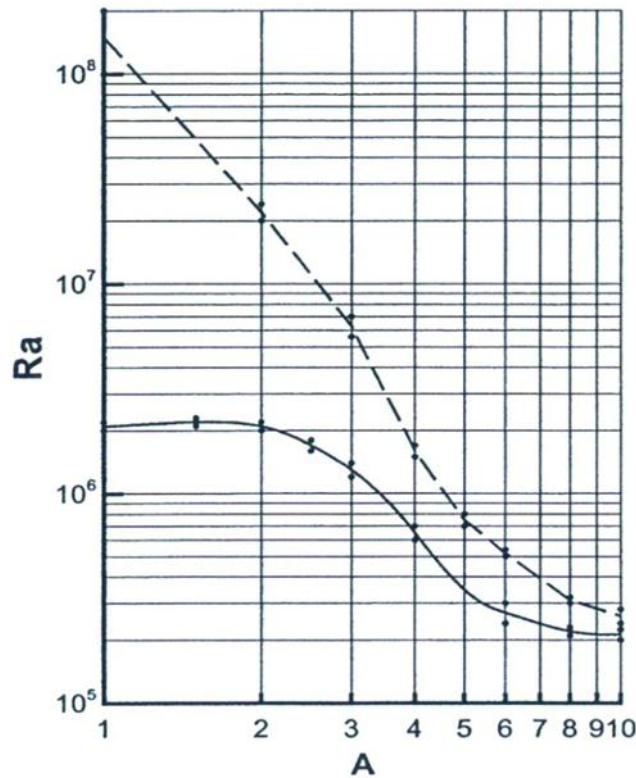


Figure 1-3 : Passage à l'instationnarité en fonction du nombre de Rayleigh, Ra , et du rapport de forme de la cavité, A , pour des parois horizontales conductrices (—) et adiabatiques (---) [Le Quéré 1987].

1.4.3 Transition et régime turbulent

Depuis une soixantaine d'années, de nombreuses études ont été menées, numériquement et expérimentalement concernant des écoulements en cavité pour des nombres de Rayleigh « faibles » ($\leq 10^9$). Les études à plus hauts nombres de Rayleigh, plus récentes, datent du début des années 90.

Une partie essentiellement numérique pour cette gamme de Rayleigh peut être trouvée dans les travaux de [Henkes 1990] et [Lankhorst 1991]. Lankhorst met en évidence, pour une cavité carrée, dont les parois horizontales sont adiabatiques, une augmentation de la viscosité

(viscosité turbulente) en aval des couches limites verticales avec la disparition des recirculations dans les coins en haut à gauche et en bas à droite après la transition ainsi que l'épaississement des couches limites au niveau des parois chaudes et froides. Il présente également les dépendances de quantités turbulentes, comme la viscosité ou l'énergie cinétique, en fonction du nombre de Rayleigh. Il trace notamment une évolution du nombre de Nusselt moyen depuis le régime laminaire jusqu'à la l'établissement de la turbulence pour une cavité de rapport de forme vertical égal à 1 (cf. figure 1-4).

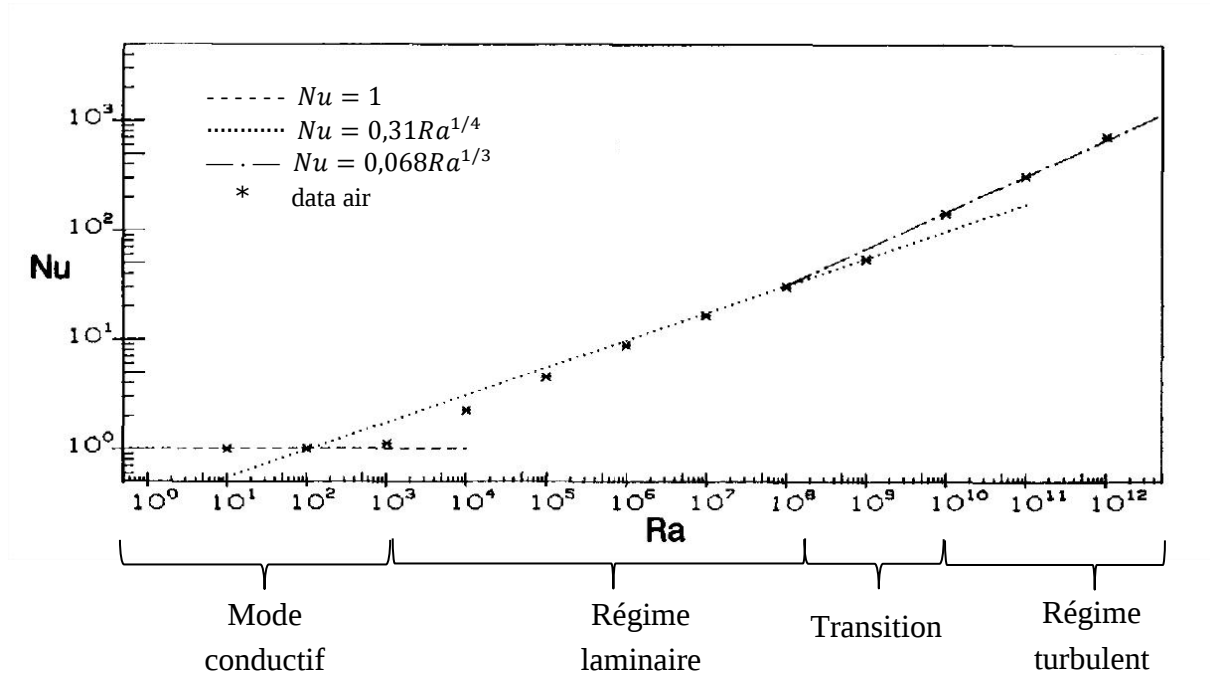


Figure 1-4 : Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur d'une cavité carrée, obtenu numériquement par un modèle k-ε [Lankhorst 1991].

Lankhorst propose une corrélation, issue de simulation numérique utilisant un modèle k-ε, pour la partie turbulente ($\geq 10^9$) pour une cavité carrée :

$$\langle Nu \rangle = 0,068Ra^{1/3}.$$

On peut également citer la corrélation proposée par [Xin et Le Quéré 1995] en régime « laminaire » ($10^8 \leq Ra \leq 10^{10}$) pour une cavité de rapport de forme vertical égal à 4 :

$$\langle Nu \rangle = 0,32Ra^{1/4}$$

et pour le régime turbulent celle avancée par [Cheesewright et Ziai 1986], pour une gamme de Rayleigh compris entre 10^9 et 10^{10} , pour un rapport de forme verticale de 5 :

$$\langle Nu \rangle = 0,045Ra^{1/3}$$

Depuis maintenant près de 20 ans, une étude expérimentale sur la convection naturelle à haut nombre de Rayleigh ($\geq 10^9$) est menée au sein du laboratoire. Celle-ci a débuté avec les travaux de [Mergui 1993], effectués sur une cavité carrée de section verticale d'environ 1 m²

et de 30 cm de profondeur permettant d'obtenir un écoulement ayant un nombre de Rayleigh de $1,7 \times 10^9$, pour un écart de température de 20°C (et $Ra_H = 5,34 \times 10^9$ pour $\Delta T = 62^\circ\text{C}$ donc hors de l'approximation de Boussinesq). Des cavités de garde de mêmes dimensions étaient placées de part et d'autre des parois avant et arrière et les parois horizontales étaient constituées de matériaux isolants pour assurer la condition d'adiabaticité avec l'extérieur. Ce dispositif a été repris plus tard par [Salat 2004], pour un nombre de Rayleigh de $1,5 \times 10^9$, dans l'approximation de Boussinesq. Dans ces conditions, l'écoulement observé est un écoulement de couches limites (chaude et froide) séparées. Pour mieux comprendre la topologie de cet écoulement, une représentation schématique de celui-ci est proposée figure 1-5. Deux couches limites se développent le long des parois isothermes et deviennent turbulentes à mi-parcours. Celles-ci impactent les parois horizontales pour former un jet le long du plafond et du plancher. On observe également deux zones de recirculation au voisinage de ces parois horizontales tandis que le cœur de la cavité est au repos.

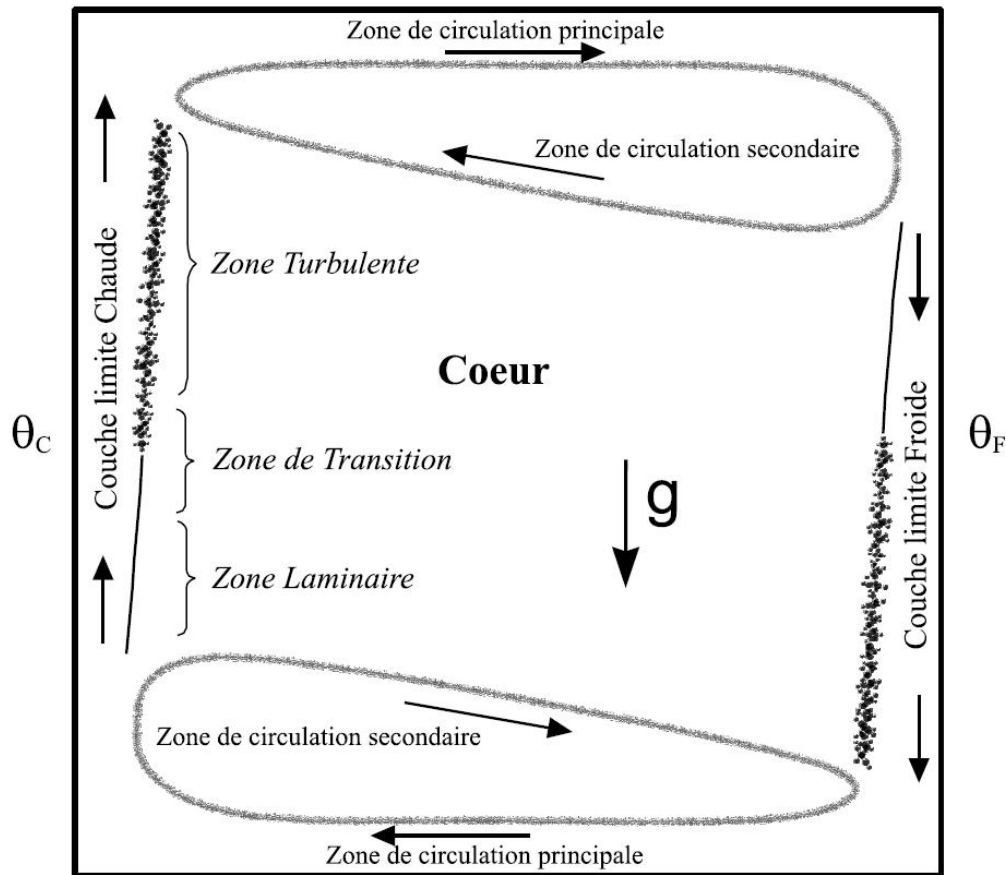


Figure 1-5 : Représentation schématique de l'écoulement en cavité différentiellement chauffée observé par [Salat 2004].

Ces couches limites sont d'abord laminaires, dans leurs premières moitiés, puis légèrement turbulentes. La vitesse maximale de ces couches limites est d'environ $0,20 \text{ m/s}$ soit $0,24$ en vitesse adimensionnée par la vitesse de référence $V_{réf}$. On observe également une différence d'épaisseur pour les couches limites thermique et dynamique, bien que le nombre de Prandtl

soit proche de 1. En effet, l'épaisseur de la couche limite dynamique est d'environ 4,4 cm contre 2,8 cm pour la couche limite thermique. Une analyse fréquentielle des signaux met en évidence le passage d'ondes progressives de fréquences de l'ordre du Hertz dans les couches limites et d'ondes de gravité dans le cœur de la cavité à la fréquence de Brünt-Väisälä $f_{BV} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g\beta S \frac{\Delta T}{H}} \approx 0,07 \text{ Hz}$, où S représente le paramètre de stratification, soit le gradient vertical adimensionné de température.

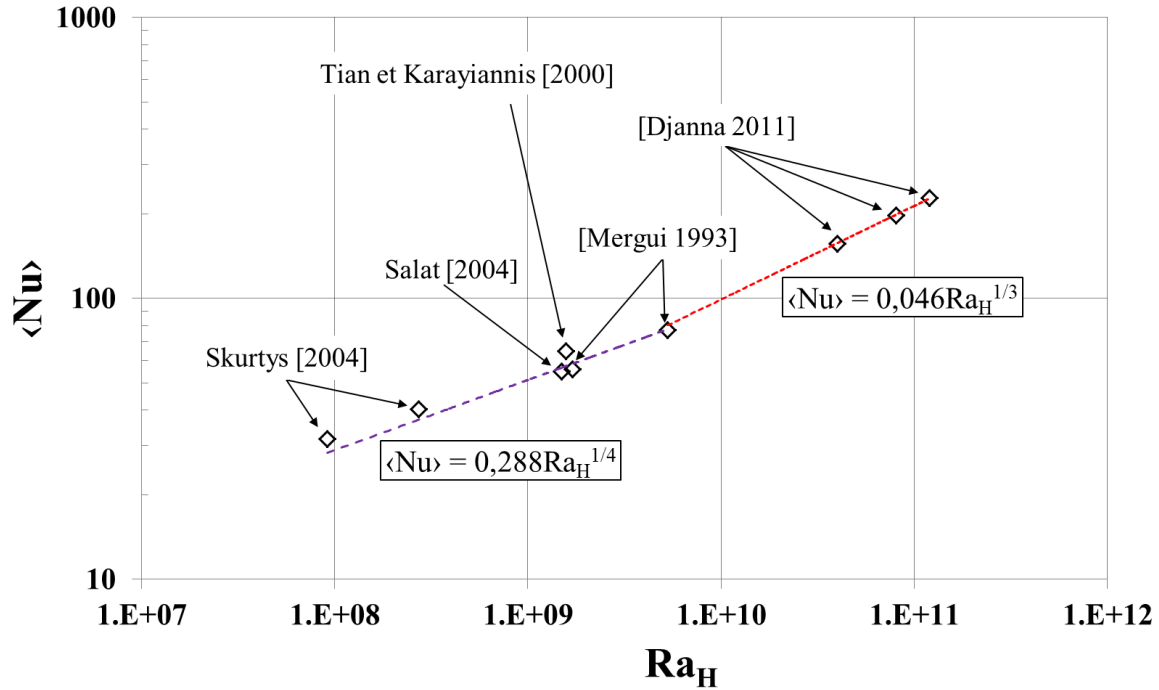


Figure 1-6 : Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de la cavité de rapport de forme 4, obtenu expérimentalement par [Mergui 1993, Tian et Karayiannis 2000, Salat 2004, Skurtys 2004 et Djanna 2011].

On peut mentionner quelques résultats numériques dans le cas de parois horizontales conductrices [Lankhorst 1991]. Lankhorst montre une augmentation de 20% du Nusselt pour les écoulements turbulents et une diminution de 20% pour les écoulements laminaires par rapport aux parois adiabatiques, une diminution de la stratification ainsi qu'une augmentation de la viscosité dynamique dans les couches limites. Les couches limites sont alors complètement turbulentes. Les simulations seront validées 10 ans plus tard dans les travaux expérimentaux de [Tian et Karayiannis 2000] et [Salat 2004] sur une cavité cubique pour un nombre de Rayleigh de l'ordre de $1,5 \times 10^9$. Dans le cas de parois horizontales conductrices [Tian et Karayiannis 2000], l'épaisseur des couches limites est 1,5 fois plus épaisse que pour des parois adiabatiques [Salat 2004]. On peut mentionner l'étude de [Cheesewright *et al.* 1986] et [Cheesewright et Zai 1986] sur une cavité de rapport de forme vertical 5 pour $Ra_H = 5 \times 10^{10}$ pour souligner l'importance des conditions aux limites d'un point de vue expérimental. En effet, les profils de vitesse obtenus n'étaient pas centro-symétriques contrairement à ce qui est généralement constaté. Les hypothèses faites pour expliquer ce

comportement portent sur des effets tridimensionnels et sur des pertes aux niveaux des parois horizontales. Enfin, les travaux de [Rouger 2004] et [Djanna 2011] sur la cavité de grandes dimensions ($3,84\text{m} \times 1\text{m} \times 0,86\text{m}$) ont permis d'obtenir des écoulements en régime pleinement turbulent, caractérisés par des nombres de Rayleigh compris entre $4,0 \times 10^{10}$ et $1,2 \times 10^{11}$. Une corrélation entre le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur pour des régimes turbulents a ainsi pu être établie :

$$\langle Nu \rangle = 0,046 Ra^{1/3}$$

représentée en pointillés rouge sur la figure 1-6.

Les premiers points, issus de l'étude de [Skurtyś 2004], pour des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^8 ont permis d'établir une corrélation dans la partie transitoire, représentée en pointillés bleus sur la figure 1-6 :

$$\langle Nu \rangle = 0,288 Ra^{1/4}.$$

Les mesures effectuées par [Djanna 2011] par PIV (Particle Image Velocimetry) et par micro-thermocouple ont permis d'établir :

- les cartographies de vitesse de la figure 1-7, sur presque toute la hauteur de la cavité,
- les profils de température de la figure 1-8.

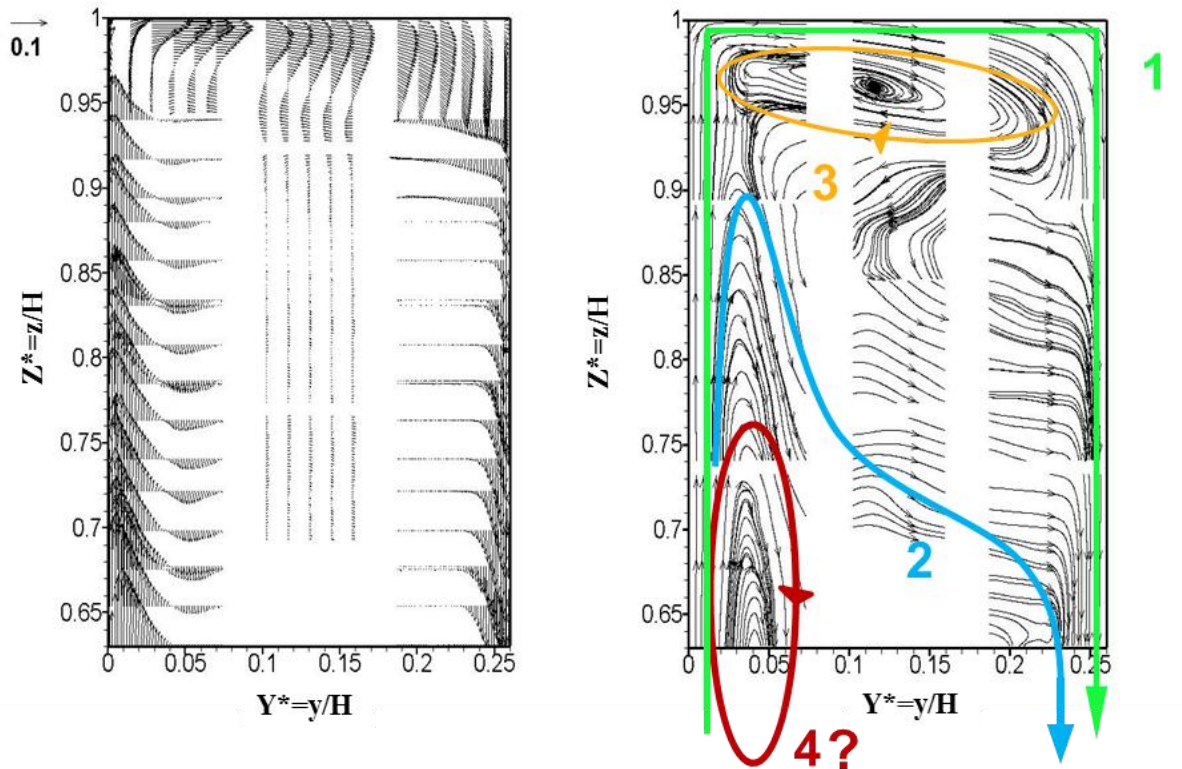


Figure 1-7 : Champs de vitesse moyenne adimensionnée (gauche) et lignes de courant de l'écoulement du tiers supérieur de la cavité pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

On retrouve sur la figure 1-7 l'écoulement décrit plus haut : deux couches limites verticales, ascendante côté chaud et descendante côté froid, séparées par un cœur quasiment au repos et stratifié (isothermes horizontaux sur la figure 1-8). Lors de son retour à l'isotherme, la température présente un dépassement de cette isotherme dans la moitié supérieure de la cavité. Celui-ci est dû à l'entraînement visqueux d'air plus frais (resp. plus chaud) côté chaud (resp. côté froid) qui retourne ensuite à la cote de son isotherme. On peut identifier cet écoulement secondaire, redescendant du côté chaud, sur les profils de vitesse de la figure 1-7. Les lignes de courant, quant à elles, nous donnent une information sur les différentes circulations au sein de la cavité. Une circulation principale, notée 1 sur la figure 1-7, parcourt la cavité le long des parois. Une circulation secondaire, notée 2, mentionnée précédemment, redescend du côté chaud et semble alimenter en partie la couche limite opposée. On note la présence d'une zone de recirculation au plafond, notée 3, et d'une probable seconde zone de recirculation, notée 4, au 2/3 supérieur de la cavité, côté chaud. Une description plus détaillée des champs de vitesse sera donnée au début du CHAPITRE 3.

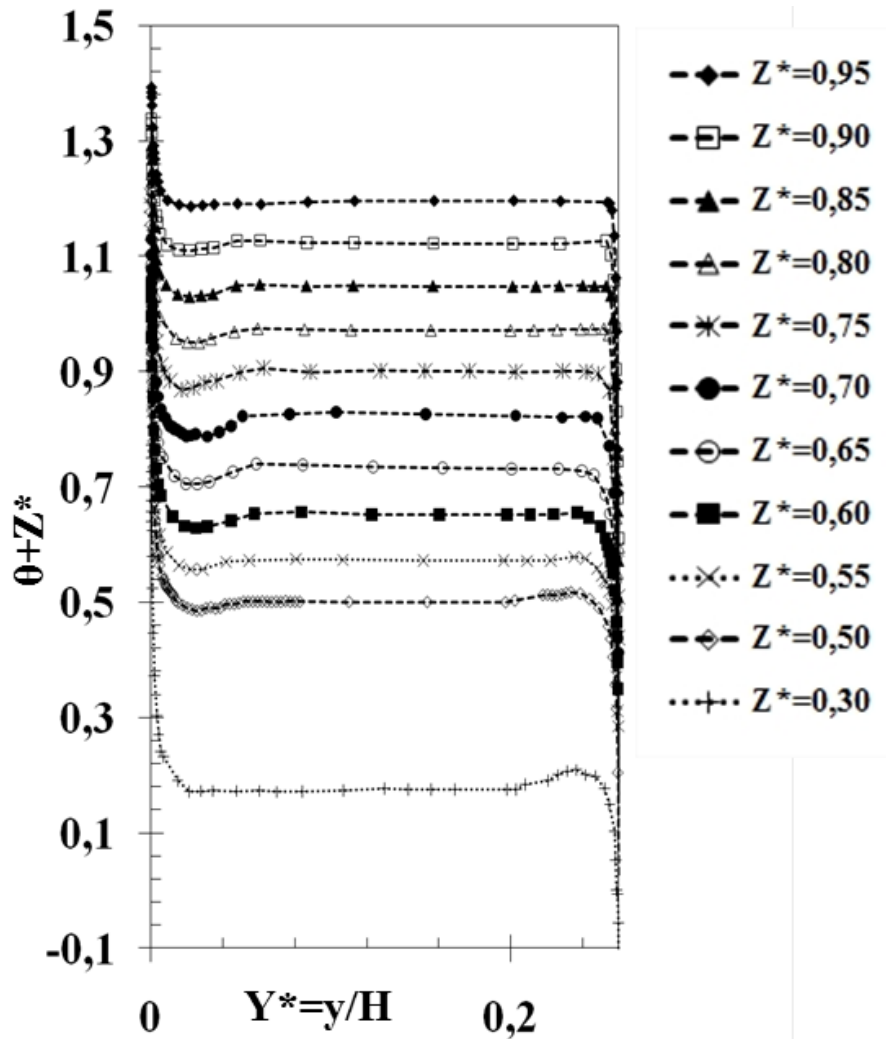


Figure 1-8 : Profils de température moyenne adimensionnée pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

On peut remarquer sur la figure 1-8 un comportement de la température similaire en fin de couche limite chaude et froide. Si l'on reprend sur la figure 1-9 les mesures de température effectuées à $Z^*=z/H=0,70$ et $Z^*=0,30$ on remarque que les valeurs moyennes et RMS se superposent presque parfaitement. Ces relevés ont permis de vérifier la centrosymétrie de l'écoulement.

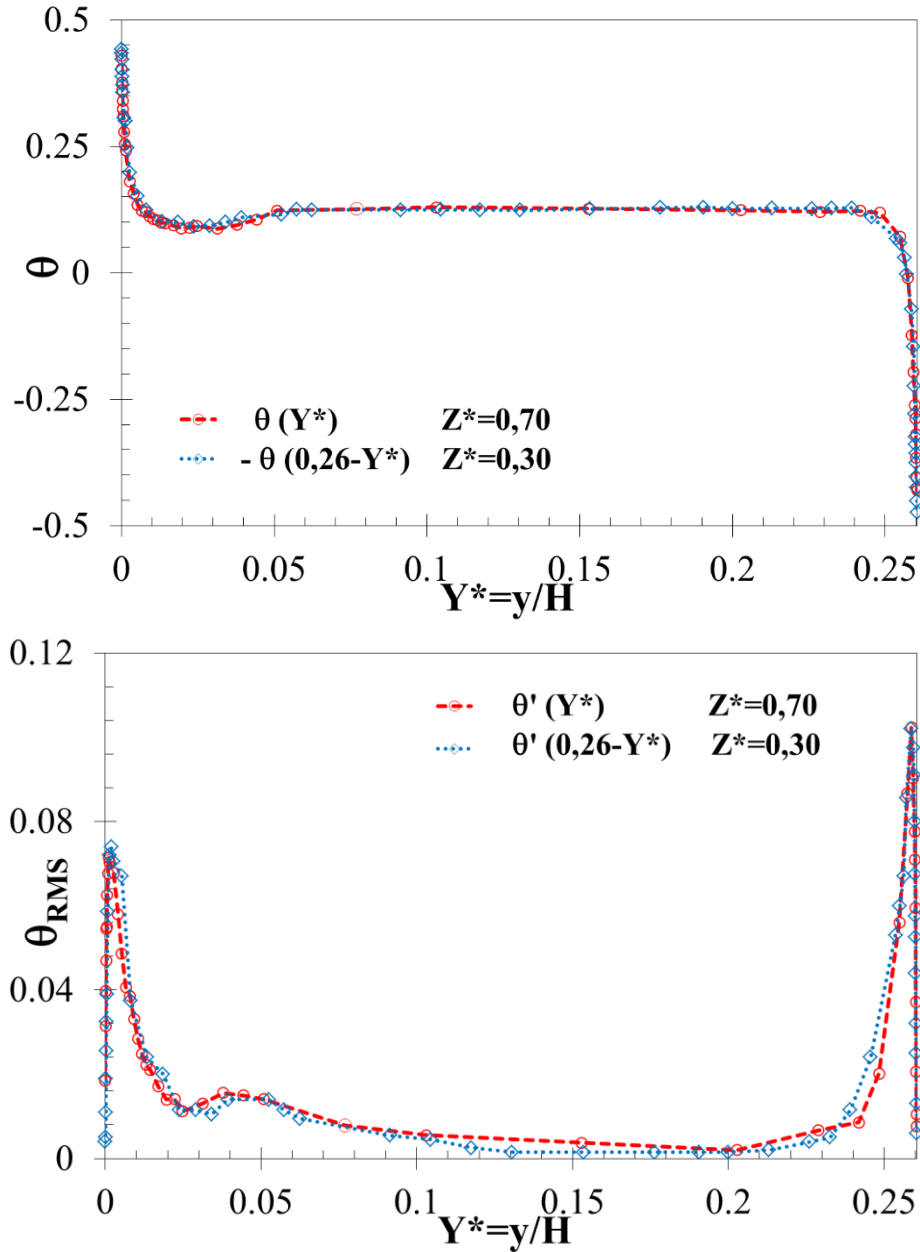


Figure 1-9 : Vérification de la centrosymétrie en superposant les profils des valeurs moyennes et fluctuantes de la température adimensionnée à des cotes symétriques par rapport au centre pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

Afin de préciser le comportement thermique à la paroi on peut s'intéresser aux profils du nombre de Nusselt réalisés par [Djanna 2011] et représentés sur la figure 1-10. En effet, comme on l'a vu précédemment le nombre Nusselt représente la pente à l'origine des profils

de température et caractérise les transferts thermiques à la paroi. On dénombre trois zones en fonction de la cote :

- $0 < Z^* \leq 0,2$: diminution du flux de chaleur avec Z^* ,
- $0,2 \leq Z^* \leq 0,3$: augmentation des échanges de chaleur avec Z^* ,
- $0,3 \leq Z^* < 1$: nouvelle diminution du flux, quasi-linéaire jusqu'aux alentours du plafond de la cavité.

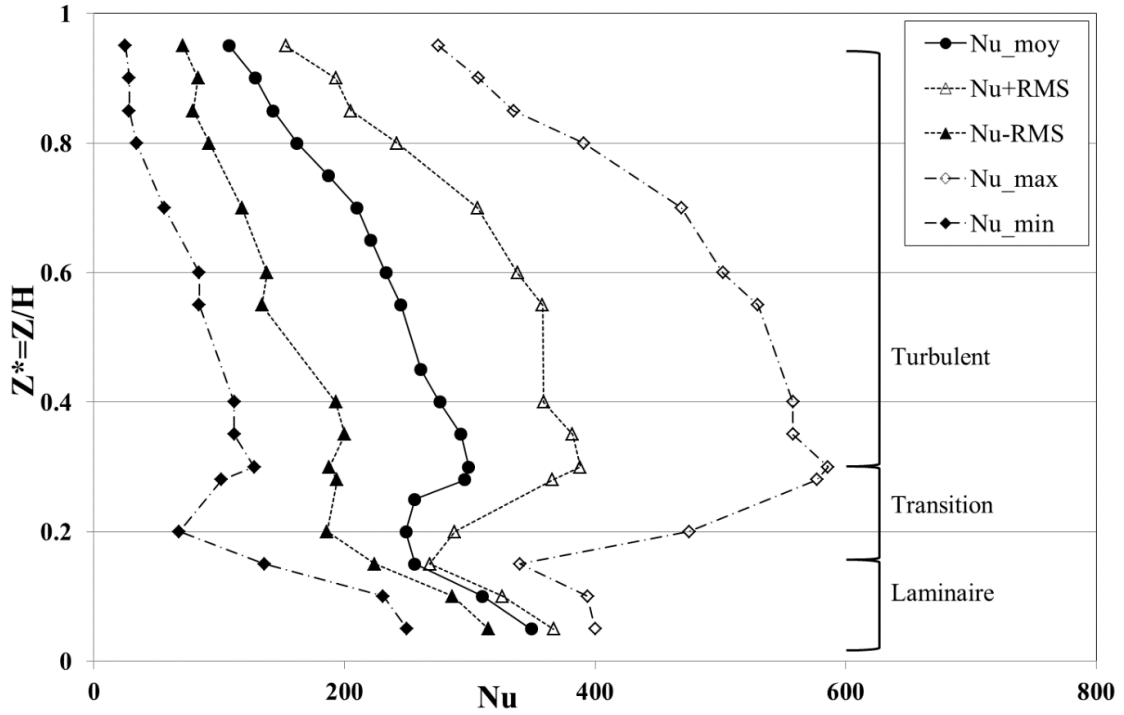


Figure 1-10 : Profils du nombre de Nusselt local moyen encadré par sa valeur RMS et ses valeurs extrêmes, côté chaud pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

On repère sur ces trois zones le cheminement vers la turbulence. La couche limite est d'abord laminaire jusqu'à $Z^*=0,2$, le régime de l'écoulement est ensuite transitoire entre $Z^*=0,2$ et $0,3$ et devient turbulent à partir de $Z^*=0,3$, comme on peut le constater avec la pente en $Ra_H^{1/3}$ sur la figure 1-11. On peut souligner l'importance des fluctuations RMS du nombre de Nusselt pouvant atteindre 50% de la valeur moyenne dans la région turbulente.

Cela permet de donner une évaluation du nombre de Nusselt global noté Nu_g et donné par la relation :

$$Nu_g = \frac{1}{H} \int_0^H Nu_z dz.$$

Pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$, [Djanna 2011] obtient une valeur du nombre de Nusselt global de $Nu_g = 228 \pm 30$. Un résultat qui est comparable à celui obtenu numériquement par LES 3D par [Sergent 2009], soit $Nu_g = 254$ pour la même cavité.

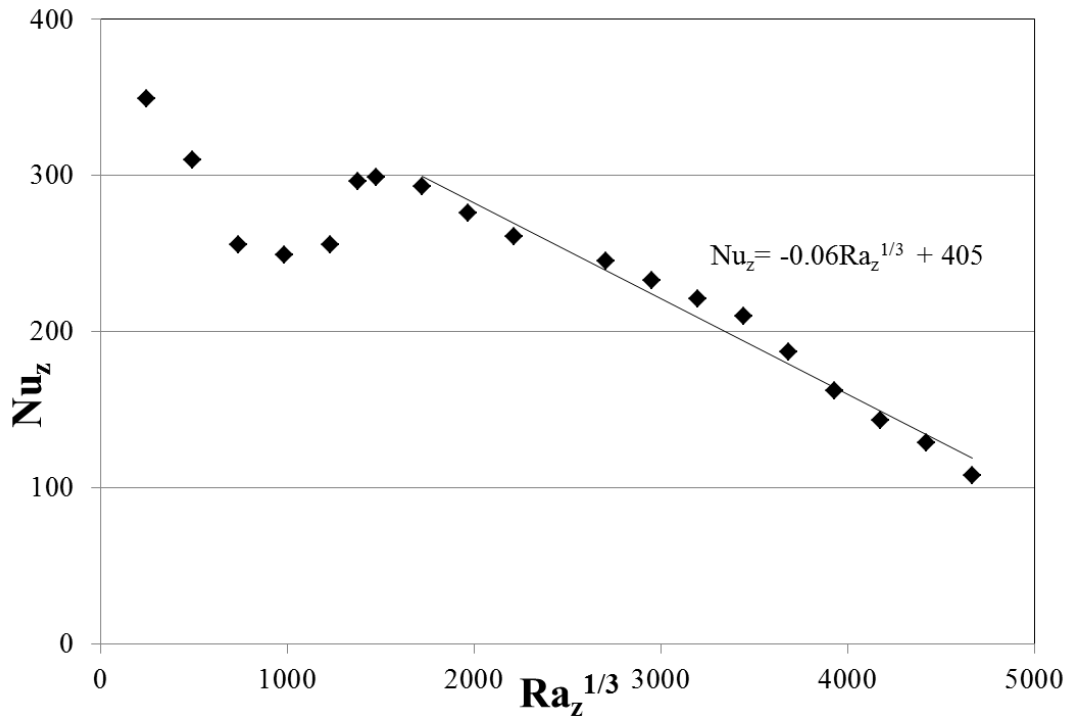


Figure 1-11 : Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh local pour un nombre de Rayleigh global de $1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

1.4.4 Et le numérique ?

Avec l'augmentation des puissances de calcul et le développement de nouvelles techniques de calcul pour la caractérisation de la turbulence en convection naturelle, on trouve de nombreux exemples de travaux numériques. On peut notamment citer [Xin et Le Quéré 1995] ou plus récemment [Trias *et al.* 2007, 2010] pour une résolution directe des équations de Navier-Stokes (DNS) et [Sergent 2000], [Peng et Davidson 2001, 2002], [Sergent *et al.* 2003] pour la simulation des grandes structures (LES).

L'étude de [Xin et Le Quéré 1995] porte sur des calculs de DNS en 2D pour un régime de convection naturelle turbulente dans une gamme de Rayleigh entre $6,4 \times 10^8$ et $1,0 \times 10^{10}$ dans une cavité de rapport de forme 4 possédant des parois horizontales adiabatiques, pour un nombre de Prandtl de 0,71. Dans le cas de parois haute et basse adiabatiques et de parois verticales isothermes, les couches limites verticales restent laminaires sur un peu plus de la moitié de cavité puis deviennent rapidement turbulentes. Le cœur de la cavité reste stratifié (paramètre de stratification >1) mais oscille à la fréquence de Brunt-Väisälä. Les transferts de chaleur suivent une loi en $Nu = 0,32 \times Ra^{1/4}$.

Un modèle mixte de diffusivité de sous maille a été réalisé par [Sergent *et al.* 2003] pour la LES. Les simulations ont été effectuées pour une cavité carrée atteignant un nombre de Rayleigh de 5×10^{10} [Joubert 2008] et donnent des résultats proches de ceux obtenus par DNS pour ces nombres de Rayleigh.

Quelques études sur l'écoulement de convection naturelle en cavité ont été réalisées par DNS en 3D. Parmi elles, une étude de [Salat *et al.* 2004] qui a été menée sur une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme vertical 4 pour deux rapports de formes transverses (profondeur/largeur) de 0,33 et 1. Le nombre de Rayleigh de cet écoulement était de $1,5 \times 10^9$. En comparant les résultats pour les deux profondeurs, il souligne le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen. En effet, le rapport de forme transverse n'a qu'un impact faible sur les profils moyens de vitesse et de température. En outre, les travaux de [Soria *et al.* 2004] pour une cavité de dimensions voisines de celles de [Salat 2004] montrent que les champs moyens de ces grandeurs sont essentiellement affectés par les effets tridimensionnels dans les coins de la cavité.

Une autre étude, de [Trias *et al.* 2007, 2010], en DNS-3D également, porte sur les écoulements de convection naturelle à très haut Rayleigh (10^{11}) pour une configuration proche de la cavité de grandes dimensions présentée dans ce manuscrit. Les parois horizontales sont adiabatiques et les parois verticales (avant/arrière), soumises à des conditions aux limites périodiques. La couche limite laminaire qui se forme au niveau des parois isothermes est alors déstabilisée par l'éjection de grosses structures vers le cœur de la cavité. Ces structures semblent être à l'origine de la présence d'ondes de gravité qui font osciller les isothermes du cœur. Les couches limites sont également déstabilisées par des ondes de type Tollmien-Schlichting qui accélèrent la transition de la couche limite vers la turbulence. Les transferts de chaleur obéissent à une loi en $Nu = 0,182 \times Ra^{0,275}$ (proche de $Ra^{1/4}$, observé pour les régimes turbulents).

Dans le cas d'une condition de parois conductrices, des modèles de sous maille dynamiques et de Smagorinsky ont été utilisés par [Peng et Davidson 2001], pour une approche LES-3D pour une cavité carrée et un nombre de Rayleigh de $1,5 \times 10^9$. En utilisant, pour les parois avant et arrière, des conditions périodiques, ils montrent que le cœur est animé d'un mouvement de faible amplitude et que l'écoulement est bien plus rapide au niveau du plancher que du plafond. Ils mettent également en évidence des zones de recirculation dans les coins de la cavité ainsi que le long des couches limites ; ces zones de recirculation sont de taille plus importante lorsque le nombre de Rayleigh augmente.

1.4.5 Couplage avec le rayonnement

Les températures considérées dans le cadre de la convection naturelle en cavité sont généralement de l'ordre de 300 K et les faibles écarts de température observés ont longtemps conduit à négliger les échanges radiatifs devant les échanges conductifs et convectifs. Néanmoins, des études récentes ont montré l'impact non négligeable du rayonnement sur les écoulements de convection naturelle [Velusamy *et al.* 2001, Sergent *et al.* 2013, Ibrahim *et al.* 2013] quel que soit le nombre de Rayleigh. Des études expérimentales ont également été menées pour étudier les effets du rayonnement [Bratis et Novotny 1974, Fusegi et Farouk

1989, Clergent 2000, Saury *et al.* 2011]. Ces études ont permis de mettre en évidence deux principaux cas de figures :

- le couplage convection-rayonnement de surface, où seuls les échanges radiatifs entre les surfaces internes de la cavité sont considérés.
- le couplage convection-rayonnement de surface et rayonnement volumique de gaz, où en plus du rayonnement de parois, le gaz est considéré comme un milieu participatif qui peut émettre et absorber du rayonnement.

Ces couplages, et notamment le couplage convection-rayonnement de surface, ont fait l'objet d'une étude qui s'est achevée en 2015, menée par Laurent Cadet, [Cadet 2015]. Son objectif était de développer un outil de simulations parallèles afin de déterminer l'impact du rayonnement sur les mécanismes de transfert mis en jeu, entre autres, au sein d'une cavité différentiellement chauffée de mêmes dimensions que celle présentée dans ce manuscrit. Parmi les résultats obtenus par [Cadet 2015], on peut noter :

- Pour le rayonnement de surface : une augmentation des échanges convectifs aux parois et un déclenchement plus précoce de la transition laminaire/turbulent lorsque l'émissivité des parois adiabatiques augmente. Il observe également une diminution de la stratification et une diminution du maximum de vitesse verticale.
- Pour le rayonnement volumique : l'impact est plus modéré. L'augmentation de la concentration en vapeur d'eau, qui contribue au rayonnement volumique, tend à diminuer les échanges convectifs aux parois horizontales et à retarder la transition laminaire/turbulent. Une diminution de la stratification au voisinage des parois horizontales et une accélération du fluide est également observée.

Comme on peut le voir avec ces quelques constats le rayonnement peut avoir un impact sur les échanges convectifs au niveau des parois et modifier la topologie de l'écoulement. C'est pourquoi, dans l'optique d'étudier uniquement les échanges par convection tout a été fait dans le cadre de notre étude pour minimiser les échanges radiatifs, notamment avec l'emploi de film basse émissivité ($\epsilon=0,10$) pour recouvrir les parois adiabatiques de la cavité.

1.5 Mesures couplées

En convection naturelle, la température et la vitesse sont deux grandeurs fortement couplées et c'est d'ailleurs une des motivations principales de l'étude présentée dans ce manuscrit. Il n'est alors possible d'accéder à des quantités turbulentes comme les flux thermiques turbulents $\rho c_p \langle v' \theta' \rangle$ qu'en enregistrant les signaux de vitesse et de température en même temps. L'accès aux flux turbulents nécessite donc l'acquisition simultanée et synchrone de la vitesse et de la température. C'est pourquoi des mesures synchrones de vitesse et de température ont été développées. Parmi les méthodes de mesures couplées on peut citer

l'association fil chaud/fil froid, qui n'est, néanmoins, pas applicable au cas de la convection naturelle car le fil chaud perturbe localement l'écoulement. Une méthode de mesures simultanées de vitesse et de température a été proposée par [Thole et Bogard 1994] pour calculer les flux de chaleur et les coefficients de corrélation sur le couplage entre la vitesse et la température. A cet effet, ils ont associé une méthode de Vélocimétrie Laser bidimensionnelle (LDV 2D) pour les mesures de vitesse et un fil froid de $0,64 \mu\text{m}$ de diamètre pour les mesures de température. Lors de ces mesures, le fil froid était placé à $0,3 \text{ mm}$ du volume de mesure LDV dans la couche limite thermique turbulente avec une vitesse d'écoulement libre de 8 m.s^{-1} . En 1995, [Wardana 1995] s'est intéressé à la corrélation entre la vitesse et la température dans une cheminée fortement chauffée en utilisant la LDV et un thermomètre à résistance. On peut souligner l'importance du couplage à l'aide des profils des coefficients de corrélation vitesse/température R_{v-t} et R_{u-t} , représentés figure 1-12, où u et v représentent les composantes verticale et horizontale de la vitesse et t la température. R_{u-t} peut atteindre 0,8 au voisinage direct de la paroi chauffée, $y/H \approx 0,01$ avec H la hauteur de la cheminée. En effet, c'est proche de la paroi chaude que les effets des forces de flottabilité, moteur du mouvement de convection naturelle, sont les plus importants. Il est donc naturel que la corrélation entre les deux signaux soit importante dans cette zone.

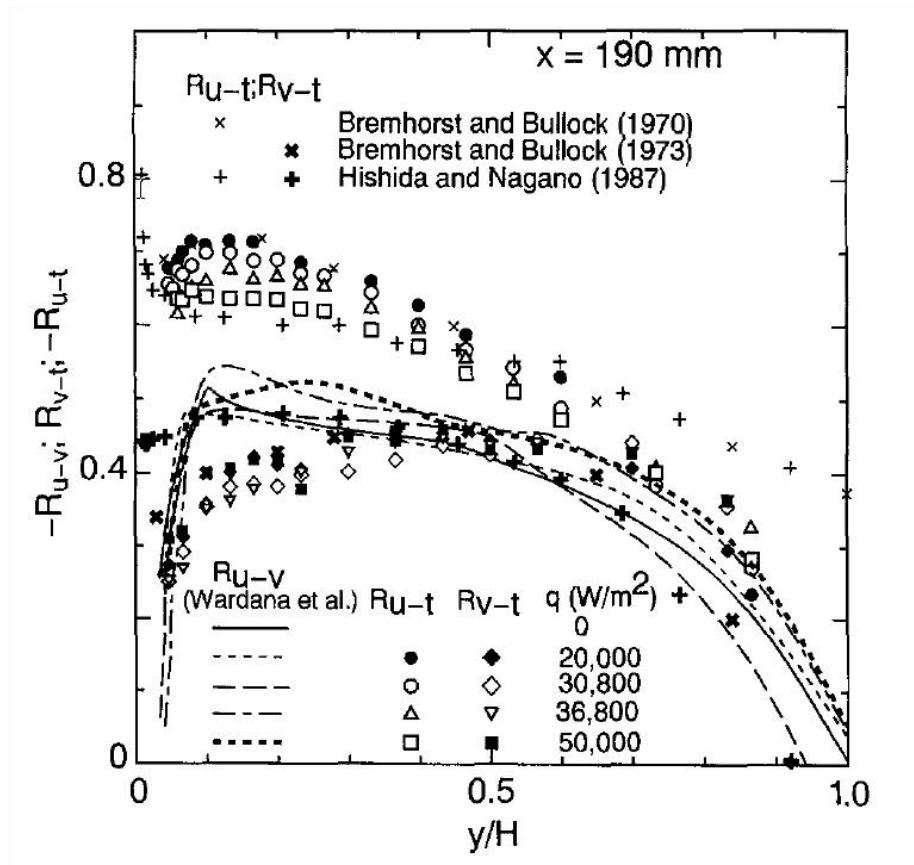


Figure 1-12 : Profils des corrélation des signaux de vitesse et de température obtenue dans une cheminée en convection naturelle [Wardana 1995].

[Pietri 2000] a également effectué des mesures couplées par LDA associées à un fil froid de $0,63\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre au sein d'un jet légèrement chauffé. Elle a ainsi pu établir, par exemple, des profils de diffusivité turbulente et de nombre de Prandtl turbulent en fonction du diamètre du jet. Ces quantités sont notamment intéressantes pour la modélisation de la turbulence. Cette technique (LDV+fil froid) a également été utilisée plus récemment par [Hirota 2010] pour mesurer des flux turbulents dans le cas d'un mélange d'un fluide chaud avec un fluide froid au travers d'une jonction en T.

En 2010, [Felis 2010] a aussi utilisé une mesure LDA mais associée à un thermocouple de type K de $25\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre dans un rideau d'air à double jet utilisé pour le confinement de la chaleur en cas d'incendie dans un tunnel. Une autre approche de mesure a été développée par [Hu 2004] dans le sillage d'un cylindre par méthode optique (Molecular Tagging Velocimetry and Thermometry, i.e. MTV&T). Des molécules phosphorescentes ont été utilisées comme traceurs pour la vitesse et la température et, bien que cette étude a été réalisée dans un écoulement d'eau, cette méthode fait intervenir des particules plus petites que pour la PIV. Néanmoins, aucune référence concernant l'utilisation de cette technique en convection naturelle turbulente n'a été trouvée dans la littérature.

Enfin une étude récente particulièrement détaillée, menée par [Germain 2015], propose de coupler des mesures de champs vitesse par PIV et de champs de température par Fluorescence Plane Induite par Laser (PLIF) appliquée à un écoulement de convection mixte. La PLIF repose sur la dépendance de la fluorescence du traceur (ici l'acétone) à la température du milieu. L'avantage d'une telle méthode étant bien évidemment l'acquisition de champs de température et non de mesures locales comme celles fournies par thermocouple ou fil froid. Néanmoins, des limites, notamment liées au traceur de la température, émergent rapidement de cette technique. En effet, la dangerosité de l'acétone limite les études à de petits volumes ce qui est donc incompatible avec les dimensions de la cavité étudiée ici ($\approx 4\text{ m}^3$). De plus, la sensibilité liée à la superposition des deux nappes laser rend cette méthode difficilement adaptable à notre cas en raison des accès limités vers l'intérieur de la cavité.

1.6 Détection de structures

Les écoulements turbulents sont caractérisés par la présence de structures tourbillonnaires de toutes tailles. Pour décrire l'écoulement il peut être intéressant de connaître la topologie de ces structures (forme, taille, nature...). Nous allons parcourir différents moyens de détection de ce genre de structures.

Un tourbillon peut être défini, en première approche, comme le mouvement de rotation de particules autour d'un même centre, [Lugt 1983]. Cette définition passe néanmoins sous silence le transport de cette structure par convection. De plus, il n'y a pas forcément

équivalence entre le minimum local de pression et la structure tourbillonnaire, [Jeong et Hussain 1995]. La vorticité que l'on définit en 2D par :

$$\vec{\omega} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \vec{x}$$

qui est le rotationnel du vecteur vitesse, apparaît comme un choix naturel pour l'indentification de tourbillons. Cette quantité a toutefois l'inconvénient de ne pas permettre la distinction entre l'enroulement des zones tourbillonnaires et l'étirement des zones de cisaillement [Jeong et Hussain 1995, Kida et Miura 1998 et Cuticore *et al.* 1999]. Un autre critère est alors proposé par [Jeong et Hussain 1995] utilisant le tenseur $\Omega^2 + S^2$, où Ω est la partie antisymétrique du tenseur du gradient de vitesse et S , sa partie symétrique. Ce tenseur est symétrique et réel par construction, il est donc diagonalisable et à valeurs propres (λ_1 , λ_2 et λ_3) réelles. En considérant les valeurs propres rangées dans l'ordre décroissant, les structures tourbillonnaires sont alors déterminées comme étant les zones où les deux premières valeurs propres sont négatives, soit $(\lambda_1 \leq) \lambda_2 \leq 0$. La valeur propre λ_2 s'exprimant en 2D dans le plan $(\vec{y}, \vec{z})$ avec les composantes du gradient de vitesse [Ismail 2004] :

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}.$$

Un autre critère utilisant les parties antisymétrique et symétrique du tenseur gradient de vitesse a été proposé par [Hunt *et al* 1988]. Ce critère est défini de la manière suivante : $Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2)$ où $\|\Omega\|^2 = tr({}^t\Omega \cdot \Omega)$. Il identifie les tourbillons en considérant les zones de l'écoulement où le tenseur de rotation, Ω , est prépondérant. Ce critère, dont le calcul sera détaillé au paragraphe 3.4.2.1, s'exprime de la manière suivante :

$$Q = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right).$$

On pourra noter qu'en 2D, on obtient la relation $Q = -\lambda_2$ grâce à l'équation de continuité ($\vec{\nabla} \vec{v} = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$ en 2D). Ainsi les valeurs positives de ce critère identifient des zones tourbillonnaires de l'écoulement et leurs centres correspondent aux valeurs maximales de Q .

Plus récemment, une méthode reposant essentiellement sur la géométrie de l'écoulement a été proposée par [Michard et Favelier 2004] et [Graftieaux *et al.* 2001]. Cette technique consiste à calculer le moment angulaire Γ_1 des particules de l'écoulement en un point P quelconque du référentiel. Le moment Γ_1 s'exprime alors :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{A} \int_{M \in A} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge \vec{v}(M)) \cdot \vec{n}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\vec{v}(M)\|} dA$$

où A est la surface d'interrogation, M est un point de A , $\vec{n}$ est le vecteur normal au plan de mesure et $\vec{v}(M)$ la vitesse au point M . Cette méthode peut être améliorée en calculant le moment angulaire Γ_2 des particules en un point fixe afin de considérer un référentiel galiléen. On peut alors écrire :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{A} \int_{M \in A} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge (\vec{v}(M) - \vec{v}(P))) \cdot \vec{n}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\vec{v}(M) - \vec{v}(P)\|} dA$$

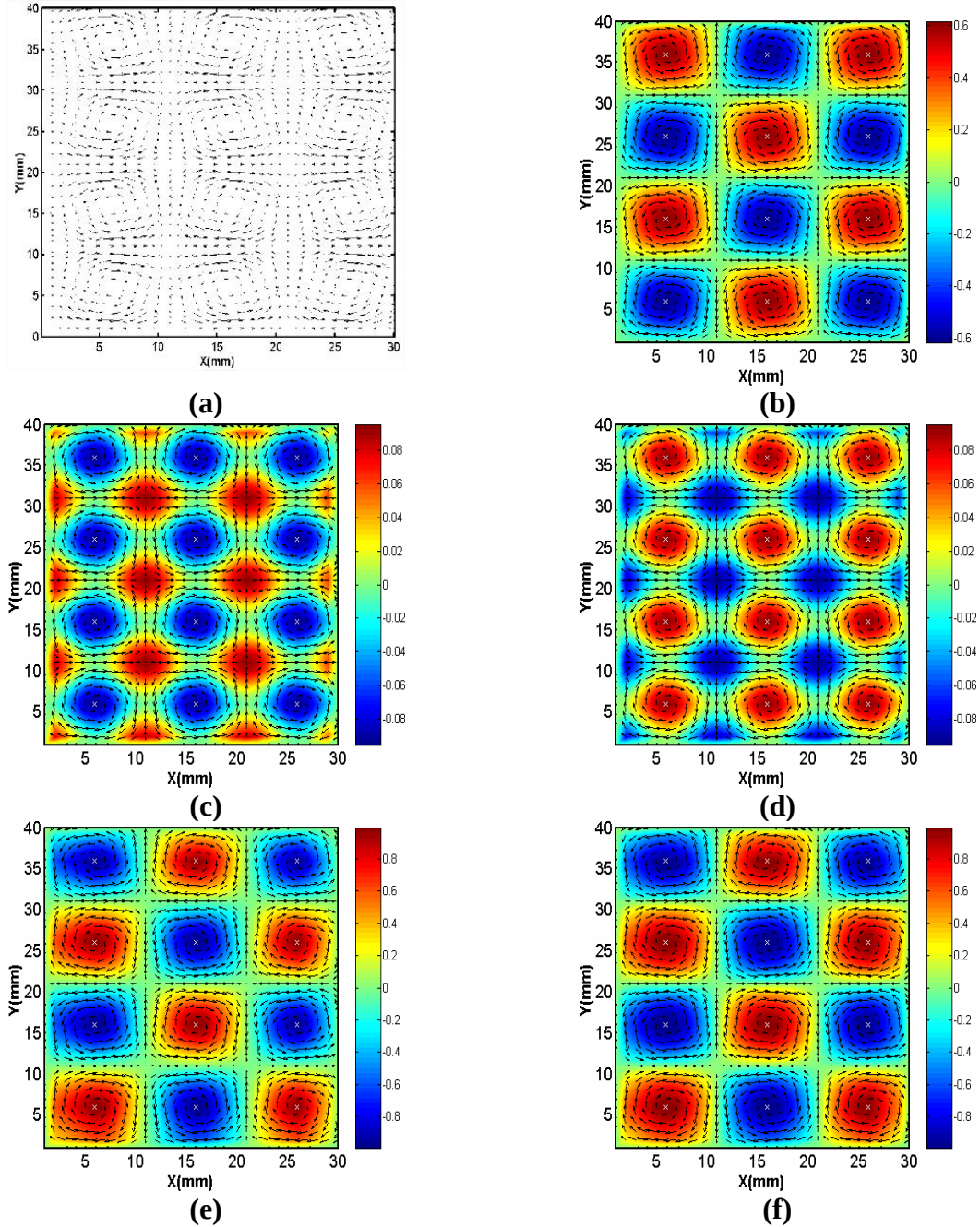


Figure 1-13 : Champ de vitesse étudié par [Ismail 2006] (a) et détection de structures cohérentes par calcul du maximum de vorticité (b), du critère λ_2 (c), du critère Q (d), et des critères Γ_1 (e) et Γ_2 (f) pour le champ de vitesse (a).

On peut citer, enfin, une étude comparative menée par [Ismail *et al.* 2006] entre les différentes techniques d'identification. La figure 1-13 représente un champ de vitesse fictif présentant des zones d'enroulement et des zones d'étirement (a) ainsi que la vorticité (b) et les critères λ_2 (c), Q (d), Γ_1 (e) et Γ_2 et (f). On constate que dans ce cas simple (champ stationnaire) la vorticité et les critères Γ_1 et Γ_2 donnent des résultats semblables où l'on peut distinguer la limites des structures tourbillonnaires, ainsi que leur sens d'enroulement grâce au signe des critères. Le champ étant construit pour être bidimensionnel, on retrouve bien la relation $Q = -\lambda_2$. Le signe de ces deux critères indique si la structure correspond à un enroulement ($Q > 0$ et $\lambda_2 < 0$) ou à un étirement ($Q < 0$ et $\lambda_2 > 0$).

1.7 Conclusion

Après un rappel des paramètres caractéristiques et des équations générales du mouvement de convection naturelle thermique, une description du cheminement de l'écoulement en CDC depuis un régime laminaire vers la turbulence est donnée. Ce cheminement dépend notamment du rapport de forme de la cavité et du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de la cavité. La topologie de l'écoulement ainsi que les corrélations existantes pour la cavité présentée dans la suite de ce manuscrit, entre le nombre de Rayleigh, caractérisant l'écoulement de convection, et le nombre de Nusselt, quantifiant les échanges convectifs avec les parois isothermes de la cavité, ont ainsi pu être rappelées. Ce type de cavité fait évidemment l'objet d'études numériques par différentes approches (calcul direct ou modélisation) en intégrant ou non les transferts par rayonnement avec lesquelles les résultats expérimentaux pourront être comparés. Une revue non exhaustive des méthodes de synchronisation des mesures de vitesse et de température a permis de faire état des techniques existantes. Cela permet d'appréhender les contraintes induites par ce type d'écoulement et mieux comprendre le choix des systèmes de mesure qui seront détaillés par la suite. Enfin, différentes méthodes de détections de structures cohérentes au sein d'un écoulement ont été décrites et se révèlent équivalentes dans le cadre de l'étude proposée dans la suite.

Le contexte étant placé, le cadre plus spécifique de la CDC de grandes dimensions qui fait l'objet de cette thèse ainsi que les moyens mis en œuvre pour les mesures synchrones de vitesse et de température vont être détaillés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL / METROLOGIE

SOMMAIRE

2.1	Introduction	34
2.2	La cavité différentiellement chauffée	34
2.2.1	Parois isothermes.....	35
2.2.2	Parois adiabatiques	36
2.2.3	Les aspects radiatifs	39
2.3	Métrologie	39
2.3.1	Mesure de vitesse par PIV	39
2.3.2	Mesures de température	44
2.3.3	Mesures synchrones de vitesse et température.....	47
2.4	Conditions aux limites	51
2.4.1	Parois adiabatiques verticales.....	53
2.4.2	Parois adiabatiques horizontales	60
2.5	Conclusion	65

2.1 Introduction

La présente étude fait suite aux projets interdisciplinaires du CNRS : COCORAPHA (COuplage CONvection RAYonnement Pour l'HABitat) entre 2004 à 2006, COCORACOPHA (COuplage CONvection RAYonnement CONdensation Pour l'HABitat) et COCORACOPHA 2 entre 2010 et 2013, pour lesquels une cavité de grandes dimensions (4 m^3) a été construite. Les écoulements de convection naturelle rencontrés dans l'habitat atteignent des régimes turbulents que l'on peut caractériser par un nombre de Rayleigh élevé, de l'ordre de 10^{11} . La cavité différentiellement chauffée mise en place en 2006 au sein de l'axe COST du département Fluides, Thermique et Combustion de l'institut PPRIME, aux dimensions hors normes – 4 m de hauteur pour une section carrée d'1 m de côté – permet d'atteindre ces régimes tout en respectant l'approximation de Boussinesq [Gray et Giorgini 1976]. A titre d'exemple, un écart de température de 20°C , qui sera l'écart maximum étudié lors de ces travaux, permet d'obtenir un écoulement de convection naturelle turbulente avec un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11} \pm 0,05$.

2.2 La cavité différentiellement chauffée

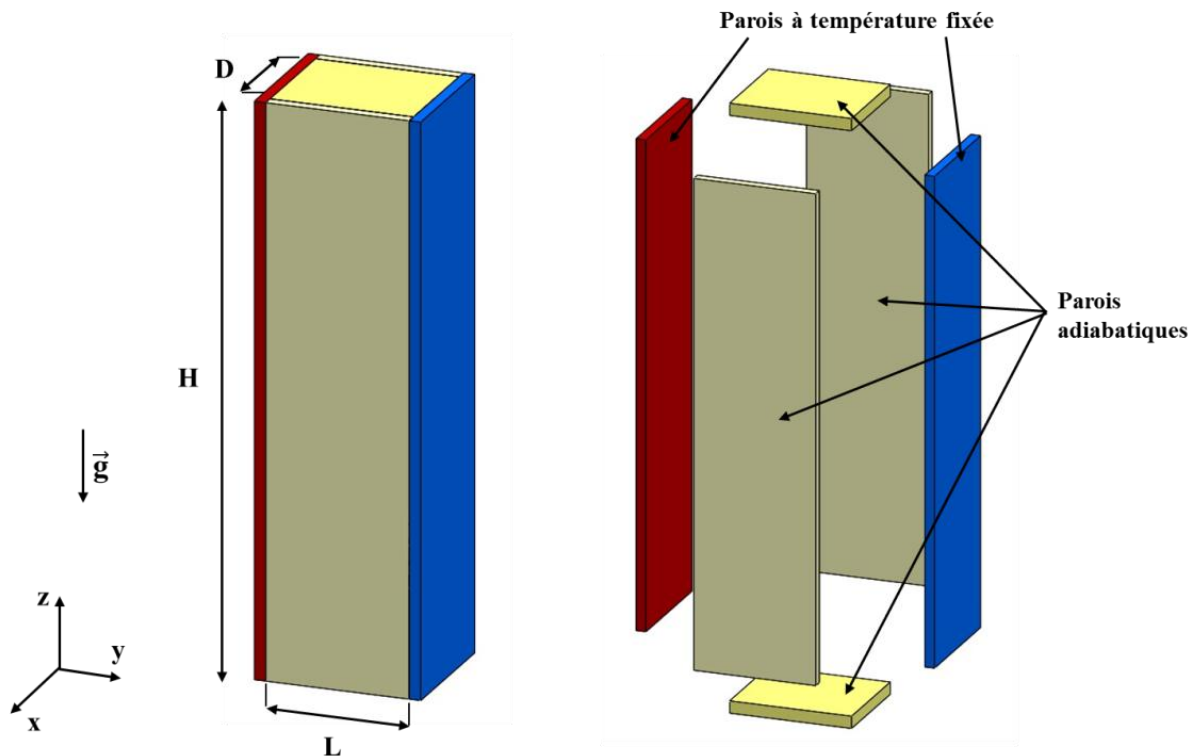


Figure 2-1 : Schéma d'une cavité différentiellement chauffée.

Une cavité différentiellement chauffée est une enceinte fermée possédant deux parois dont la température ou le flux sont fixés et quatre parois adiabatiques (voir figure 2-1). La cavité utilisée pour cette étude est constituée de deux parois isothermes, de 4 m de haut et 1,02 m de large disposées l'une en face de l'autre à 1 m d'écart. Entre ces parois s'emboîtent des

panneaux d'isolant en Styrodur® qui forment les parois adiabatiques. Les dimensions internes du parallélépipède ainsi formé sont alors de 3,84 m de hauteur, 1 m de largeur et 0,86 m de profondeur. Les parois internes ont une faible émissivité pour limiter les transferts par rayonnement.

2.2.1 Parois isothermes

L'écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée est piloté par l'écart de température entre les deux parois isothermes. Il est donc nécessaire de bien maîtriser la régulation de leur température afin qu'elle soit la plus homogène et stable possible.

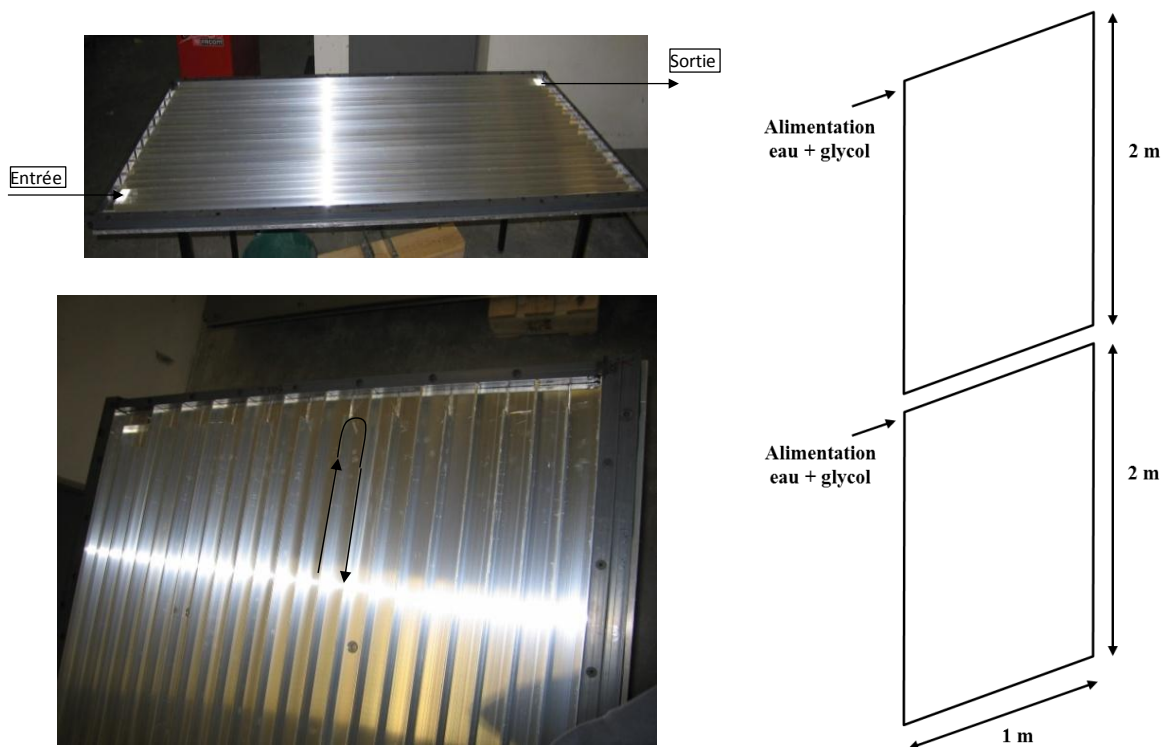


Figure 2-2 : Photographie de l'intérieur des échangeurs constituant les parois actives [Rouger 2009].

Chaque paroi isotherme est composée d'un assemblage de deux échangeurs $2 \times (2 \text{ m} \times 1 \text{ m})$ réalisés avec des plaques de duraluminium de conductivité thermique $\lambda = 134 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et d'émissivité $\varepsilon = 0,15$ (figure 2-2). Ces échangeurs possèdent un circuit d'eau glycolée en serpent, maintenue en température à l'aide de deux cryothermostats. Ils permettent une régulation du fluide en température à $0,1^\circ\text{C}$ près. Pour limiter les pertes de charges, les deux échangeurs sont alimentés en parallèle. Il y a donc deux entrées de fluide, en haut et au milieu de la cavité. Le montage a nécessité une précaution particulière quant au positionnement des parois pour maintenir la verticalité et le parallélisme entre ces dernières [Rouger 2009].

Six thermocouples ont été disposés sur la face externe des parois chaude et froide pour s'assurer que la température soit transmise sur toute la hauteur des échangeurs. Le volume de fluide à déplacer pour une paroi est de $0,16 \text{ m}^3$, réparti sur les deux échangeurs. La présence

d'une bulle d'air dans le circuit peut causer localement des écarts de température que l'on peut éviter à l'aide des purges. C'est pourquoi chaque température depuis l'entrée jusqu'à la sortie des échangeurs est enregistrée en continu avec une fréquence de 1/60Hz (une mesure par minute) afin de vérifier la stabilité de leur évolution.

2.2.2 Parois adiabatiques

L'écart de température étant fixé par les parois actives, les autres faces de la cavité doivent respecter une condition d'adiabaticité. Afin de limiter au mieux le flux transmis, ces parois sont réalisées en matériau isolant de faible conductivité thermique. En outre, les faces intérieures sont recouvertes d'un film aluminisé de basse émissivité pour limiter les transferts par rayonnement. De plus, les températures chaude, T_c , et froide, T_f , sont choisies de telle sorte que $\frac{T_c + T_f}{2}$ soit égal à la température ambiante afin de limiter les pertes vers l'environnement.

2.2.2.1 Parois avant et arrière

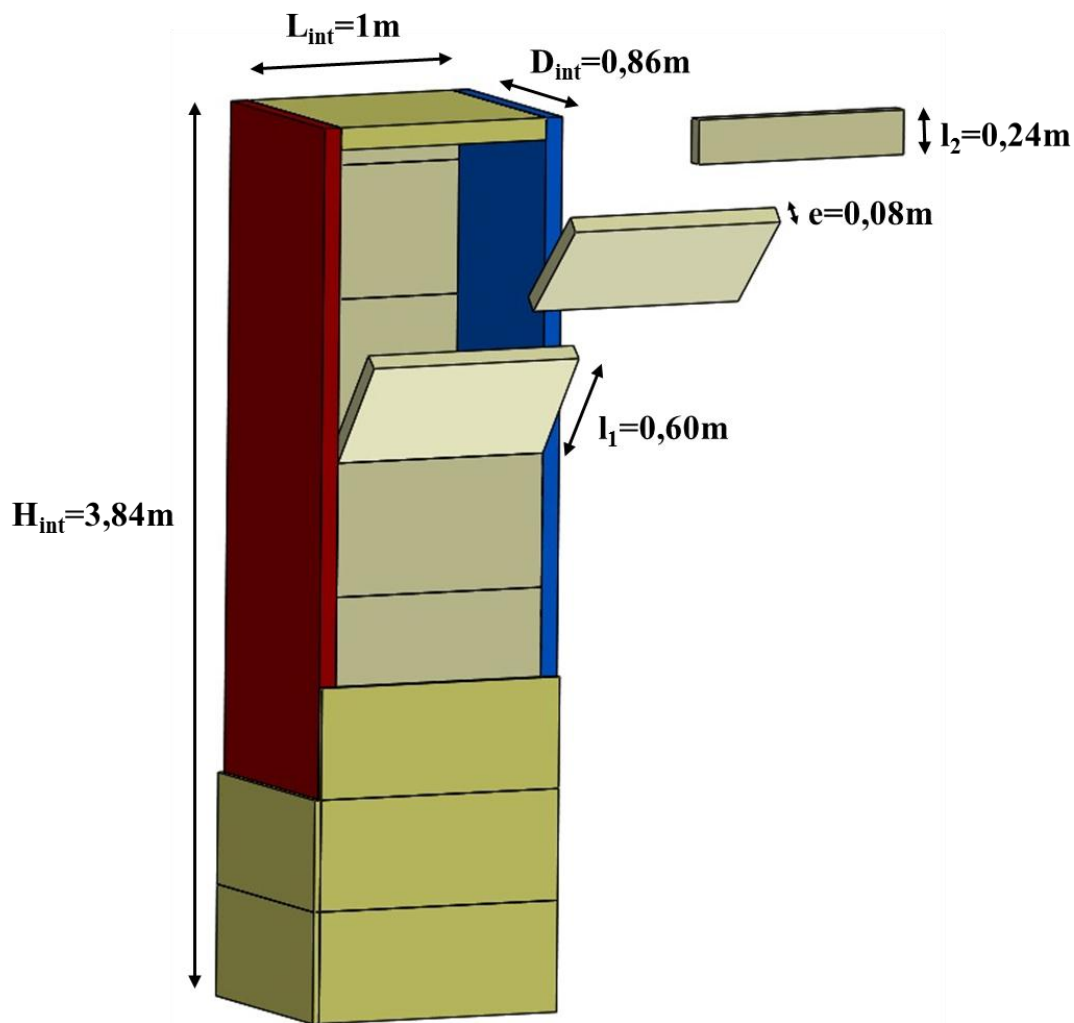


Figure 2-3 : Schéma semi éclaté simplifié de la disposition des panneaux d'isolant.

Les parois avant et arrière sont constituées d'un assemblage de six panneaux de Styrodur® de faible conductivité thermique $\lambda=0,032 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et de masse volumique $\rho=33 \text{ kg/m}^3$. Ces panneaux ont une hauteur de 60 cm, une longueur de 1 m et une épaisseur de 8 cm. Ils sont emboîtés les uns dans les autres grâce à un système de bouvetage. Un panneau de 24 cm de hauteur, vient terminer la paroi de la cavité. Ces panneaux sont insérés entre les échangeurs chaud et froid et l'étanchéité du montage est assurée par du joint mousse d'épaisseur initiale 5 mm. La face interne des panneaux a été recouverte d'un film de Mylar® de faible émissivité ($\varepsilon=0,10$), d'une épaisseur de 40 μm .

La figure 2-3 décrit l'assemblage des parois passives de la cavité, notamment la manière dont sont insérés les panneaux entre les échangeurs. Enfin, une « surcouche » de panneaux de Styrodur® de 3 cm d'épaisseur recouvre à la fois les parois isothermes et adiabatiques de la cavité.

2.2.2.2 Parois horizontales

Le plancher de la cavité est composé d'un panneau de Styrodur® de section carrée d'1 m de côté et 8 cm d'épaisseur. Il est recouvert de film Mylar® et est maintenu entre les deux échangeurs à l'aide d'une planche de contre-plaqué fixée dans les montants des parois actives.

Le plafond est constitué d'une mousse de polyuréthane de 10 cm de mousse et de conductivité thermique $\lambda=0,032 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, fixée à une planche de contre-plaqué de 20 mm d'épaisseur venant reposer sur les profilés soutenant les échangeurs. Suivant les mesures à réaliser dans la cavité, le plafond a été adapté afin de permettre le passage de la métrologie. Ainsi :

- *Pour les mesures couplées de vitesse et de température dans le plan vertical médian*

Afin de réaliser les mesures couplées en vitesse et température, la mousse de polyuréthane est divisée en trois blocs espacés de 20 mm de sorte à former deux fentes étanches (voir figure 2-4). La première se trouve dans le plan médian de la cavité afin de laisser passer la nappe laser utilisée pour la mesure de PIV. Elle est fermée sur la face interne par une langue de verre de 6 mm d'épaisseur. La seconde fente, également de 20 mm de large, est située à 160 mm derrière la première. Celle-ci permet l'insertion de la canne de thermocouple à travers un guide coulissant, qui maintient l'étanchéité de la cavité. La canne est coudée (voir le paragraphe 2.3.2) pour amener le thermocouple au voisinage du plan médian de la cavité et donc de la nappe laser lors de la réalisation des mesures couplées.

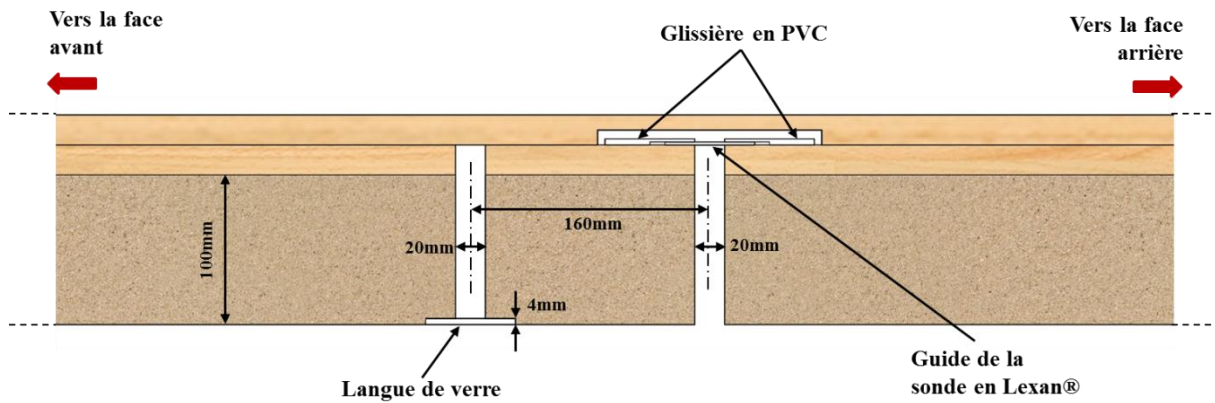


Figure 2-4 : Représentation latérale du plafond de la cavité réalisé pour les mesures couplées.

- Pour les mesures de PIV dans des plans horizontaux

Des mesures de vitesse ont été réalisées dans le plan horizontal. Pour cela, on a assemblé un autre plafond muni d'un hublot, pouvant être déplacé sur la largeur de la cavité (figure 2-5). Le hublot est formé de bloc de Styrodur® évidé sur une ouverture carrée de $160 \times 160 \text{ mm}^2$. Une vitre de 4 mm d'épaisseur est insérée dans cette ouverture pour permettre les acquisitions vidéo à l'aide de la caméra rapide. Il peut être déplacé sur la largeur de la cavité grâce à un arrangement de blocs de Styrodur® amovibles de différentes tailles qui permettent ainsi d'ajuster la position du hublot.

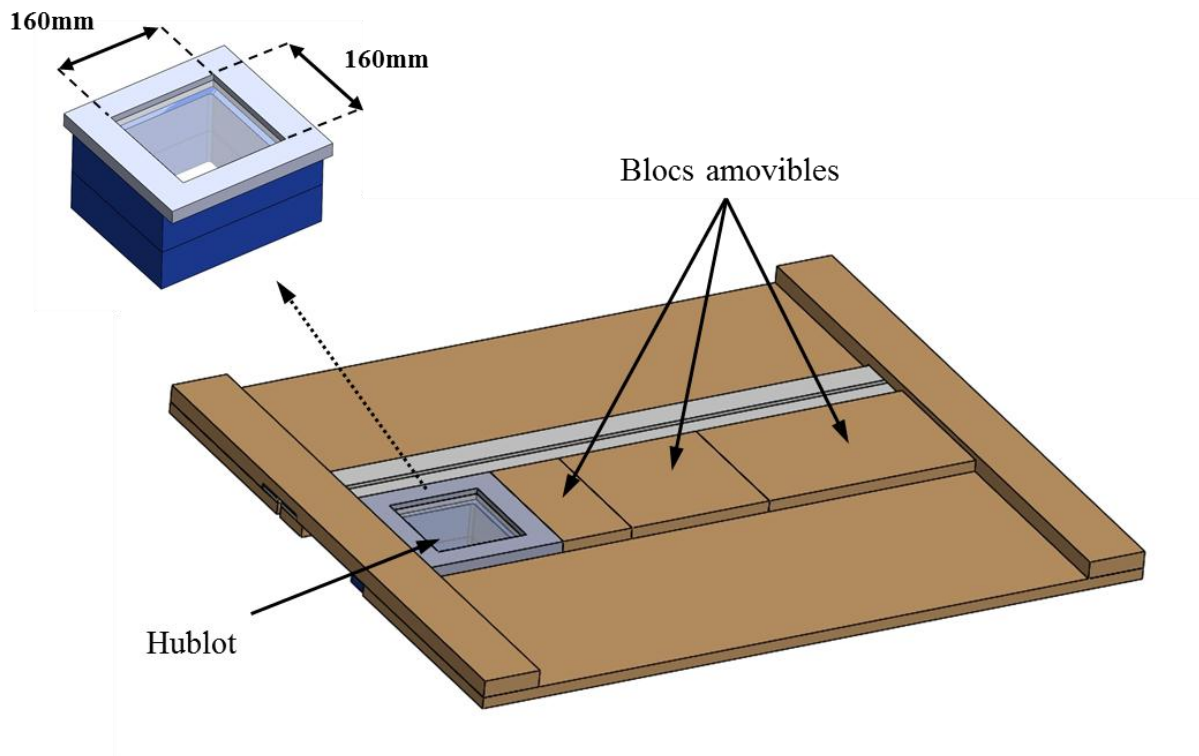


Figure 2-5 : Représentation du plafond de la cavité réalisé pour les mesures de champs de vitesse horizontaux.

2.2.3 Les aspects radiatifs

Il convient de rappeler que toutes les précautions ont été prises pour limiter les effets radiatifs internes. Les parois isothermes en duraluminium ont une émissivité de 0,15 et toutes les surfaces internes des parois adiabatiques sont recouvertes de film Mylar® de basse émissivité, $\epsilon=0,10$. Néanmoins, ces échanges ne sont pas totalement annulés et une évaluation du terme source radiatif est proposée dans la partie 3.4.4.3.

2.3 Métrologie

2.3.1 Mesure de vitesse par PIV

2.3.1.1 Principe de la mesure

La PIV (Particle Image Velocimetry) est une méthode optique et non intrusive de mesure de vitesse qui repose sur la diffusion de la lumière par des particules en mouvement. Le principe est d'enregistrer à deux instants distincts une image du champ de particules mues par l'écoulement étudié. Si l'on peut identifier une même particule sur les images, on peut donc mesurer la distance qu'elle a parcourue et calculer sa vitesse connaissant l'intervalle de temps entre les deux acquisitions. Il est possible de procéder ainsi pour tous les couples de particules identifiées. De cette manière on obtient une représentation du champ de vitesse de l'écoulement en découpant l'image en fenêtres d'interrogation dans lesquelles sont calculées des corrélations sur l'intensité lumineuse réfléchie par les particules éclairées.

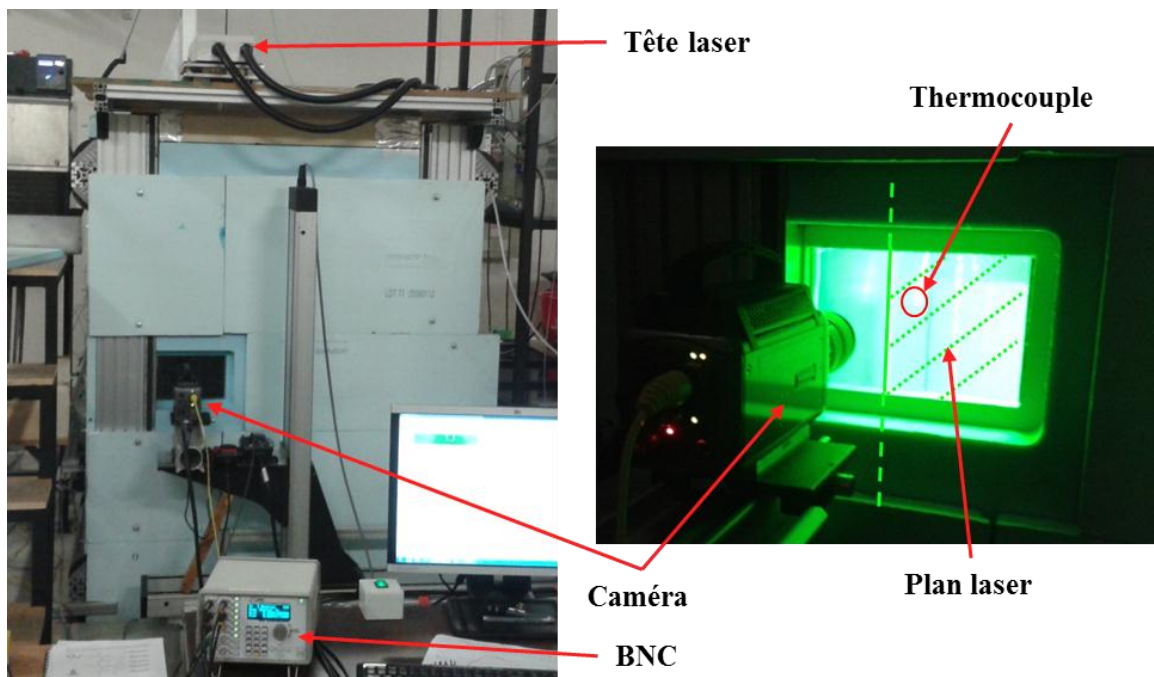


Figure 2-6 : Vue de face de la moitié supérieure de la cavité (gauche) et de la fenêtre permettant l'acquisition des mesures à l'aide de la caméra CCD.

La chaîne utilisée pour cette étude (figure 2-6) est composée d'un laser Litron (Nd-YAG) de 2×50 mJ, pulsé à 100 Hz, d'un générateur de fumée ensemençant l'écoulement de particules d'huile de paraffine (Ondina Shell 919®, $\rho_{15^\circ C} = 856 \text{ kg/m}^3$, indice de réfraction à $20^\circ C$ de 1,4695) sublimée de quelques micromètres de diamètre et d'une caméra Phantom v9.2 munie d'un capteur de 1632×1200 pixels avec une résolution de 8 bits par pixel et équipée d'un objectif macro de 105 mm de distance focale et d'ouverture maximale de 2,8. La tête du laser est installée sur une plate-forme dont il est possible de régler l'inclinaison en « roulis » et en « tangage ». La verticalité de la nappe laser a été effectuée au fil à plomb.

Les mesures de vitesse sont acquises dans le plan vertical médian de la cavité à différentes cotes à travers une vitre de 10 cm de hauteur, 15 cm de longueur et 4 mm d'épaisseur, encastrée sur le côté le plus court d'un des panneaux de Styrodur®. Cela permet de prendre des mesures au niveau de la couche limite chaude (dans la configuration de la figure 2-6) ou de la couche limite froide en faisant pivoter le panneau de 180° . Un autre panneau muni d'une vitre encastrée sur le côté long permet de faire des acquisitions à mi largeur. Lorsque l'ensemencement de la cavité est suffisamment homogène, les particules d'huile sont illuminées par la nappe laser et un doublet d'images est acquis par la caméra rapide avec un temps Δt interframes de 2 ms. La taille des fenêtres d'interrogation (32×32 en général) est ensuite fixée en fonction, entre autres, du temps Δt , du diamètre de l'objectif et de la vitesse des particules pour calculer les corrélations croisées comme on peut le voir sur la figure 2-7, qui résume le processus de la mesure. Les doublets d'images sont alors enregistrés à une fréquence pouvant aller jusqu'à 100 Hz (50 Hz en général ici). Ces images sont ensuite analysées pour déterminer le vecteur vitesse moyen des particules ayant séjournées dans le volume de mesure (taille de la fenêtre d'interrogation par l'épaisseur de la nappe laser, $\approx 0,85 \times 0,85 \times 1 \text{ mm}^3$).

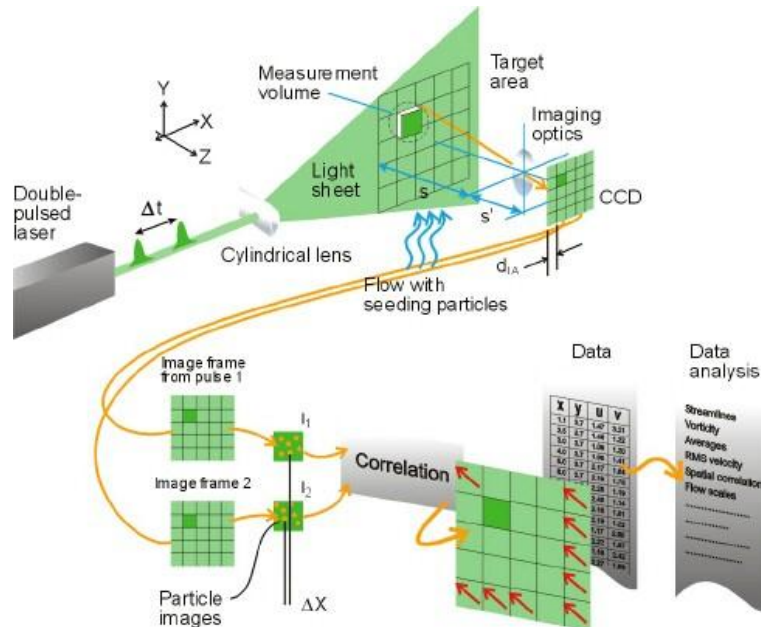


Figure 2-7 : Processus de calcul d'un champ de vitesse par PIV [source : [Dantec](#)].

2.3.1.2 Paramètres

Plusieurs approches ont été utilisées pour le calcul des champs de vitesse à partir des images de PIV. En fonction de la zone de mesure (présence ou non de gradients de vitesse importants), des inter-corrélations directes ont été calculées sur des fenêtres de 32×32 pixels ou des corrélations « adaptatives » sur des fenêtres d'interrogation initiales de 64×64 pixels et finales de 32×32 ou 16×16 pixels. Un recouvrement de 50 % des zones d'interrogation est appliqué dans les deux cas. Lors de la corrélation adaptative, le calcul de la vitesse se fait sur des fenêtres d'interrogation larges dans un premier temps, sur lesquelles un vecteur vitesse est déterminé. Une deuxième passe est ensuite réalisée sur des fenêtres de tailles inférieures en utilisant le vecteur de prédiction, calculé précédemment, pour optimiser la recherche sur cette nouvelle taille de fenêtre, voir [Boutier 2012]. Ce processus est répété jusqu'à atteindre la taille de fenêtre finale. Le choix de la taille finale des fenêtres d'interrogation dépend de la vitesse de l'écoulement lors de la mesure et du temps inter-image. En effet, pour obtenir une information acceptable sur la vitesse, une particule illuminée doit se déplacer dans une certaine mesure à l'intérieur de la fenêtre d'interrogation sans la quitter (voir 2.3.1.3). On obtient alors un vecteur vitesse moyen par fenêtre d'interrogation. Enfin, le temps entre les deux nappes laser, et donc entre deux images, a été réglé sur 2 ms, ce qui correspond au temps d'intégration du thermocouple pour la mesure de température. Le temps de traitement d'un point de mesure est également un paramètre important à prendre en compte. En effet, pour les mesures couplées de vitesse et température, la mémoire de la caméra, de 12 Gb, permet de stocker 6000 doublets d'images par point de mesure, à une fréquence de 25 Hz, soit une acquisition de 4 min. En réalisant un calcul avec les grandeurs de référence (détaillées en 3.1.2), on trouve un temps de référence égal à 2 s donc bien inférieur à la durée d'acquisition. Les images doivent ensuite être transférées vers l'unité centrale pour y être analysées (corrélations).

Remarque : Ces deux étapes ont des durées allant, respectivement, de 20 à 30 min et de 30 à 40 min. En tenant compte du temps de déplacement de la sonde, chaque point de mesure couplée nécessite 60 à 80 min. Sachant qu'un profil comporte entre 30 et 40 points, son acquisition complète dure au minimum 30h.

2.3.1.3 Précision de mesure

L'estimation de l'erreur de l'acquisition d'un champ de PIV n'est pas aisée. Néanmoins, il est possible d'apporter quelques éléments de réflexion quant à son calcul. D'après [Raffel 2007], on peut distinguer deux types d'erreur : une erreur systématique et une erreur résiduelle. L'erreur systématique tient compte de l'adéquation entre la méthode d'inter-corrélation choisie pour l'analyse et le champ PIV étudié. Cette erreur peut être réduite de manière drastique par un choix judicieux de la méthode d'analyse. La seconde erreur, résiduelle, peut être décomposée en une erreur de biais et une erreur aléatoire.

$$\varepsilon_{totale} = \varepsilon_{biais} + \varepsilon_{aléatoire} \quad (2-1)$$

L'erreur de biais, portant sur la position du pic de corrélation, peut être estimée au dixième ou au vingtième de pixel d'après [Raffel 2007]. Enfin, l'erreur aléatoire est due à la dispersion de la mesure. On peut l'estimer en observant la convergence des moments statistiques d'ordre 1 à 4. On prend pour cela la composante verticale de la vitesse adimensionnée W^* , pour un point de mesure aux positions adimensionnées $Z^* = \frac{z}{H} = 0,75$ et $Y^* = \frac{y}{H} = 0,002$, dans la couche limite chaude pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$. La figure 2-8 présente les écarts mesurés et estimés entre les grandeurs statistiques suivantes : la moyenne notée $\langle \cdot \rangle$, l'écart type noté σ , la dissymétrie notée S et l'aplatissement noté F , pour $N_{max} = 6000$ échantillons à 25 Hz et pour $n < N_{max}$ échantillons. Le nombre maximum d'échantillons est limité par la capacité de stockage de la caméra. Dans le cadre des mesures couplées de vitesse et température, les images ont été redimensionnées dans la mesure où la zone d'étude se trouve au voisinage du fil du thermocouple. Cela a permis de passer d'un stockage maximum de 3197 images, pour les champs complets, à 6000 images pour les champs en mesures couplées. L'estimation de l'écart avec la moyenne (2-2b) et avec l'écart type (2-3b) peut tenir compte ou non de la corrélation r , entre deux mesures successives [Paranthoën 1972, Lalizel 2004]. On note T_e , la période d'échantillonnage du signal. L'indice N_{max} indique que la grandeur statistique est calculée sur le nombre total d'échantillons et l'indice n indique que la grandeur est calculée sur un nombre $n < N_{max}$.

L'écart à la moyenne en tenant compte ou non de la corrélation entre les échantillons vaut alors :

$$\langle \langle W_{N_{max}}^* \rangle - \langle W_n^* \rangle \rangle \approx \frac{\sigma_n}{\sqrt{n}} \quad (\text{cas non corrélé}) \quad (2-2a)$$

$$\langle \langle W_{N_{max}}^* \rangle - \langle W_n^* \rangle \rangle \approx \frac{\sigma_n}{\sqrt{n}} \left(1 + \sum_{k=1}^{n-1} 2 \frac{n-k}{n} r(kT_e) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{cas corrélé}) \quad (2-2b)$$

L'écart à l'écart type est estimé par :

$$\langle \sigma_{N_{max}} - \sigma_n \rangle \approx 1,65 \frac{2}{n-1} \quad (\text{cas non corrélé}) \quad (2-3a)$$

$$\langle \sigma_{N_{max}} - \sigma_n \rangle \approx 1,65 \left(\frac{2}{n-1} + \frac{4}{(n-1)^2} \sum_{k=1}^{n-1} (n-k) r^2(kT_e) \right) \quad (\text{cas corrélé}) \quad (2-3b)$$

Pour l'écart à la dissymétrie :

$$\langle S_{N_{max}} - S_n \rangle \approx \frac{6,4}{\sqrt{n-1}} \quad (\text{cas non corrélé}) \quad (2-4)$$

On estime l'écart à l'aplatissement par :

$$\langle F_{N_{max}} - F_n \rangle \approx \frac{6}{\sqrt{n-1}} \quad (\text{cas non corrélé}) \quad (2-5)$$

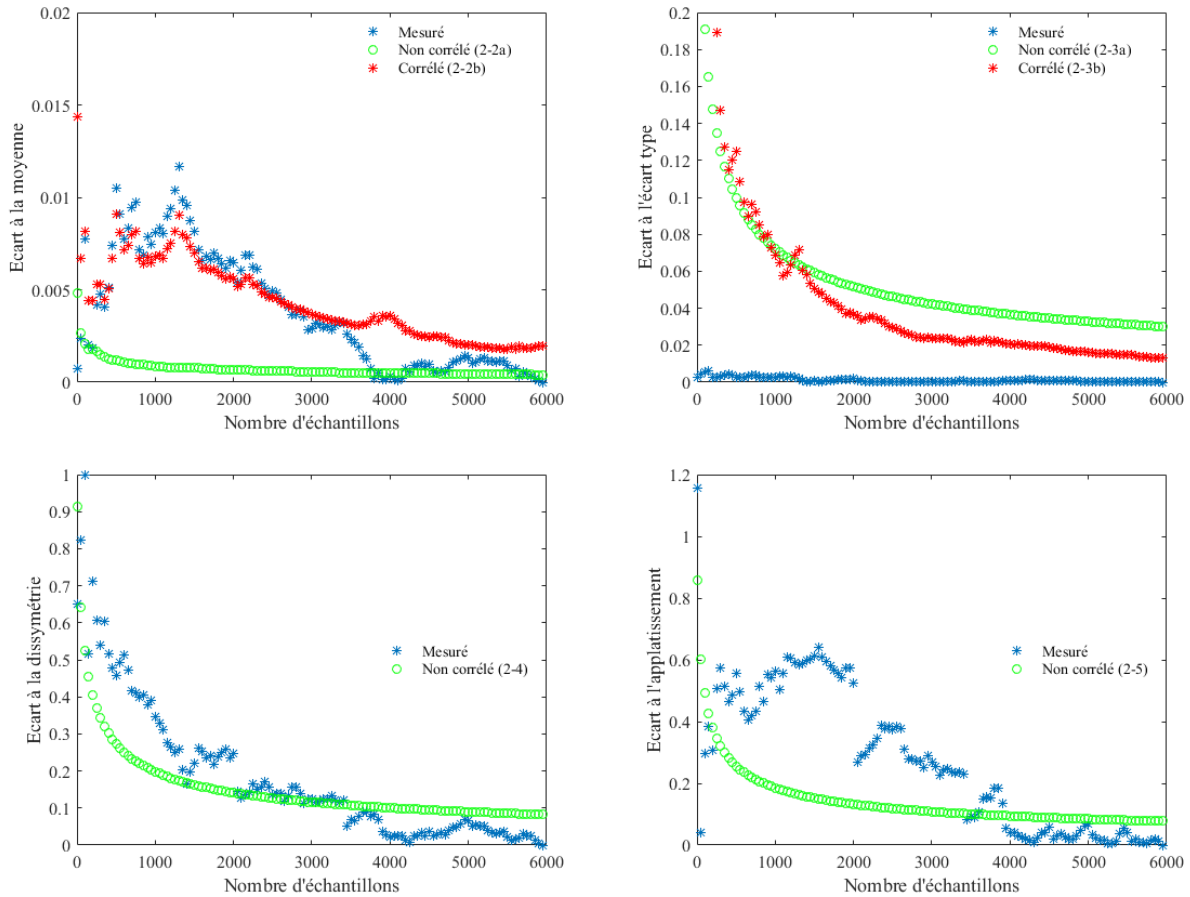


Figure 2-8 : Convergence des écarts des moments statistiques en fonction du nombre d'échantillons de la vitesse verticale en proche paroi à $Z^*=0,75$.

La composante verticale de la vitesse du point présenté ci-dessus ($Z^*=0,75$; $Y^*=0,002$) possède les caractéristiques suivantes :

$\langle W^* \rangle$	σ_{W^*}	S_{W^*}	F_{W^*}
0,10	0,031	-0,17	2,98

Tableau 2-1 : Moments statistiques de la composante verticale de la vitesse en $Y^*=0,002$ et $Z^*=0,75$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

En prenant cet écart comme intervalle de confiance on constate que cet intervalle de confiance tend bien vers 0. On note par exemple pour $n = 6000 (= N_{max})$, intervalle de confiance à 95% de 3,8 % (distribution gaussien cf. tableau 2-1). On notera également que $n = N_{max}$ (pour une fréquence d'acquisition de 25 Hz) représente un bon compromis pour les mesures.

Après avoir estimé l'erreur sur la mesure de vitesse, on peut définir la taille de la fenêtre minimale du champ pour laquelle sera calculée le vecteur vitesse. Celle-ci dépend de l'espacement entre deux pixels (identiques dans les directions verticale et horizontale), d_{pitch} , du nombre de pixels contenus dans la largeur de la fenêtre d'interrogation (16 ou 32 dans notre cas), N_{int} , et du facteur de grandissement, f_s , qui est le rapport de la taille de l'objet sur

la taille du capteur CCD de la caméra (inverse du grandissement). On projette donc la taille λ_{min} de la fenêtre d'interrogation du capteur CCD sur le champ étudié :

$$\lambda_{min} = f_s \times N_{int} \times d_{pitch} \quad (2-6)$$

Les pixels de la caméra Phantom v9.2® sont espacés de $d_{pitch}=11,5 \mu\text{m}$ et le facteur d'échelle, f_s , pour les mesures de vitesse présentée dans ce manuscrit est de l'ordre de 4,6. Une fenêtre d'interrogation correspond donc à une zone carrée de côté :

- $\lambda_{min} = 0,8 \text{ mm}$ pour des fenêtres d'interrogation de $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$
- $\lambda_{min} = 1,7 \text{ mm}$ pour des fenêtres d'interrogation de $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$

Il peut être également judicieux de connaître la plage de vitesse qu'il est possible de détecter dans ces fenêtres d'interrogation. Contrairement à ce que l'on pourrait penser de prime abord, la plus petite vitesse détectable ne correspond pas au déplacement d'une particule d'un pixel à l'autre. En effet, il est possible d'interpoler la distribution discrète du pic de corrélation (histogramme sur des intervalles définis par la taille des pixels) de différentes manières : barycentre, interpolation gaussienne ou parabolique, ou encore par sur-échantillonnage [Boutier 2012]. On peut alors mesurer un déplacement subpixel de l'ordre de $1/64$ pixel. De même, pour qu'une particule soit analysée, il faut qu'elle reste dans la fenêtre d'interrogation. Afin d'augmenter la probabilité d'avoir une corrélation valide, on considère que le déplacement maximal d'une particule doit être inférieur au quart de la fenêtre d'interrogation [Dantec 2000].

Enfin, il est à noter que la mesure par PIV tend à sous-estimer la vitesse. En effet, le traitement tend à privilégier les faibles vitesses par rapport aux plus grandes, notamment lorsque les particules ont un fort différentiel de vitesse. Il peut arriver que les particules plus rapides sortent de la fenêtre d'interrogation. Le pic de corrélation tient alors seulement compte des particules les plus lentes [Adrian 1991]. Les très faibles vitesses sont quant à elle calculées par interpolation subpixel.

2.3.2 Mesures de température

2.3.2.1 Conception

Les mesures de température ont été réalisées au moyen d'un micro-thermocouple de type K réalisé au sein du laboratoire. Deux fils de $12,7 \mu\text{m}$ de diamètre en chromel et alumel ont été soudés bout-à-bout par un arc électrique pour obtenir une jonction au centre du fil (cf. figure 2-9, coin inférieur droit). La longueur de ce fil de diamètre $12,7 \mu\text{m}$ ainsi formé est alors de 1 cm (soit env. 800 diamètres). Il est ensuite « pointé » sur un support réalisé à partir de fil de chromel et d'alumel de $2/10^{\text{ème}}$ de millimètre de diamètre et 2 cm de long. Ce support est collé sur une céramique insérée dans une tige métallique creuse de diamètre de $1,5 \text{ mm}$ permettant le passage des fils de thermocouple (cf. figure 2-9, coin supérieur gauche) elle-même fixée à l'extrémité d'une canne de 3 m de longueur, en fibre de carbone. Afin de rendre

la sonde moins intrusive pour la mesure, le bout de la canne est coudé deux fois pour qu'elle soit déportée du plan de mesure (cf. figure 2-9, coin supérieur droit). Le dernier coude de la canne possède deux degrés de liberté, une rotation autour de son axe et une rotation autour de l'axe formé par le deuxième bras, afin d'ajuster l'orientation et la profondeur du filament du thermocouple.

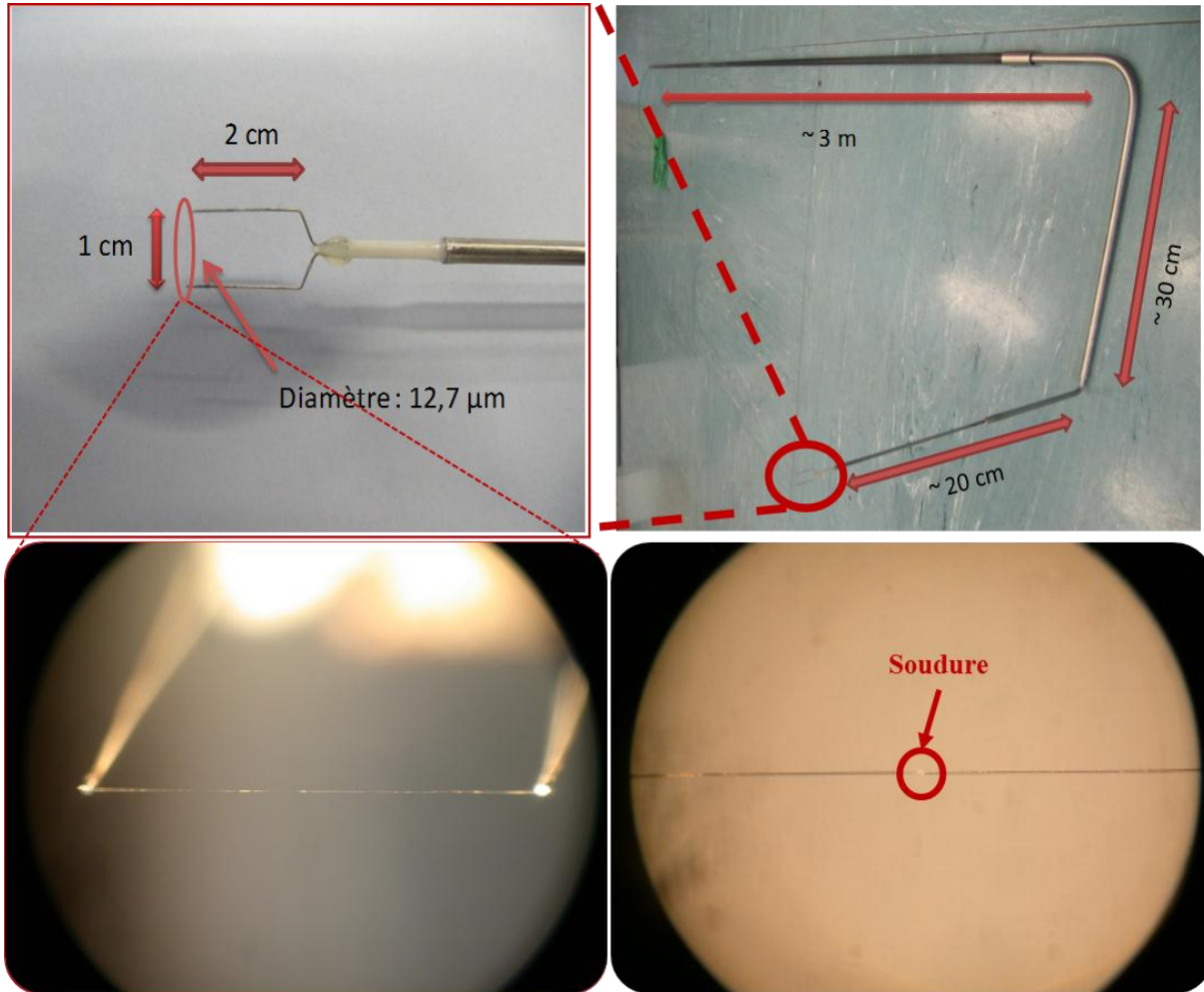


Figure 2-9 : Vue de la canne pour la mesure de température (droite) et gros plan sur la sonde de thermocouple (gauche et bas).

La canne est insérée dans le guide du plafond, présenté en 3.2.2.2. Celui-ci est fixé au système de déplacement de façon à être entraîné en même temps que la sonde. De cette manière, on évite que la tige ne soit déviée lors du déplacement de la sonde et on peut ainsi admettre que le déplacement commandé est effectivement transmis à l'extrémité de la canne.

2.3.2.2 Précision de mesure

En considérant le thermocouple comme un capteur du 1^{er} ordre, on peut évaluer son temps de réponse $\tau = \frac{\rho c_p V}{hS}$ et son amortissement $A = 1 - \frac{1}{(1+(f\tau)^2)^{0,5}}$ pour une vitesse V caractéristique [Bruun 1995]. On obtient ainsi pour une vitesse de 0,2 m/s et pour une fréquence d'acquisition de 25Hz, un temps caractéristique τ d'environ 1,2 ms et un amortissement A

inférieur à 5%. La soudure froide est plongée dans un bain thermostaté dont on mesure la température à l'aide d'une sonde PT100. Les mesures de température sont réalisées avec un temps d'intégration de 0,1 NPLC (Number of Power Line Cycles) soit 2 ms ($=0,1/50$ Hz). Le thermocouple est relié à un multimètre digital NI 4071 DMM (nanovoltmètre) monté sur un châssis NI PXI 1031 temps réel et les mesures sont réalisées dans la gamme ± 100 mV permettant d'obtenir une résolution de $6\frac{1}{2}$ digits jusqu'à 100Hz (soit environ 63,2 nV, i.e. $0,0016$ °C pour un thermocouple de type K ($40\mu\text{V}/^\circ\text{C}$)). Cela donne une précision sur la mesure de $0,025\pm 0,01$ °C pour la température.

On se place à une cote $Z^*=0,85$ et une abscisse $Y^*=0,003$ dans le plan médian de la cavité, pour une différence de température de 20°C ($Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$). Les valeurs des moments statistiques d'ordre 3 et 4 à cette cote sont de $S=0,46$ pour la dissymétrie et $F=2,4$ pour l'aplatissement. On retrouve des valeurs similaires dans la couche limite thermique qui sont proches de celles d'un signal Gaussien ($S=0$ et $F=3$). En raison du fort couplage entre la vitesse et la température, notamment dans les couches limites, on considérera le même intervalle de confiance sur la moyenne que pour les acquisitions de vitesse tenant compte de la corrélation du signal (figure 2-10).

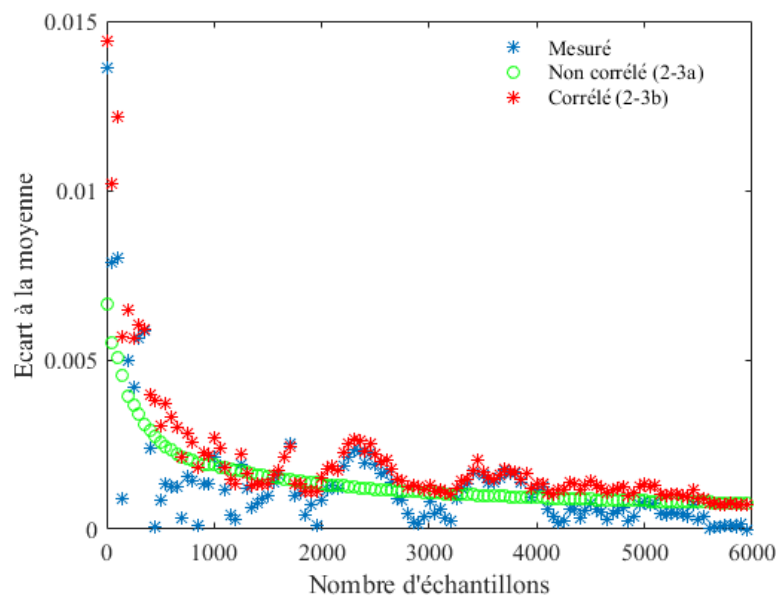


Figure 2-10 : Convergence de l'écart à la moyenne en fonction du nombre d'échantillons de la température en proche paroi à $Z^*=0,85$.

La différence entre les deux intervalles de confiance est relativement faible, un rapport entre les deux égal à 1 pour 6000 mesures, mais son allure est plus proche de l'écart mesuré selon le nombre d'échantillons considérés. Cela donne un intervalle de confiance à 95% de 0,6 % pour la mesure de température.

2.3.3 Mesures synchrones de vitesse et température

2.3.3.1 Configuration

Afin de générer la nappe laser nécessaire à la mesure de PIV, la tête du laser est positionnée sur un support au-dessus du plafond de la cavité à l'aide de deux rails, permettant à la nappe laser de balayer toute la largeur de la cavité. Le plan laser est ensuite orienté horizontalement grâce à un miroir de renvoi installé en amont des optiques. La canne est insérée à travers le guide au 2/3 de la profondeur de la cavité. Elle est déplacée selon les axes y et z grâce à un système d'axes motorisés avec un entraînement pas à pas. Le troisième bras de la canne est en liaison pivot avec le second. Cela permet d'ajuster la distance entre le fil du thermocouple et la nappe laser.

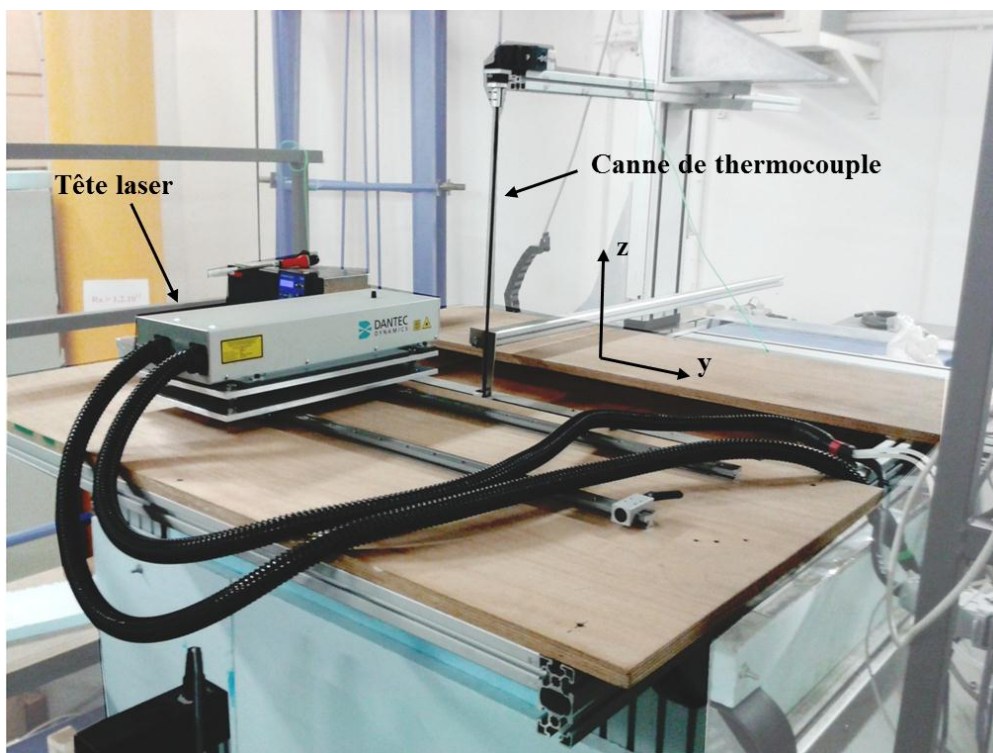


Figure 2-11 : Vue de la disposition de la tête laser et du thermocouple et des systèmes de déplacement associés pour les mesures couplés vitesse-température.

La nappe laser étant « biconcave », l'épaisseur du faisceau est minimale (de l'ordre du millimètre) à une certaine cote, qu'il est possible de déplacer grâce à un module de focalisation situé après le renvoi coudé. Pendant les mesures on s'assure que la nappe est focalisée à la cote de mesure pour que son épaisseur soit la plus faible possible. Ainsi, on peut considérer qu'une particule qui est utilisée pour la corrélation dans calcul de la vitesse à un mouvement quasiment 2D. Puis, en jouant sur l'inclinaison du dernier bras de la canne on vient se placer derrière cette nappe – par rapport à la caméra. Le but étant d'être le plus proche possible de la nappe sans que le thermocouple y soit plongé (voir 2.3.3.3). Une fois l'inclinaison fixée, on réajuste la position verticale du thermocouple afin de se replacer à la cote de mesure.

2.3.3.2 Synchronisation

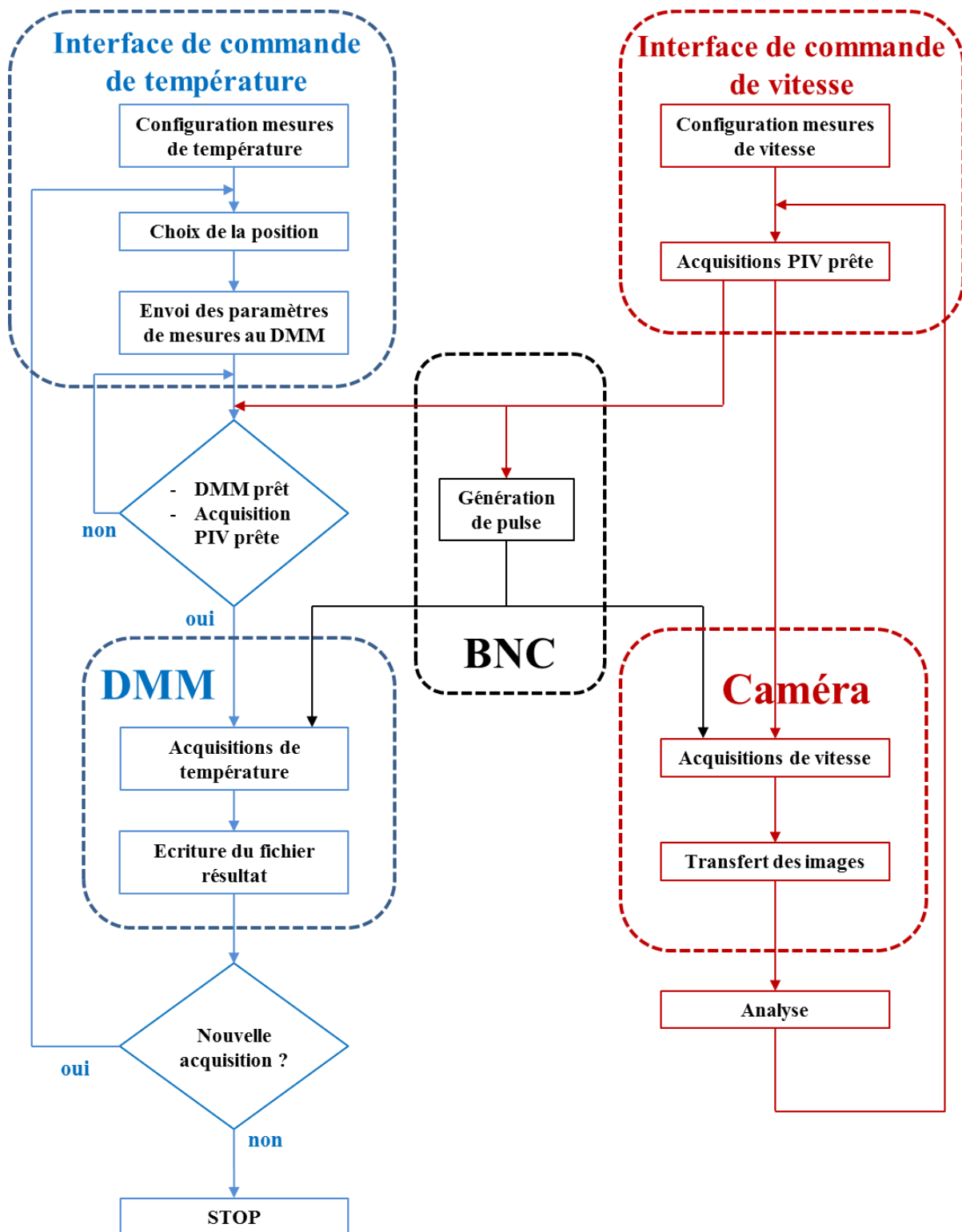


Figure 2-12 : Diagramme de synchronisation des mesures couplées de vitesse et de température.

Une fois que les paramètres de configuration tels que la fréquence d'acquisition, le nombre d'images ou la position de la sonde sont entrés, le nano-voltmètre (mesure de température) se met en attente du déclenchement de la mesure de vitesse (synchronisation TTL). La

synchronisation des mesures de vitesse et de température est assurée par un générateur d'impulsion/retard Berkeley BNC 575 (figure 2-12). Celui-ci va piloter l'acquisition par PIV via le logiciel DynamiStudio® de Dantec et déclencher de manière synchrone la mesure de température avec les flashes laser.

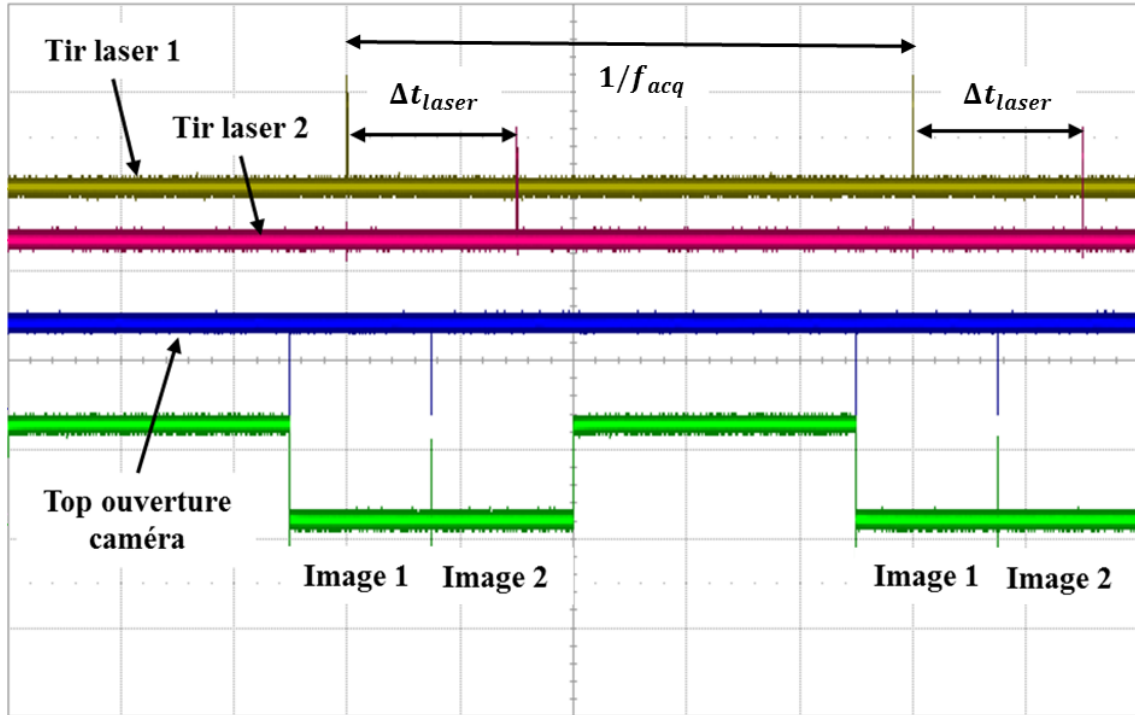


Figure 2-13 : Synoptique TTL du déclenchement des ouvertures de la caméra et des tirs laser.

Un diagramme des signaux de pilotage a été réalisé lors de tests préliminaires l'oscilloscope pour visualiser le déclenchement et la synchronisation des tirs du laser par rapport à l'ouverture de la caméra, figure 2-13. Les tracés rouge et jaune correspondent au tir des têtes 1 et 2 du laser alors que le signal bleu donne les tops envoyés pour l'ouverture de la caméra. Enfin, le signal vert indique lorsque la caméra est fermée (front haut) ou ouverte (front bas). Dans les conditions de ce test ($f_{acq} = 100 \text{ Hz}$), l'intervalle de temps entre deux images est Δt_{laser} , ce qui correspond au retard entre les tirs des têtes 1 et 2 du laser. La caméra quant à elle est ouverte avant les tops laser et fermée après pour s'assurer que le flash apparaîtra sur l'image. La fréquence d'acquisition se lit entre deux tirs consécutifs d'une même tête (10 ms i.e. 100 Hz).

Il faut noter que le choix de Δt_{laser} est directement lié au temps d'intégration de mesure de thermocouple ($0,1 \text{ NPLC} = 2 \text{ ms}$ en France), c'est pourquoi lors des mesures couplées les deux têtes laser le retard est fixé à 2 ms. Le signal TTL de la 1^{ère} tête laser est utilisé pour déclencher l'acquisition de la température via le nanovoltmètre NI 4071 DMM.

2.3.3.3 Précautions

Pour limiter les perturbations et biais entre les deux techniques de mesure, il est nécessaire de prendre quelques précautions. En effet, une acquisition de température et de vitesse rigoureusement au même point demanderait de placer le thermocouple dans le plan laser, ce qui engendrerait une élévation de température. Il faut donc se placer au plus près de la position souhaitée tout en restant en dehors de la nappe laser. A cet effet, une série de mesures de température a été réalisée suivant la direction x (normale au plan laser) de part et d'autre du plan laser $[-1,5 \text{ mm} ; 1,5 \text{ mm}]$, afin de déterminer la position « optimale » où la mesure n'est pas affectée par le laser.

Pour des raisons d'accessibilité, cette campagne de mesure a été réalisée dans un thermosiphon vertical de 60 cm de hauteur (H_c), 12 cm de large (L_c) et 30,5 cm de profondeur (D_c), figure 2-14. Les parois latérales de la cheminée sont en acier de 5 mm d'épaisseur, recouvertes de peinture noire et isothermes à la température ambiante. Une fente verticale (en Plexiglas®) de 5 mm de large est réalisée sur toute la hauteur de ces dernières et permet de faire passer une nappe laser dans le plan vertical à mi-profondeur de la cheminée. Les faces avant et arrière sont également en Plexiglas® pour permettre l'acquisition par PIV. Afin d'éviter toute perturbation extérieure, le dispositif est placé dans une cellule close dédiée parallélépipédique de 3 m×5 m de section horizontale et 3 m de hauteur.

Dans cette configuration, le fluide est mis en mouvement par un barreau chauffant placé en partie basse du canal. L'écoulement présente alors des caractéristiques proches de celles rencontrées dans la cavité « 4m » (vitesses faibles, fréquences faibles, structures de tailles importantes...).

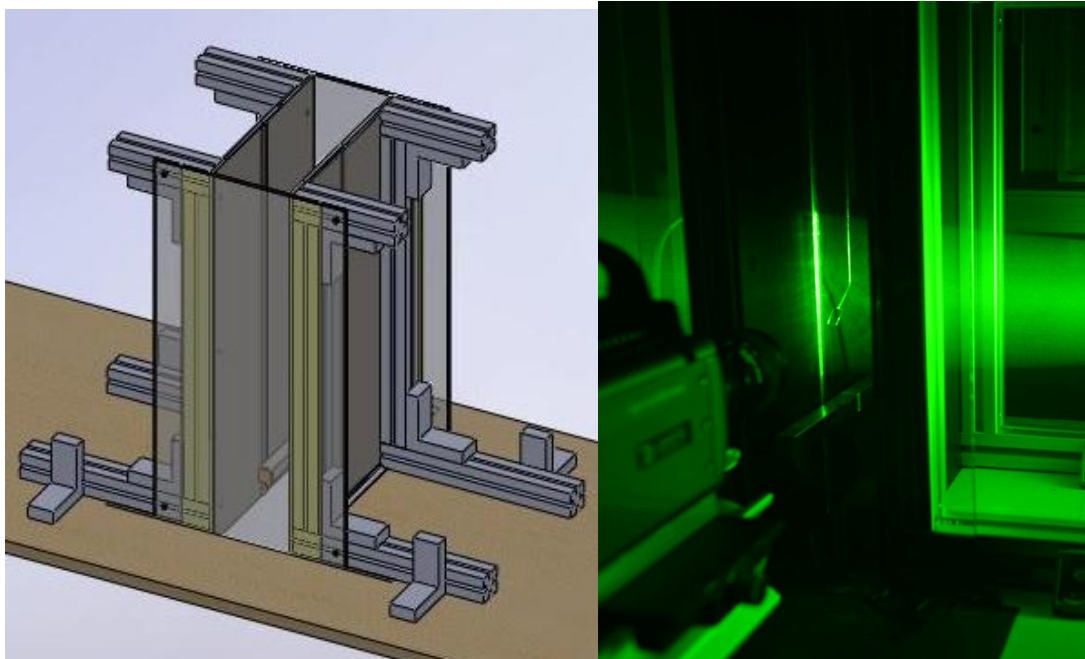


Figure 2-14 : Vue schématique de la cheminée à gauche et prise de vue pendant une mesure couplée à droite.

Les acquisitions de température ont été réalisées à travers la nappe laser avec un pas de 0,1 mm pour une variation comprise entre -1.5 mm et 1.5 mm (la position 0 mm correspondant au centre de la nappe laser). La figure 2-15 présente l'élévation de température enregistrée par la sonde lors de sa traversée du plan laser (de l'ordre de 1,4°C dans le cas présent). La plus proche position non influencée par le laser est à $X^*=-0,003$ ($x = 0,9$ mm), représentée par le cercle rouge.

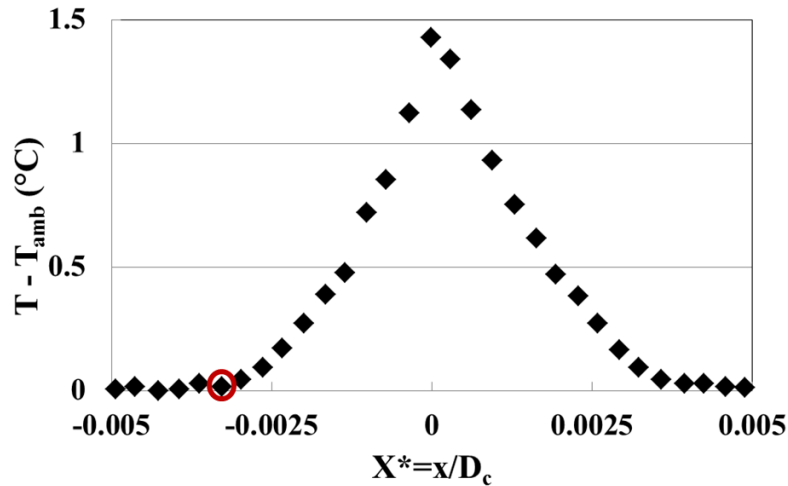


Figure 2-15 : Evolution de l'élévation de température du thermocouple dans la nappe laser.

2.3.3.4 Incertitude sur la position du thermocouple dans la cavité « 4m »

On s'intéressera ici aux incertitudes concernant la position de la sonde dans la cavité.

La position verticale du thermocouple est assurée à ± 5 mm soit une incertitude adimensionnée sur Z^* de $\pm 10^{-3}$. Son écart par rapport au centre de la nappe est quant à lui estimé connu à ± 2 mm (soit en adimensionné $\pm 5 \times 10^{-4}$).

Le déplacement horizontal est assuré à $1/10^{\text{ème}}$ de millimètre grâce aux axes de déplacement motorisés, l'incertitude réside essentiellement dans la position de départ. En effet, la paroi est repérée par l'image de la nappe laser et par la réflexion du thermocouple, lorsque celui-ci est suffisamment proche. On peut ainsi estimer l'emplacement de départ avec une précision de 1 à 2 mm (soit en adimensionné $\approx 10^{-4}$).

2.4 Conditions aux limites

Lors de simulations numériques réalisées sur la grande cavité ([Sergent 2013 et Trias 2013] par exemple) utilise une « adaptation » des conditions aux limites de type Dirichlet en températures issues des travaux de [Salat 2004] établie pour une cavité carrée et $Ra = 1,5 \times 10^9$. Les profils de température ont été établis par méthode inverse en imposant

une forme basée sur une fraction rationnelle qui respecte les conditions aux limites. Cette température adimensionnée prend alors la forme :

$$\theta(\widetilde{Y}^*) = (0,5 - \widetilde{Y}^*) + \widetilde{Y}^*(\widetilde{Y}^* - 1) \frac{a+b\widetilde{Y}^*}{c+d\widetilde{Y}^*+e\widetilde{Y}^{*2}} \quad (2-7)$$

où les coefficients a , b , c , d et e dépendent de la paroi considérée (plafond, plancher et avant/arrière) et $\widetilde{Y}^*$ correspond à la cote adimensionnée par la largeur de la cavité ($\widetilde{Y}^* = Y^* \times \frac{H}{L}$). Plus de précisions pourront être trouvées dans les travaux de [Salat 2004].

Pour les adapter aux dimensions de la cavité, les profils ont été étirés pour correspondre à un rapport de forme vertical de 4 pour les parois verticales avant/arrière, comme on peut le voir figure 2-16.

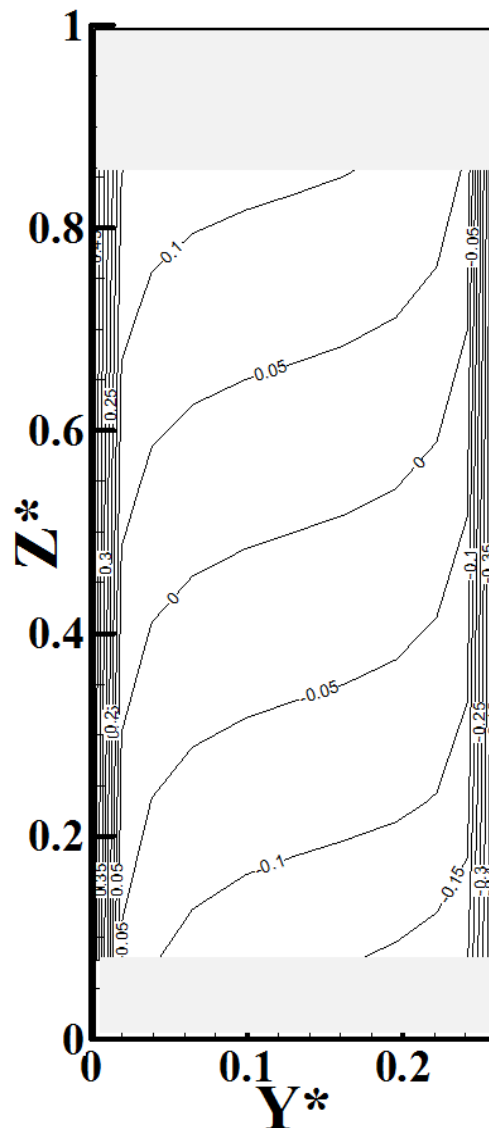


Figure 2-16 : Profils de température adimensionnée étirés, issus des travaux de [Salat 2004].

Dans le but d'obtenir des conditions aux limites thermiques expérimentales sur les parois adiabatiques verticales et horizontales, une série de mesures de température a été effectuée sur les faces internes de la paroi arrière et du plafond de la cavité.

2.4.1 Parois adiabatiques verticales

Pour réaliser les mesures sur la paroi adiabatique verticale, neuf thermocouples ont été répartis sur toute la largeur d'un panneau d'isolant constituant la paroi arrière. Des relevés de température ont, ensuite, été réalisés à douze hauteurs de la cavité. Pour des raisons de symétrie, les mesures ont été réalisées uniquement sur la paroi verticale arrière.

2.4.1.1 Mise en œuvre

Des thermocouples de type K, de $250\ \mu\text{m}$ de diamètre, ont été insérés dans l'épaisseur, à mi-hauteur du panneau. La partie affleurante des thermocouples a été fixée sur la face interne avec un morceau de ruban adhésif en aluminium ($\varepsilon \approx 0,10 \pm 0,05$), voir figure 2-17. Les neuf thermocouples sont situés à $30,5\ \text{cm}$ du bas du panneau et répartis suivant la largeur comme indiqué sur la figure 2-18.

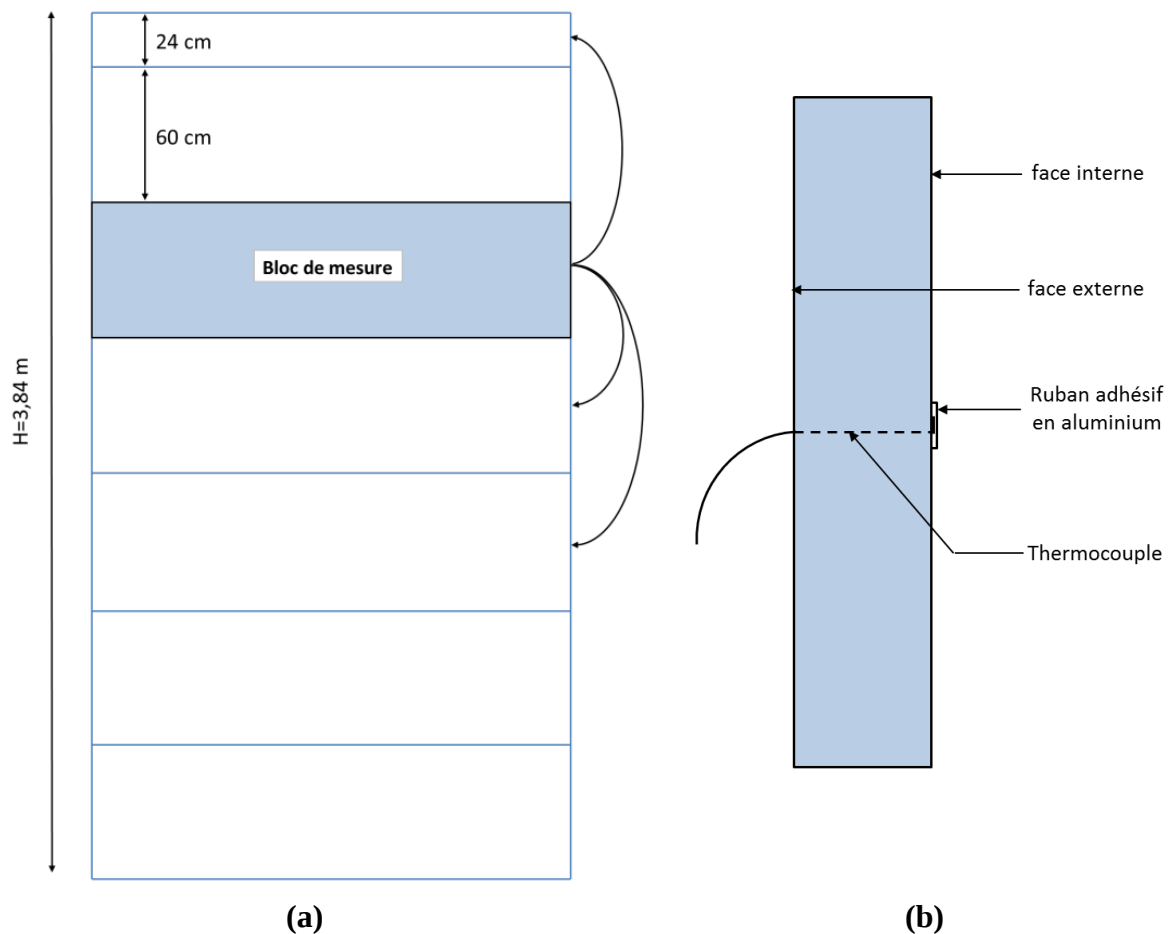


Figure 2-17 : Représentation de la face arrière de la cavité avec le bloc de mesure amovible (a) et vue de profil.

La paroi arrière de la « cavité 4m » est constituée d'un assemblage de six de ces panneaux (haut de 60,0 cm) et d'un panneau de 24,0 cm de large pour atteindre les 3,84 m de hauteur (intérieure) de la cavité. Les différentes cotes des points de mesure ont été obtenues en réarrangeant l'ordre des panneaux de manière à obtenir les douze différentes hauteurs (Tableau 2-2).

$Z = \frac{z}{H}$	0,08	0,14	0,23	0,30	0,39	0,45	0,54	0,61	0,70	0,77	0,86	0,92
-------------------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

Tableau 2-2 : Positions des mesures, suivant l'axe vertical, en fonction de l'ordre des panneaux.

Chaque mesure, acquise par une station Agilent 34972A, a été obtenue en moyennant des relevés de température sur une durée d'une heure avec une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz. De plus, une mesure de la température extérieure a été effectuée en parallèle à l'aide d'un thermocouple de type T de 100 μm de diamètre, inséré au cœur d'une plaque d'aluminium.

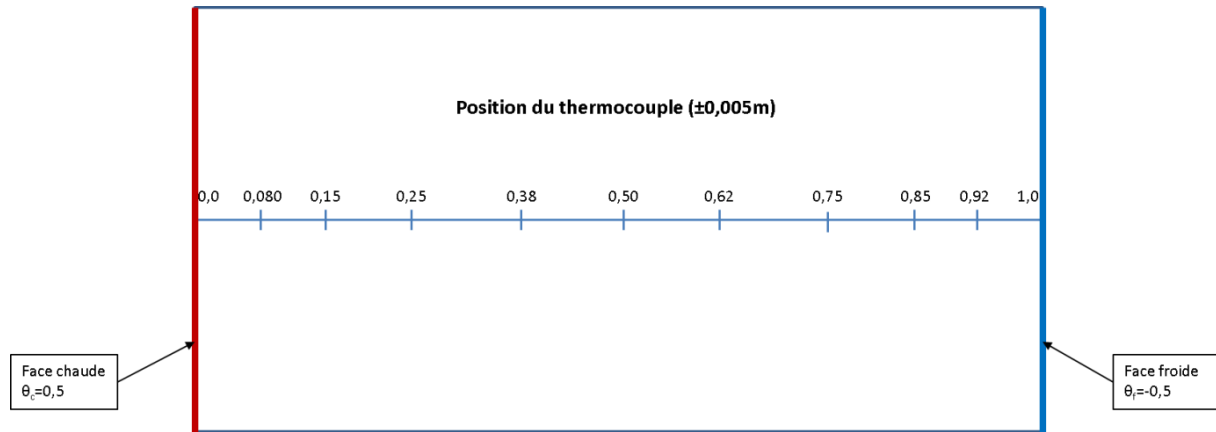


Figure 2-18 : Répartition horizontale des thermocouples sur le panneau d'isolant.

2.4.1.2 Fonction interpolée

Ces mesures ont conduit aux relevés de température, représentés figure 2-19 avec un intervalle de confiance à 95% (2σ). L'histogramme de répartition des échantillons, en figure 2-20, représenté avec la gaussienne associée montre que la distribution est relativement gaussienne. On retrouve l'allure des profils de températures que l'on observait dans le plan vertical médian de la cavité [Djanna 2011]. La température décroît depuis la paroi chaude, $\theta_c = 0,5$, jusqu'à atteindre la température du cœur avant de décroître de nouveau, au niveau de la paroi froide jusqu'à la température $\theta_f = -0,5$. Les profils présentent, le même type de dépassement que dans le plan médian, de la température du cœur à la sortie de la couche limite thermique dû à des circulations secondaires. On observe également une stratification (figure 2-21) à mi-largeur S_p , proche de celle mesurée dans le plan médian ($S = 0,54$) :

$$S_p = \frac{\partial \theta}{\partial z^*} = 0,47 \quad (2-8)$$

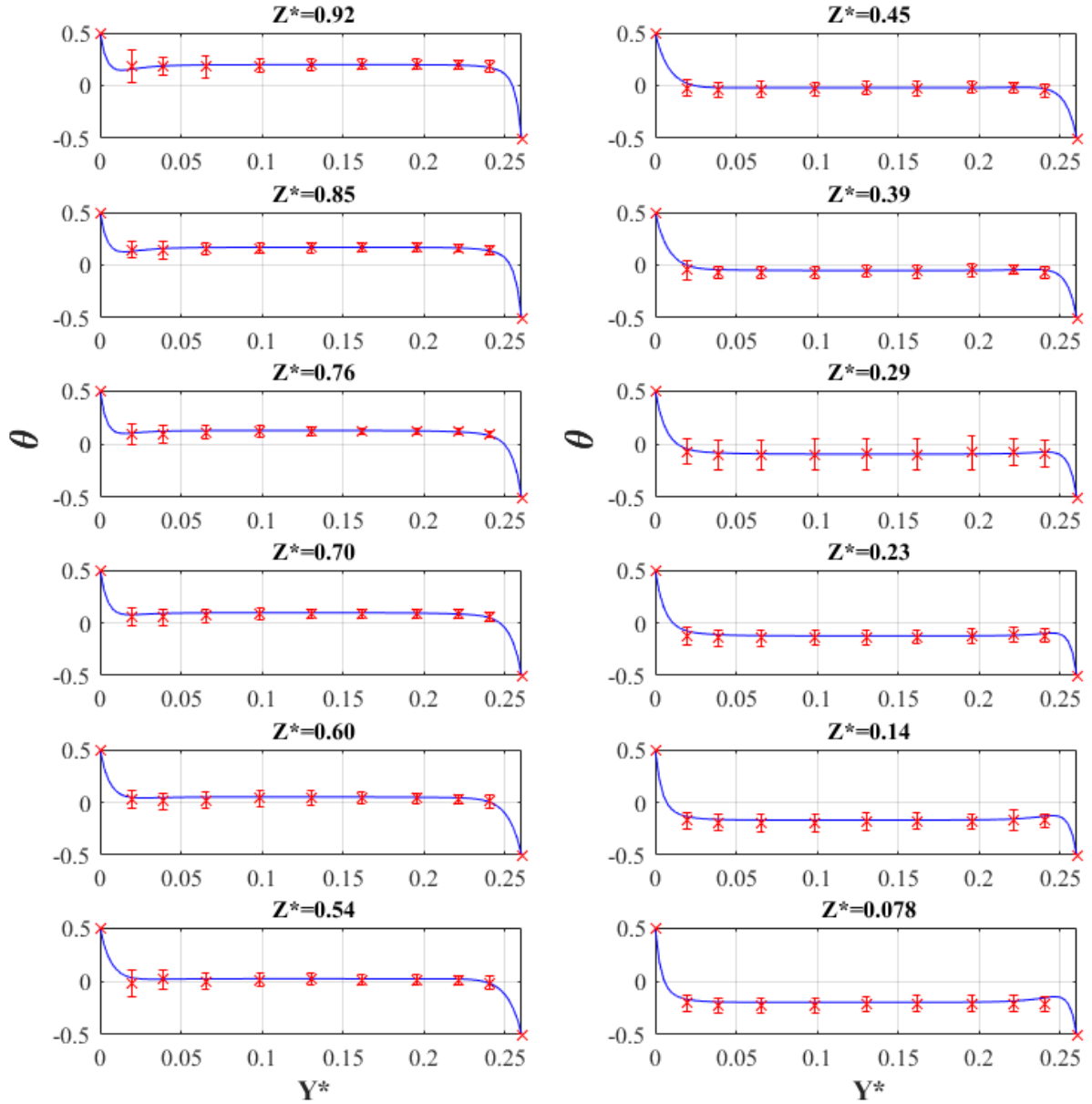


Figure 2-19 : Profils de température adimensionnée obtenus avec (3-9) comparés aux points de mesures expérimentaux à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

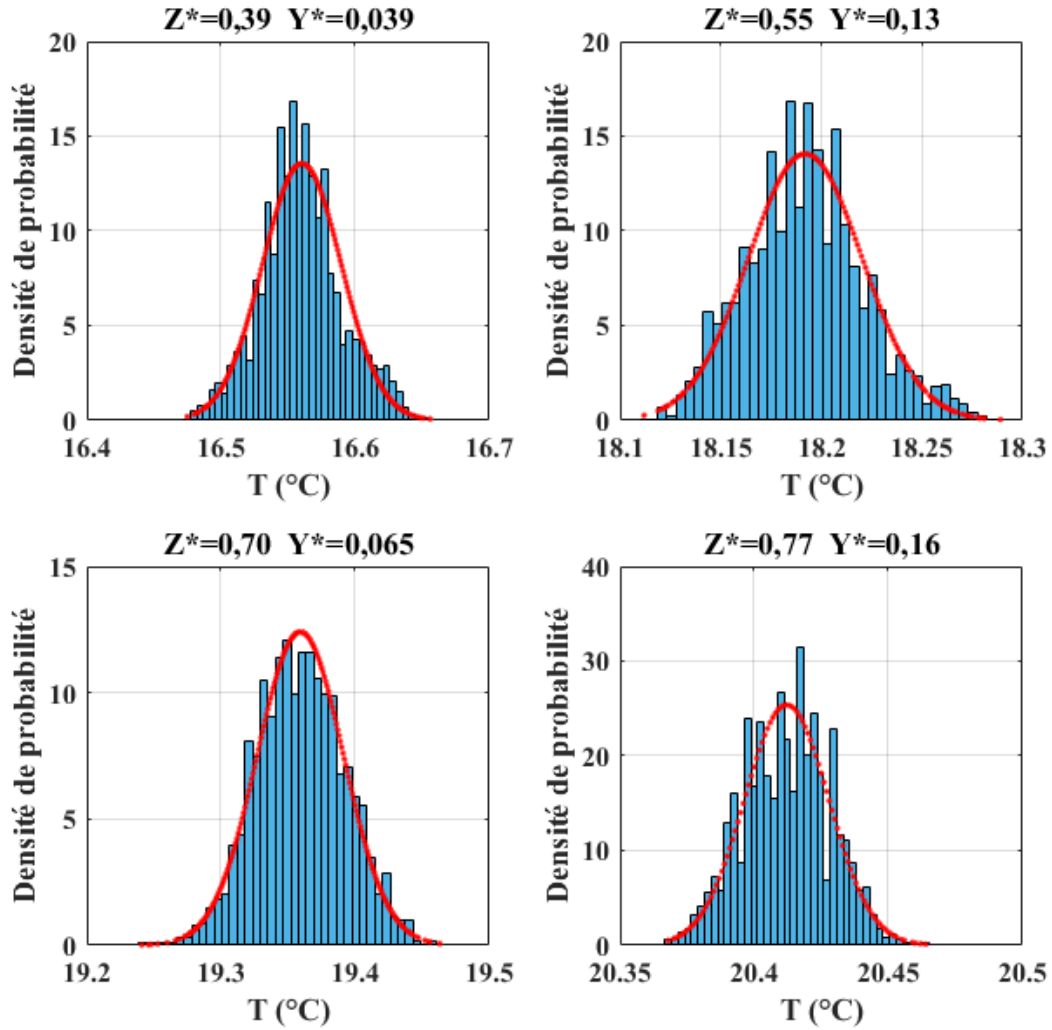


Figure 2-20 : Distributions de quelques échantillons de température représentées avec la loi normale associée dans chaque cas.

De plus, la température prise au niveau de la paroi arrière possède les mêmes propriétés de centro-symétrie que dans le plan de mesure à mi-profondeur. La figure 2-22 présente deux profils de température l'un relevé à $Z^* = 0,77$ et l'autre étant le symétrique par rapport au centre de la cavité du profil relevé à $Z^* = 0,23$. Les points expérimentaux sont quasiment superposés, si l'on considère les barres d'erreur tracées avec deux fois la valeur RMS de la température à cette position.

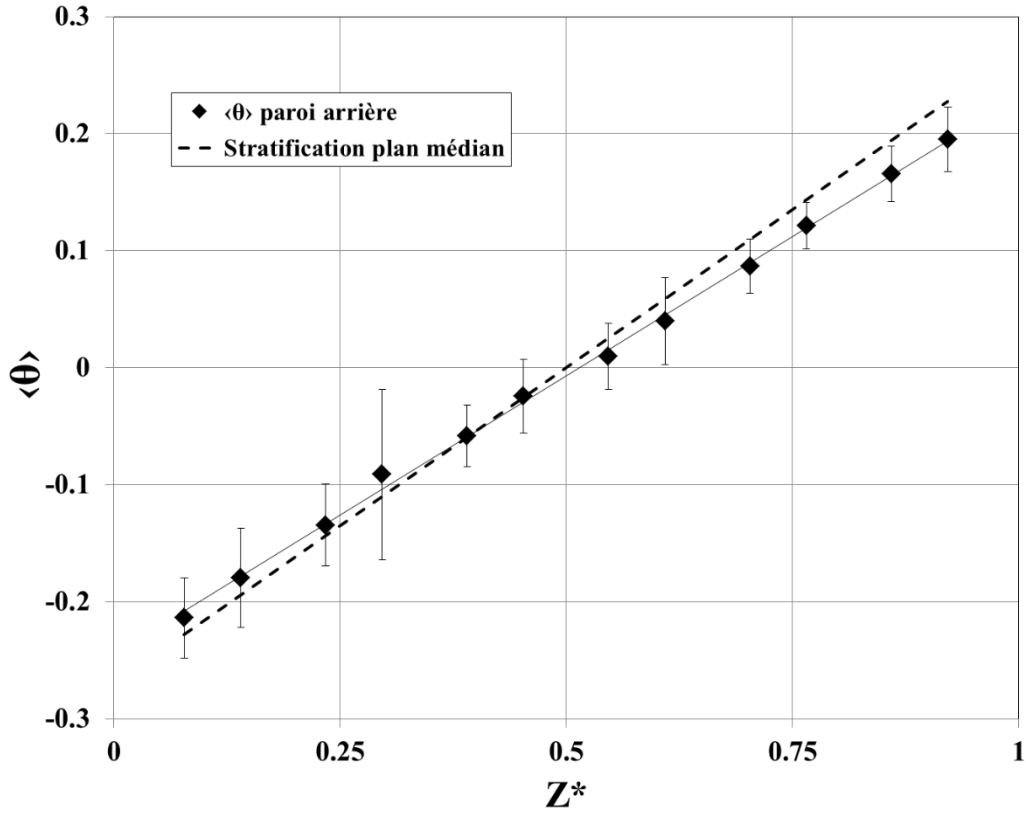
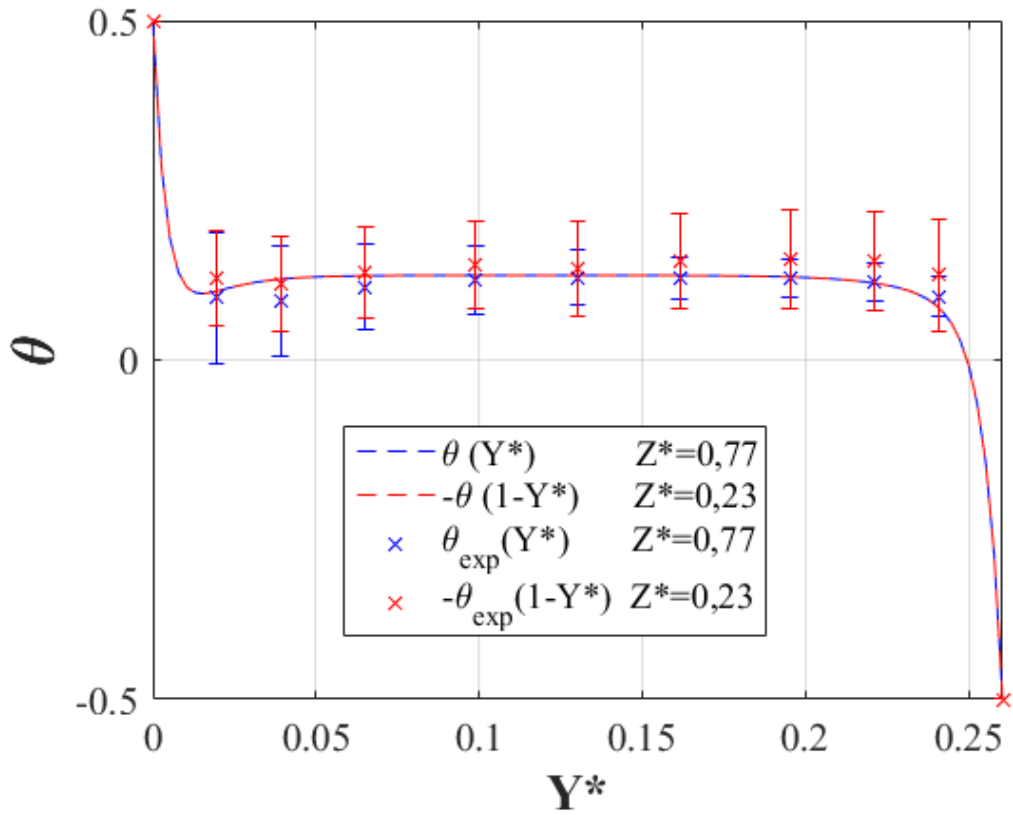


Figure 2-21 : Stratification à la paroi verticale arrière.


 Figure 2-22 : Profils de température adimensionnée de la paroi arrière, relevée à $Z^* = 0,77$ et $0,23$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$, superposés aux profils obtenus avec (2-9).

Ces mesures permettent la recherche d'une loi de variation de la température de la face arrière. La forme choisie pour modéliser les profils de température s'exprime en fonction de la cote et de l'abscisse adimensionnées, $\tilde{Y} = y/L$ et $Z^* = z/H$:

$$\begin{aligned} \theta(\tilde{Y}, Z^*) = & (1 - \tilde{Y})^\alpha (0,5 - Nu_H(Z^*) \times \tilde{Y}^\alpha) e^{-\frac{\tilde{Y}}{\delta(Z^*)}} \\ & + S_p(Z^* - 0,5) \left(1 - e^{-\frac{\tilde{Y}}{3\delta(Z^*)}}\right) \left(1 - e^{-\frac{1-\tilde{Y}}{3\delta(1-Z^*)}}\right) \\ & - \tilde{Y}^\alpha (0,5 - Nu_H(1 - Z^*) \times (1 - \tilde{Y})^\alpha) e^{-\frac{1-\tilde{Y}}{\delta(1-Z^*)}} \end{aligned} \quad (2-9)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation (2-9) traduit la pente du profil de température à la paroi chaude, fixée au voisinage de la paroi par le nombre de Nusselt local. Le cœur de la cavité étant thermiquement stratifié, on peut caractériser l'évolution de la température dans la partie centrale en fonction de la cote avec le paramètre de stratification, S_p (de 0,47 ici), que l'on retrouve dans le second terme $S_p(Z^* - 0,5) \left(1 - e^{-\frac{\tilde{Y}}{3\delta(Z^*)}}\right) \left(1 - e^{-\frac{1-\tilde{Y}}{3\delta(1-Z^*)}}\right)$. Le troisième terme est construit de manière à respecter la centro-symétrie de la répartition de température tout en imposant la pente du profil de température à la paroi froide via le nombre de Nusselt local. Le paramètre δ est fixé arbitrairement à deux fois l'épaisseur de la couche limite thermique δ_t (les données issues de la thèse de [Djanna 2011] sont utilisées), distance à partir de laquelle on considèrera l'influence des effets de flottabilités (dus au gradient thermique induit par les parois) ne sont plus prépondérants. On considèrera également que la température ne dépendra plus que de la stratification à une distance (arbitraire) de 3δ des parois actives. Il reste alors le paramètre α à déterminer ; il fixe la courbure du profil de température lors du retour de la température à la température du cœur stratifié de la cavité. Il est déterminé par un procédé de méthodes inverses consistant à minimiser la fonctionnelle f donnée en (2-10), ayant pour variable α pour chaque cote Z . Cela revient à minimiser l'écart quadratique entre la fonction θ proposée et les mesures de température effectuées sur la face arrière de la cavité, θ_{exp} . Une minimisation par une méthode SIMPLEX [Lagarias *et al.* 1998] permet d'évaluer ce coefficient à 3.

$$f(\alpha) = \sum_{i=1}^9 (\theta - \theta_{exp})(\theta - \theta_{exp}) = \sum_{i=1}^9 (\theta(Y_i^*, Z) - \theta_{exp,i})^2 \quad (2-10)$$

Les relevés de Nusselt local et d'épaisseur de couche limite expérimentaux utilisés pour le calcul des profils sont respectivement rappelés sur les figures 2-23 et 2-24.

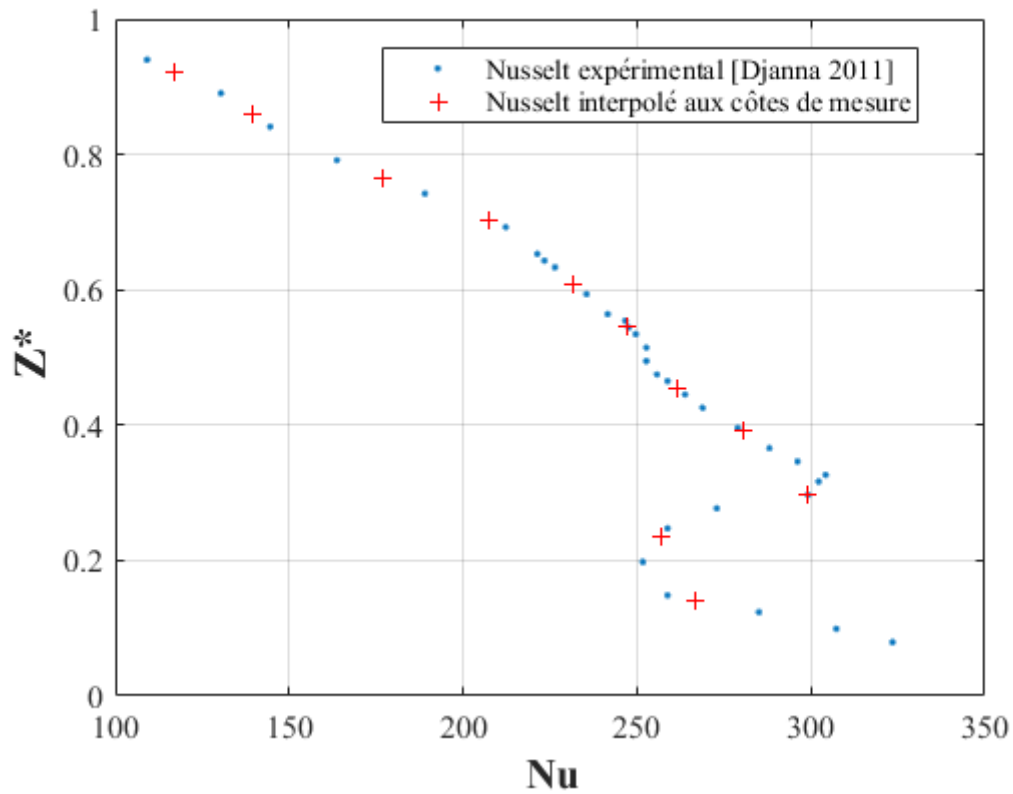


Figure 2-23 : Nusselt local interpolé pour chaque cote de mesure à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

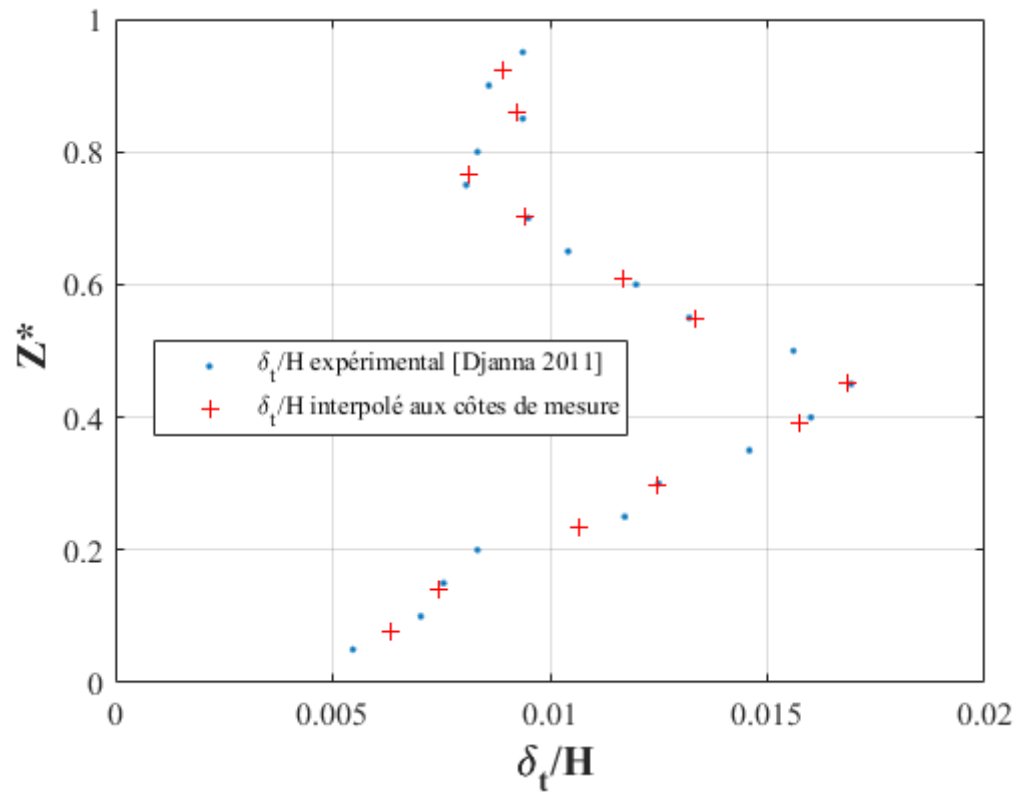


Figure 2-24 : Epaisseur de la couche limite thermique interpolée pour chaque cote de mesure, à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Djanna 2011].

2.4.2 Parois adiabatiques horizontales

Pour compléter cette étude des conditions aux limites thermiques, une série de mesures de température a été réalisée sur la face intérieure du plafond de la cavité. Cela permet d'obtenir une connaissance complète des conditions aux limites expérimentales des parois adiabatiques du fait de la centro-symétrie.

2.4.2.1 Mise en œuvre

Quinze thermocouples fins de type K (250 μm de diamètre) ont été insérés dans un bloc de mousse de polyuréthane de 10 cm d'épaisseur percé en son milieu. Ils sont ensuite fixés sur la face interne du panneau avec du ruban adhésif en aluminium. La position de chaque thermocouple est détaillée sur la figure 2-25. En effectuant un quart de tour avec le plafond il est possible d'avoir une connaissance de la température sur l'ensemble de la surface du plafond (figure 2-26).

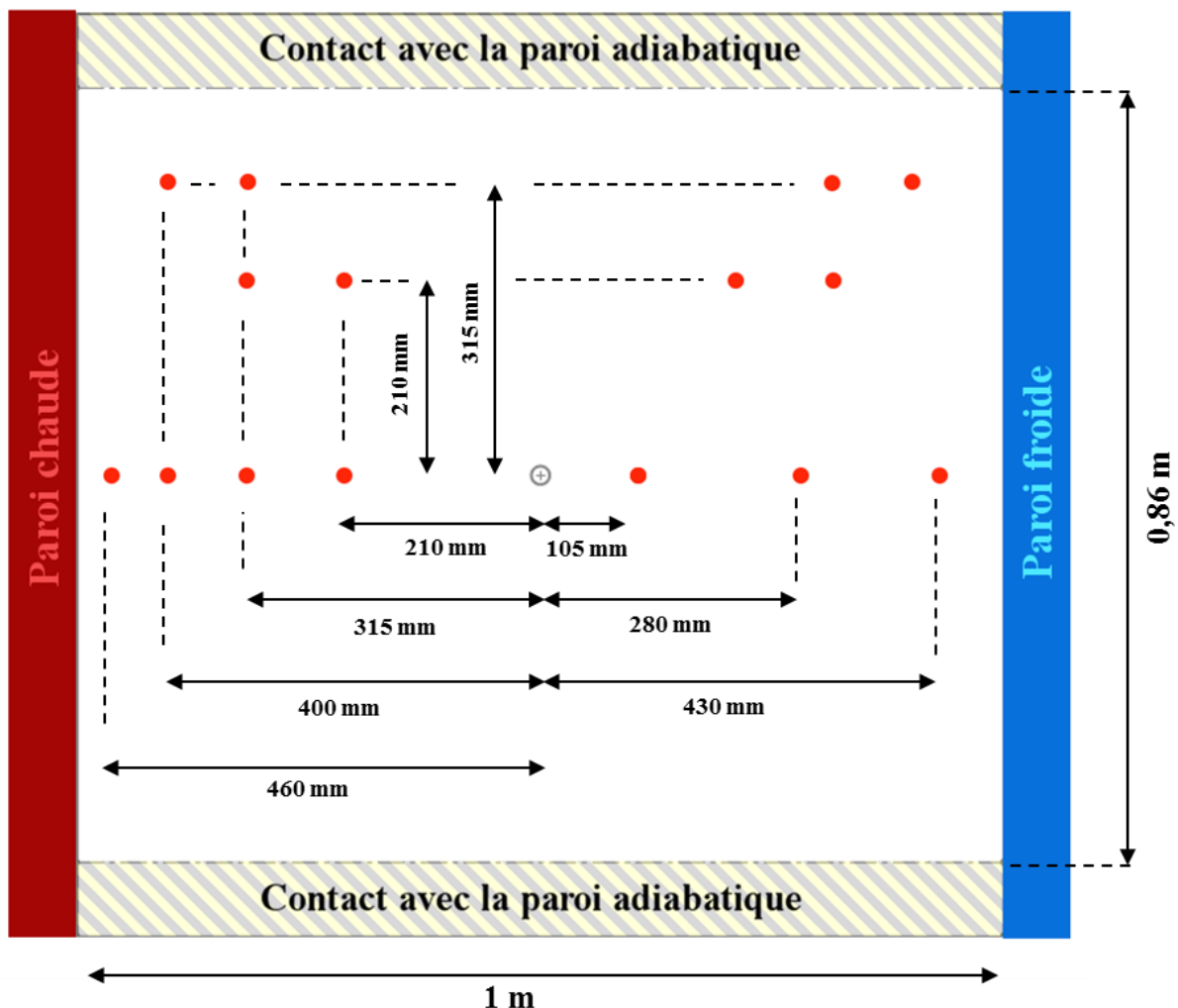


Figure 2-25 : Positions des points de mesure de température sur la face intérieure du plafond.

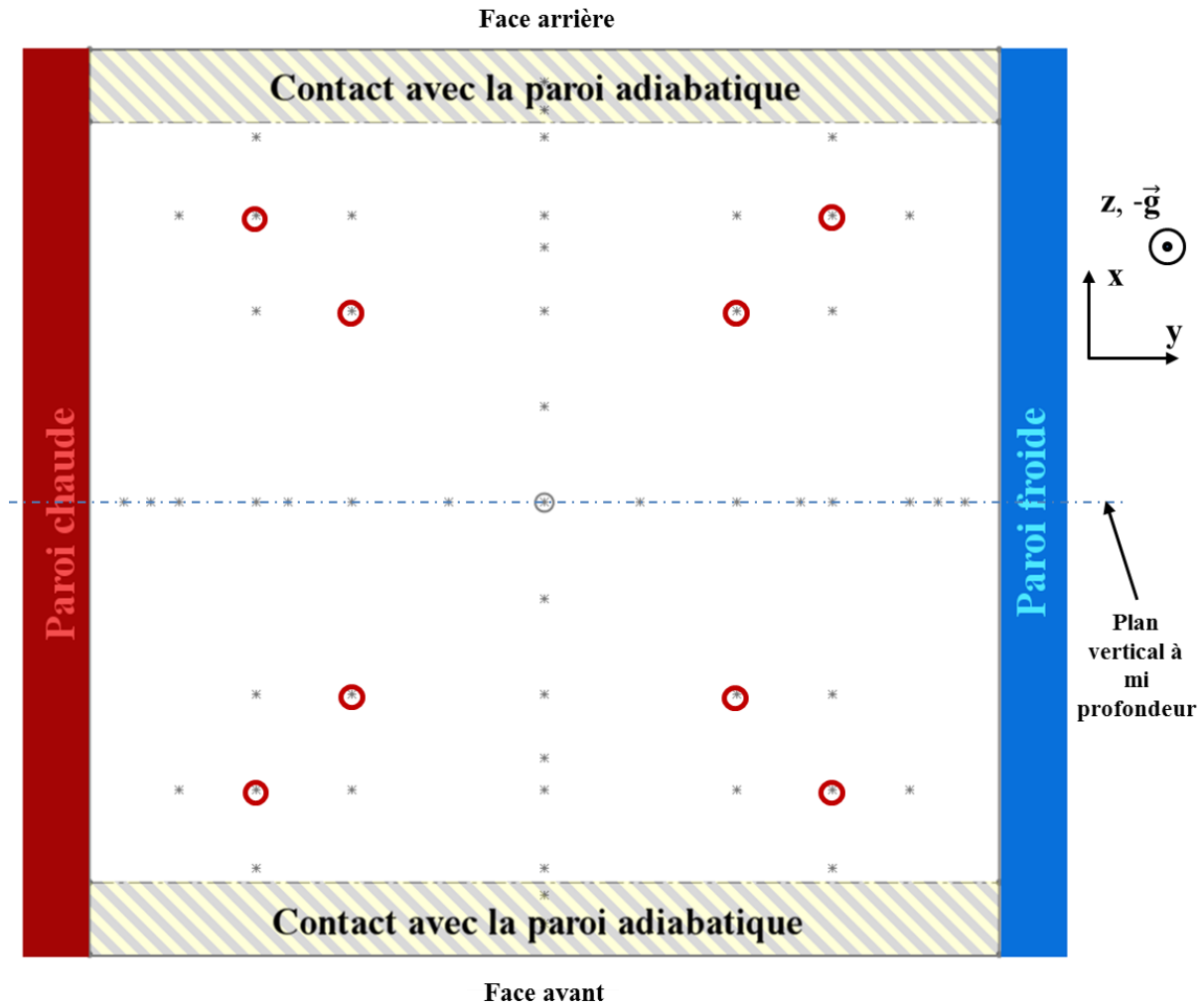


Figure 2-26 : Mappage complet des points de mesure de température au plafond en effectuant trois fois un quart de tour avec le panneau d'isolant.

Les cercles rouges sur la figure 2-26 indiquent des points de mesure (invariants par rotation) que l'on retrouve dans deux configurations différentes du plafond. Cela permet d'avoir un point de contrôle que l'on retrouve d'une mesure sur l'autre.

2.4.2.2 Fonction interpolée

Les mesures ont été effectuées pour un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11}$ avec une fréquence d'acquisition de 1 Hz pendant 1 h. On peut suivre, sur les deux médianes, figure 2-27 et figure 2-28, l'évolution de la température entre les deux échangeurs et les deux parois adiabatiques, à l'interface air/plafond. Sur ces figures, les cartographies de température sont obtenues par interpolation linéaire. Dans le plan médian, la température à mi-largeur correspond à la température de stratification pour $Z^* = 1$, soit environ $\theta = 0,25$. La température rejoint ensuite les températures des parois chaudes et froides mais avec une pente

très faible dans la partie centrale. Cela se rapproche effectivement d'un cas de parois adiabatiques où l'on néglige les effets radiatifs, comme on peut le voir sur la figure 2-29a.

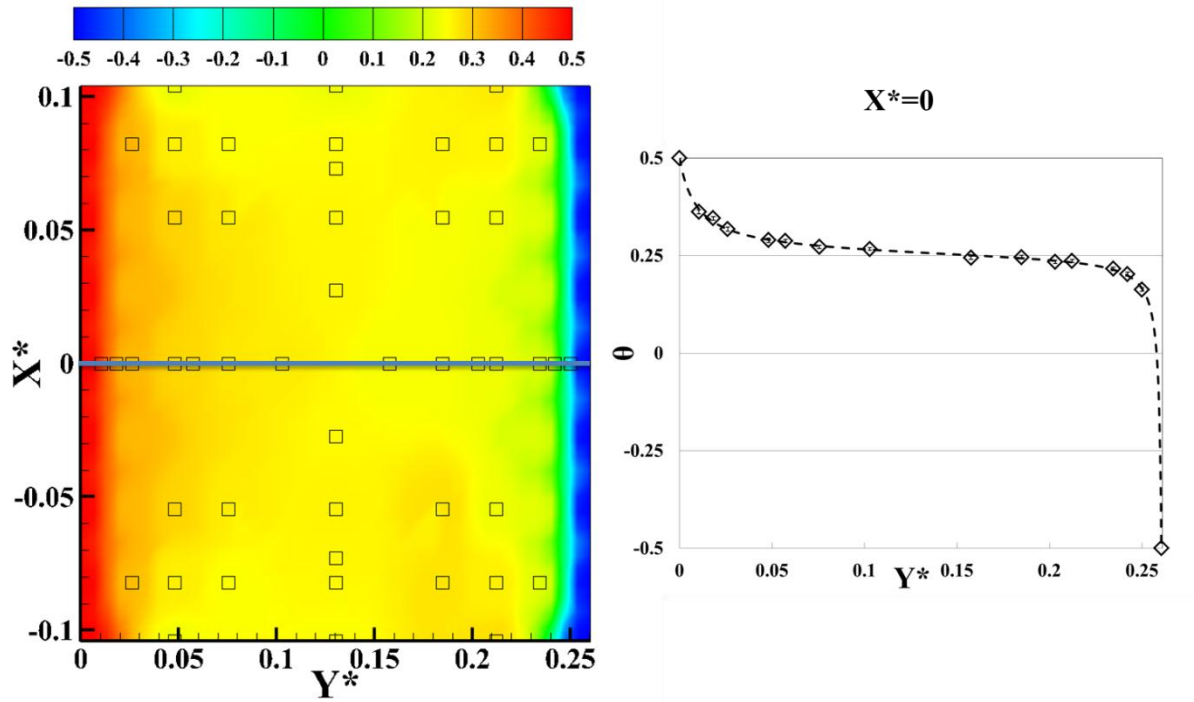


Figure 2-27 : Profils de température adimensionnée au plafond à mi-profondeur pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

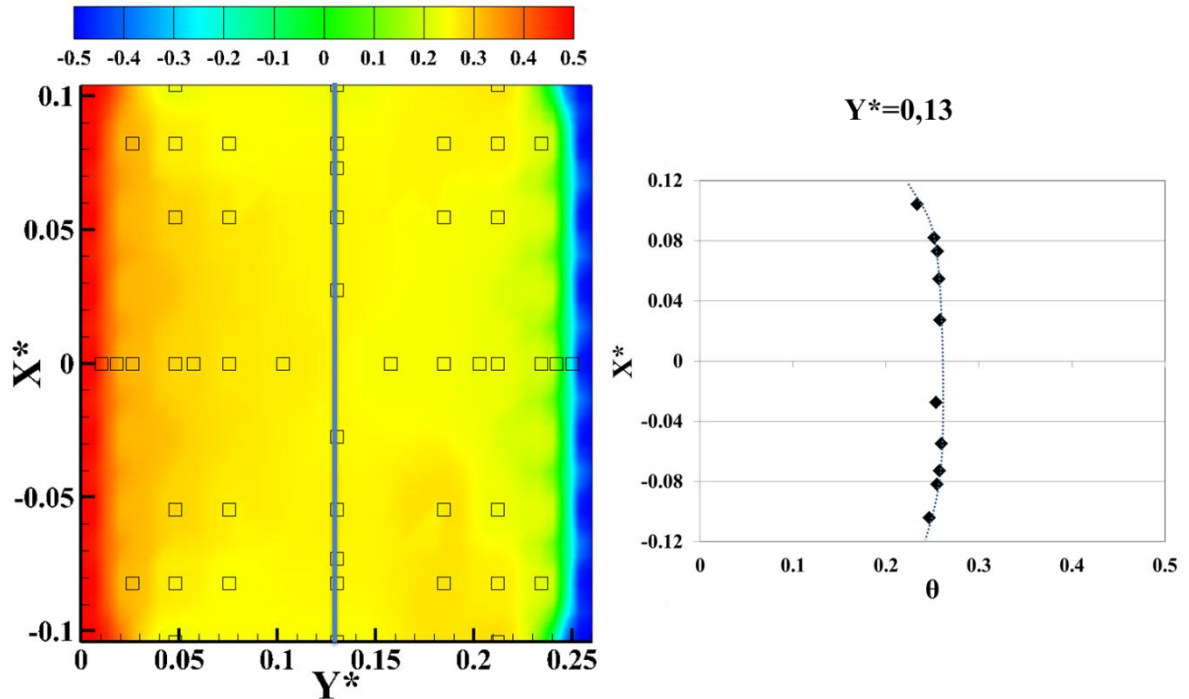


Figure 2-28 : Profils de température adimensionnée au plafond à mi-largeur pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 2-29 représente les profils de température des parois horizontales à mi-profondeur pour des parois adiabatiques en tenant compte de la conduction (en trait plein) ou non (en

pointillés) pour une cavité de rapport de forme profondeur/hauteur de 0,32 et un nombre de Rayleigh égal à $1,5 \times 10^9$, [Xin *et al.* 2014]. En effet, un palier est nettement observé pour le cas adiabatique pur représenté en pointillés. La conduction en revanche, tend à accentuer la pente au centre du profil. On note tout de même sur la figure 2-27 que le profil de température présente une courbure plus importante près des parois isothermes que dans le cas adiabatique. Cela peut s'expliquer par des effets conductifs et (probablement dans une moindre mesure) par des effets radiatifs, malgré les précautions employées pour les limiter. On observe les mêmes courbures dans le cas « avec rayonnement », sur la figure 2-29b.

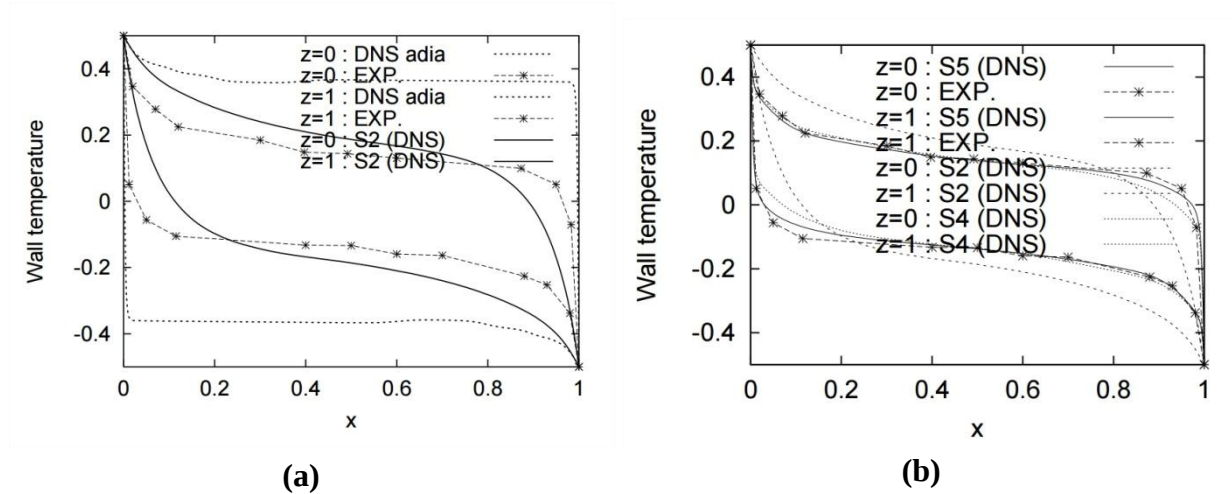


Figure 2-29 : Profils de température moyenne des parois horizontales à mi-profondeur dans le cas de parois adiabatiques sans rayonnement (a) sans tenir compte de la conduction (pointillés) et en l'incluant (S2) et en incluant le rayonnement de paroi, pour différentes émissivités (b), pour $Ra_H = 1,5 \times 10^9$ [Xin *et al.* 2014].

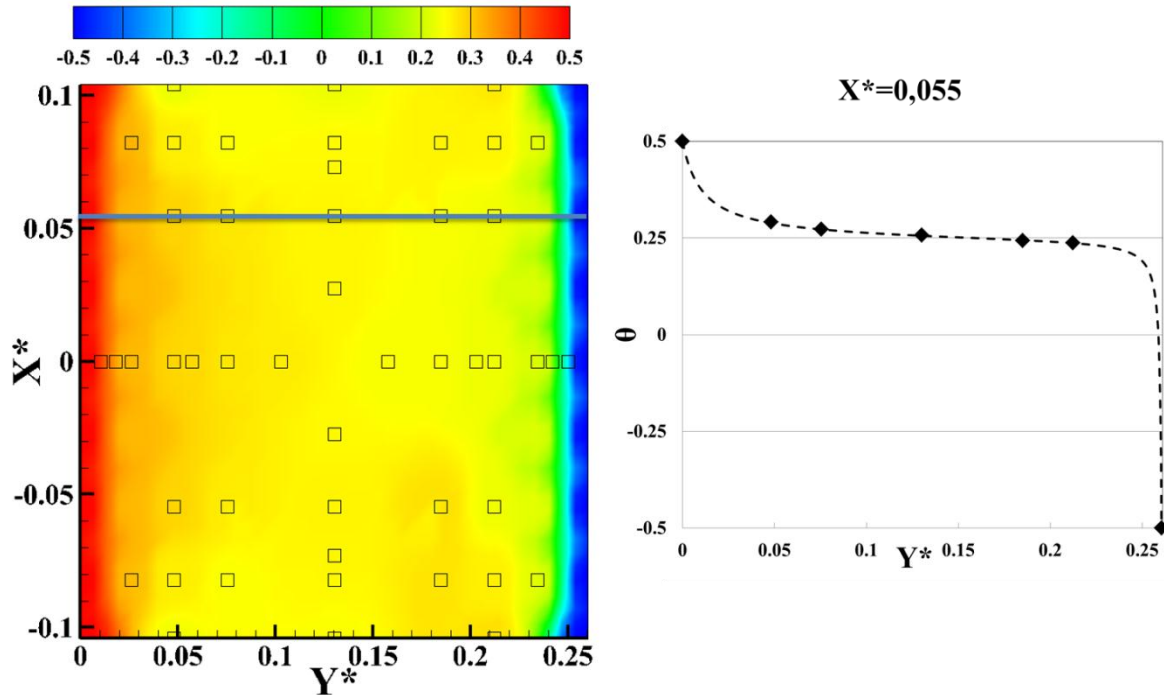


Figure 2-30 : Profils de température adimensionnée au plafond au 3/4 pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

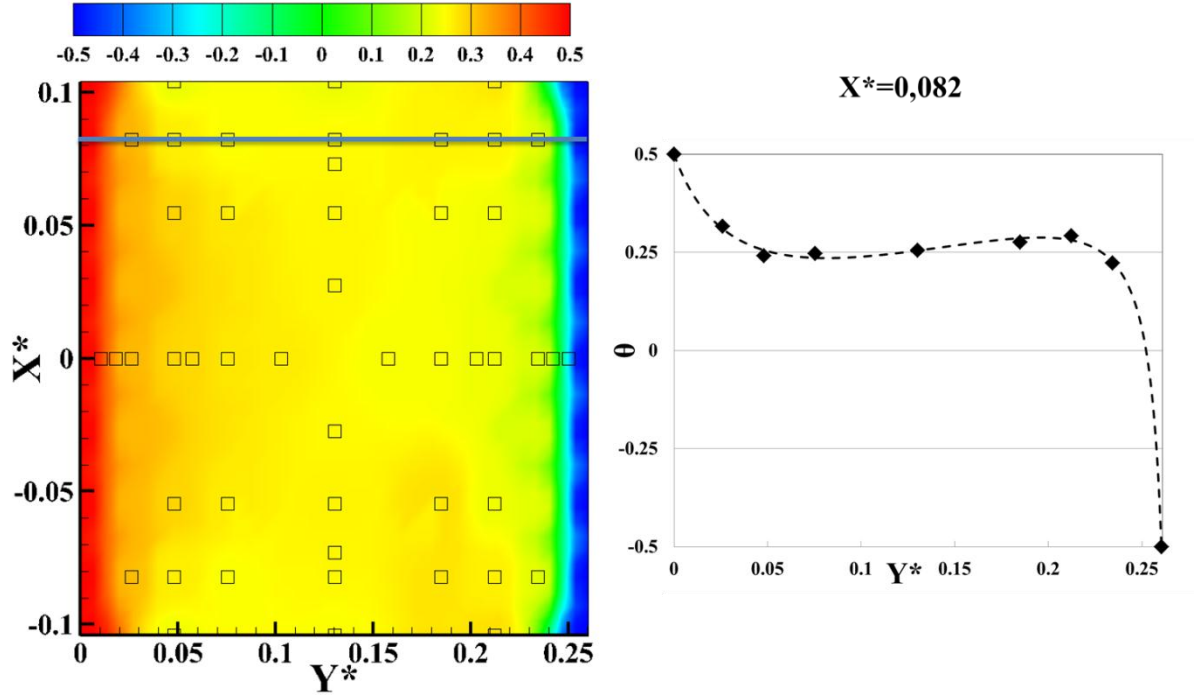


Figure 2-31 : Profils de température adimensionnée au plafond au 4/5° pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Dans la profondeur, la température n'évolue quasiment pas comme on peut s'y attendre, sous l'hypothèse que les mouvements convectifs moyen au sein de la cavité sont essentiellement bidimensionnels. On remarque, néanmoins, un léger effet de bord, proche des parois adiabatiques en $X^* = 0,10$ et $-0,10$, soit à environ 3 cm des parois. De ce fait, on retrouve la même allure des profils de température entre les parois chaude et froide quelle que soit la profondeur, $X^* = 0,055$ et $0,082$ sur les figures 2-30 et 2-31.

Comme pour les parois avant/arrière, on recherche une loi permettant de s'adapter aux points expérimentaux. La forme retenue est celle proposée par [Salat 2004] faisant intervenir des fractions rationnelles qui s'adaptent plutôt bien au type de profil observé. On cherche ainsi des profils de la forme suivante :

$$\theta_{pl}(\tilde{Y}^*) = (0,5 - \tilde{Y}^*) + \tilde{Y}^*(\tilde{Y}^* - 1) \frac{a - b\tilde{Y}^*}{c + d\tilde{Y}^* - e\tilde{Y}^{*2}} \quad (2-11)$$

La forme a été choisie pour respecter les conditions aux limites : $\theta_{pl}(0) = 0,5$ et $\theta_{pl}(L/H) = -0,5$. Les coefficients ont, ensuite, été déterminés en minimisant l'écart entre la loi θ_{pl} et les points expérimentaux par une méthode de moindres carrés. L'algorithme utilisé est le même que pour la partie 2.4.1.2. Les coefficients utilisés pour tracer les profils suivants sont répertoriés dans le Tableau 2-3.

Cas	a	b	c	d	e
$X^*=0$	2,59107	12,08253	0,44088	11,98444	12,36223
$X^*=0,055$	2,62840	12,07517	0,50672	11,76083	12,22632
$X^*=0,082$	2,88154	11,95559	1,44038	7,75450	9,00074

Tableau 2-3 : Coefficients de la fonction θ_{pl} à différentes profondeurs X^* pour une émissivité de paroi de 0,1 et un nombre de Rayleigh $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

2.5 Conclusion

La cavité différentiellement chauffée, installée depuis 2006 au laboratoire, a été développée avec un soin particulier au niveau des conditions aux limites :

- des parois de faible conductivité thermique pour remplir la condition d'adiabaticité du plafond, du plancher et des faces avant et arrière,
- un système de régulation maintenu à température par des cryothermostats qui permet d'obtenir une température uniforme sur toute la surface des parois isothermes ($\Delta T < 0.1^\circ\text{C}$),
- une faible émissivité des surfaces internes : duraluminium et film Mylar® pour limiter les effets du rayonnement.

L'installation des instruments de mesure a été réalisée de manière à limiter au maximum les fuites et les infiltrations d'air et de chaleur et permet des mesures de champs de vitesse selon un plan horizontal et selon le plan vertical médian.

Les mesures de température sont réalisées à l'aide d'un micro-thermocouple de type K de diamètre 12,7 μm pour 1 cm de longueur de fil. Ces dimensions présentent l'avantage de peu perturber l'écoulement et d'avoir un temps d'intégration faible de 2 ms. La vitesse est mesurée par PIV car la fréquence d'acquisition peut facilement être fixée et ainsi être synchronisée avec les mesures de température. Le couplage des deux systèmes de mesure est assuré par un générateur de pulse de type BNC piloté à l'aide d'une interface LabVIEW© temps réel.

Enfin, les conditions aux limites thermiques sur les parois adiabatiques horizontales et verticales sont présentées à partir de mesure de température par thermocouples de type K de 0,25 mm de diamètre. Cela permet d'établir deux lois d'évolution détaillant :

- les profils de température sur les faces avant et arrière quelle que soit la cote Z^* ,
- les profils de température sur les surfaces horizontales sur toute la profondeur de la cavité.

CHAPITRE 3 TRAITEMENT DES DONNEES, RESULTATS ET ANALYSE

SOMMAIRE

3.1	Mise en équation.....	68
3.1.1	Configuration étudiée	68
3.1.2	Equations de conservation.....	68
3.2	Topologie de l'écoulement moyen et zones de mesures	70
3.2.1	Profils de vitesse moyenne	72
3.2.2	Profils de température moyenne.....	76
3.2.3	Couplage vitesse et température.....	79
3.3	Post-traitement des données	81
3.3.1	Proper Orthogonal Decomposition (POD).....	82
3.3.2	Etude modale et spectrale.....	88
3.3.3	Applications	91
3.4	Exploitation des grandeurs post-traitées.....	95
3.4.1	Etude dans un plan horizontal à $Z^*=0,75$	95
3.4.2	Etude dans le plan vertical médian.....	103
3.4.3	Quantités « intégrées »	136
3.4.4	Quantités dérivées	151
3.4.5	Comparaison avec des données issues de calculs numériques.....	171

3.1 Mise en équation

3.1.1 Configuration étudiée

On rappelle ici les dimensions et la disposition de la cavité (figure 3-1). Les dimensions « utiles » sont les dimensions intérieures, où l'écoulement va s'établir. La hauteur de la cavité est de $H=3,84$ m, la largeur de $L=1$ m et la profondeur, $D=0,86$ m. L'émissivité des parois isothermes est de $0,15 \pm 0,05$ et celle du film Mylar® recouvrant les parois adiabatiques de $0,1 \pm 0,05$.

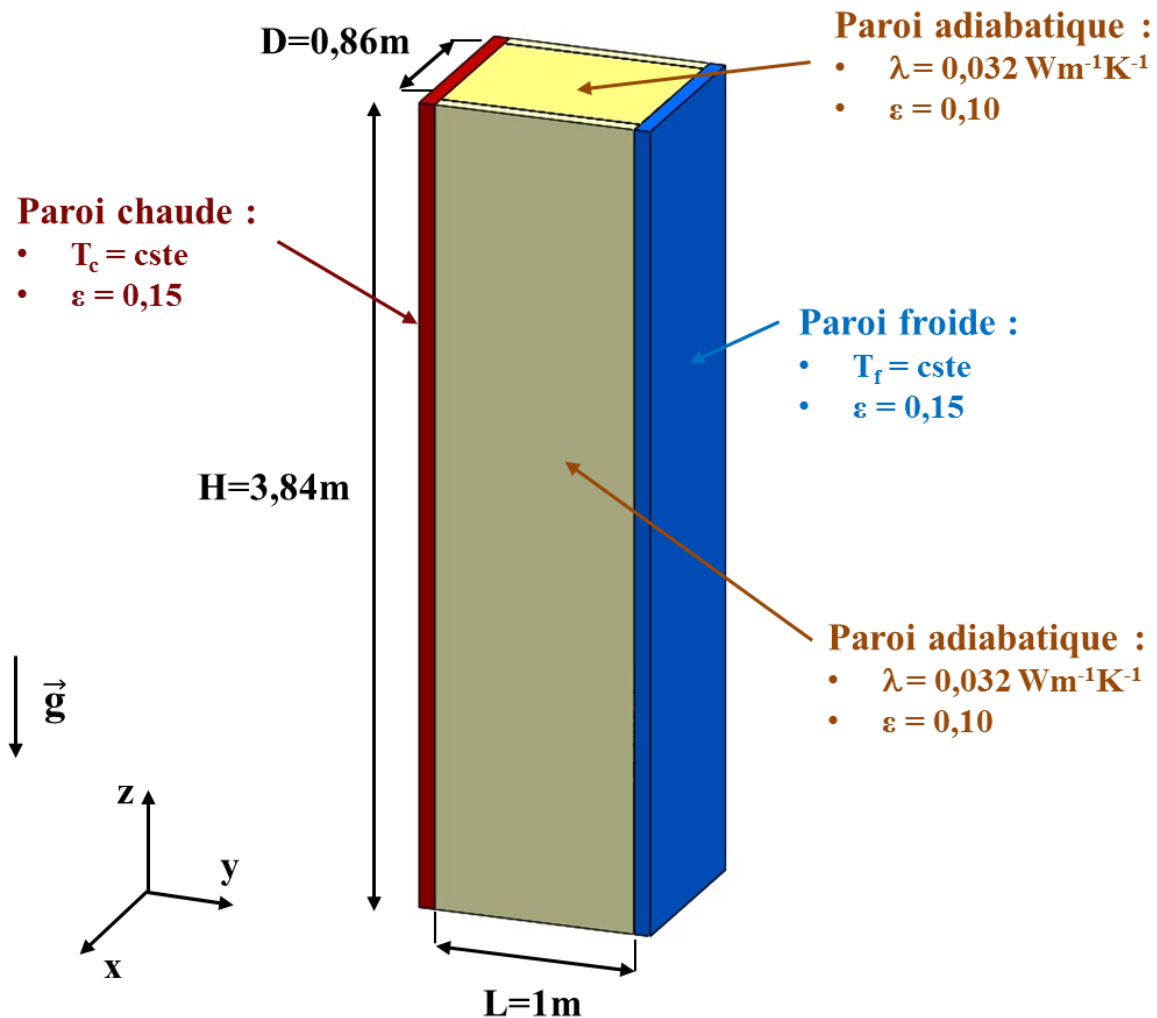


Figure 3-1 : Configuration de la cavité.

3.1.2 Equations de conservation

Les équations de conservation présentées ci-après ont été établies moyennant les hypothèses suivantes :

- l'écoulement est en régime instationnaire
- on suppose le fluide newtonien

- on se place dans l'approximation de Boussinesq (tous les paramètres thermophysiques constants avec une exception pour la masse volumique uniquement dans le terme de flottabilité)
- on considère le fluide isovolume

On rappelle la forme des équations dans l'approximation de Boussinesq :

- continuité : $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ (3-1)

- moment : $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p_m - \beta(T - T_0)\vec{g} + \nu \vec{\Delta} \vec{v}$ (3-2)

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

Dans ces équations, p_m , représente la pression motrice et est définie par : $p_m = p - \rho_0 g z$ et $S_v = \frac{q_v}{\rho c_p}$ représente un terme source volumique.

On peut également définir les grandeurs adimensionnées du problème :

- Nombre de Rayleigh : $Ra_H = \frac{g\beta\Delta T H^3}{\alpha\nu}$

- Nombre de Prandtl : $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$

- Rapport de forme vertical : $A_V = \frac{H}{L}$

- Rapport de forme transverse : $A_T = \frac{H}{D}$

- Rapport de forme horizontal : $A_H = \frac{D}{L}$

- Coordonnées adimensionnées : $X^* = \frac{x}{H} ; Y^* = \frac{y}{H} ; Z^* = \frac{z}{H}$

- Température adimensionnée : $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$

où : $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$ et $\Delta T = T_c - T_f$

- Vitesses adimensionnées : $U^* = \frac{u}{V_{ref}} ; V^* = \frac{v}{V_{ref}} ; W^* = \frac{w}{V_{ref}}$

avec $V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$

- Temps adimensionné $t^* = \frac{t}{t_{ref}}$

avec $t_{ref} = \frac{L_{ref}}{V_{ref}} = \frac{H^2}{\alpha \sqrt{Ra_H}}$

- Pression motrice adimensionnée : $p_m^* = \frac{p_m}{\rho_0 V_{ref}^2} = \frac{H^2}{\rho_0 \alpha^2 Ra_H} p_m$

- Terme source volumique adimensionnée : $S_v^* = \frac{H^2}{\alpha \Delta T \sqrt{Ra_H}} S_v = \frac{S_v}{S_{vref}}$

- Paramètre de stratification thermique : $S = \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{Y^* = \frac{1}{2A_v}; X^* = \frac{1}{2A_T}} = \frac{H}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{y=0,5m; x=0,43m}$

On peut donc écrire dans un repère cartésien le système d'équations adimensionnées :

$$\frac{\partial U^*}{\partial X^*} + \frac{\partial V^*}{\partial Y^*} + \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = 0 \quad (3-4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U^*}{\partial t^*} + U^* \frac{\partial U^*}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial U^*}{\partial Y^*} + W^* \frac{\partial U^*}{\partial Z^*} &= -\frac{\partial p_m^*}{\partial X^*} + \frac{Pr}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 U^*}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 U^*}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 U^*}{\partial Z^{*2}} \right) \\ \frac{\partial V^*}{\partial t^*} + U^* \frac{\partial V^*}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial V^*}{\partial Y^*} + W^* \frac{\partial V^*}{\partial Z^*} &= -\frac{\partial p_m^*}{\partial Y^*} + \frac{Pr}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 V^*}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 V^*}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 V^*}{\partial Z^{*2}} \right) \\ \frac{\partial W^*}{\partial t^*} + U^* \frac{\partial W^*}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial W^*}{\partial Y^*} + W^* \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} &= -\frac{\partial p_m^*}{\partial Z^*} + \frac{Pr}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 W^*}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 W^*}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 W^*}{\partial Z^{*2}} \right) + Pr\theta \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + U^* \frac{\partial \theta}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial \theta}{\partial Y^*} + W^* \frac{\partial \theta}{\partial Z^*} = \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^{*2}} \right) + S_v^* \quad (3-6)$$

Les propriétés thermophysiques utilisées dans ces équations sont calculées à une température de 20°C :

T_0	g	β	ΔT	ν	α	ρ_0	c_p	H
20°C	9,81m/s ²	0,0034K ⁻¹	20°C	1,5×10 ⁻⁵ m ² /s	2,1×10 ⁻⁵ m ² /s	1,20kg/m ³	1005J/kgK	3,84m

Ceci qui conduit à un nombre de Rayleigh calculé par rapport la hauteur :

$$Ra_H = (1,20 \pm 0,05) \times 10^{11}.$$

Dans ces conditions, un ordre de grandeur des termes de référence peut également être calculé :

Pr	V_{ref}	t_{ref}	p_{ref}	S_{vref}
0,70	1,90 m/s	2,02 s	4,36 Pa	9,91 K/s

3.2 Topologie de l'écoulement moyen et zones de mesures

La figure 3-2 rappelle la structure de l'écoulement dans le tiers supérieur de la cavité où l'on peut souligner quatre types de circulations particulières (voir également figure 1-7, p.21) :

- une première, globale, longe les parois de la cavité :
 - deux écoulements verticaux de couches limites le long des parois isothermes,
 - deux jets pariétaux horizontaux le long des parois horizontales,
- une seconde circulation en partie haute de la couche limite chaude, redescend en bordure externe de la couche limite. Cet écoulement vient d'une part alimenter la couche limite froide, de l'autre côté de la cavité et est ré-entrainé par la couche limite chaude ascendante, d'autre part,
- deux zones de recirculations :
 - une au niveau du plafond de la cavité,
 - une en proche paroi chaude, au 2/3 de la hauteur de la cavité.

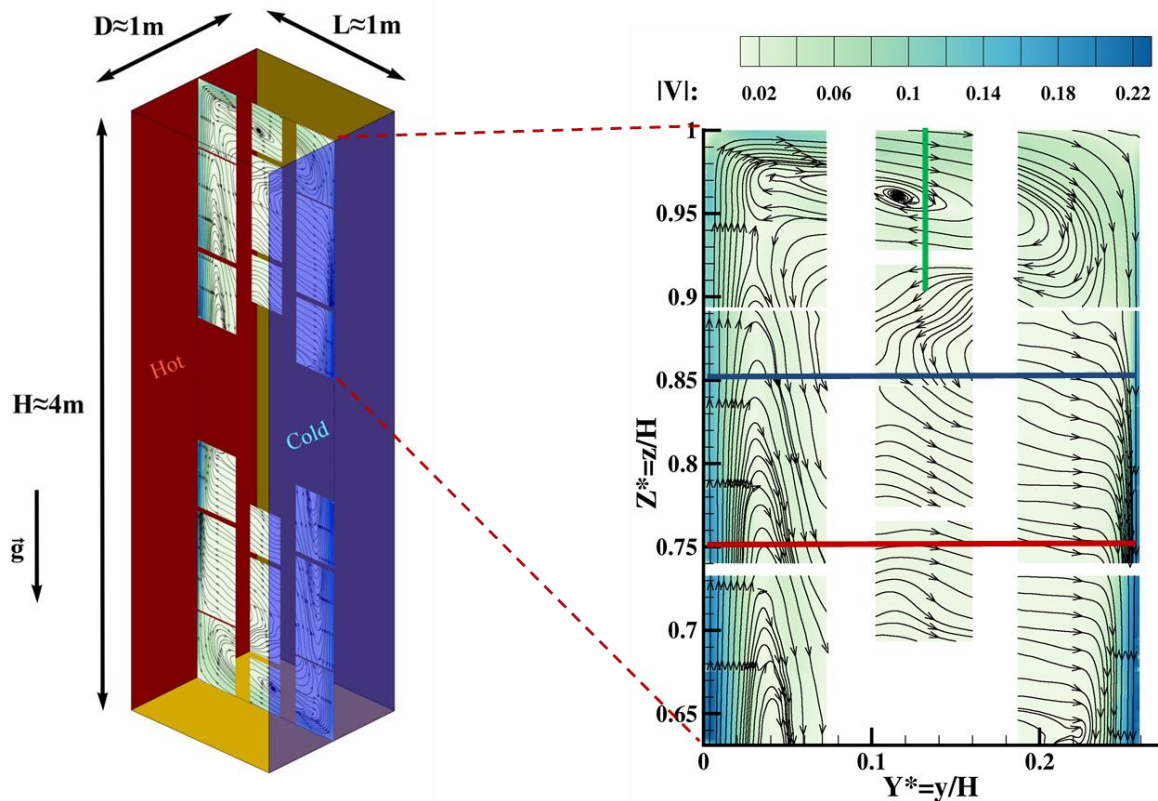


Figure 3-2 : Lignes de courant des champs de vitesse obtenues par juxtaposition de 18 champs moyens PIV ($20 \times 30 \text{ cm}^2$) sur le tiers supérieur de la cavité [Djanna 2011].

Les travaux expérimentaux entamés par [Rouger 2009] et poursuivis entre autres par [Djanna 2011] ont permis d'avoir une bonne connaissance de la topologie générale de l'écoulement moyen, notamment grâce aux champs PIV successifs présentés figure 3-2. Le comportement thermique de l'écoulement est également bien détaillé par les mesures de température qui balaient l'ensemble de la cavité de [Djanna 2011] présentées au chapitre 1 (figure 1-8). La

centrosymétrie qu'il a vérifiée permet notamment de limiter les acquisitions à la moitié supérieure de la cavité.

Les mesures présentées dans la suite de ce manuscrit sont réalisées dans le plan vertical médian aux cotes, $Z^* = 0,75$ et $0,85$ (côtés froid et chaud) ainsi qu'au niveau du plafond de la cavité à mi-largeur, comme le matérialisent les lignes sur la figure 3-2. Les paragraphes suivants présentent plus en détail l'écoulement à ces cotes de mesure.

3.2.1 Profils de vitesse moyenne

Les profils présentés figure 3-3 et 3-6 donnent l'évolution des composantes verticales et horizontales de la vitesse à $Z^* = 0,75$ à $0,85$. On retrouve côté chaud l'écoulement ascendant sur environ 12,7 cm d'épaisseur ($\approx 0,033$ en adimensionné) suivant Y^* ce qui est cohérent avec les épaisseurs de couche limite à ces cotes trouvées par [Rouger 2009] et [Djanna 2011]. On peut comparer pour s'en assurer les résultats à $Z^* = 0,85$ des mesures couplées en vitesse et température avec les acquisitions de vitesse obtenues par LDV 2D par [Rouger 2009] et par PIV par [Djanna 2011] sur la figure 3-4.

En effet, on constate que, quel que soit le mode d'acquisition, à $Z^* = 0,85$ la composante verticale de la vitesse s'annule à la même abscisse, $Y^* = 0,032$ côté chaud et $Y^* = 0,235$ côté froid. On peut néanmoins souligner une légère sous-estimation de la vitesse lors des mesures par PIV, probablement causée par le biais vers les faibles vitesses discuté en 2.3.1.3. De plus, l'acquisition par PIV ne permet pas d'obtenir une définition du profil en très proche parois en raison des réflexions de la nappe laser sur la paroi et des dimensions du champ de mesure. Au contraire la LDV donne l'allure de l'augmentation de vitesse en début de la couche limite. Toutefois, l'étude présentée ici se focalise sur les échanges et les transferts au sein du fluide. Les quantités pariétales comme le nombre de Nusselt, le frottement pariétal ou encore les tensions de Reynolds au voisinage de la paroi, pourront être trouvées dans les études de [Rouger 2009] et [Djanna 2011].

A l'extérieur de la couche limite dynamique, la vitesse devient négative pour les cotes $0,75$ et $0,85$ coté chaud. En effet, comme on peut le voir sur la cartographie à droite de la figure 3-3, l'écoulement redescend pour alimenter la couche limite froide et la zone de recirculation en bordure externe de la couche limite chaude.

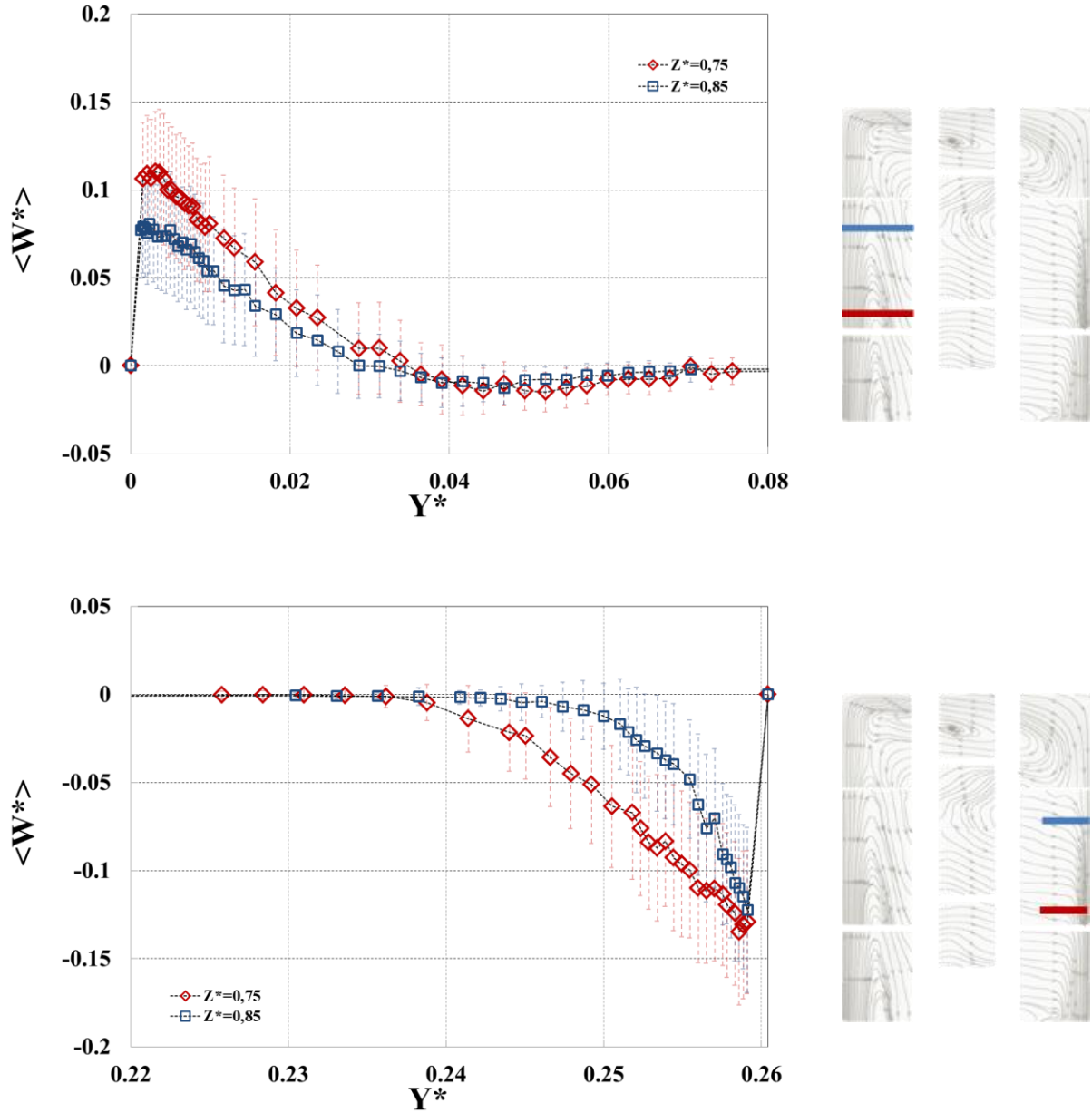


Figure 3-3 : Profils de la composante verticale de la vitesse avec sa valeur RMS (barres) à $Z^*=0,75$ et $0,85$ mesurée par PIV – côté chaud (haut) et côté froid (bas) – pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$.

Il peut être utile, dès lors que l'on s'intéresse particulièrement à la couche limite, de préciser ce que l'on entend par épaisseur de couche limite dynamique. Sur la figure 3-5 sont tracés les deux cas de figure rencontrés dans les couches limites dynamiques :

- le cas de gauche où la vitesse s'annule et devient négative à cause d'un écoulement redescendant ; cas représentatif du côté chaud pour les cotes étudiées,
- le cas de droite où la vitesse s'annule sans dépassement ; cas représentatif du côté froid pour les cotes étudiées.

L'épaisseur de couche limite dynamique δ_v est alors définie comme sur la figure 3-5, lorsque la composante verticale de la vitesse s'annule pour la première fois (en cas de changement de signe de la vitesse).

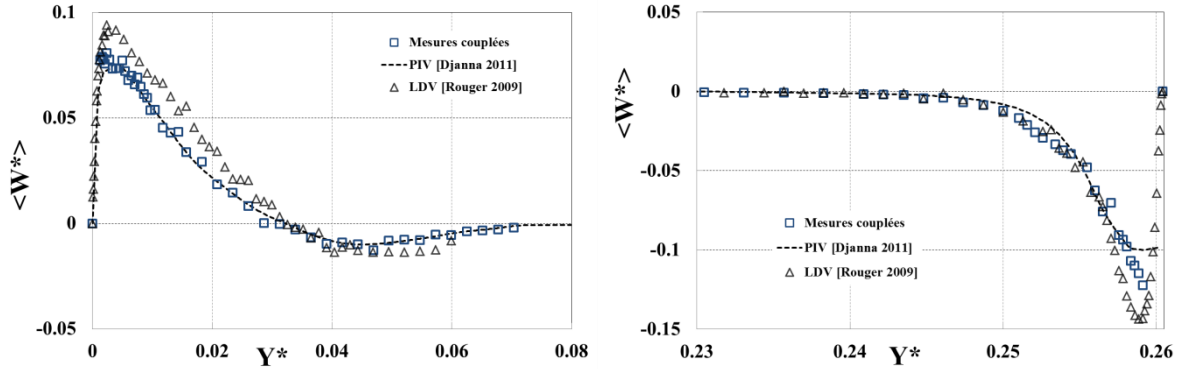


Figure 3-4 : Comparaison des profils de la composante verticale de la vitesse issus des mesures couplées avec des résultats PIV et LDV obtenus précédemment, à $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

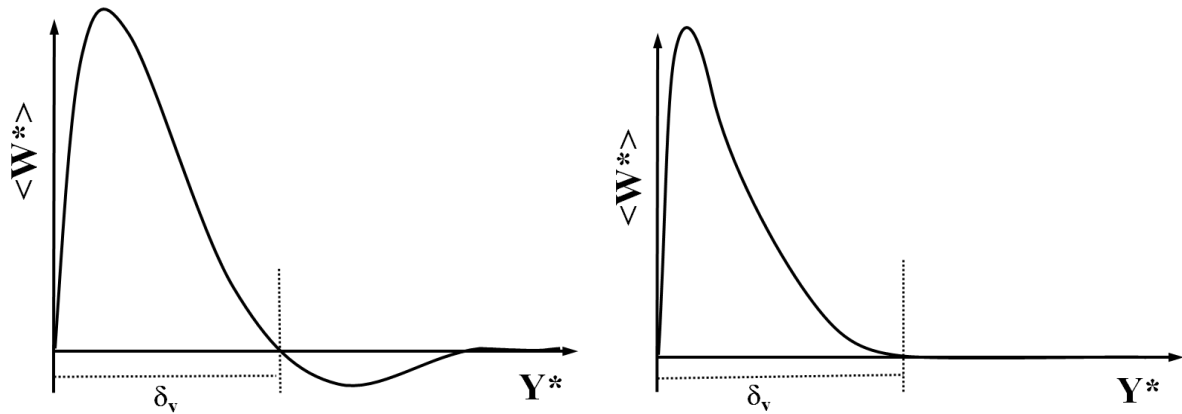


Figure 3-5 : Définition de l'épaisseur de la couche limite dynamique.

La composante horizontale (figure 3-6) est essentiellement positive pour ces deux côtés, excepté en très proche paroi pour $Y^* < 0,005$ à $Z^*=0,75$. Dans cette zone d'accélération, le fluide est aspiré vers la paroi dans son mouvement ascendant. A $Z^*=0,85$, la composante horizontale est toujours positive. A cette cote le fluide ralenti et commence à avoir une interaction avec la zone de recirculation haute. Le fluide est ensuite repoussé à l'extérieur de la couche limite, côté chaud (figure 3-6 – haut), vers un écoulement redescendant qui vient, en partie, réalimenter la couche limite froide, d'où le signe également positif du côté de la paroi froide (figure 3-6 – bas).

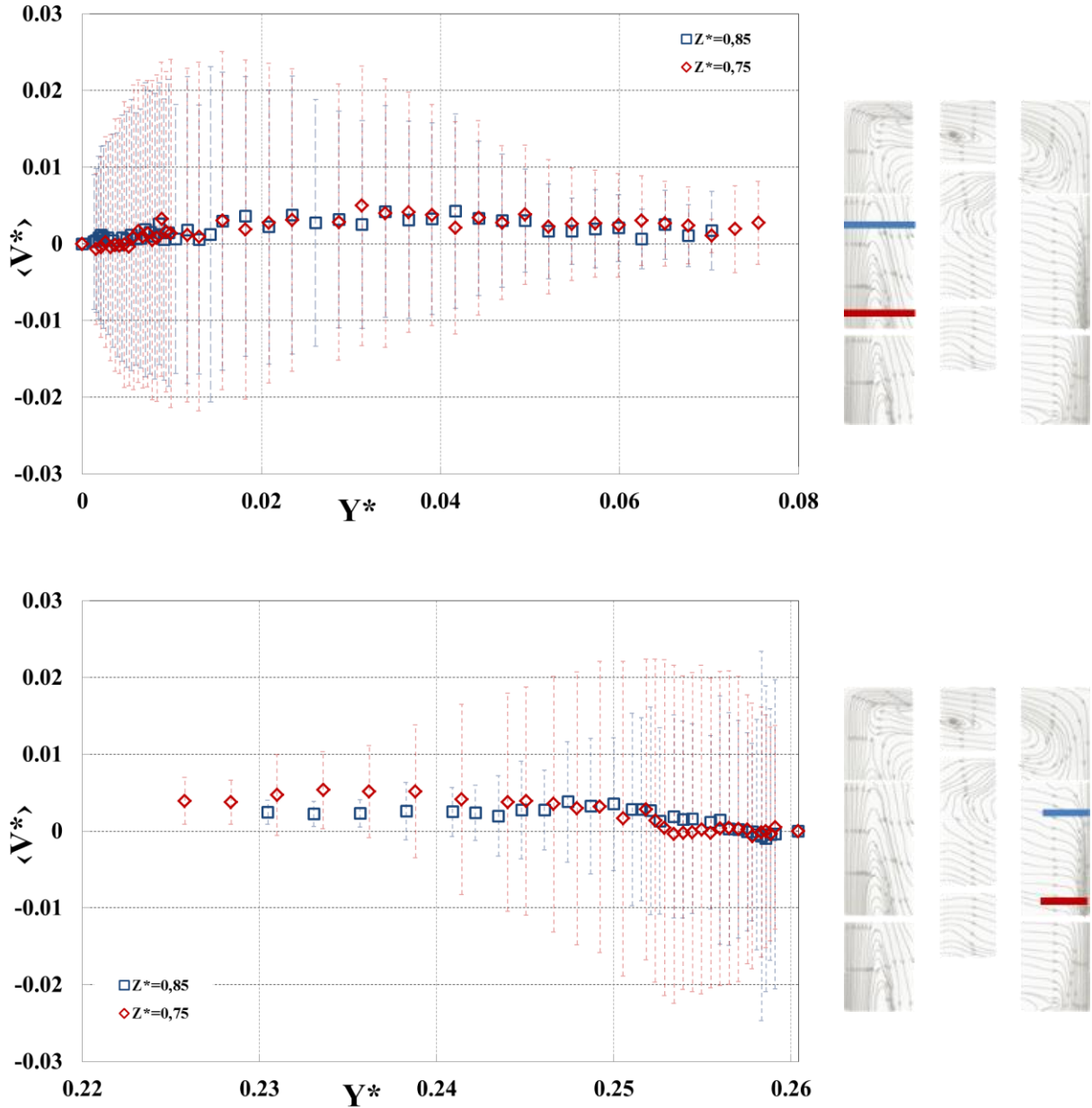


Figure 3-6 : Profils de la composante horizontale de la vitesse avec sa valeur RMS (barres) à $Z^*=0,75$ et $0,85$ – côté chaud (haut) et côté froid (bas) – pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$.

On peut définir une épaisseur de jet dynamique au plafond de la même manière que pour la figure 3-3 lorsque la vitesse, horizontale cette fois, revient à zéro. Au niveau du plafond de la cavité, le jet pariétal qui longe la paroi pour rejoindre la paroi froide a une épaisseur d'environ 17,7 cm (soit 0,046 en adimensionné) à mi largeur (figure 3-7). La composante horizontale est ensuite négative, matérialisant la zone de recirculation au plafond. De l'air est alors renvoyé en direction de la paroi chaude. On note que le signe de la composante verticale est négatif, aux alentours de $Z^*=0,98$, à l'endroit où l'air est éjecté vers la bordure extrême du jet (vers les Z^* décroissants). Néanmoins, étant donnée sa faible valeur, on est – comme au niveau des parois chaude et froide – en présence d'un écoulement essentiellement cisailé.

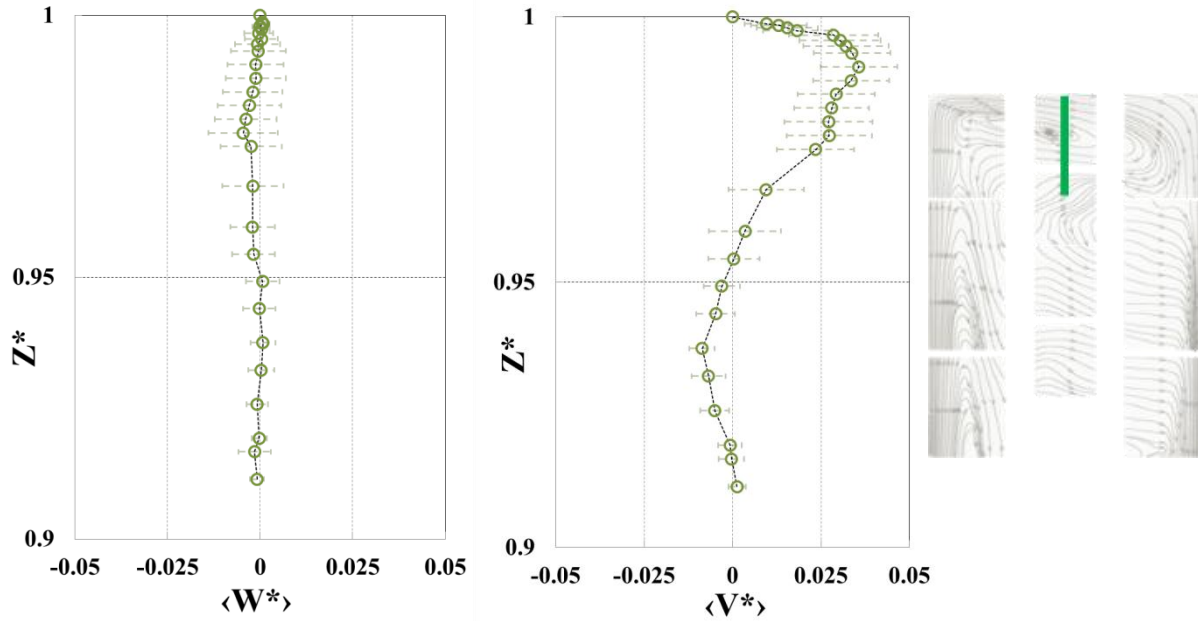


Figure 3-7 : Profils des composantes verticale et horizontale de la vitesse avec leurs valeurs RMS (barres) au niveau du plafond, à mi largeur, $Y^*=0,13$, pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$.

Remarque : Les résultats présentés dans les figures 3-3 à 3-7 sont issues des mesures synchrones en vitesse et en température, donc chaque point de mesure de vitesse est à associer avec une position de mesure de température par thermocouple. Néanmoins on constate grâce à la figure 3-4 que la présence du thermocouple ne perturbe pas la mesure de vitesse. On pourra trouver d'autres éléments de discussion sur les deux systèmes de mesure chez [Ilie 2012].

3.2.2 Profils de température moyenne

Dans les conditions de l'étude, à savoir des parois faiblement émissives et un écart de température de 20°C , la température décroît à partir de la paroi chaude jusqu'à rejoindre un palier avant de chuter de nouveau à proximité de la paroi froide (figure 3-8). La température au cœur de la cavité est stratifiée. La température du fluide rejoint alors son isotherme au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi. Néanmoins, comme pour la vitesse deux comportements sont discernables en fonction de la cote :

- le retour peut se faire de manière monotone, comme dans le premier tiers de la couche limite (cf. coté froid par exemple),
- ou bien dépasser la température d'isotherme avant de s'y stabiliser comme c'est le cas dans la deuxième moitié de la couche limite (cf. coté chaud par exemple).

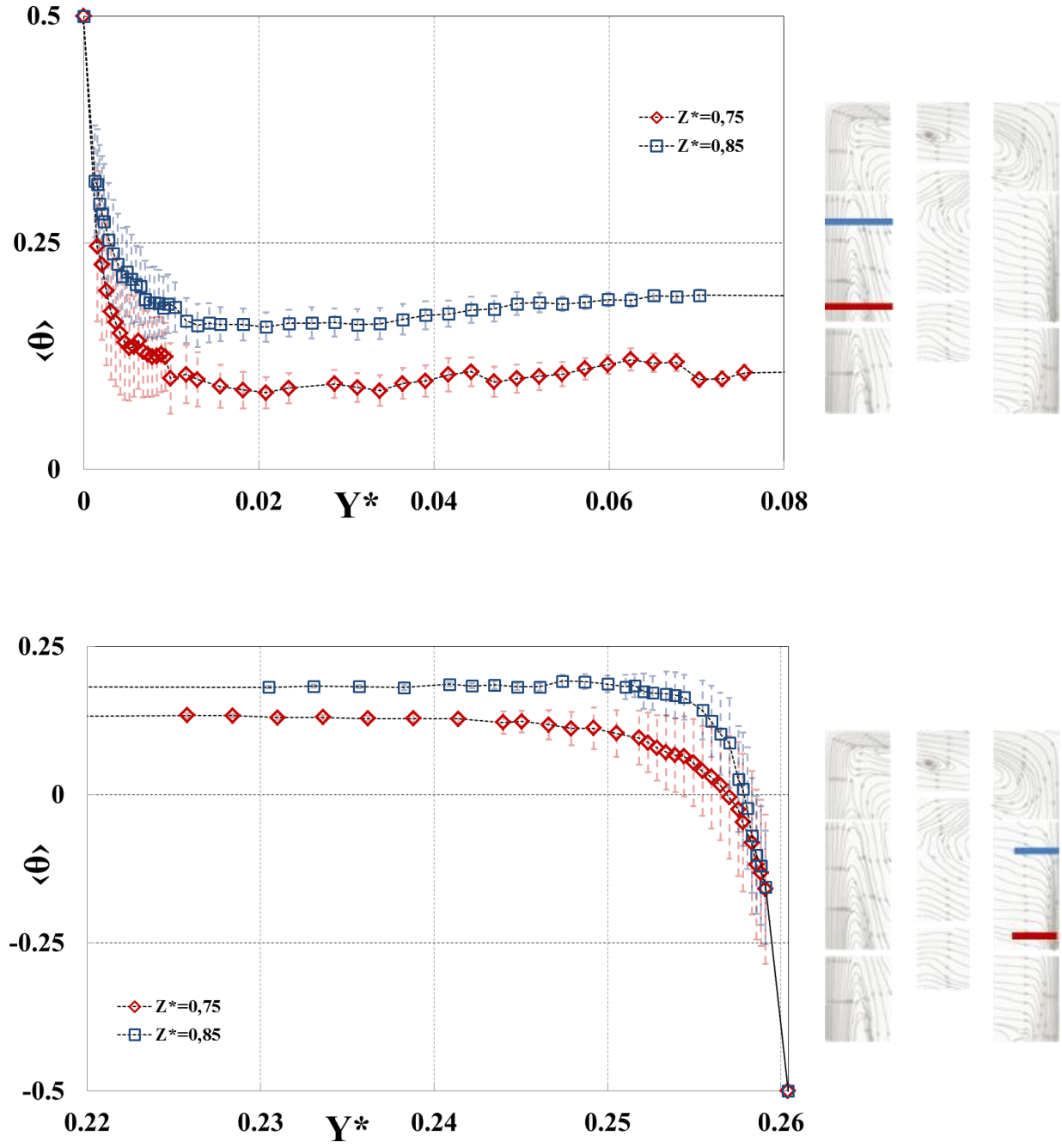


Figure 3-8 : Profils de température moyenne adimensionnée avec sa valeur RMS (barres) à $Z^* = 0,75$ et $0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

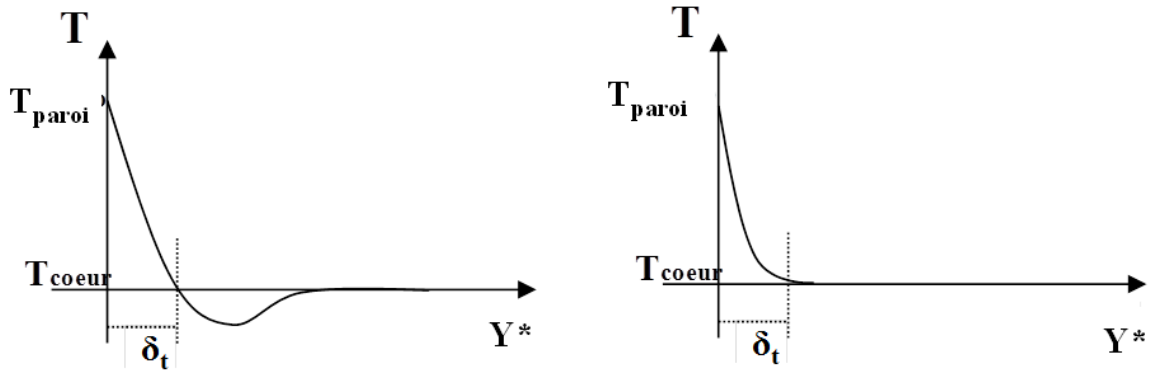
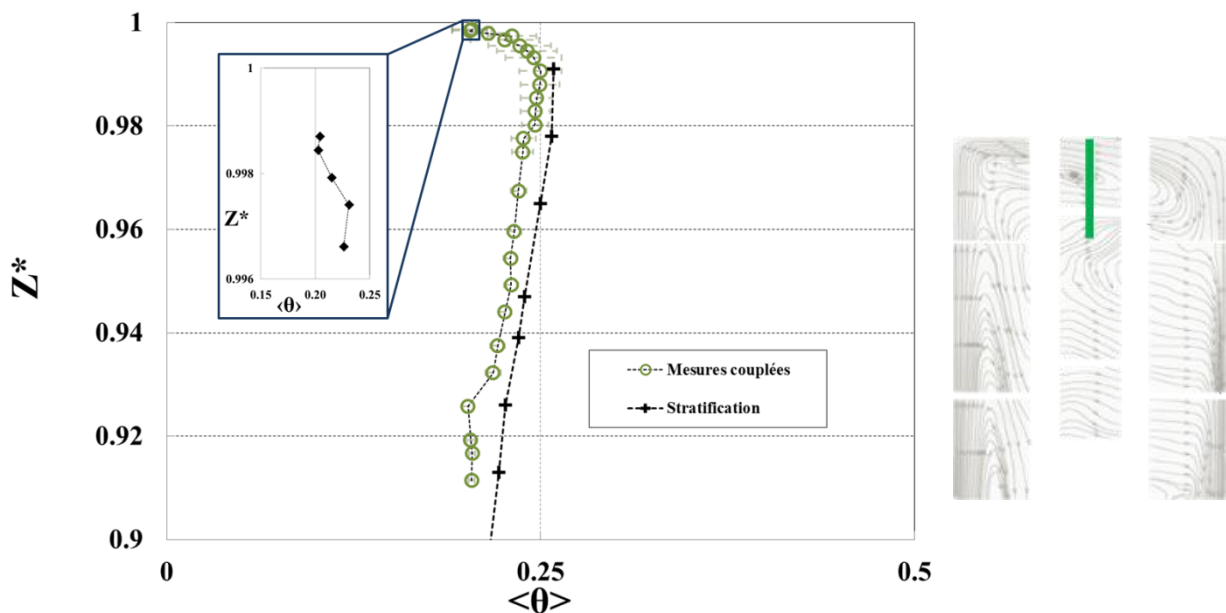


Figure 3-9 : Définition de l'épaisseur de la couche limite thermique.

L'épaisseur de couche limite thermique δ_t est alors définie comme sur la figure 3-9, lorsque la température « croise » son isotherme pour la première fois (en cas de dépassement). Le retour avec dépassement est observé dans les deux tiers supérieurs de la couche limite au niveau de la zone de recirculation – qu'on devine en partie figure 3-2 – qui entraîne, par viscosité, de l'air plus frais provenant des isothermes inférieures. La figure 3-10 présente un profil de température au niveau du plafond à mi-largeur. L'air chaud de la couche limite est entraîné le long de la paroi horizontale puis la température suit la stratification thermique du cœur de la cavité. Le début du profil en très proche paroi semble retourner à la paroi à θ constant (zoom sur la figure 3-10), ce qui conforte la condition de flux nul sur la paroi horizontale et le faible impact du rayonnement de surface.

Les profils présentés ici ne suffisent évidemment pas à décrire l'ensemble de la répartition de la température déjà bien étudiée dans [Djanna 2011].


 Figure 3-10 : Profil de température moyenne adimensionnée avec sa valeur RMS (barres) au niveau du plafond en $Y^* = 0,13$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.2.3 Couplage vitesse et température

En convection naturelle (thermique), le mouvement est créé par un gradient de température en présence d'un champ de pesanteur. Un volume élémentaire d'air plus chaud que son environnement a tendance à s'élever, mu par les forces de flottabilité tandis qu'un volume d'air plus frais, donc de densité plus élevée, a un mouvement descendant. Dans un champ de pesanteur constant, la variation de température est donc un acteur majeur du mouvement de convection naturelle : on parle de couplage fort entre la vitesse du fluide et sa température dans les zones où les forces de flottabilité jouent un rôle prépondérant.

La figure 3-11 illustre la topologie de l'écoulement à $Z^*=0,75$. On distingue trois zones particulières :

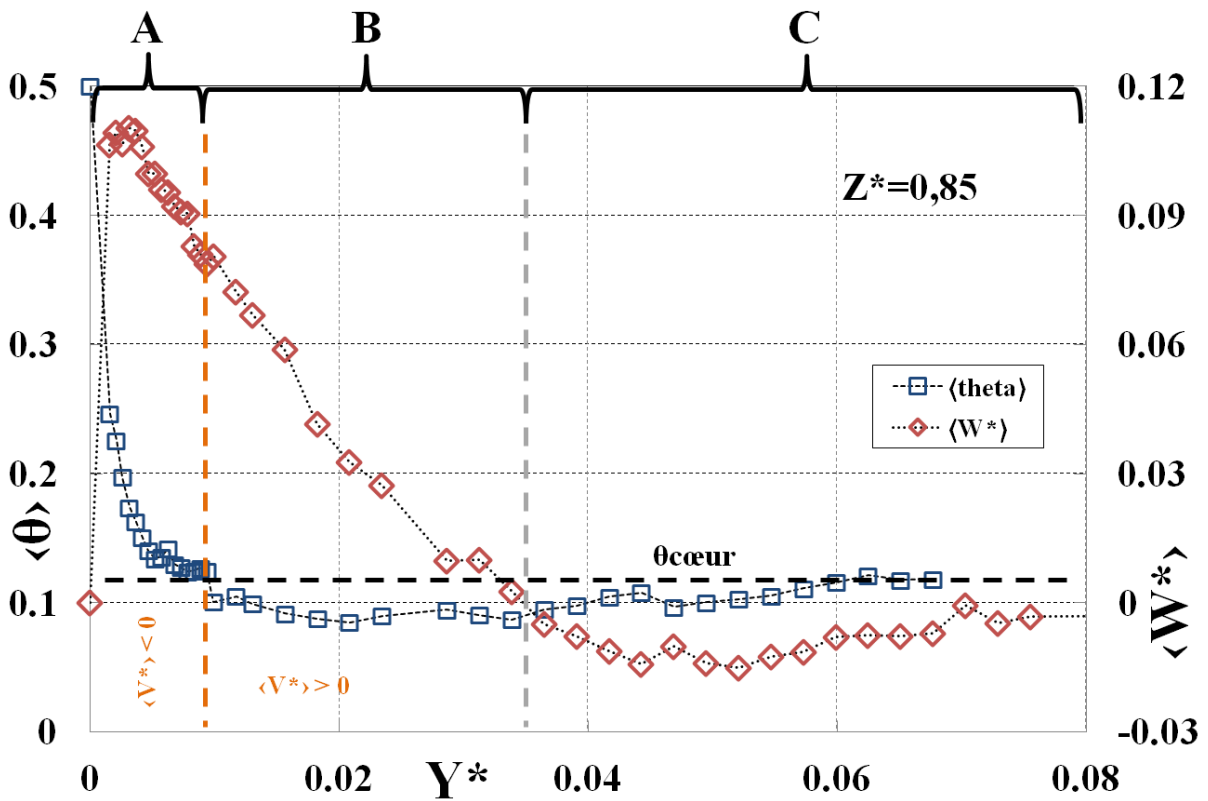


Figure 3-11 : Profils de vitesse et de température dans la cavité à $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

- **Zone A** : en proche paroi
 - aspiration du fluide vers la paroi chaude, la composante horizontale de la vitesse est légèrement négative,
 - accélération du fluide, la composante verticale de la vitesse augmente,
 - diminution de la température jusqu'à la température du cœur, la poussée d'Archimède perd de son intensité,

- **Zone B** : en dehors de la couche limite thermique
 - le fluide est rejeté en dehors de la couche limite, la composante horizontale de la vitesse devient positive,
 - décélération du fluide, la composante verticale de la vitesse diminue (due à une évanescence des effets de flottabilité),
 - du fluide plus froid s'élève par entrainement visqueux, on assiste ici à une compétition entre la thermique et la dynamique,
- **Zone C** : en dehors de la couche limite dynamique
 - le fluide froid (comparé à l'isotherme du cœur à cette cote) redescend vers « son » isotherme, la composante verticale de la vitesse devient négative,
 - au-delà de 30 cm, la vitesse redevient (quasi-)nulle (cœur au repos)

Une autre manière de visualiser le couplage existant entre les fluctuations de la vitesse et la température est de tracer les coefficients de corrélation croisée entre les signaux de vitesse et de température.

Notons A et B , deux signaux temporels. Le coefficient de corrélation croisée, $r(A,B)$, est défini par :

$$r(A,B) = \frac{\langle A' \cdot B' \rangle}{\sigma_A \sigma_B}$$

où A' et B' sont les grandeurs fluctuantes de A et de B et σ_A et σ_B leurs écarts types.

A titre d'exemple, les coefficients de corrélation croisée de la température et des composantes horizontale et verticale de la vitesse au voisinage de la paroi chaude ont été tracés sur la figure 3-12 pour une cote adimensionnée $Z^*=0,85$. On constate, côté chaud, une corrélation importante entre le signal de température et les signaux des deux composantes de la vitesse avant $Y^* = 0,008$ (zone A de la figure 3-11), où l'action des forces de flottabilité est prépondérante. La corrélation entre la température et la vitesse décroît ensuite au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi. Les valeurs négatives de $r(W^*, \theta)$ traduisent le caractère « paradoxal » d'une montée d'air froid, qui est alors entraîné par viscosité et non par flottabilité. Au contraire, la corrélation entre les deux composantes de la vitesse est faible en proche paroi et augmente pour atteindre un palier pour Y^* compris entre 0,01 et 0,04 (zone B de la figure 3-11), soit au niveau de la zone de cisaillement de l'écoulement. Les mêmes observations peuvent être faites côté froid (figure 3-12 bas). Néanmoins, on ne retrouve pas les corrélations négatives en sortie de couche limite thermique. La température n'est pas transportée ici comme un scalaire passif (pas d'écoulement « retour », par rapport à la couche limite froide).

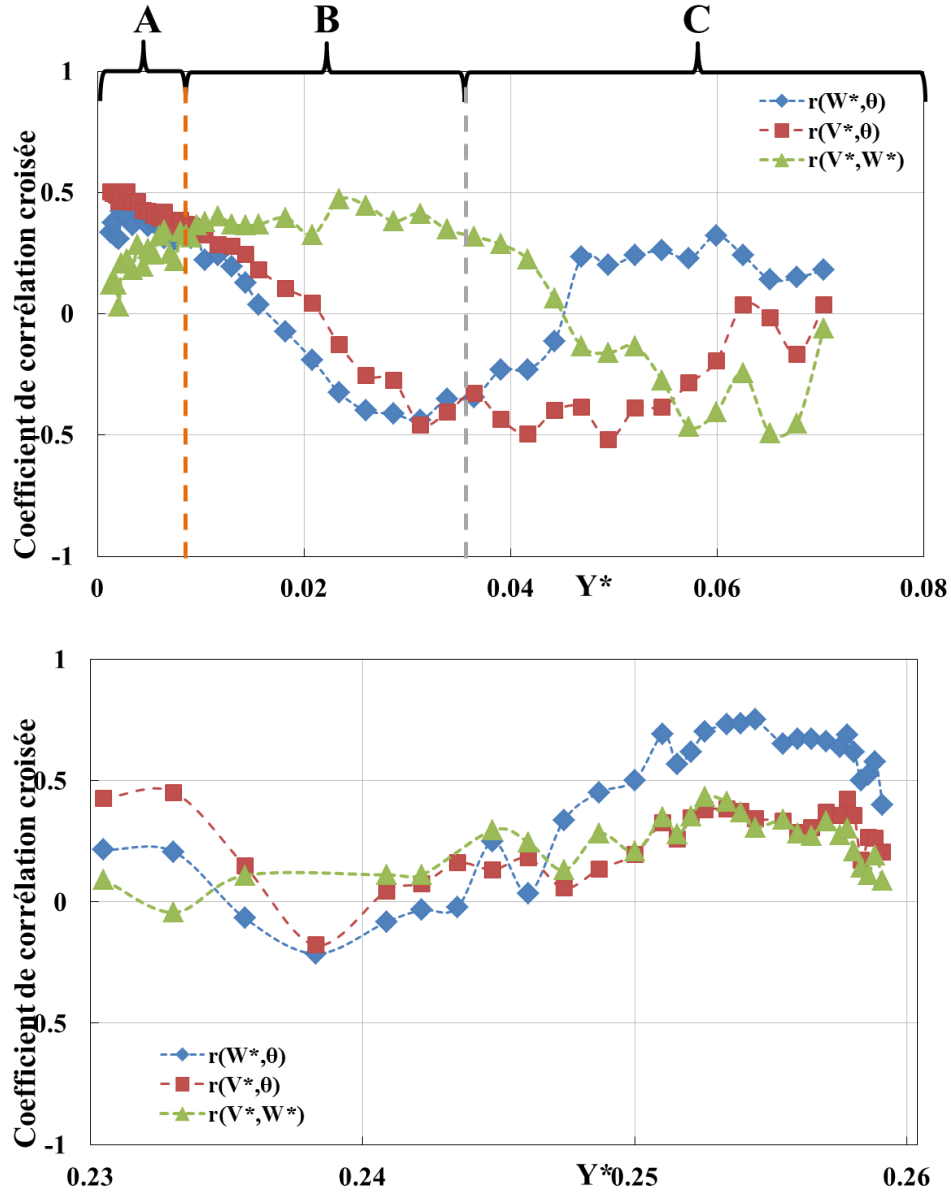


Figure 3-12 : Coefficients de corrélation croisée entre V^* , W^* et θ à $Z^*=0,85$ côté chaud (haut) et côté froid (bas) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

On a rappelé ici le comportement thermique et dynamique de l'écoulement d'un point de vue général avec les différentes circulations présentes au sein de la cavité et d'un point de vue plus détaillé au niveau des couches limites. On peut insister une nouvelle fois sur le couplage qui existe entre la température et la vitesse et qui a motivé les mesures de flux thermiques turbulents présentées plus loin.

3.3 Post-traitement des données

Après avoir présenté les caractéristiques de la CDC ainsi que la topologie de l'écoulement nous allons voir comment améliorer les acquisitions de vitesse avant de les analyser. En effet, il est possible d'effectuer différents traitements sur les images brutes avant d'effectuer le

traitement de corrélation croisée. Toutefois, ceux-ci ne suffisent bien souvent pas à obtenir des champs directement utilisables, pour le calcul précis de gradients de vitesse par exemple. Il convient alors d'effectuer un post-traitement des champs de vecteurs pour faciliter leur utilisation. Le choix s'est porté sur la POD (Proper Orthogonal Decomposition) qui permet dans le cas de champs de vitesse de décomposer le signal en fonction de modes reliés à l'énergie cinétique de l'écoulement.

3.3.1 Proper Orthogonal Decomposition (POD)

3.3.1.1 Présentation

Cette méthode de décomposition repose sur un traitement statistique du signal qui permet d'en extraire une certaine cohérence. Elle a été développée dans différents domaines et notamment en turbulence, [Lumley et Tennekes 1967]. Un des intérêts majeurs de la POD et qui a motivé, ici, son utilisation, réside dans l'obtention d'une base « optimale » reposant sur l'énergie du signal. Il est alors possible de le reconstruire grâce à un nombre restreint de modes [Podvin 2001].

Posons un champ aléatoire $u(x, t)$ à moyenne nulle (comme les fluctuations de la vitesse), dépendant des variables d'espace et de temps, x et t , sur un espace D , borné. L'idée est alors d'approximer ce champ par une somme finie de produits de fonctions à variables séparées :

$$u(x, t) \approx \sum_{i=1}^K a_i(t) \phi_i(x) \quad (3-7)$$

Les fonctions ϕ_i sont recherchées sous la forme d'une base orthonormale « adaptée » au signal u (c'est-à-dire aussi proches que possible de ce signal). Une fois cette base établie, les fonctions a_i sont obtenues en calculant la projection de u sur la base des fonctions ϕ_i :

$$a_i(t) = \int_D u(x, t) \phi_i(x) dx = (u(x, t) | \phi_i(x)) \quad (3-8)$$

où $(\cdot | \cdot)$ représente le produit scalaire canonique.

Pour obtenir une telle base (ϕ_i) , pour que l'approximation (3-7) soit aussi juste que possible au sens des moindres carrés, on recherche la solution du problème de minimisation suivant :

$$\min \left(\sum_{k=1}^N \|u(x, t_k) - \sum_{i=1}^K (u(x, t_k) | \phi_i(x)) \phi_i(x)\|_2^2 \right) \quad (3-9)$$

Pour la résolution de ce problème, on peut écrire l'ensemble des réalisations du champ $u(x, t_i)$ sous la forme d'une matrice U appelée matrice des « Snapshots » :

$$U = \begin{bmatrix} u(x_1, t_1) & \cdots & u(x_1, t_{N_t}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u(x_M, t_1) & \cdots & u(x_M, t_{N_t}) \end{bmatrix} \quad (3-10)$$

où $x_1, x_2, \dots, x_M$ représente les nœuds où le champ u est connu pour chaque instant.

Afin d'obtenir la décomposition (3-7) on réalise une Décomposition par Valeurs Singulières (SVD), qui est une extension de la décomposition aux valeurs propres pour des matrices rectangulaires, appliquée à la matrice U [Chatterjee 2000] :

$$U = A\Sigma B^T \quad (3-11)$$

où U , de dimension (M, N) , est le champ recherché – habituellement de moyenne nulle – A et B deux matrices de dimensions respectivement (M, M) et (N, N) contenant, pour l'une, la base spatiale et pour l'autre la base temporelle et Σ , une matrice (M, N) , dont les termes « diagonaux » sont appelés valeurs singulières de U . Ces coefficients sont les racines carrées des valeurs propres de la matrice UU^T (pour des matrices à coefficients réels) [Lascaux 1986]. Usuellement lors de la SVD, les valeurs singulières de la matrice sont rangées par ordre décroissant sur la diagonale de Σ . Dans ce cas, l'énergie représentée par les n premiers vecteurs de la base est supérieure à celle représentée par toute autre association de n vecteurs de base.

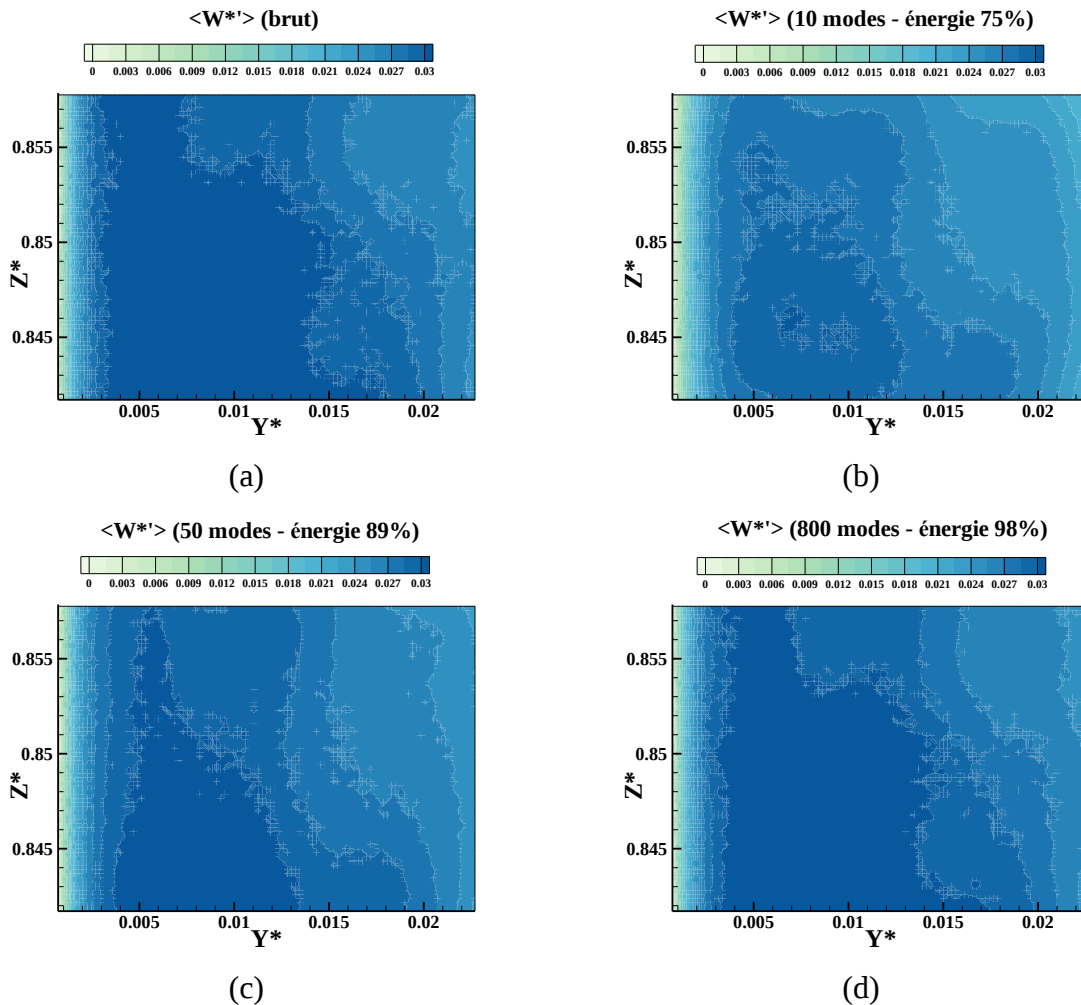


Figure 3-13 : Champs RMS de la composante verticale de la vitesse tracés après l'acquisition (a), puis en reconstruisant le signal en considérant 10 (b), 50 (c) et 800 modes (d).

On suppose ici que le mouvement est essentiellement décrit par ses premiers modes (les plus énergétiques). Les modes suivants n'apportent alors pas d'information significative voire

(ré)introduisent et/ou reproduisent un bruit. Ainsi, en tronquant la reconstruction du signal pour garder un nombre bien choisi de valeurs singulières, il est alors possible de reconstruire le signal en réduisant fortement le bruit. En prenant différentes étapes de la reconstruction de la composante verticale de la vitesse pour le calcul de la RMS par exemple, figure 3-13, on constate que trop peu de modes (10 dans le cas b) ne représentent pas efficacement le champ de RMS, tandis que l'utilisation de trop de modes 800 dans le cas d) vient re-introduire du bruit. Dans ce cas, aux alentours de cinquante modes, soit environ 89% de l'énergie du signal (cas c), on améliore grandement les niveaux de RMS correspondant au champ brut (cas a).

L'énergie E_p du signal pour un nombre p de modes est alors calculée, ici, de la manière suivante :

$$E_p = \frac{\sum_{i=1}^p \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^N \sigma_i^2} \quad (3-12)$$

où les σ_i représentent les valeurs singulières contenues sur la diagonale de Σ , N le nombre total de modes. On prend ici le carré des valeurs singulières car l'énergie ainsi calculée peut alors être interprétée comme l'énergie cinétique de l'écoulement étant donné que l'on considère des champs de vitesse, comme on l'expliquera au paragraphe suivant.

3.3.1.2 Discussion sur l'énergie

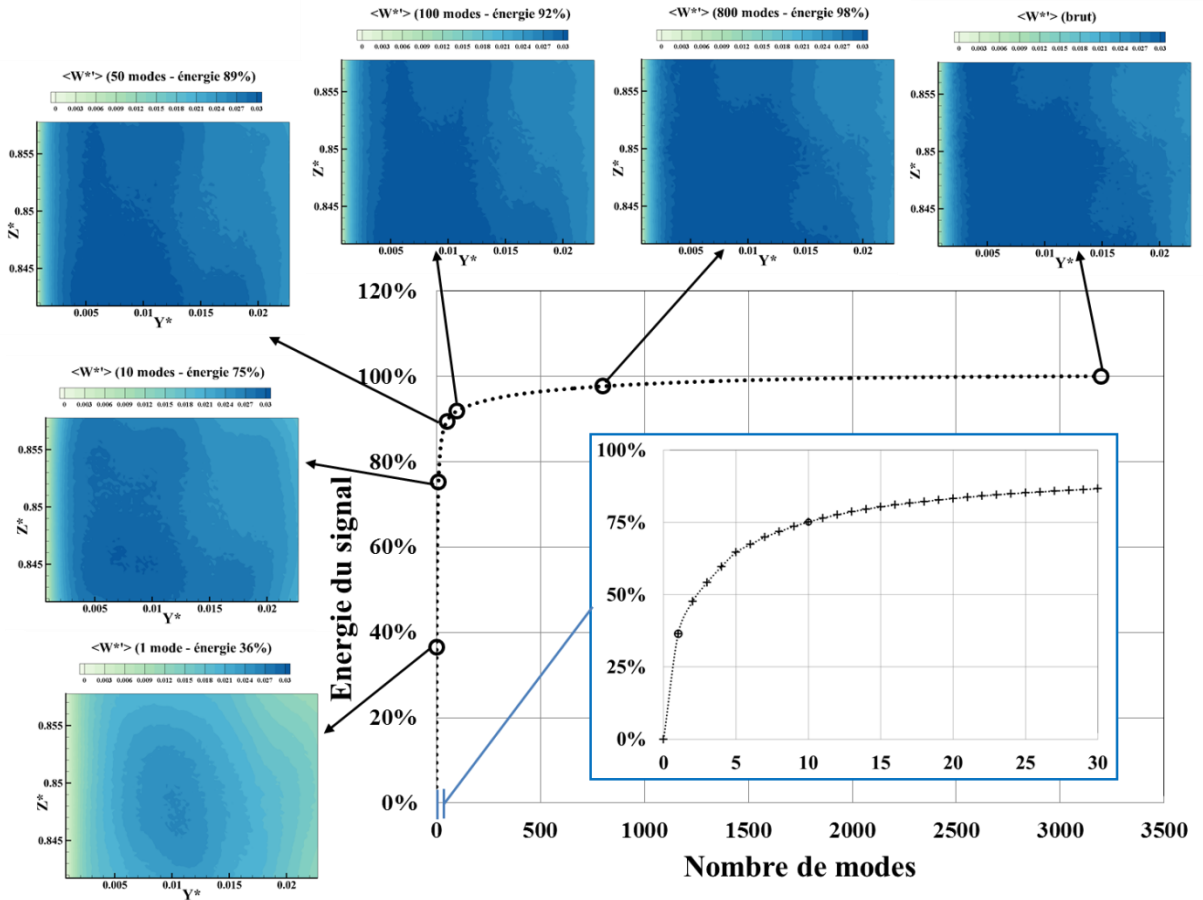


Figure 3-14 : Champs RMS de la composante verticale de la vitesse reconstruits avec différents nombres de modes à $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Les valeurs singulières étant les racines des valeurs propres de UU^T (3.3.1.1). Dans notre cas la matrice U est constituée des composantes verticales et horizontales des fluctuations de la vitesse. En faisant l'hypothèse que le mouvement est 2D les valeurs propres de UU^T sont proportionnelles à l'énergie cinétique turbulente des fluctuations de la vitesse, $\frac{1}{2}\langle u_i' u_i' \rangle$. Lorsqu'on reconstruit le signal, on tient alors compte de l'énergie cinétique de l'écoulement. Reste à chercher un critère pour tronquer la reconstruction. Il est possible, par exemple, de fixer un nombre de modes, néanmoins, l'énergie correspondant aux modes varie d'un signal à l'autre. Il semble donc plus intéressant de fixer un seuil d'énergie pour lequel on considère que l'on représente les fluctuations les plus significatives de l'écoulement en laissant de côté les mouvements de faible énergie qui porte en partie le bruit. Si l'on trace l'énergie du signal reconstruit en fonction du nombre de modes, figure 3-14, on peut voir que 3/4 de l'énergie est contenue dans les dix premiers modes et qu'à partir de 90% (atteint autour de 50 à 60 modes dans ce cas) les modes suivant n'apportent qu'une petite partie de l'énergie jusqu'à la reconstruction totale avec 3197 modes – correspondant au nombre de champs temporel. En partant de ce constat on peut envisager de fixer un seuil de reconstruction lorsque 90% de l'énergie est atteinte.

Différentes étapes de reconstruction ont été utilisées pour le tracé du terme croisé des tensions Reynolds, $\langle V^{*'} W^{*'} \rangle$, en figure 3-15. Le profil reconstruit avec 1 mode, tracé en vert, ne contient pas suffisamment d'énergie pour représenter le signal, et s'éloigne des points de mesure, alors qu'avec 50 modes (89% d'énergie) le signal reconstruit reste fidèle à la mesure. Néanmoins, avec plus d'énergie, 98%, le profil reconstruit relie tous les points de mesures, introduisant des ruptures importantes et parfois non physiques à chaque pas d'espace. De plus, l'amplitude des valeurs RMS du terme croisé est divisée par 3. On verra dans la partie 3.3.3.1 que l'on ne perd pas nécessairement de l'information « utile » mais plutôt que l'on retire les fluctuations de vitesse de valeurs aberrantes.

La SVD a été effectuée sur une matrice dont les colonnes sont constituées des composantes de la vitesse pour un champ complet de l'image en un temps donné. On peut ainsi comparer les tensions de Reynolds obtenues en reconstruisant le signal avec 50 modes avec le signal brut issu des acquisitions PIV (figure 3-16). Le filtrage permet encore une fois de lisser les niveaux des composantes du tenseur de Reynolds tout en gardant l'allure des champs. Cela permet d'éviter la dispersion des valeurs qui fait apparaître les « tâches » que l'on observe sur le signal non filtré. Il faut noter que sur la figure 3-16, la valeur de ε_{max} n'est pas très représentative dans la mesure où cette quantité fait uniquement ressortir les défauts issus du traitement brut. On se concentrera sur les niveaux de couleurs « hors pics » qui matérialisent les écarts avant et après traitement et qui indiquent un excellent accord entre les quantités.

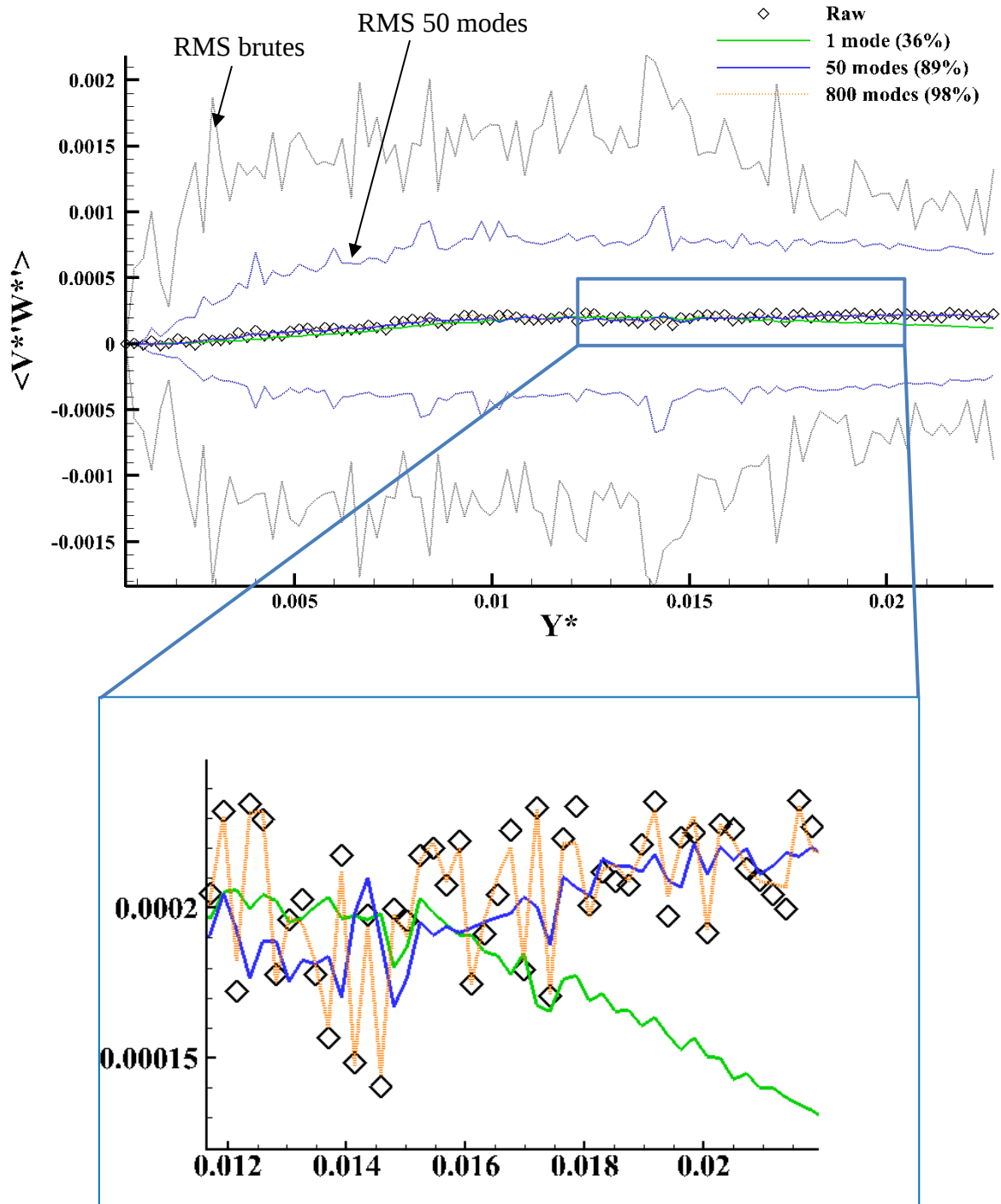


Figure 3-15 : Profil d'un terme croisé des tensions de Reynolds avec sa reconstruction sur 1 et 50 modes, encadré par les valeurs RMS du signal brut et reconstruit à 50 modes.

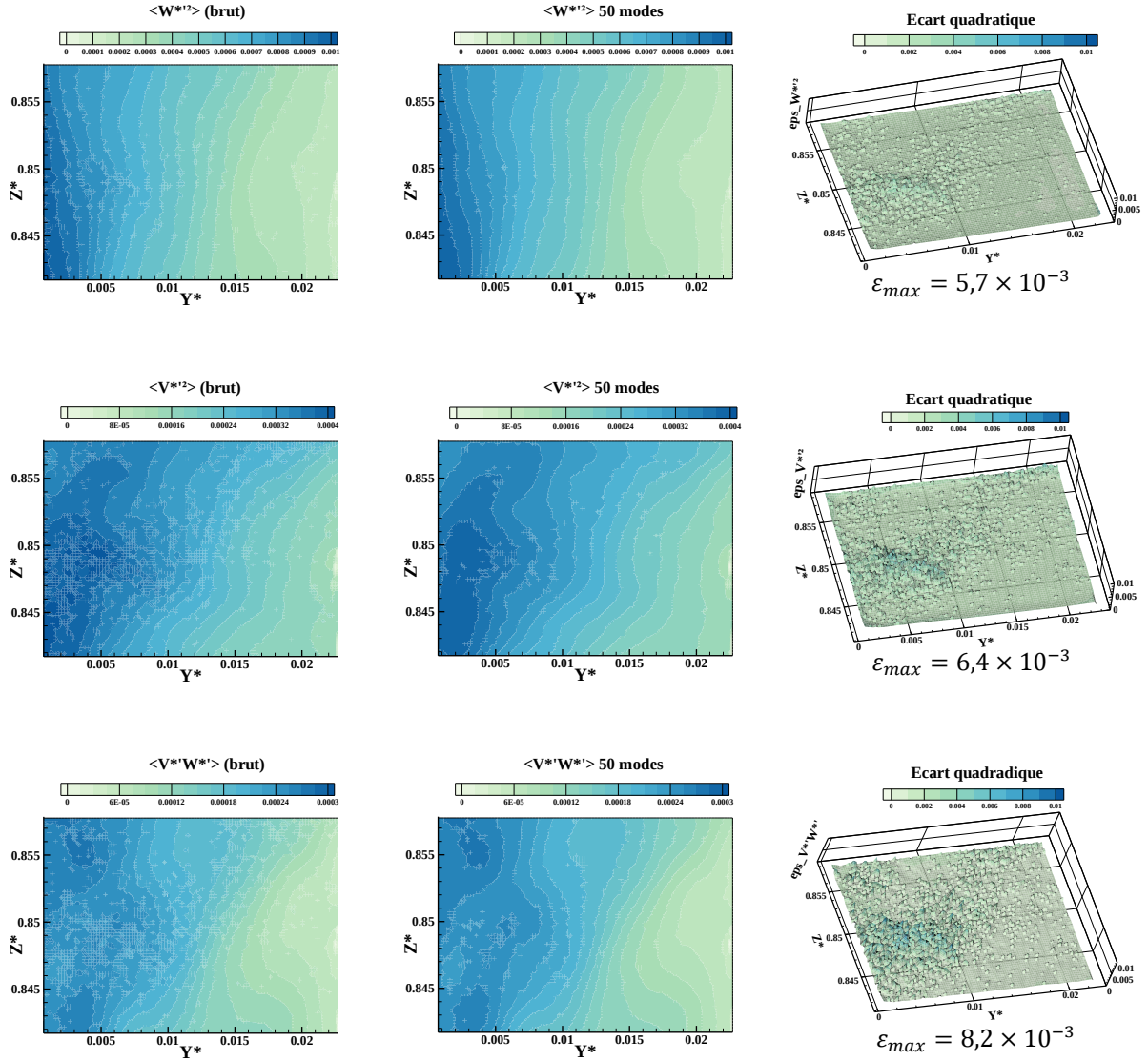


Figure 3-16 : Tensions de Reynolds brutes (gauche), reconstruites avec 50 modes (centre) et leur écart quadratique normalisé (droite) pour $Z^* \approx 0,85$ et $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

On peut également le voir sur les profils du terme croisé des tensions de Reynolds reconstruit selon un nombre croissant de modes (figure 3-17). A partir de 50 modes (voire 30 modes pour cette quantité) le signal reconstruit suit la même tendance et le même niveau que le signal brut. Avec moins de modes le signal reconstruit s'éloigne plus distinctement du signal mesuré alors qu'au-delà de 50 modes, on tend à rejoindre tous les points de mesure, et ainsi introduire de forte variation de pente entre ces points.

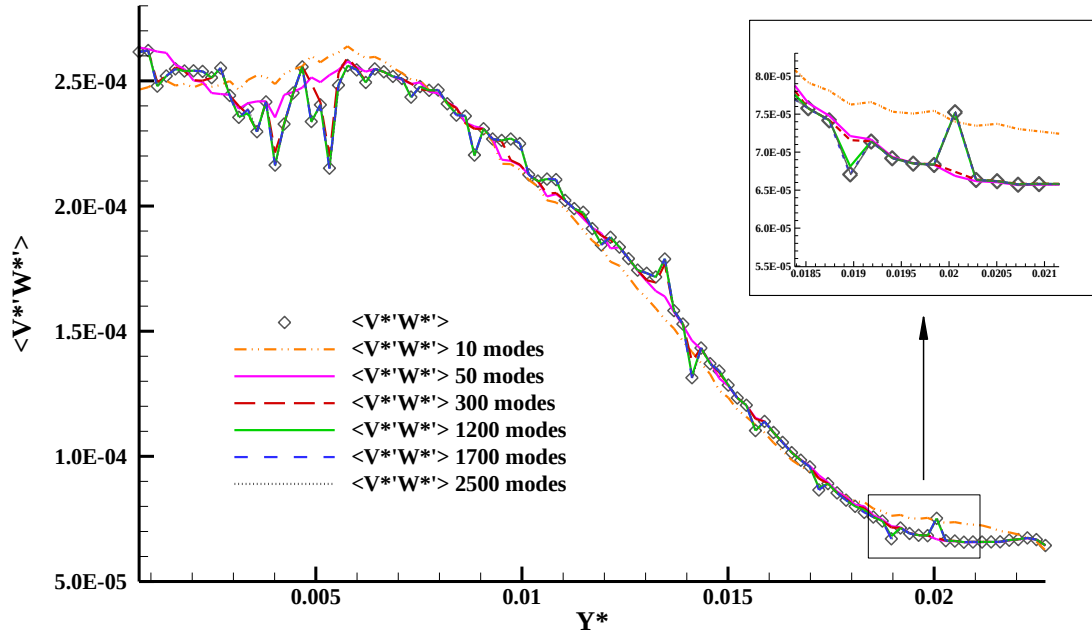


Figure 3-17 : Profil du terme croisé du tenseur des contraintes de Reynolds issu de la mesure et du signal reconstruit à $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.3.2 Etude modale et spectrale

Une représentation des fonctions spatiales et temporelles (Φ_i et a_i) utilisés pour la décomposition du signal de vitesse (figure 3-18) montre les différentes étapes de reconstruction de ce signal. Le premier mode qui contient 36% de l'énergie cinétique est un mode d'étirement vertical comme on peut s'y attendre dans la couche limite chaude (flux ascendant). Le second mode, avec 11% de l'énergie, apporte un mouvement de rotation en bordure externe de couche limite qui peut être dû à la partie de l'écoulement rejeté hors de la couche limite ou au passage d'une structure périodique. Le troisième mode semble être plus un mode étirement horizontal qui enrichit la description du mouvement dans la couche limite chaude qui tend à devenir plus épaisse à cette cote. Les modes suivants deviennent plus complexes, comme le dixième mode, et portent moins d'énergie cinétique, 1,5% pour ce dernier. Ces fonctions spatiales, Φ_i , évoluent avec le temps avec les fonctions a_i . Ces fonctions a_i ont une répartition relativement gaussienne comme le montrent leurs moments statistiques (cf. section 3.3.3.1) : coefficient de dissymétrie (M3) à 0 et un aplatissement (M4) autour de 3. L'écart-type (M2) indique le poids que peut avoir le mode, par exemple l'amplitude est divisée par 2 entre le premier et le second mode ($\sigma_1/\sigma_2 \approx 2$). De plus, la fréquence des a_i semble augmenter avec le nombre de modes. Les modes les plus énergétiques sont donc plutôt des modes « basses fréquences », tandis que les « hautes fréquences » correspondent plutôt à des modes de faible énergie qui viennent augmenter la complexité et réintroduire progressivement le bruit. Pour les premiers modes, on retrouve la pente de -3 en fréquence, typique de la décroissance inertielle des échelles de turbulence en raison de forces de flottabilité [Gebhart 1988].

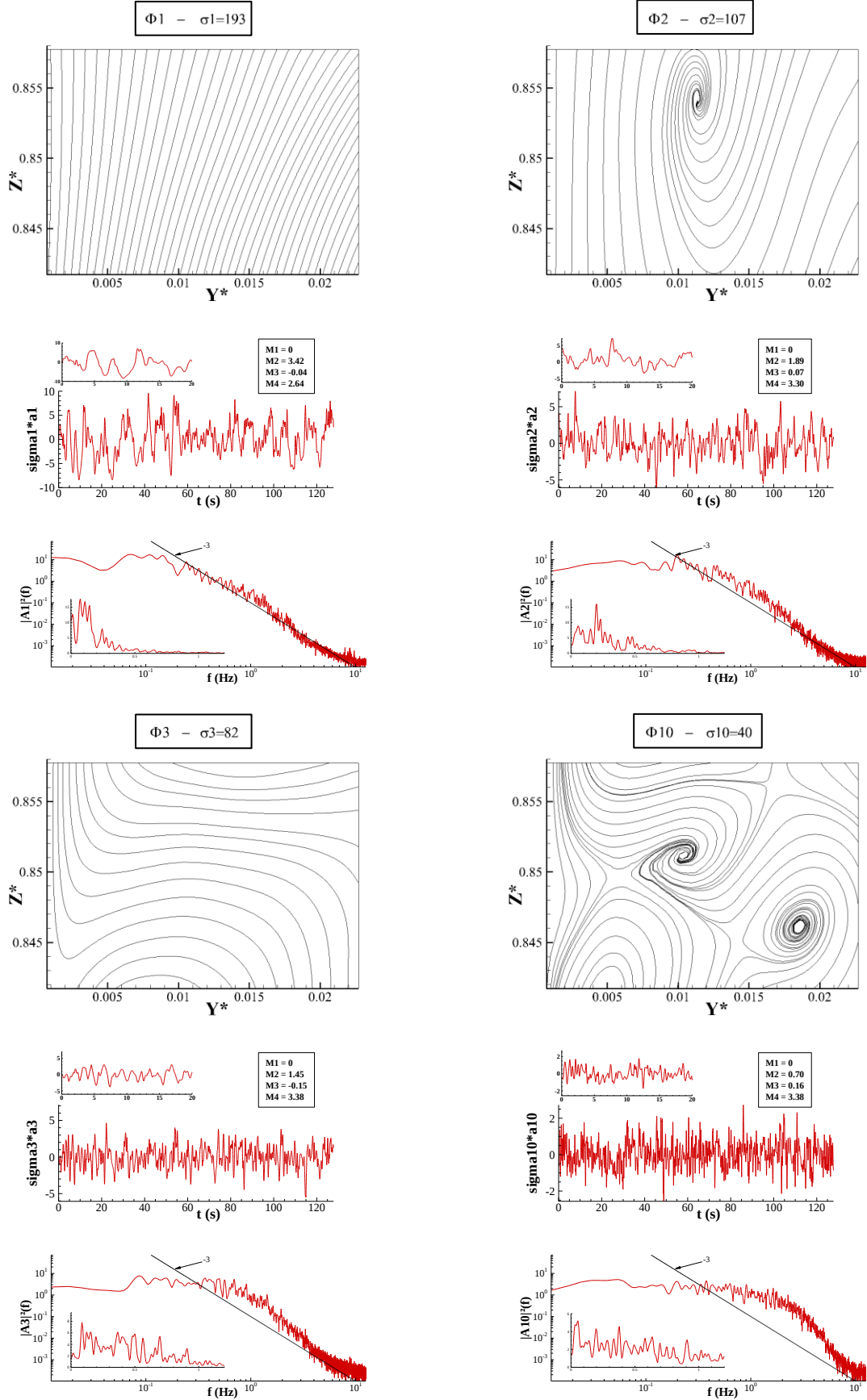


Figure 3-18 : Fonctions des bases d'espace (Φ_i) et de temps (a_i) des trois premiers et du dixième modes avec leur représentation spectrale.

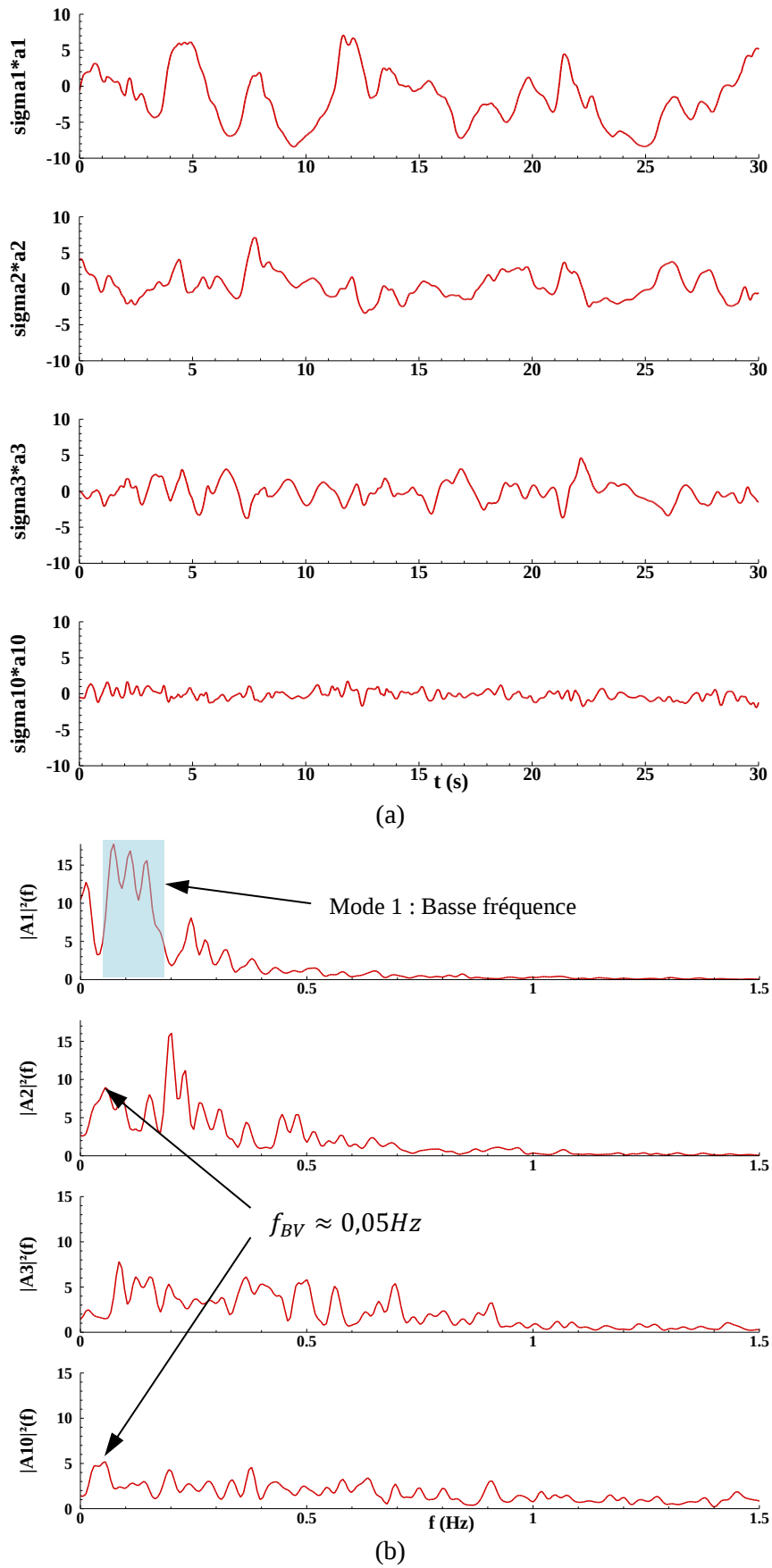


Figure 3-19 : Evolution des trois premières et dixième fonctions de la base temporelle sur trente secondes (a) et leur représentation spectrale (b).

La figure 3-19 représente l'évolution temporelle des fonctions a_1 , a_2 , a_3 et a_{10} de la base temporelle, pondérées par les valeurs singulières correspondantes ainsi que leur représentation spectrale. On constate que le poids des modes diminue rapidement, presque un ordre de grandeur entre le premier et le dixième mode et que les premiers modes sont essentiellement « basses fréquences », autour de 0,1 Hz pour le premier mode et 0,2 Hz pour le second. On peut mentionner la présence d'un pic sur les spectres des fonctions a_2 et a_{10} à la fréquence de Brünt-Väisälä ($f_{BV} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g\beta S \frac{\Delta T}{H}} \approx 0,05 \text{ Hz}$).

3.3.3 Applications

3.3.3.1 Champs de vitesse

L'application de la méthode de filtrage utilisant la POD est présentée sur des champs de vitesse mesurés à la cote $Z^* = 0,85$ (figure 3-20) pour un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11}$

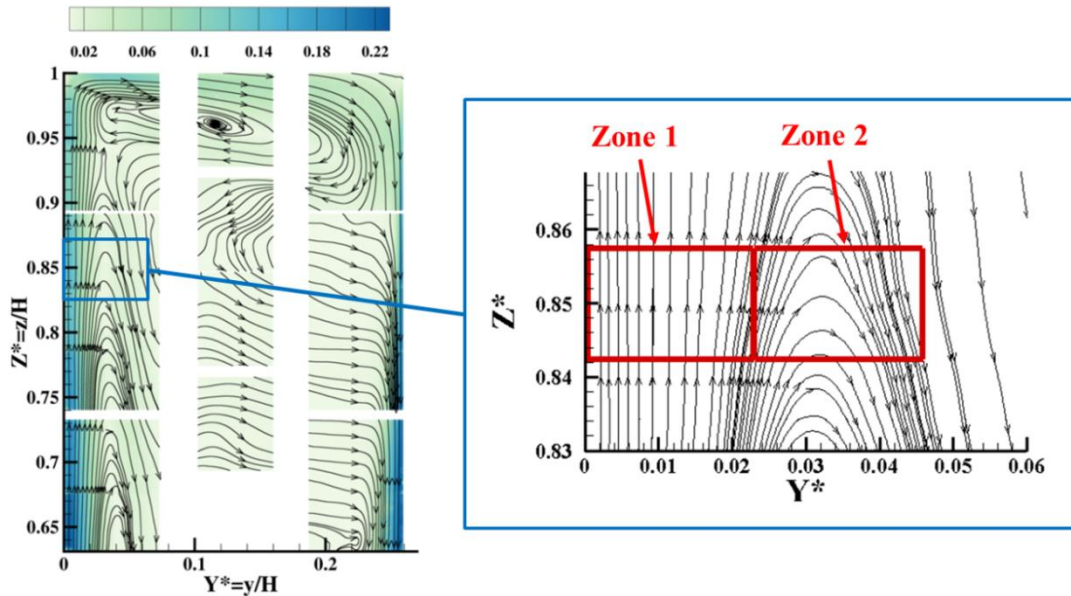


Figure 3-20 : Lignes de courant des zones présentées, filtrées à l'aide de la POD.

Comme cela a été mentionné auparavant, une fois le seuil de reconstruction choisi, il est alors possible de reconstruire les champs « filtrés » des composantes de la vitesse, obtenus par PIV à chaque instant (figures 3-21 et 3-22). Le filtrage s'appliquant aux fluctuations (champs de moyenne nulle), les champs moyens (en gris) ne sont pas affectés. Néanmoins, l'effet du filtrage sur les fluctuations, tracées en vert, est bien marqué. Les vecteurs aberrants comparés au reste des fluctuations, au centre du champ instantané sur la figure 3-21, ont été reconstruit avec 50 modes sur la figure 3-22. Ce dernier semble être plus homogène, sans pour autant causer de perte d'information. En effet, les profils de la moyenne du produit des fluctuations de la composante verticale de la vitesse et de la température, $\langle W'^* \theta' \rangle$, reste inchangés après la reconstruction, voir figure 3-23. On peut donc reconstruire les champs de vitesse avec très peu de modes (ici 50 sur 3197) en « filtrant » les bruits parasites.

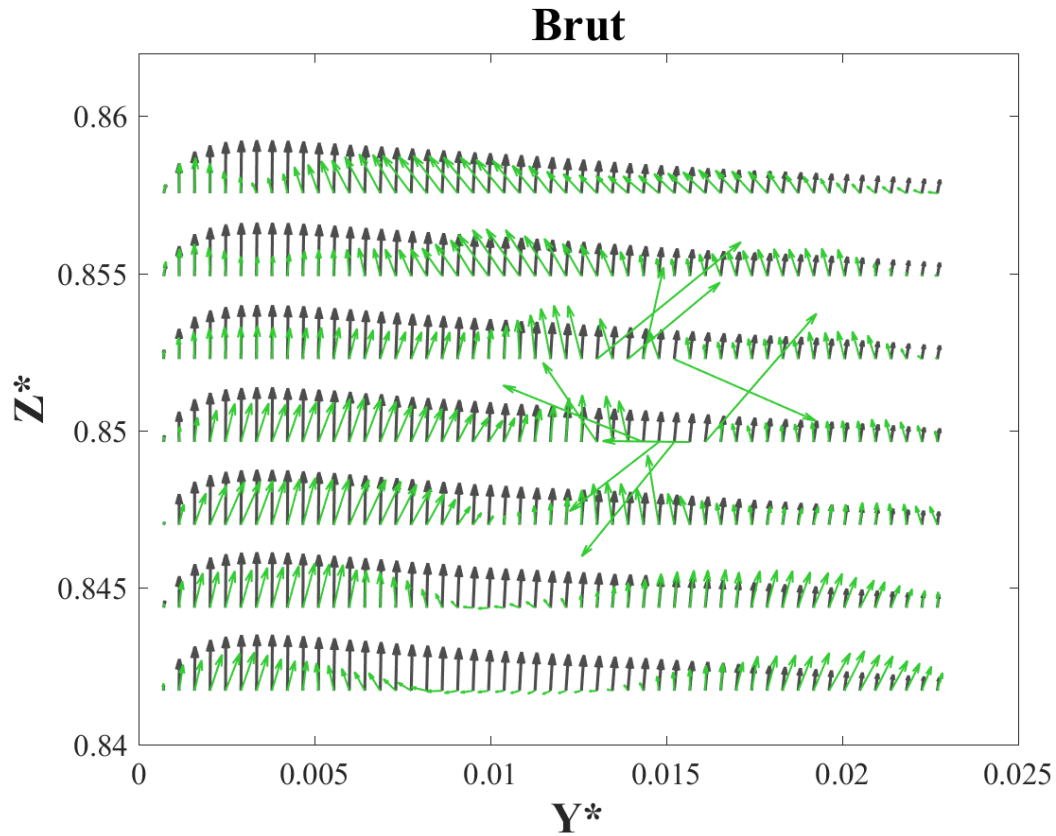


Figure 3-21 : Champ de vitesses moyenne (noir) et instantanée (vert) non traité dans la zone 1.

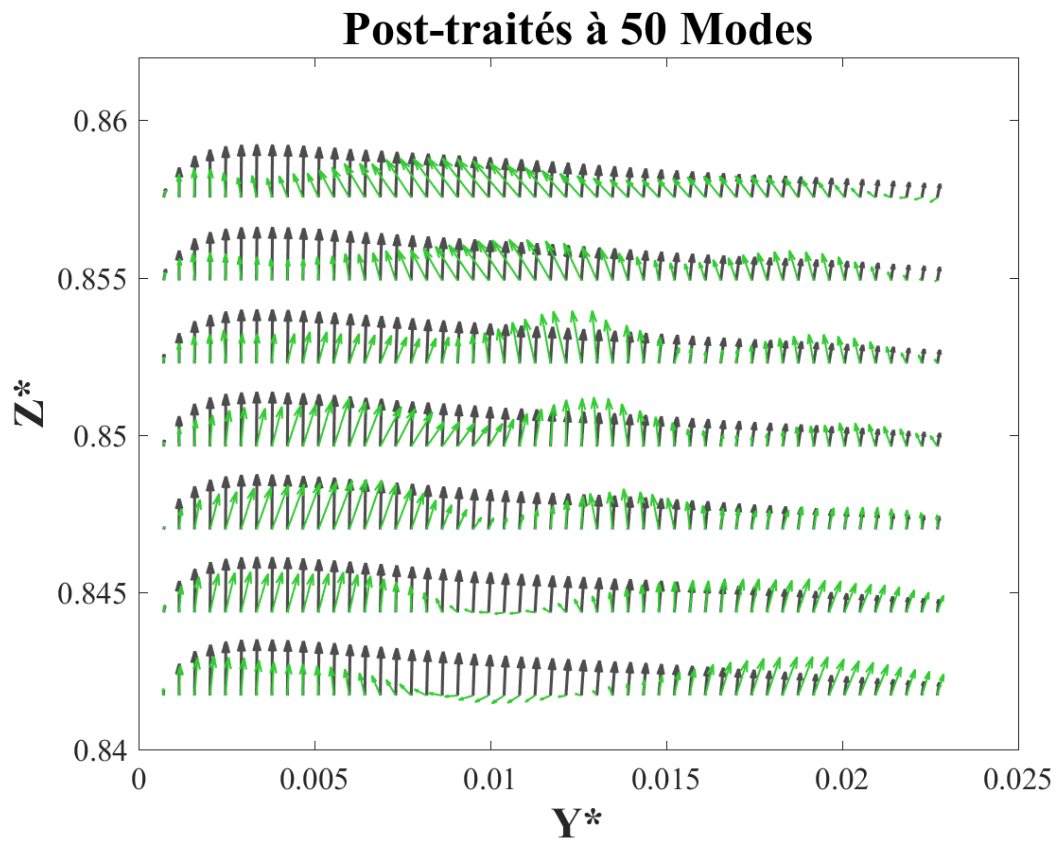


Figure 3-22 : Champ de vitesses moyenne (noir) et instantanée (vert) dans la zone 1 avec s post-traitement POD.

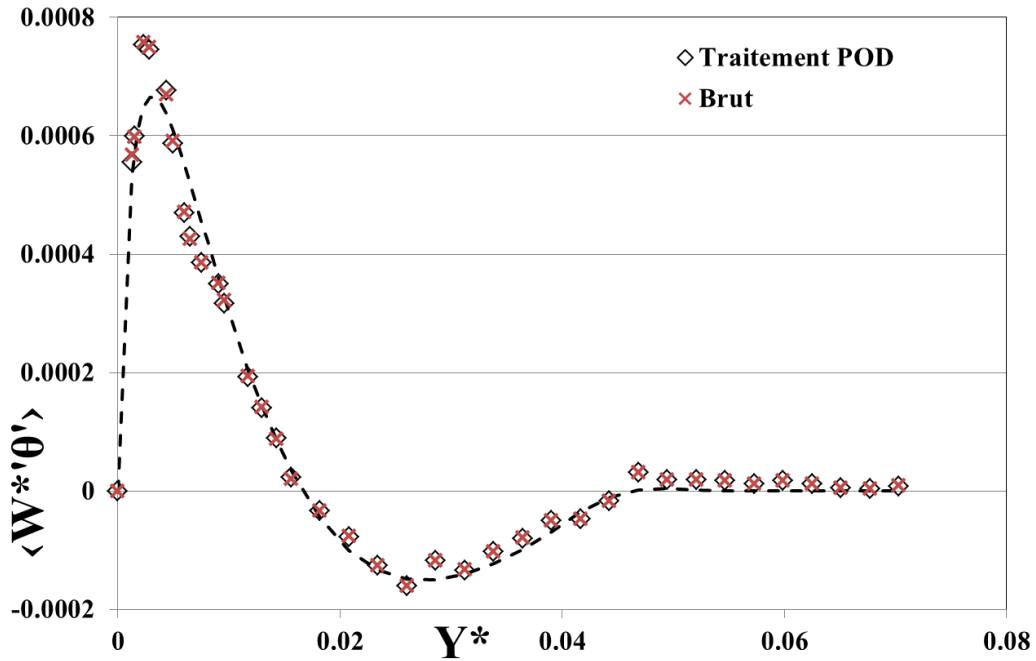


Figure 3-23 : Flux thermiques turbulents brut (croix) et filtrés par POD (losanges) sur les zones 1 et 2.

La troncature de la base POD donne le même type de résultat pour les moments statistiques d'ordres plus élevés $\left(\frac{1/N \times \sum_1^N (x'^n)}{x_{RMS}^n} \right)$, ici $n=3$ (dissymétrie) et 4 (aplatissement). Une nouvelle fois, on retrouve les niveaux des valeurs de dissymétrie et d'aplatissement du signal lors de la reconstruction en uniformisant les discontinuités et inhomogénéités qui apparaissent sur les données obtenues à partir du champ brut (figure 3-24). On évite ainsi les variations brutales de pentes. Cela a pour effet d'améliorer, par exemple, le calcul des dérivées spatiales (gradients).

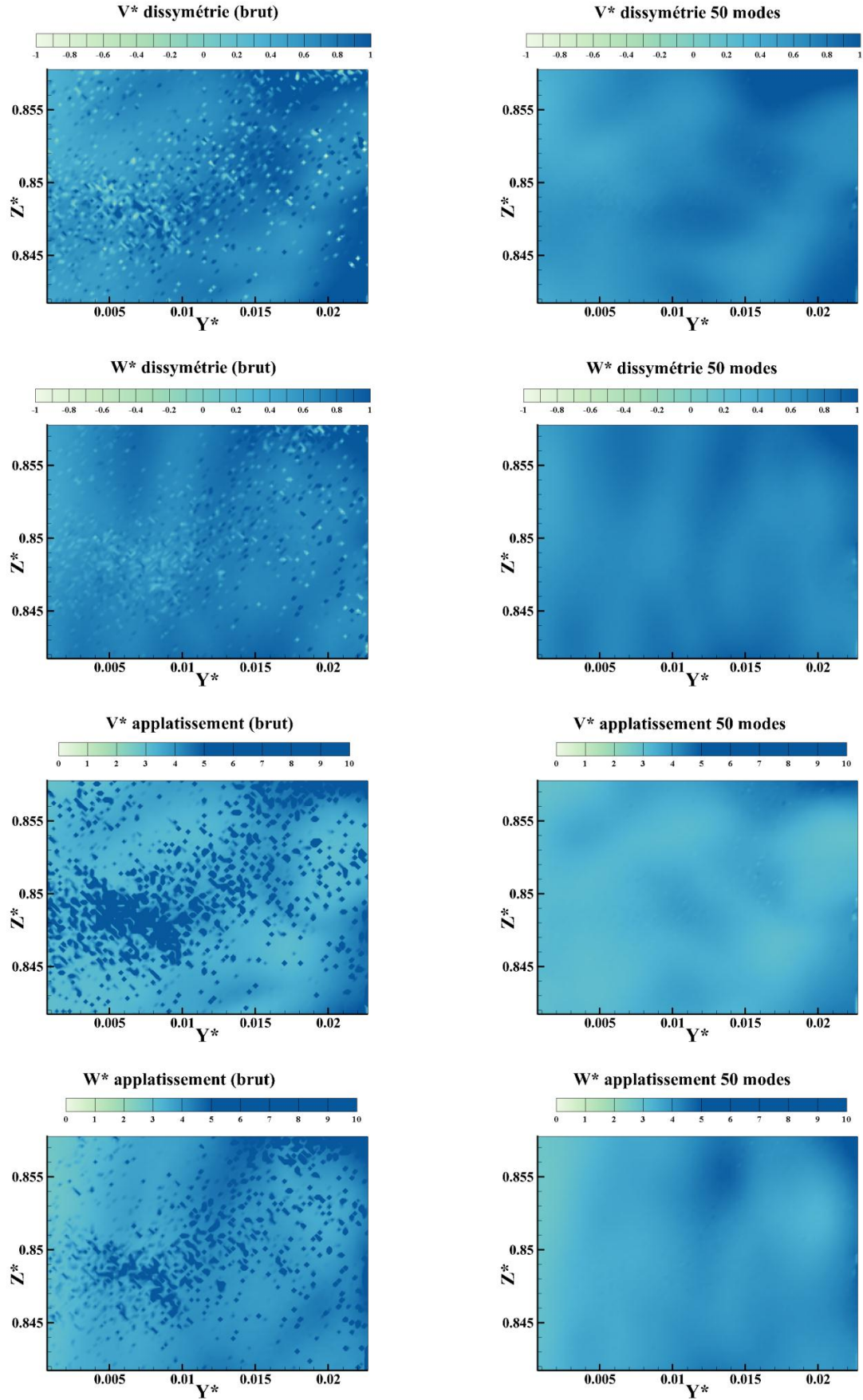


Figure 3-24 : Champs de moments statistiques d'ordres 3 et 4 des composantes de la vitesse sans (gauche) et avec (droite) post-traitement.

La figure 3-25 présente les champs résultants du calcul du critère Q à un instant donné. Ce critère permet l'identification de structures cohérentes et dont le calcul sera détaillé en 3.4.2.1. Il est construit en évaluant localement l'écart quadratique de la partie symétrique et antisymétrique du tenseur de gradient de vitesse. Les valeurs positives du critère identifient donc des structures tourbillonnaires tandis que les valeurs négatives représentent les zones d'étirement. Grâce au filtrage, les deux types de comportements sont plus clairement identifiables et correspondent plus exactement aux structures observées.

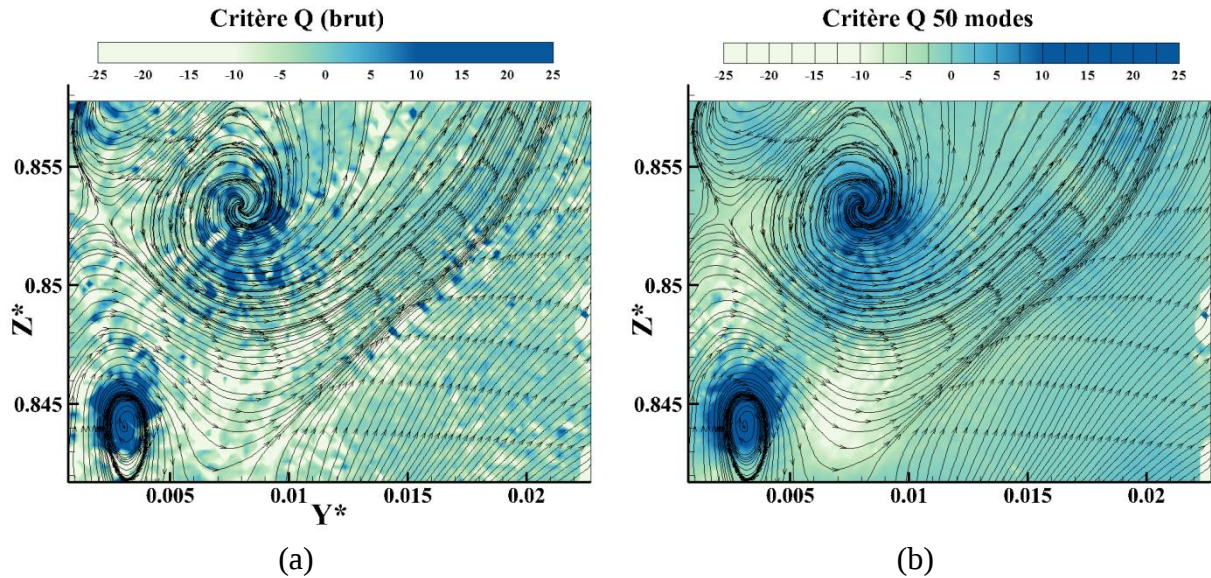


Figure 3-25 : Critère Q à $Z^* \approx 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ sans (a) et avec (b) post-traitement POD.

3.4 Exploitation des grandeurs post-traitées

Le post-traitement utilisé pour améliorer l'utilisation des données étant présenté, les paragraphes suivants détaillent les résultats issus de mesures de vitesse par PIV dans des plans horizontaux et verticaux de la cavité et le passage de structures cohérentes dans ces plans. Des modélisations de quantités turbulentes, tels que le nombre de Prandtl turbulent, sont également calculées grâce aux données couplées de vitesse et de température et une discussion sur l'influence des termes des équations de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de l'énergie est menée.

3.4.1 Etude dans un plan horizontal à $Z^*=0,75$

Une des hypothèses formulées au début de ce chapitre est que le mouvement moyen de l'écoulement dans le plan médian de la cavité est bidimensionnel ($\langle U^* \rangle = 0$ mais $U^{*'} \neq 0$).

Pour comprendre comment les fluctuations évoluent dans la troisième dimension (selon x), des champs de vitesse ont été mesurés sur un plan horizontal par PIV. Pour cela, les positions de la caméra et du laser ont été échangées et un plafond muni d'un hublot carré (voir le paragraphe 2.2.2.2) a été installé.

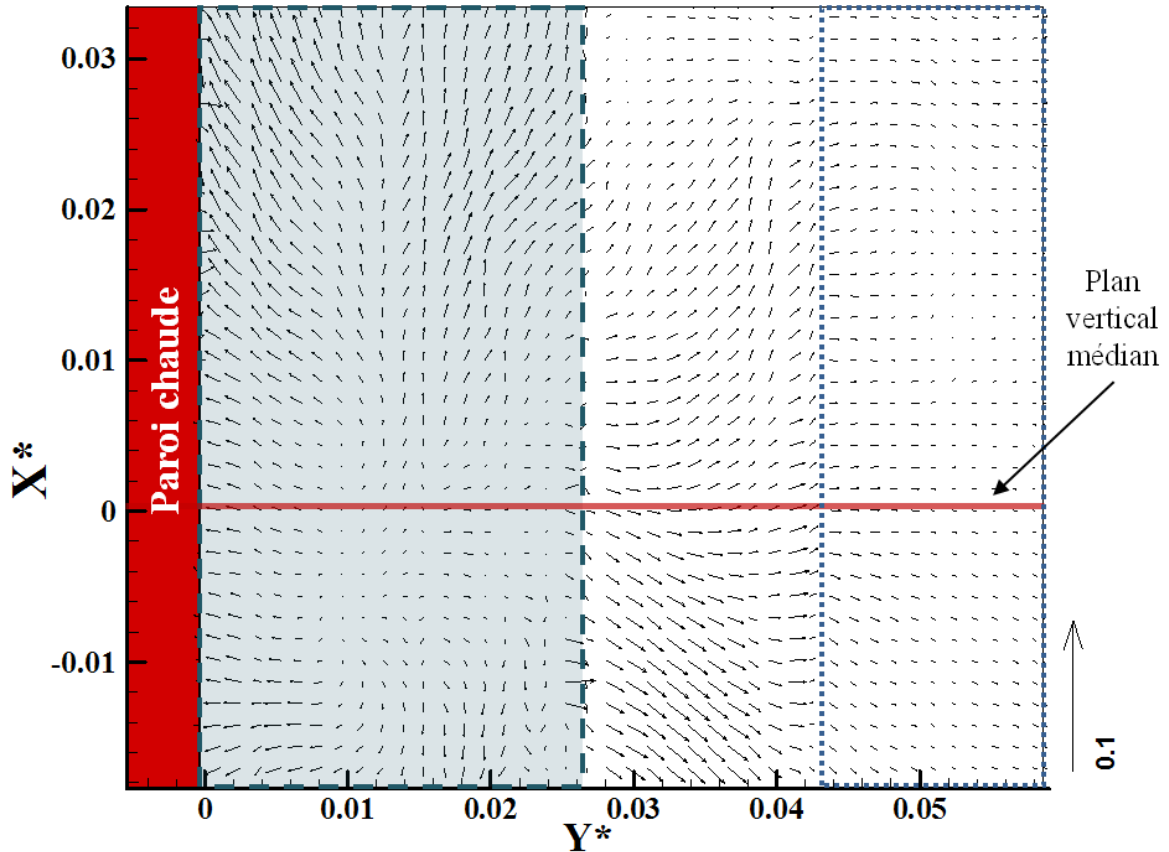


Figure 3-26 : Champ horizontal de vitesse moyenne adimensionnée côté chaud à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 3-26 présente un champ de vitesse moyenne adimensionnée acquis par PIV sur un plan horizontal à une cote de $Z^*=0,75$ pour un nombre de Rayleigh $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$. La profondeur $X^*=0$ représente la profondeur du plan médian de la cavité. Sur cette ligne, on note que seule la composante portée par Y^* est non nulle. On retrouve l'aspiration de fluide au voisinage de la paroi, ($\langle V^* \rangle < 0$ pour $Y^* < 0,01$) qui est ensuite éjecté vers le cœur ($\langle V^* \rangle > 0$ au-delà).

Il est à noter que le maximum du module de vitesse adimensionnée dans ce plan est d'environ 0,017 contre 0,16 dans le plan vertical. Les mesures dans le plan horizontal ont été réalisées avec les mêmes paramètres que pour les plans verticaux dans l'optique de futures mesures couplées. Il en résulte que les champs sont calculés en partie en fonction de déplacements subpixel (voir le paragraphe 2.3.1.3 sur la précision de mesure de la PIV). On pourra donc s'intéresser aux grandeurs moyennes pour avoir la topologie de l'écoulement, les grandeurs statistiques d'ordre plus élevés (RMS, dissymétrie et aplatissement) étant difficilement exploitables, comme on le verra par la suite.

Des profils de la composante $\langle U^* \rangle$ ont été extraits du champ horizontal pour des abscisses $Y^* \in [0,01 ; 0,035 ; 0,05]$ et tracés en fonction de X^* sur la figure 3-27. On constate sur le champ en figure 3-26 que la composante $\langle U^* \rangle$ « s'écarte » du plan médian et l'on retrouve

cette tendance sur les profils de la figure 3-27. En effet, quel que soit l'abscisse, la vitesse ($\langle U^* \rangle$) semble changer de signe en une même profondeur qui est la profondeur du plan médian, placée en $X^*=0$. On retiendra néanmoins que les valeurs obtenues ici pour cette composante ($\langle U^* \rangle$) sont au moins 20 fois plus faibles que les valeurs trouvées pour la composante de vitesse verticale ($\langle W^* \rangle$). Cela confirme les observations de [Rouger 2009] mentionnant l'aspect bidimensionnel de l'écoulement moyen.

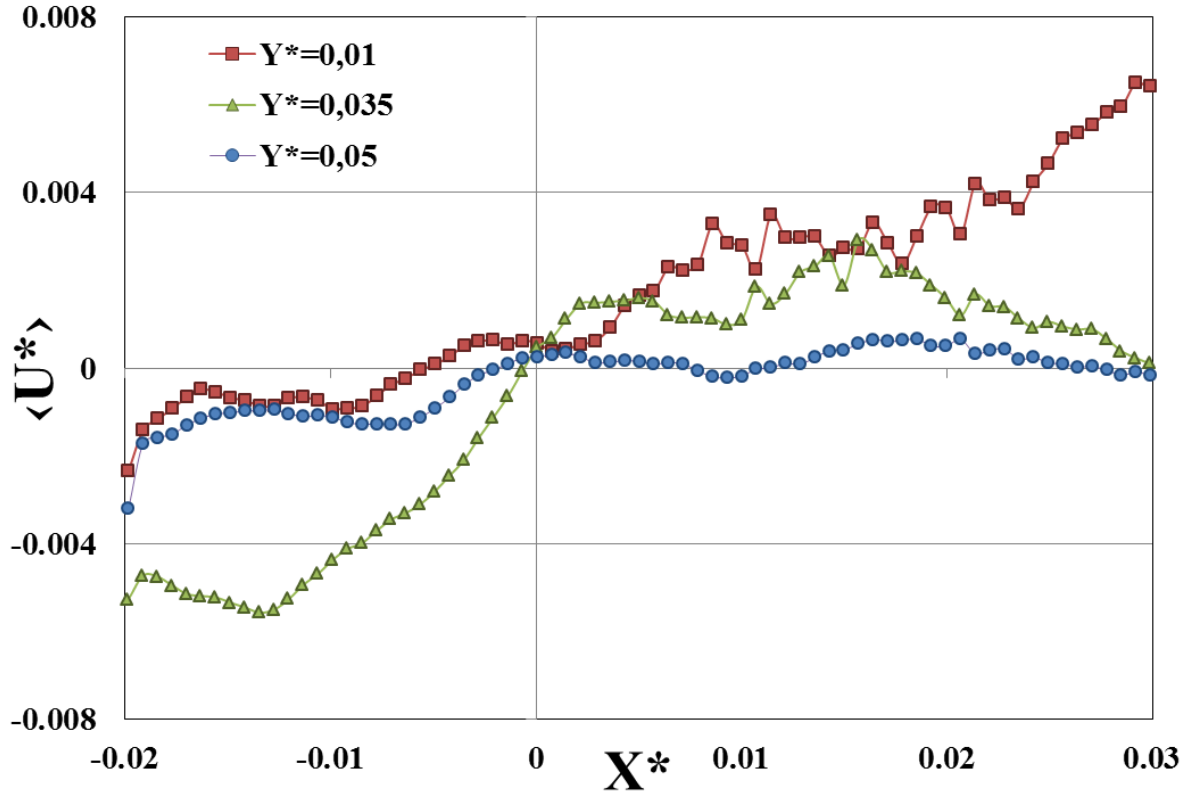


Figure 3-27 : Profils de la composante de la vitesse moyenne adimensionnée selon la profondeur pour différents Y^* à une cote $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Néanmoins, si le mouvement moyen est 2D dans le plan médian, il n'en est pas de même pour la vitesse instantanée. Une séquence de champs de vitesse instantanée après reconstruction POD en gardant 85% de l'énergie du signal, correspondant à la zone bleutée délimitée par un cadre en pointillée sur la figure 3-26, a été représentée sur la figure 3-28 (lignes de courant et module de la vitesse). Les lignes de courant, représentées en bleu, matérialisent des structures tourbillonnaires de taille relativement importante (plusieurs centimètres) et dont le centre semble rester à la même position depuis la naissance du tourbillon jusqu'à ce qu'il se dissipe. On peut notamment le voir avec la structure qui se forme et disparaît sur la moitié supérieure de la séquence de champs instantanés. Le développement de ces « grosses » structures semble essentiellement se produire de part et d'autre du plan vertical médian (représenté par la ligne rouge sur la figure 3-28).

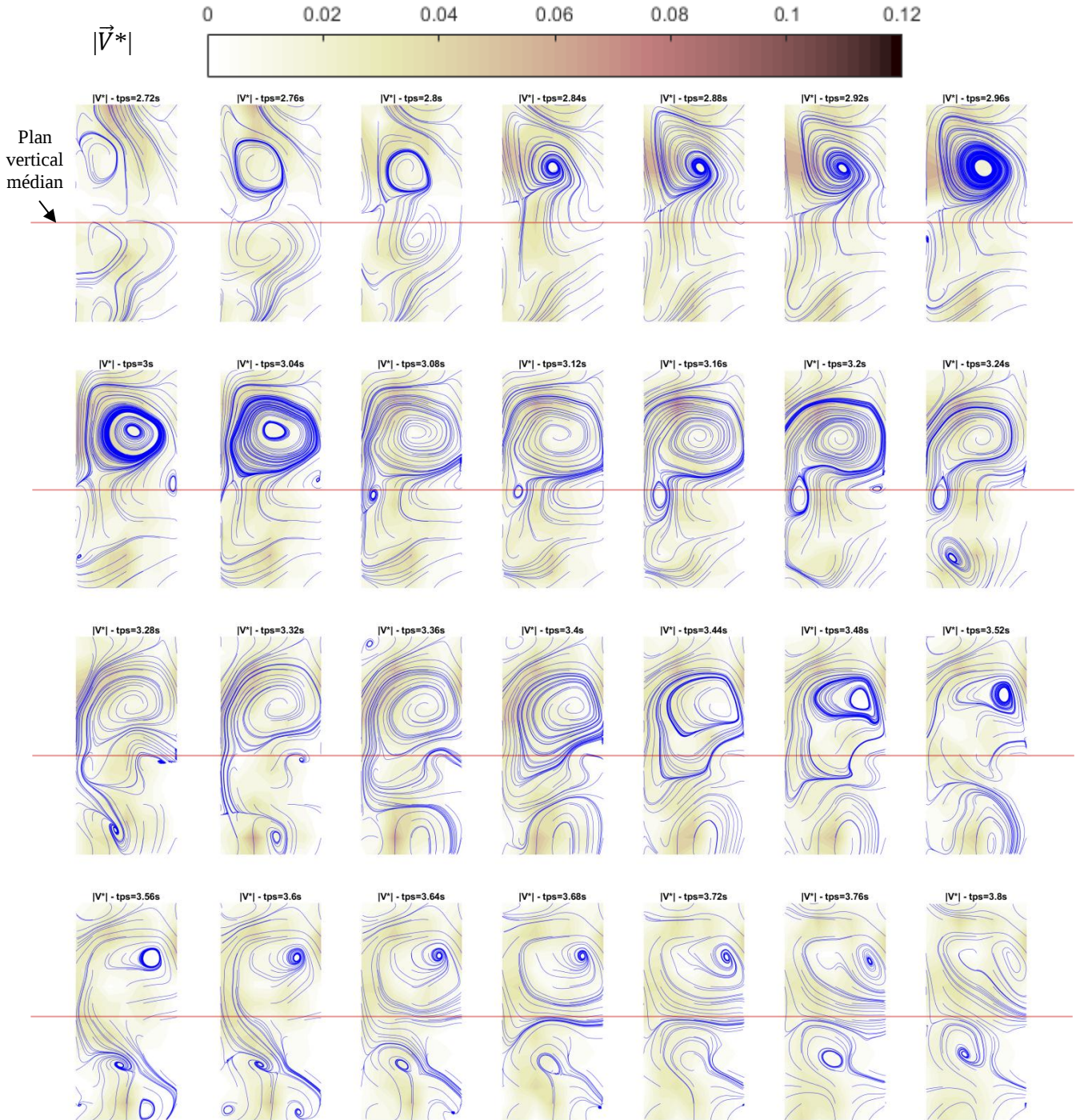


Figure 3-28 : Lignes de courant et module du vecteur vitesse projeté dans le plan horizontal à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ entre les temps 2,72s et 3,8s.

La figure 3-29 présente quatre champs de module de vitesse instantanée adimensionnée (figure 3-29, côté gauche de chaque instantané) reconstruit après traitement POD en ne conservant que $\gamma=85\%$ (noté $|\overline{V}_\gamma^*|$) de l'énergie ainsi que (figure 3-29, côté droit de chaque instantané) le module de vitesse reconstruit avec les 15% restant du signal (noté $|\overline{V}_{1-\gamma}^*|$). Logiquement, on observe que les fluctuations soustraites au signal de vitesse sont de très

faibles amplitudes. En effet, le maximum du module de vitesse ne dépasse pas 0,01 (soit sous forme dimensionnelle $\max(|\overrightarrow{V}_{1-\gamma}^*|) < 2 \text{ mm/s}$).

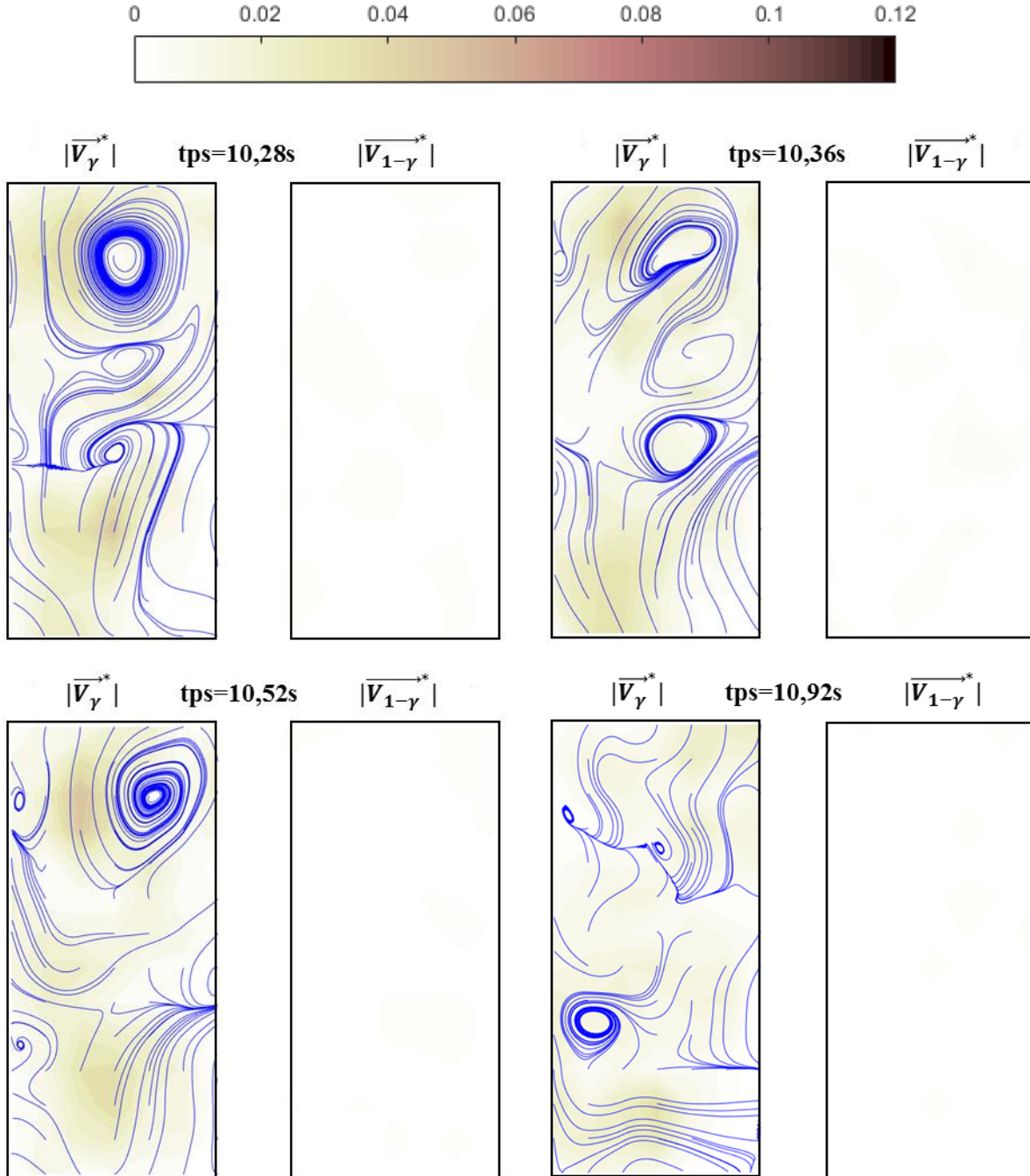


Figure 3-29 : Module de la vitesse instantanée adimensionnée dans le plan horizontal représenté avec les lignes de courant et reconstruit après traitement POD à 85% de l'énergie du signal (gauche) et module de la fluctuation de vitesse adimensionnée reconstruite sur les 15% restant (droite) à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Les moments statistiques d'ordres plus élevés se sont révélés plus délicats à exploiter en raison des faibles vitesses mesurées. On peut rappeler ici la définition des moments centrés m pour une variable aléatoire réelle x comportant N échantillons indépendants :

$$m_1 = \frac{1}{N} \times \sum_1^N x_i \quad \text{et} \quad m_{n \geq 2} = \frac{1}{N} \times \sum_1^N (x_i - m_1)^n \quad (3-13)$$

ainsi que moments centrés réduits d'ordre plus élevés ($n \geq 3$) associés noté μ_n :

$$\mu_{n \geq 3} = \frac{\frac{1}{N} \times \sum_1^N (x_i - m_1)^n}{m_2^{n/2}} = \frac{m_n}{m_2^{n/2}} \quad (3-14)$$

Ces moments donnent différentes informations sur la distribution statistique des N échantillons de la quantité x . Pour $n=2, 3$ ou 4 , ces moments centrés et réduits (ou non) ont des noms spécifiques :

- la *variance* m_2 ($= x_{RMS}^2$), caractérise la dispersion des échantillons autour de la moyenne (m_1) de la variable aléatoire x .
- le *coefficient de dissymétrie* μ_3 (ou skewness) donne une indication sur la répartition des échantillons de part et d'autre de la moyenne. Pour une distribution Gaussienne de la valeur x , $\mu_3 = 0$: les valeurs prises par x se trouvent équiréparties de part et d'autre de la valeur moyenne m_1 . Pour des valeurs négatives de ce moment, on observe un déplacement du pic (par rapport à une distribution normale de même moyenne et même écart-type) vers les valeurs supérieures à la moyenne. Pour des valeurs positives de ce moment, un déplacement dans le sens inverse est observé (par rapport à une distribution normale de même moyenne et même écart-type).
- le *coefficient d'aplatissement* μ_4 (kurtosis) permet d'avoir un aperçu de la forme de la distribution (plus ou moins « pointue »). Pour une distribution Gaussienne de la valeur x , $\mu_4 = 3$. Parfois, on assimile « l'excès de kurtosis » ($\text{excess kurtosis} = \mu_4 - 3$) au kurtosis, ce qui conduit à une valeur nulle de ce moment centré réduit pour une distribution normale. D'un point de vue sémantique on qualifiera une distribution ayant un coefficient d'aplatissement de l'ordre de 3 ($\mu_4 \approx 3$) de distribution « mésokurtique », si ($\mu_4 < 3$), on parlera de distribution « platykurtique » (le pic central de la distribution est moins haut et plus étroit que celui d'une distribution normale) et enfin, si ($\mu_4 > 3$), on parlera de distribution « leptokurtique », (le pic central de la distribution est plus haut et plus large que celui d'une distribution normale).

Ici, les champs ont essentiellement été calculés par des déplacements subpixel, ce qui induit un léger biais qui va jouer un rôle lors des calculs des moments d'ordres supérieurs à 1 (élévation à la puissance n). De plus, dans cette configuration, les parois réfléchissantes (afin de limiter les effets radiatifs) sont plus proches de la tête laser que pour les mesures dans le plan vertical médian. Les réflexions de la nappe sur les parois sont donc plus intenses et viennent parasiter les images utilisées pour les mesures de vitesse par PIV, rendant le

traitement de certaines zones délicates. Ces zones apparaissent distinctement lors du calcul des moments d'ordres élevés (≥ 3 par exemple, cf. figures 3-30 et 3-31).

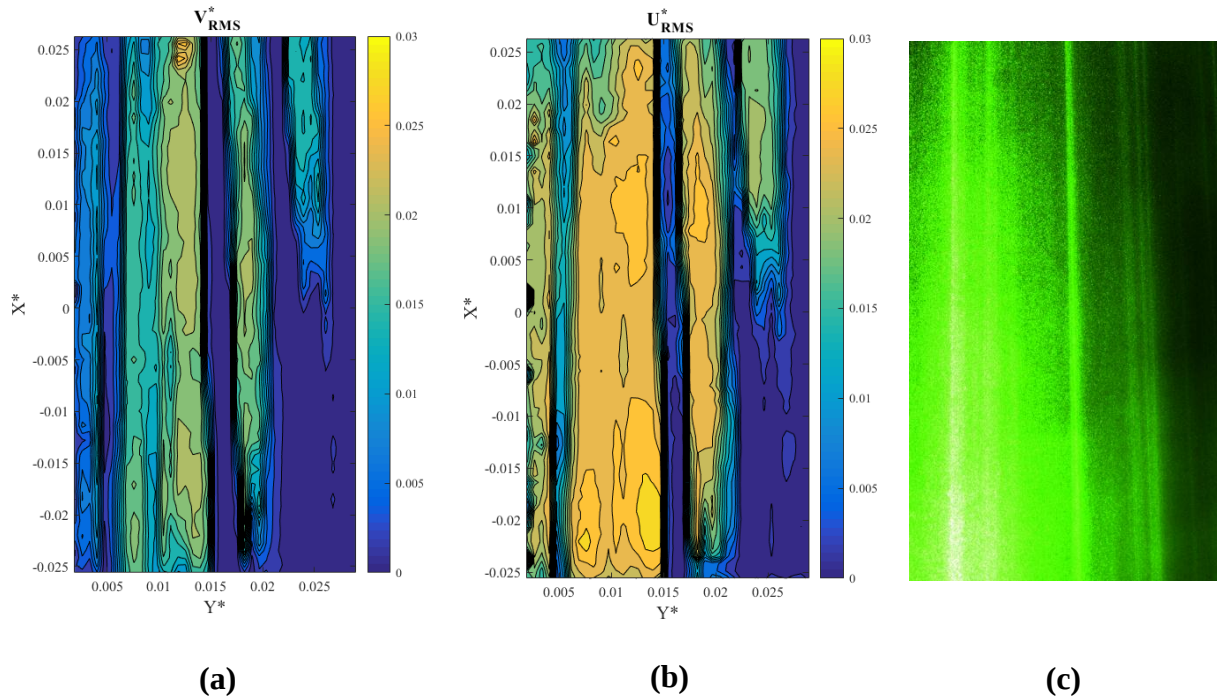


Figure 3-30 : Valeur RMS adimensionnée des composantes horizontale V^* (a) et transverse U^* (b) de la vitesse et image PIV (c) $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Si l'on s'intéresse aux valeurs RMS des composantes V^* et U^* (figure 3-30), on remarque des faisceaux de valeurs RMS quasiment nulles pour V^* et des « tâches » de fortes valeurs RMS à des positions identiques sur les deux figures. Ces faisceaux correspondent exactement aux réflexions que l'on observe sur l'image PIV à droite de la figure. On peut, toutefois, retenir la valeur qui domine pour les deux champs RMS, 0,015 pour la composante V^* et 0,02 pour la composante U^* .

On retrouve des tâches similaires sur les moments statistiques d'ordre 3 et 4, présentés figure 3-31, à l'emplacement des faisceaux réfléchis sur les parois. Néanmoins, la valeur de l'aplatissement figure 3-31 (c et d) est proche de 3 (distribution « mésokurtique ») pour les deux composantes et celle de la dissymétrie (a et b) comprise entre -1 et 1 si l'on fait abstraction des zones perturbées.

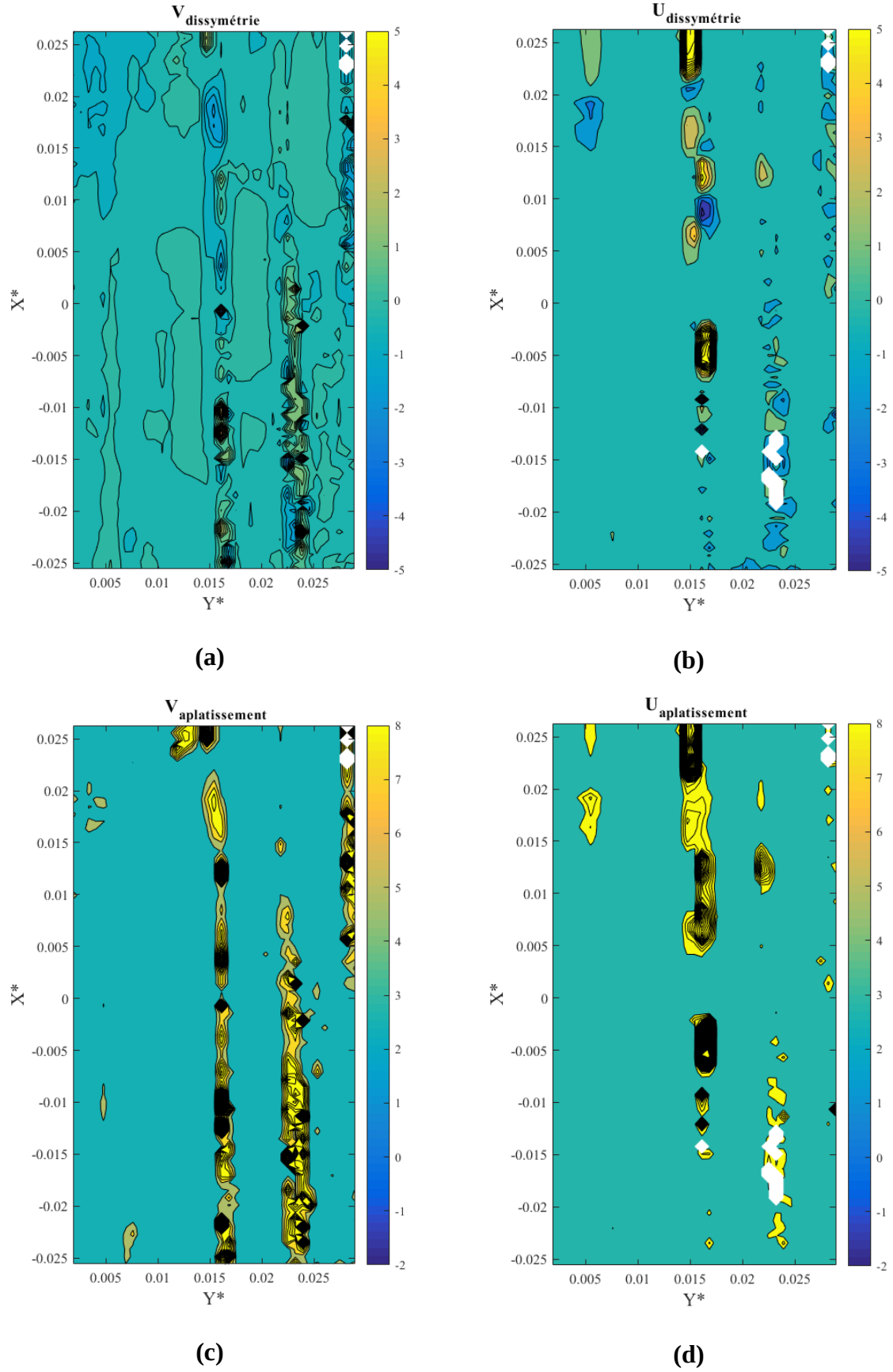


Figure 3-31 : Valeurs de la dissymétrie (a et b) et de l'aplatissement (c et d) des composantes horizontale et transverse de la vitesse à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.4.2 Etude dans le plan vertical médian

3.4.2.1 Topologie de l'écoulement - Structures cohérentes

Après avoir confirmé le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen, c'est-à-dire que $\langle U^* \rangle = 0$ dans le plan médian, on va s'intéresser à la topologie de l'écoulement dans un plan vertical médian.

Le caractère turbulent de l'écoulement donne lieu à la formation de structures cohérentes de différentes tailles. Bien qu'il soit délicat de décrire toutes les tailles de structures présentes dans l'écoulement du fait de leur diversité, il est possible d'avoir un ordre de grandeur de la taille de ces structures en s'appuyant sur les champs de vecteurs obtenus par mesure PIV.

La figure 3-32 montre un exemple de l'évolution des lignes de courant (tracées en bleues) en proche paroi chaude, au voisinage de $Z^* = 0,85$ ($Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$). Le fond représente le module de la vitesse à cette cote. Les zones les plus sombres sont les zones où la vitesse est la plus importante. On peut ainsi matérialiser qualitativement l'épaisseur instantanée de la couche limite chaude lorsque le module de la vitesse, essentiellement dirigée suivant Z^* dans la couche limite, atteint une valeur nulle. Les images de la figure 3-32 ont été acquises à une fréquence de $f_{acq} = 25 \text{ Hz}$, puis post-traitées suivant la méthode présentée précédemment (POD, 90% de l'énergie du signal). L'enroulement des lignes de courant permet de déceler la présence d'une structure tourbillonnaire qui se forme en bordure externe de la couche limite chaude et qui est entraînée par cet écoulement ascendant.

Grâce aux images successives présentées figure 3-32 ($Z^* = 0,85$, $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$, $f_{acq} = 25 \text{ Hz}$), on peut dès à présent estimer qualitativement la vitesse d'advection de cette structure cohérente par l'écoulement. En effet, on distingue l'entrée de la structure tourbillonnaire en bas à droite de la première image et la sortie en haut à droite de la dernière image. Sachant que pour cette série de mesures, la hauteur réelle du champ PIV est de 6,2 cm, on peut évaluer une vitesse d'advection pour cette structure à environ 11 cm/s puisque la structure traverse la zone d'observation en 0,56 s.

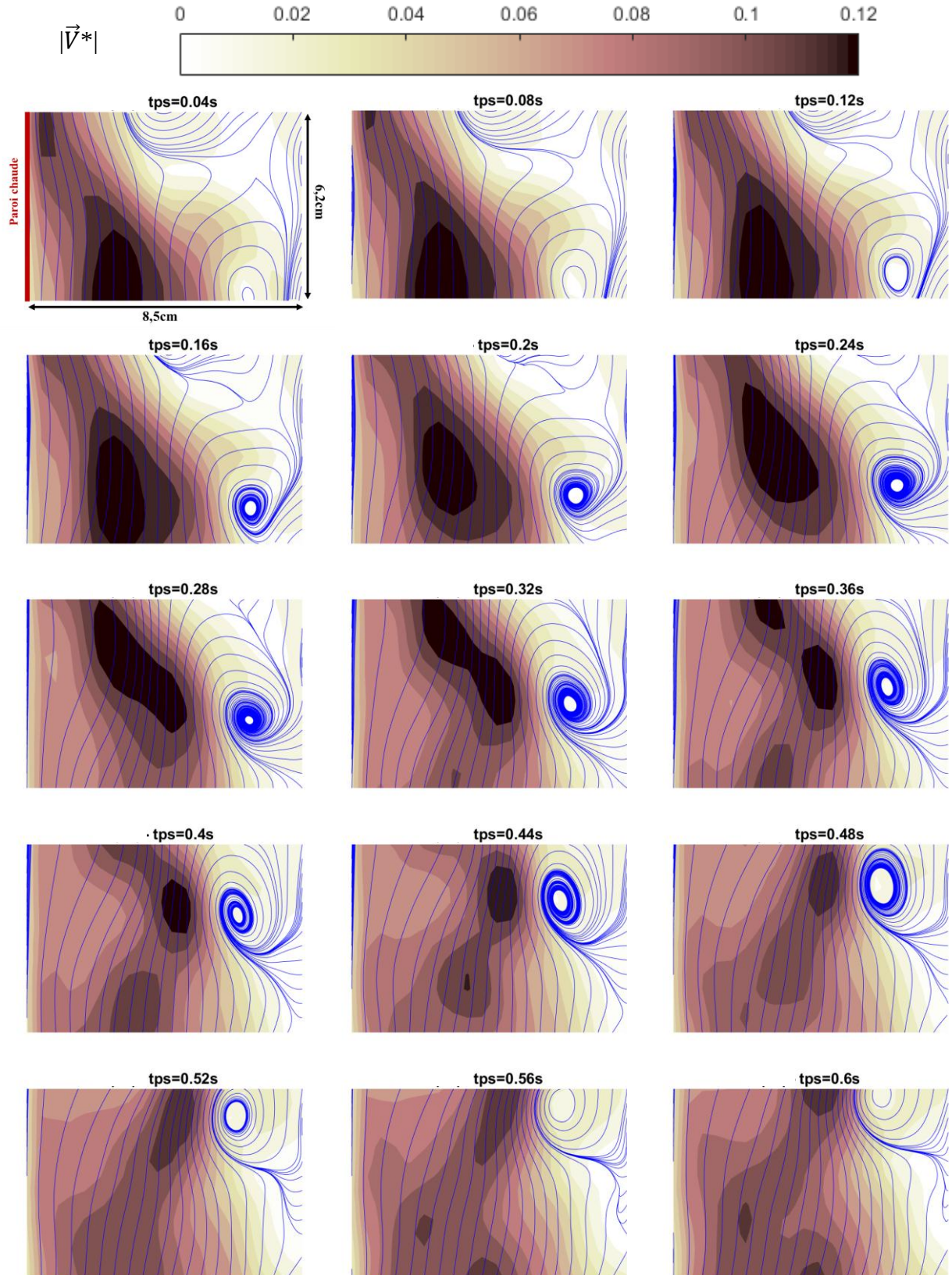


Figure 3-32 : Lignes de courant de la vitesse pour des champs instantanés ($8,5 \times 6,2 \text{ cm}^2$) reconstruits par POD à 90% de l'énergie du signal, côté chaud tracées sur le module de la vitesse à $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

A titre de remarque, il est possible d'illustrer une nouvelle fois les effets de la reconstruction grâce à la POD (90% de l'énergie) appliquée sur les champs de vitesse présentés précédemment sur la figure 3-32. La figure 3-33 présente trois champs instantanés de la figure précédente, reconstruit avec 90% de l'énergie du signal $|\vec{V}^*|$, sur la première rangée ainsi que la reconstruction des 10% restant $|\widetilde{\vec{V}}^*|$ – en utilisant les modes de plus faibles énergies – sur la deuxième rangée. Les modes les plus énergétiques permettent donc bien de restituer la structure présentée précédemment. Les modes restants (deuxième rangée) n'apporte qu'un bruit de très faible amplitude, inférieur à 0,01 (2 mm/s), qui vient déstabiliser le champ moyen – essentiellement vertical ici.

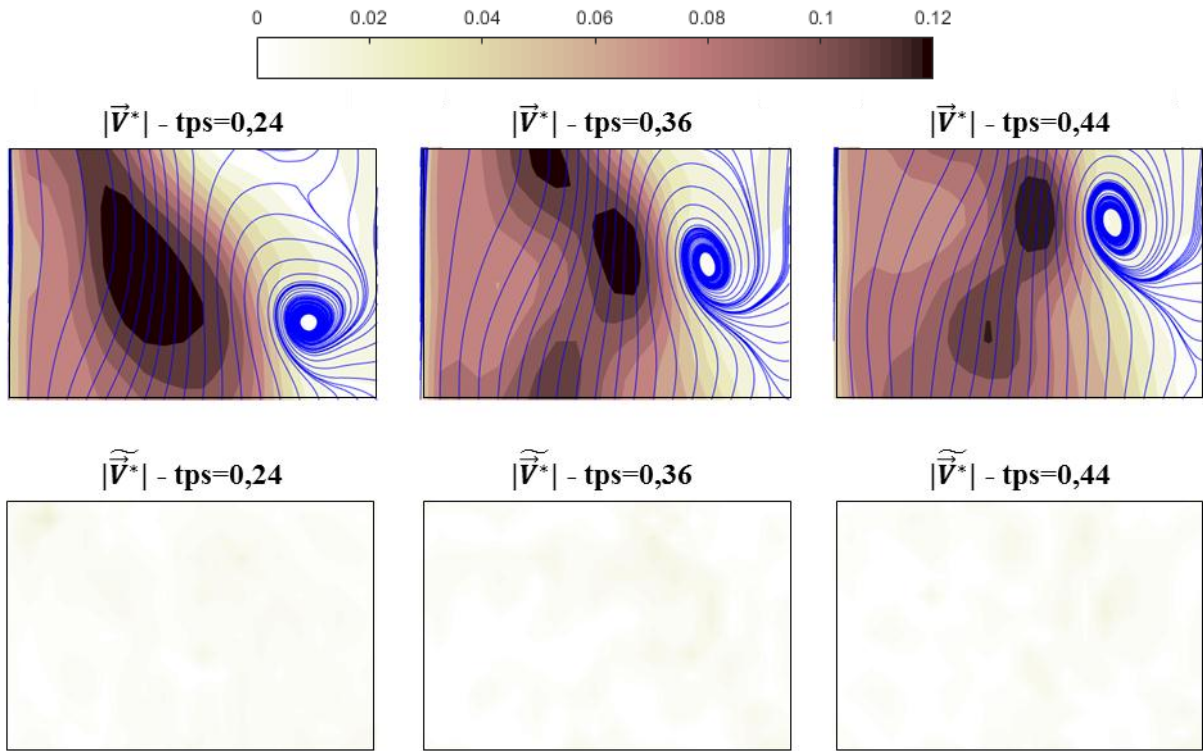


Figure 3-33 : Champs instantanés de la vitesse reconstruits à 90% (figure 3-32) sur la première ligne et champs « complémentaires » (reconstruit sur les 10% restants) sur la deuxième ligne.

Afin de détecter ces structures cohérentes, on utilise souvent le critère Q , défini par [Hunt *et al.* 1988], qui identifie les zones « d'enroulement » de l'écoulement et les zones d'étirement. Il est défini de la manière suivante :

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (3-15)$$

où Ω est la partie antisymétrique du tenseur de gradient de vitesse τ , défini par la relation (3-16), et S sa partie symétrique.

$$\tau = \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} = \Omega + S. \quad (3-16)$$

Les parties antisymétrique et symétrique de ce tenseur sont alors aisément obtenues par les relations :

$$\Omega = \frac{\tau - {}^t\tau}{2} \text{ et } S = \frac{\tau + {}^t\tau}{2}$$

d'où par suite en 2D dans un repère Cartésien :

$$\Omega = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \\ -\left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}\right) & 0 \end{pmatrix} \quad (3-17)$$

et :

$$S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (3-18)$$

Le carré de la norme 2 d'une matrice carrée est égale à la trace du produit de cette matrice avec sa transposée. On obtient donc :

$$\|\Omega\|^2 = \text{tr}(\Omega \cdot {}^t\Omega) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \quad (3-19)$$

$$\text{et } \|S\|^2 = \text{tr}(S \cdot {}^tS) = \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \quad (3-20)$$

Le critère Q s'exprime donc (en 2D) par la relation suivante avec les différentes composantes du gradient de vitesse :

$$Q = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (3-21)$$

Le tenseur Ω (partie antisymétrique du tenseur de gradient de vitesse) peut s'interpréter physiquement comme des effets de rotation tandis que le tenseur S (partie symétrique du tenseur de gradient de vitesse) correspond à des effets d'étirement. Lorsque les effets de rotation sont dominants (par rapport aux effets d'étirement) ce qui est le cas des structures tourbillonnaires, le critère Q sera positif. Dans le cas contraire ($Q < 0$), cela met en évidence les zones d'étirement de l'écoulement. Cependant il faut garder à l'esprit que ce critère est perfectible car il est possible de le mettre en défaut dans des zones sans structure tourbillonnaire. On voit également apparaître ici l'intérêt primordial de calculer les gradients de vitesse de façon précise (élimination du bruit parasite).

Afin de valider la robustesse du calcul de ce critère, un champ de vitesse synthétique, de type Taylor Green, a été construit de sorte à faire apparaître des tourbillons, figure 3-34 (a).

$$\begin{cases} u = u_0 \times \sin(k_x \pi x) \cos(k_y \pi y) \\ v = -v_0 \times \cos(k_x \pi x) \sin(k_y \pi y) \end{cases} \quad (3-22a)$$

Ces champs de vitesse ont été régulièrement utilisés dans différentes études concernant des structures tourbillonnaires [Brachet *et al.* 1983, Kuz'min et Patashinskii 1986, Shu *et al.* 2005]. Un bruit gaussien (ε_x ; ε_y) est ensuite ajouté à ce champ. Ce bruit est construit pour ajouter une composante à moyenne (spatiale) nulle et correspondant à des bruits relatifs de 5% ; 10% et 20%. On vient alors déstabiliser de plus en plus l'écoulement pour avoir une idée des limites du critère considéré et comment traiter le signal lorsque le bruit devient trop important.

Le « maillage » utilisé pour tracer les champs suivants est le même que pour les champs acquis par PIV à savoir : 8,43 cm de large, 6,20 cm de haut pour des « mailles » de $0,83 \times 0,61 \text{ mm}^2$ soit 102×75 vecteurs (cela correspond à des zones d'interrogation PIV de $16 \times 16 \text{ px}^2$ sans recouvrement avec une caméra $1632 \times 1200 \text{ px}^2$). Sur les figures 3-34 à 3-36, les distances ont été adimensionnées par la largeur, pour conserver le rapport de forme de l'image. Ainsi, sous forme discrète, le champ de vitesse bruité s'écrit :

$$\begin{cases} u_i = u_0 \times (\sin(k_x \pi x_i^*) \cos(k_y \pi y_i^*) + \varepsilon_x(x_i^*, y_i^*)) \\ v_i = v_0 \times (-\cos(k_x \pi x_i^*) \sin(k_y \pi y_i^*) + \varepsilon_y(x_i^*, y_i^*)) \end{cases} \quad (3-23b)$$

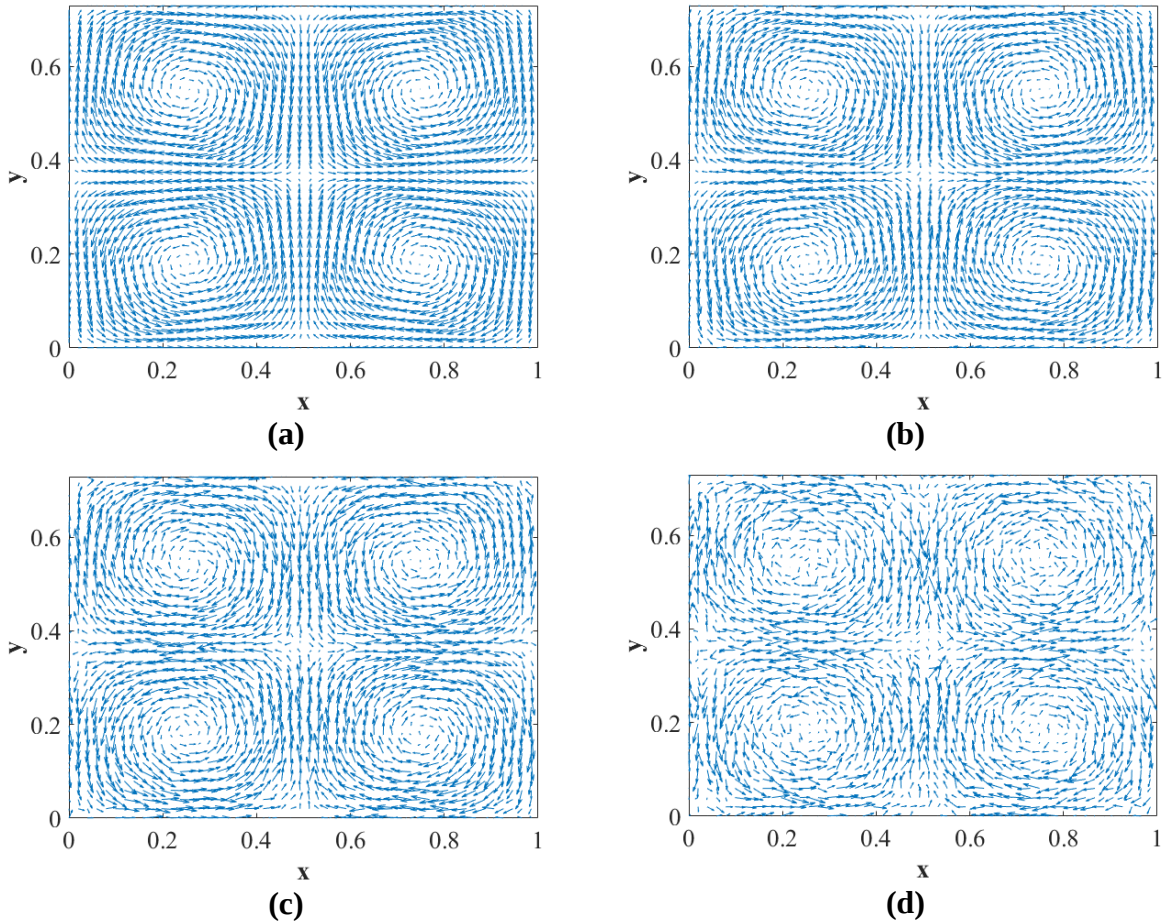


Figure 3-34 : Champs de vecteurs construits artificiellement pour obtenir des structures tourbillonnaires avec $u_0 = v_0 = 1 \text{ m/s}$; $k_x = k_y = 1$; $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$ (a), et pour ε_x et ε_y correspondant à des bruits relatifs de 5% (b), 10% (c) et 20% (d).

Pour évaluer qualitativement l'efficacité du critère Q , on calcule directement le gradient du tenseur de vitesse pour chacun des quatre champs présentés ci-dessus et on représente le critère Q (figure 3-35). Sans bruit, en (a), on obtient la solution de référence, correspondant au calcul du critère Q sur le champ de Taylor Green non bruité (notons qu'à partir de la définition synthétique du champ de vitesse 3-22a, on aurait également pu calculer la solution analytique 2D pour le critère Q en utilisant l'équation 3-21). Le maximum du critère, correspond effectivement au centre des structures et les valeurs négatives aux zones d'étirement. Plus le bruit augmente, plus ces structures sont difficiles à discerner à l'aide de ce critère, voir quasiment impossibles lorsque l'intensité du bruit ajouté est de l'ordre de 20% (cas d). En effet, plus le champ de vitesse est bruité, plus il est délicat de calculer correctement le tenseur de gradient de vitesse.

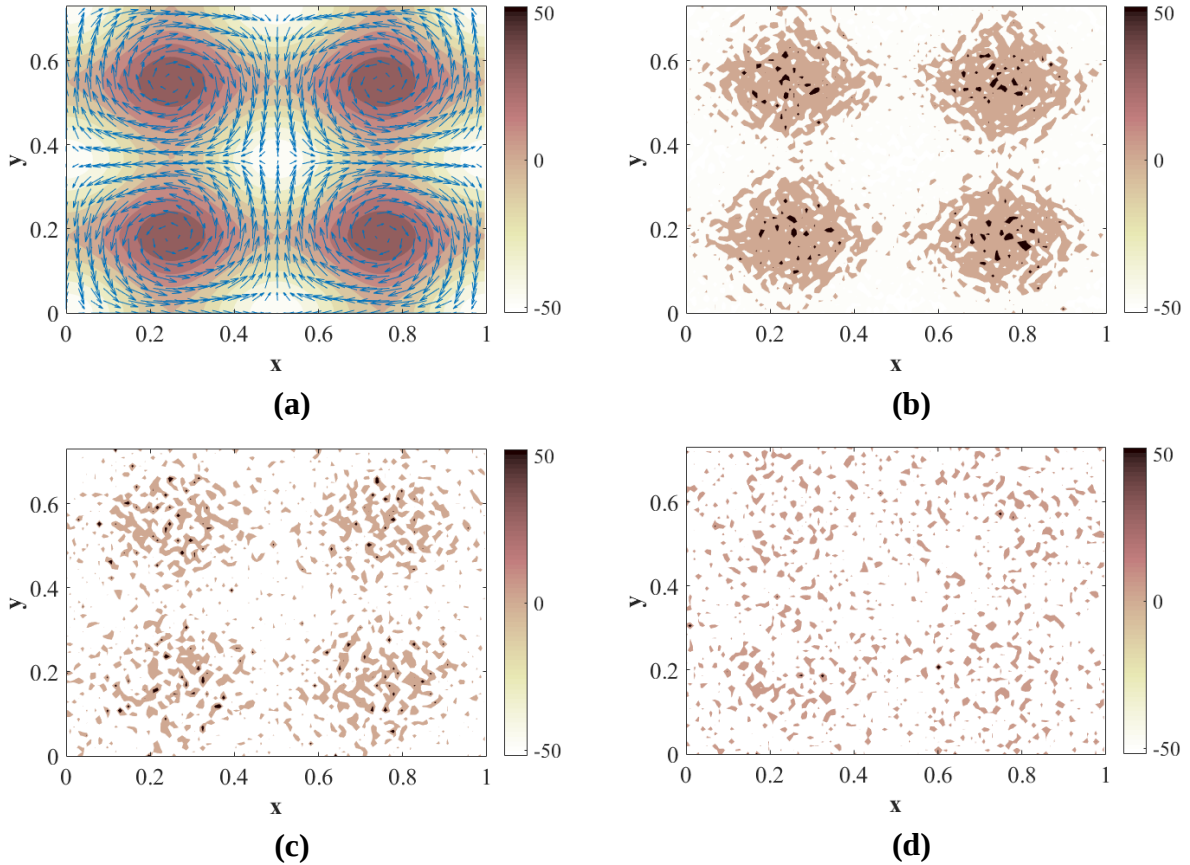


Figure 3-35 : Critère Q calculé pour les champs de Taylor Green noyés dans un bruit $(\varepsilon_x, \varepsilon_y)$ pour $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$ (a) et pour ε_x et ε_y correspondant à des bruits relatifs de 0,05 (b), 0,1 (c) et 0,2 (d).

Les champs de vitesse obtenus par PIV, dans le cas de l'étude présentée ici, sont particulièrement bruités pour diverses raisons comme les réflexions du fond de la cavité. Il apparaît donc être nécessaire d'effectuer un traitement préalable sur les données avant le calcul du critère Q . A la différence du traitement par POD appliqué sur les champs spatio-temporelles de vitesse en 3.3.1, ce champ (stationnaire) sera traité avec une décomposition SVD suivant les deux composantes d'espace. La matrice des valeurs singulières indique que

les deux premiers modes de la décomposition contiennent, chacun, quasiment 50% de l'énergie du signal. Ces deux modes seront donc suffisants pour la reconstruction du champ bruité, dans le cas le plus défavorable (bruit d'intensité 20%). Le calcul du critère Q permet donc dans ce cas de retrouver la structure (figure 3-36). On retrouve les valeurs maximales de Q au centre des tourbillons et des valeurs négatives au niveau des zones d'étirement entre les tourbillons.

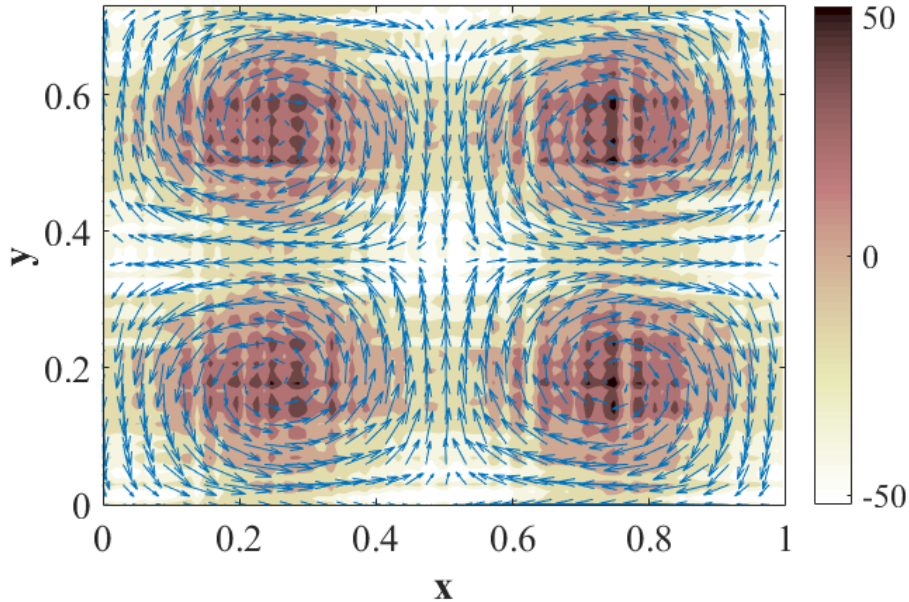


Figure 3-36 : Critère Q calculé pour les champs de Taylor Green noyés dans un bruit ($\varepsilon_x, \varepsilon_y$) correspondant à un bruit spatial relatif de 20% reconstruit après un traitement SVD à l'aide des deux premiers modes.

Fort de ce constat, on observe que le centre du tourbillon est donné par la valeur maximale du critère. On peut donc évaluer une taille de structure en posant un seuil sur cette valeur. La valeur obtenue sera bien entendu arbitraire (car dépendante du seuil fixé) mais permettra néanmoins de donner un ordre de grandeur quantitatif. On note de plus que l'on pourrait améliorer à chaque pas de temps, le calcul des gradients en complétant le post-traitement POD par un traitement SVD spatial complémentaire. Le temps de calcul serait néanmoins plus important et ce traitement ne s'avère pas nécessaire par la suite.

La figure 3-37, présente deux profils du critère Q extraits d'un champ de vitesse instantanée de la figure 3-32 à la cote $Z^*=0,85$ coté chaud. Ces 2 profils, l'un vertical et l'autre horizontal, se croisent au maximum de la valeur du critère Q. En considérant, par exemple, que la structure se trouve sur un espace délimité par l'iso-valeur du critère correspondant à 5% de sa valeur maximale (de l'ordre de 80 ici), on peut définir un couple de dimensions de ce tourbillon suivant les directions du profil. Dans le cas présent, on obtient une largeur sur Y^* de 0,0062 (soit 2,2 cm) et une hauteur sur Z^* de 0,0057 (soit 2,4 cm).

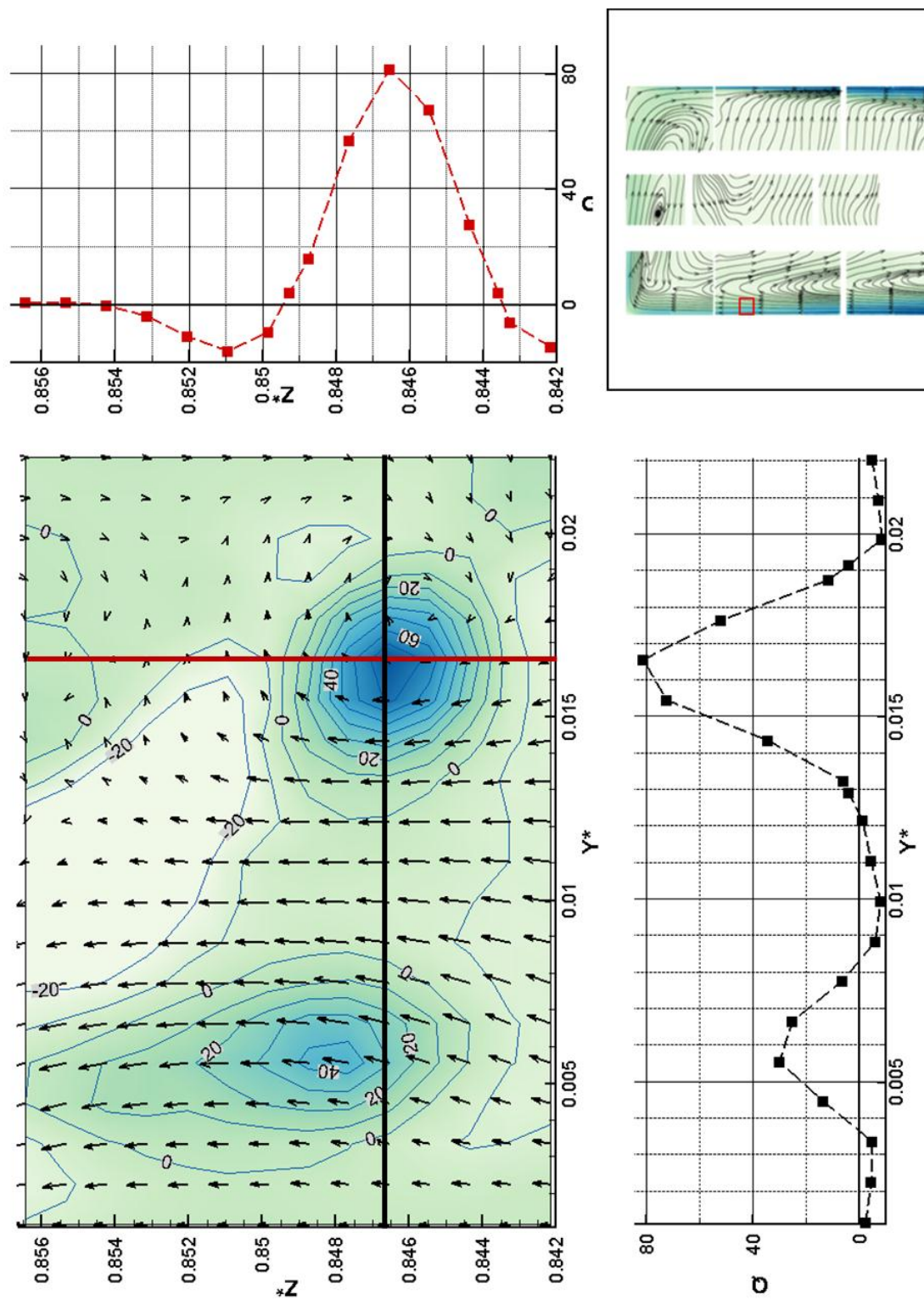


Figure 3-37 : Critère Q représenté avec le champ de vecteurs de vitesse instantanée correspondant à 0,32s sur la figure 3 32.

En procédant de la même manière à cette cote ($Z^*=0,85$) au niveau de la paroi froide, on peut visualiser sur la figure 3-38 l'entraînement d'un tourbillon vers le bas (écoulement descendant) à la frontière de la couche limite froide. En prenant le même critère (5% de $Q_{\max}$), on retrouve le même ordre de grandeur de dimension que du côté chaud à la même cote, soit environ, 2 cm de largeur pour 2,4 cm de hauteur (figure 3-39). Bien évidemment on retrouve la présence de structures de taille importante. Toutefois, on note que la taille obtenue ici est dépendante du niveau de seuillage choisi. Néanmoins, à de telles distances, la corrélation spatiale entre les différentes composantes de la vitesse reste élevée. Ce point sera approfondi au paragraphe 3.4.2.2 par l'étude des micro-échelles et des échelles intégrales.

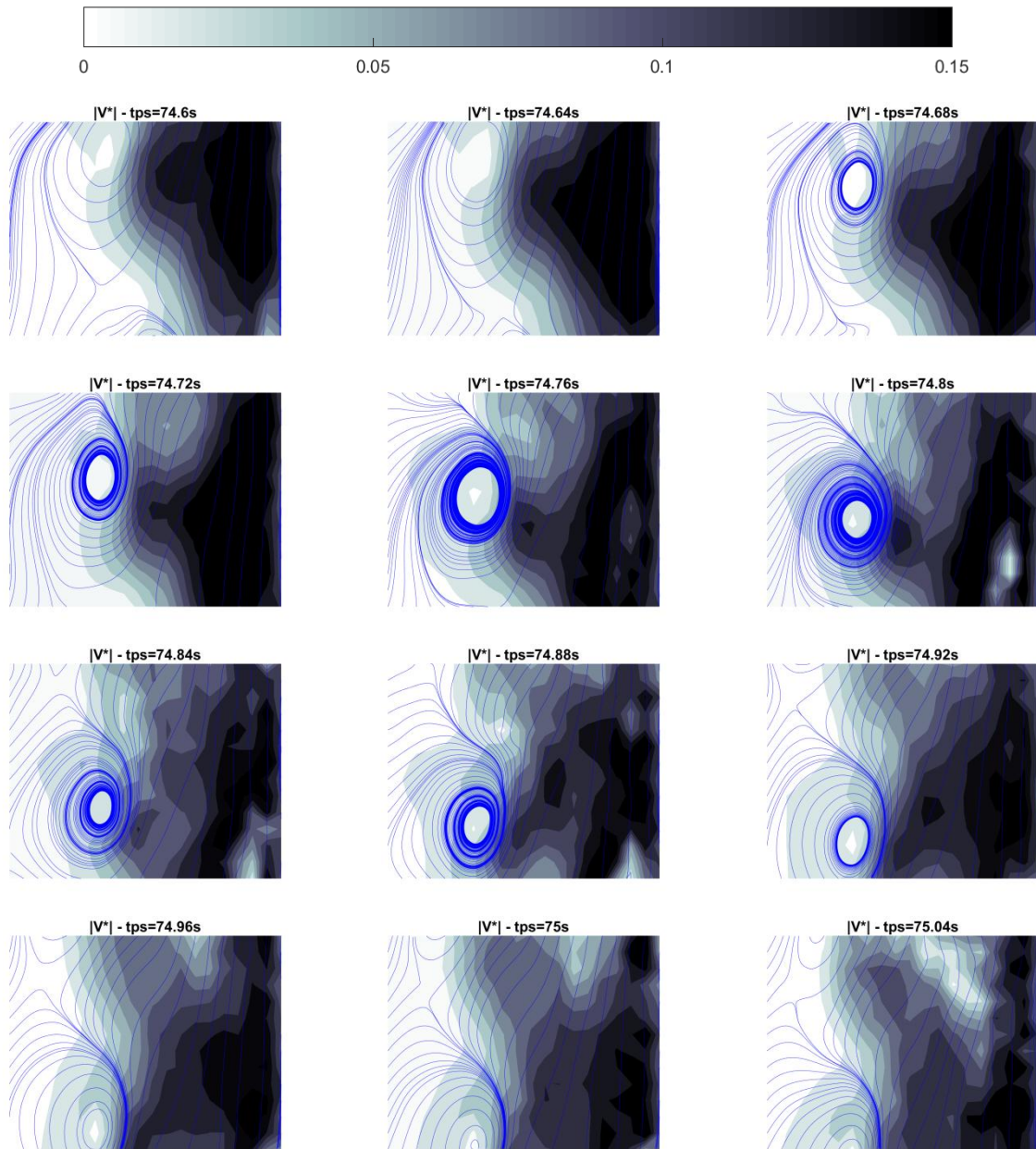


Figure 3-38 : Lignes de courant de la vitesse pour des champs instantanés côté chaud tracées sur le module de la vitesse à $Z^* = 0,85$ pour un $Ra_H = 1,2 \times 10^{12}$.

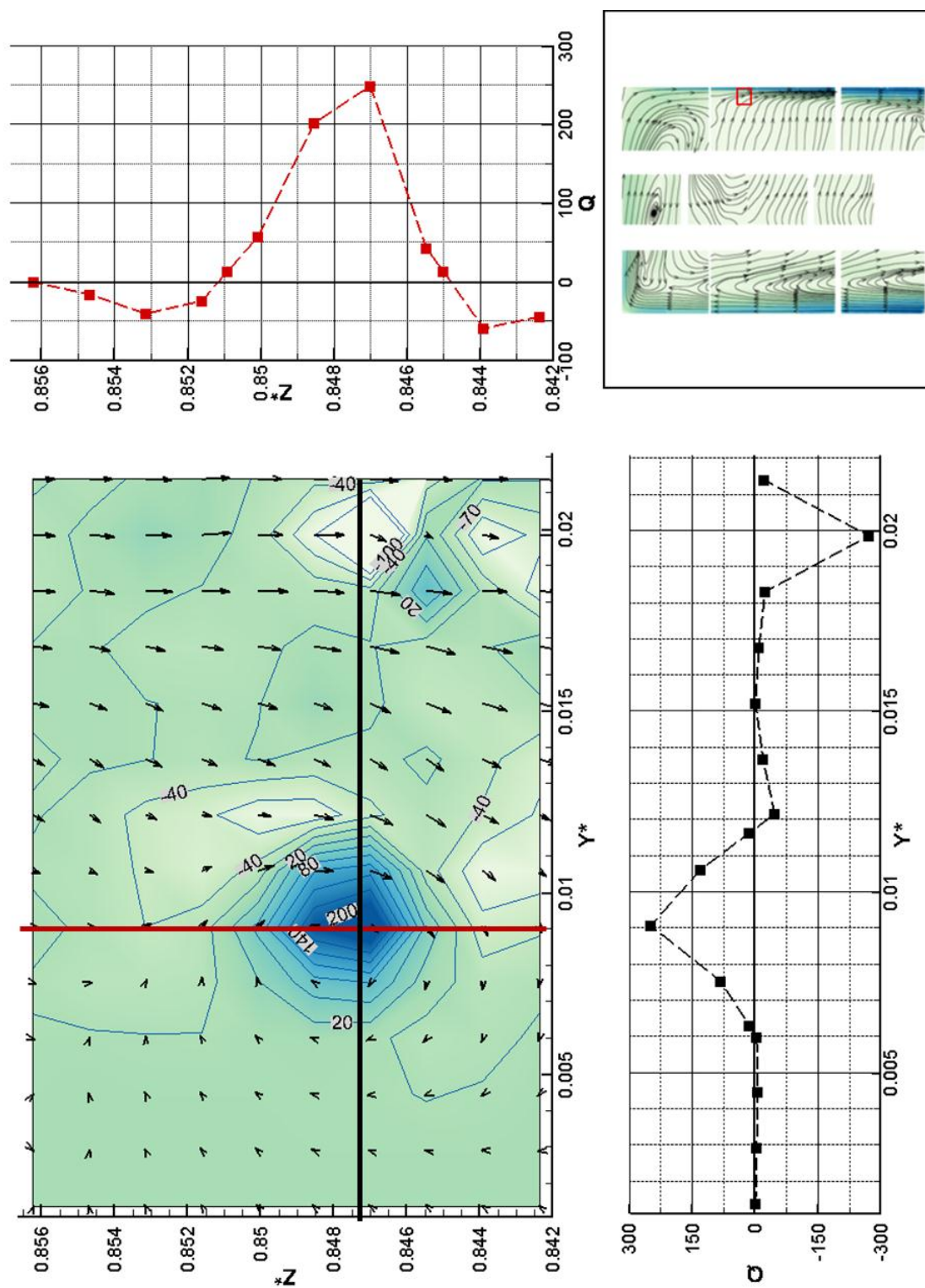


Figure 3-39 : Critère Q représenté avec le champ de vecteurs de vitesse instantanée correspondant à $t=74,8s$ sur la figure 3-38.

3.4.2.2 Micro-échelle et échelle intégrale

La partie précédente présente des structures tourbillonnaires macroscopiques pour lesquels une taille qualitative a pu être proposée en se basant sur le calcul du critère Q. D'autres méthodes existent pour caractériser les tailles de structures cohérentes comme le calcul de la micro-échelle de Taylor et l'échelle intégrale déterminées à partir du calcul de coefficient d'autocorrélation des signaux.

Les coefficients d'autocorrélation spatiale normalisés à deux points $r_{y,V}$, $r_{y,W}$, $r_{z,V}$ et $r_{z,W}$ suivant les directions respectives y et z, sur les composantes V^{*} et W^{*} des fluctuations de la vitesse ont été tracés en utilisant :

$$r_{y,V}(y_0) = \frac{\langle V^{*'}(y,t) V^{*'}(y+y_0,t) \rangle}{\sigma_{V^{*'}(y,t)} \sigma_{V^{*'}(y+y_0,t)}} \text{ pour } z \text{ fixé} \quad (3-24)$$

$$r_{z,V}(z_0) = \frac{\langle V^{*'}(z,t) V^{*'}(z+z_0,t) \rangle}{\sigma_{V^{*'}(z,t)} \sigma_{V^{*'}(z+z_0,t)}} \text{ pour } y \text{ fixé} \quad (3-25)$$

$$r_{y,W}(y_0) = \frac{\langle W^{*'}(y,t) W^{*'}(y+y_0,t) \rangle}{\sigma_{W^{*'}(y,t)} \sigma_{W^{*'}(y+y_0,t)}} \text{ pour } z \text{ fixé} \quad (3-26)$$

$$r_{z,W}(z_0) = \frac{\langle W^{*'}(z,t) W^{*'}(z+z_0,t) \rangle}{\sigma_{W^{*'}(z,t)} \sigma_{W^{*'}(z+z_0,t)}} \text{ pour } y \text{ fixé} \quad (3-27)$$

où $V_i^{*'}$ représente la fluctuation de vitesse adimensionnée suivant les directions y ou z. L'abscisse y a été choisie à huit positions représentatives du comportement du profil de vitesse (voir le schéma sur la figure 3-40) et y_0 représente les abscisses (Y^*) des points du profil pour les corrélations « horizontales » et les cotes (Z^*) des points utilisés pour les corrélations verticales. La quantité σ_v représente la valeur RMS de la vitesse v.

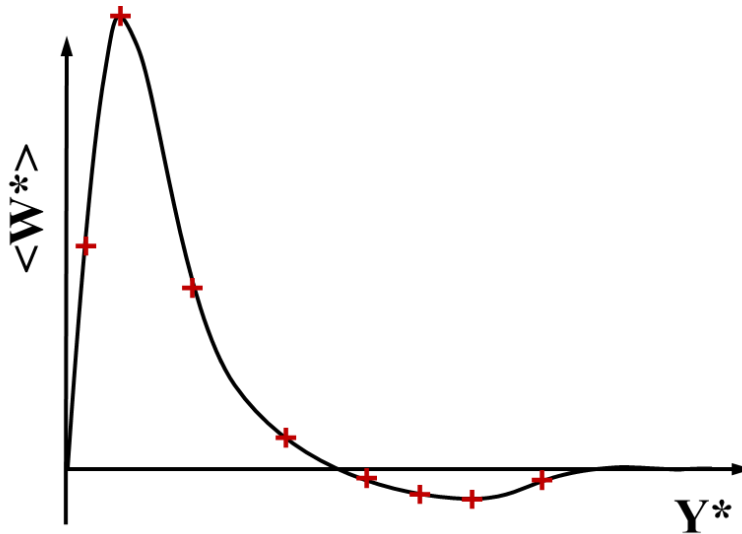


Figure 3-40 : Positions schématisées du calcul des micro-échelles et échelles intégrales.

Les coefficients d'autocorrélation temporelle $r_{t,V}$ et $r_{t,W}$, sont calculés comme suit :

$$r_{t,V}(\tau) = \frac{\langle V^{*'}(y,t)V^{*'}(y,t+\tau) \rangle}{\sigma_{V^{*'}(y,t)}^2} \quad (3-28)$$

$$r_{t,W}(\tau) = \frac{\langle W^{*'}(y,t)W^{*'}(y,t+\tau) \rangle}{\sigma_{W^{*'}(y,t)}^2} \quad (3-29)$$

où t est un temps fixé et τ le déphasage par rapport à t parcourant tout l'intervalle de temps, $[0; t_{fin}]$.

Les deux échelles peuvent alors être représentées de manière graphique sur la courbe d'autocorrélation du signal de vitesse (figure 3-41). La micro échelle notée λ , est obtenue par la courbure à l'origine de la courbe d'autocorrélation (parabole osculatrice) :

$$\left(\frac{\partial^2 r_y(y_0)}{\partial r^2} \right)_{r=0} = -\frac{2}{\lambda^2(r)} \text{ et } \left(\frac{\partial^2 r_t(\tau)}{\partial \tau^2} \right)_{\tau=0} = -\frac{2}{\lambda^2(t)} \quad (3-30)$$

Remarque : Dans des conditions de turbulence homogène isotrope, on peut associer cette longueur au taux de dissipation (voir [Chassaing 2000 p56]). En se limitant à la fluctuation monodimensionnelle de la vitesse u' , on peut écrire le taux de dissipation $\bar{\epsilon}$:

$$\bar{\epsilon} = 2\nu \overline{s_{ij}s_{ij}} = 30\nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \quad (3-31)$$

avec :

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right).$$

On peut également mentionner que l'échelle de vitesse $\sqrt{\overline{u'^2}}$ n'est pas associée aux structures dissipatives, la micro-échelle de Taylor ne représente donc pas directement une longueur caractéristique de structures dissipatives.

L'échelle intégrale, ou macro-échelle notée Λ , correspond à l'aire sous la courbe d'autocorrélation. Une autre manière de l'interpréter serait de la voir comme la distance à partir de laquelle les fluctuations de vitesse ne sont plus corrélées avec elles-mêmes :

$$\Lambda(t) = \int_0^\infty r_y(y_0) dy_0 \text{ et } \Lambda(r) = \int_0^\infty r_t(\tau) d\tau \quad (3-32)$$

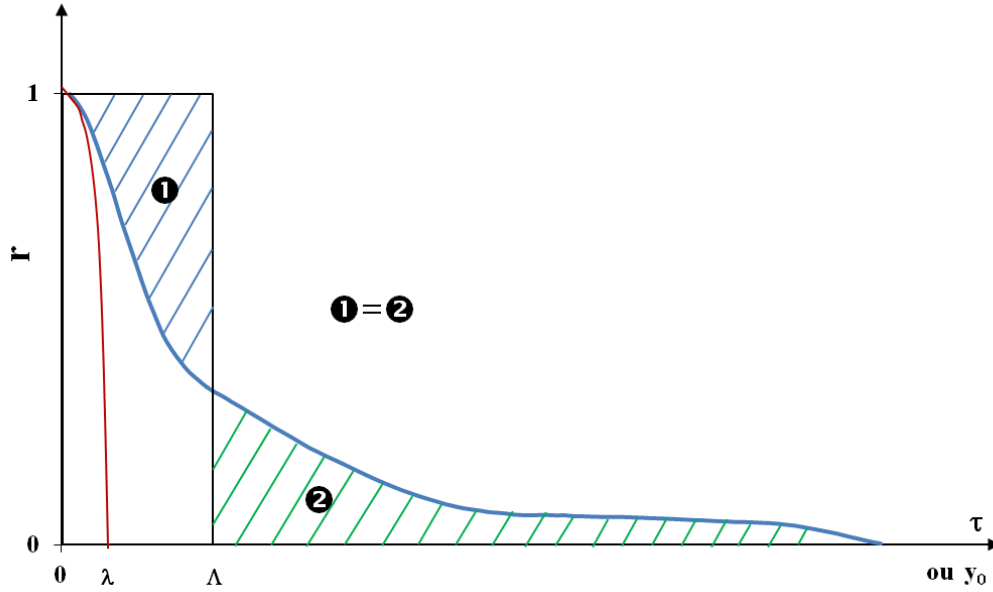


Figure 3-41 : Fonction d'autocorrélation et échelles de Taylor.

Afin d'évaluer l'évolution de ces échelles, les coefficients d'autocorrélation spatiale pour les directions Y^* et Z^* ainsi que les coefficients d'autocorrélation temporelle ont été tracés à différentes abscisses Y^* pour les cotes $Z^* = 0,75$ (figure 3-42 à 3-44) et $Z^* = 0,85$, (figure 3-45 à 3-47), pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de la vitesse. La parabole osculatrice à la fonction d'autocorrélation s'exprime par $f = 1 - y_0^2/\lambda^2$ où λ est la micro-échelle de Taylor, que l'on peut également voir comme l'intersection entre la parabole osculatrice et l'axe des abscisses (voir figure 3-41). Cela veut donc dire que les premiers points des fonctions d'autocorrélation suivent cette équation. Ainsi, en traçant, $1 - r = f(y_0^2)$ et $1 - r = f(\tau^2)$, les premiers points forment alors une droite dont le coefficient directeur est donné par $1/\lambda^2$. En effectuant une régression linéaire sur ces points on peut donc déduire la valeur de la micro-échelle λ pour la direction considérée.

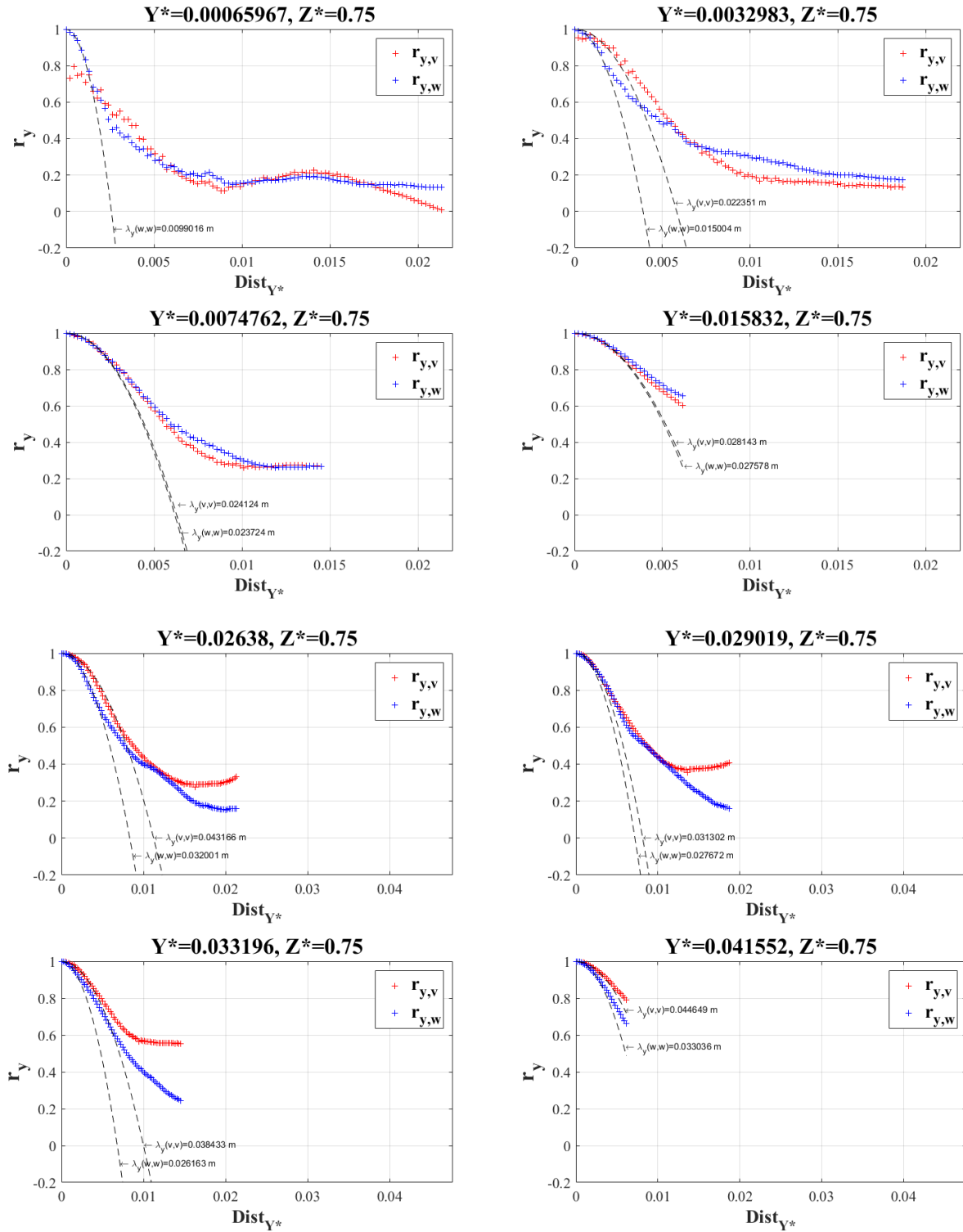


Figure 3-42 : Coefficients d'autocorrélation spatiale selon la direction Y^* et leur paraboles osculatrices pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0.75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

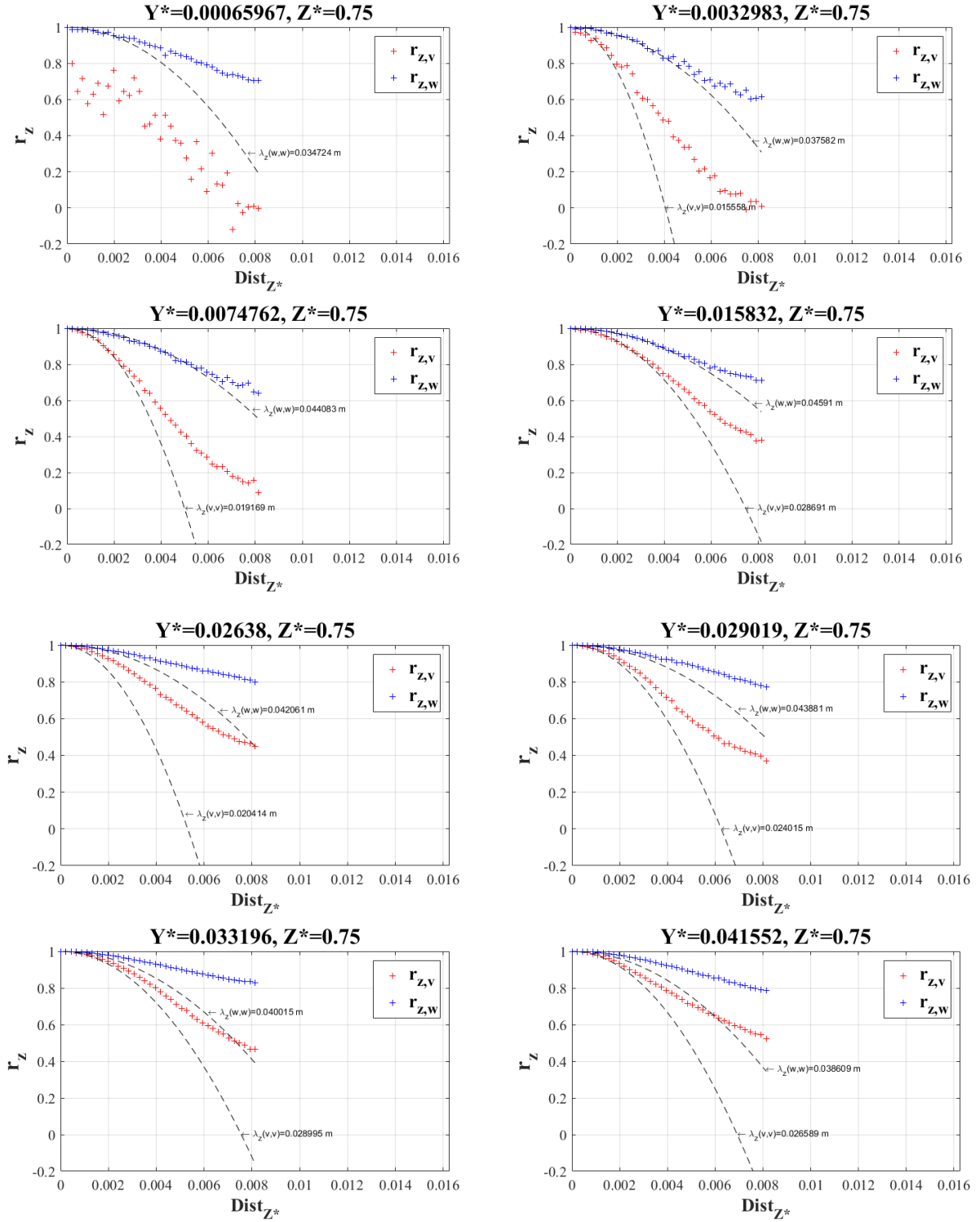


Figure 3-43 : Coefficients d'autocorrélation spatiale selon la direction Z^* et leur paraboles osculatrices pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0.75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

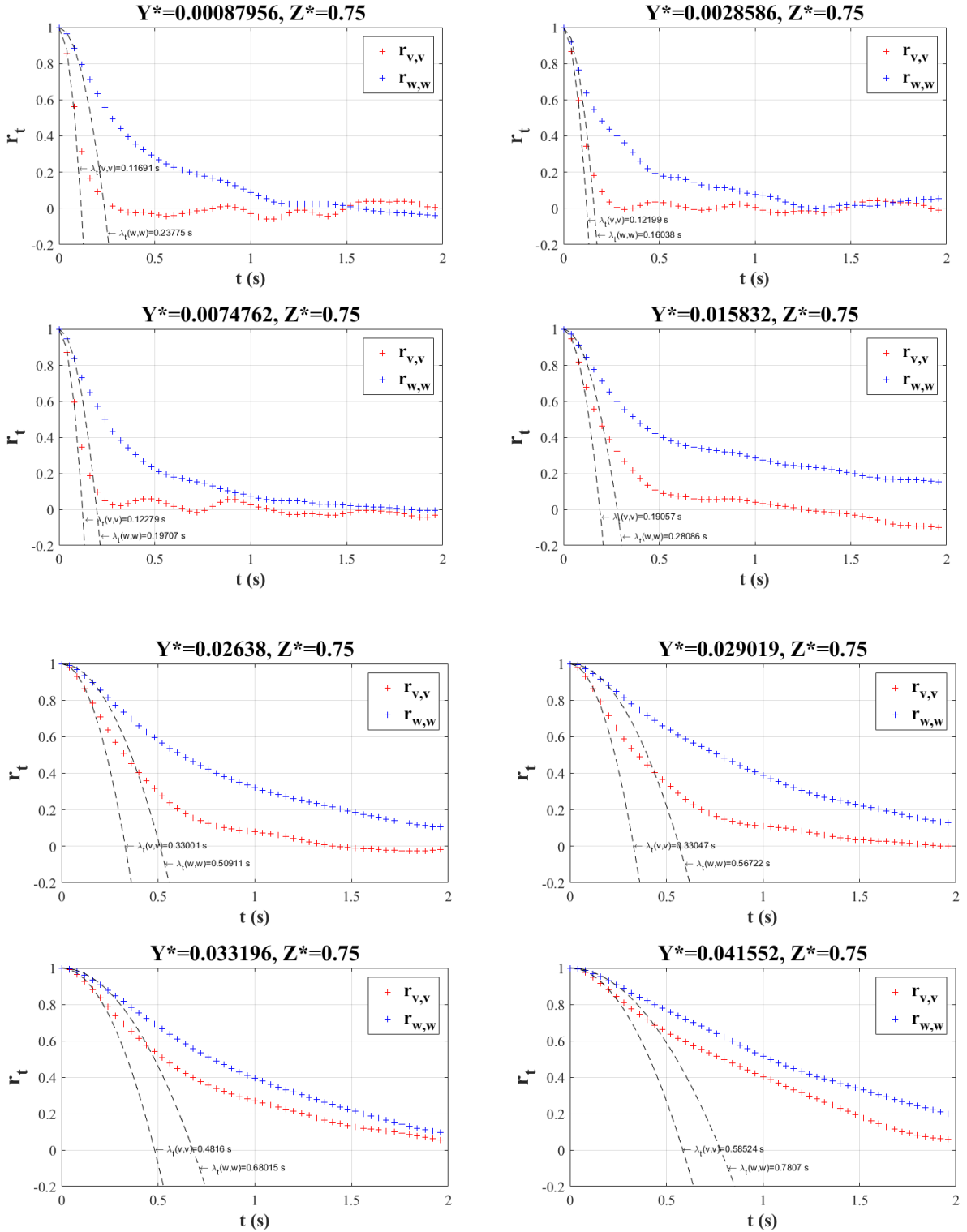


Figure 3-44 : Coefficients d'autocorrélation temporelle et leur paraboles osculatrices pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0.75$ pour $Ra_H = 1, 2 \times 10^{11}$.

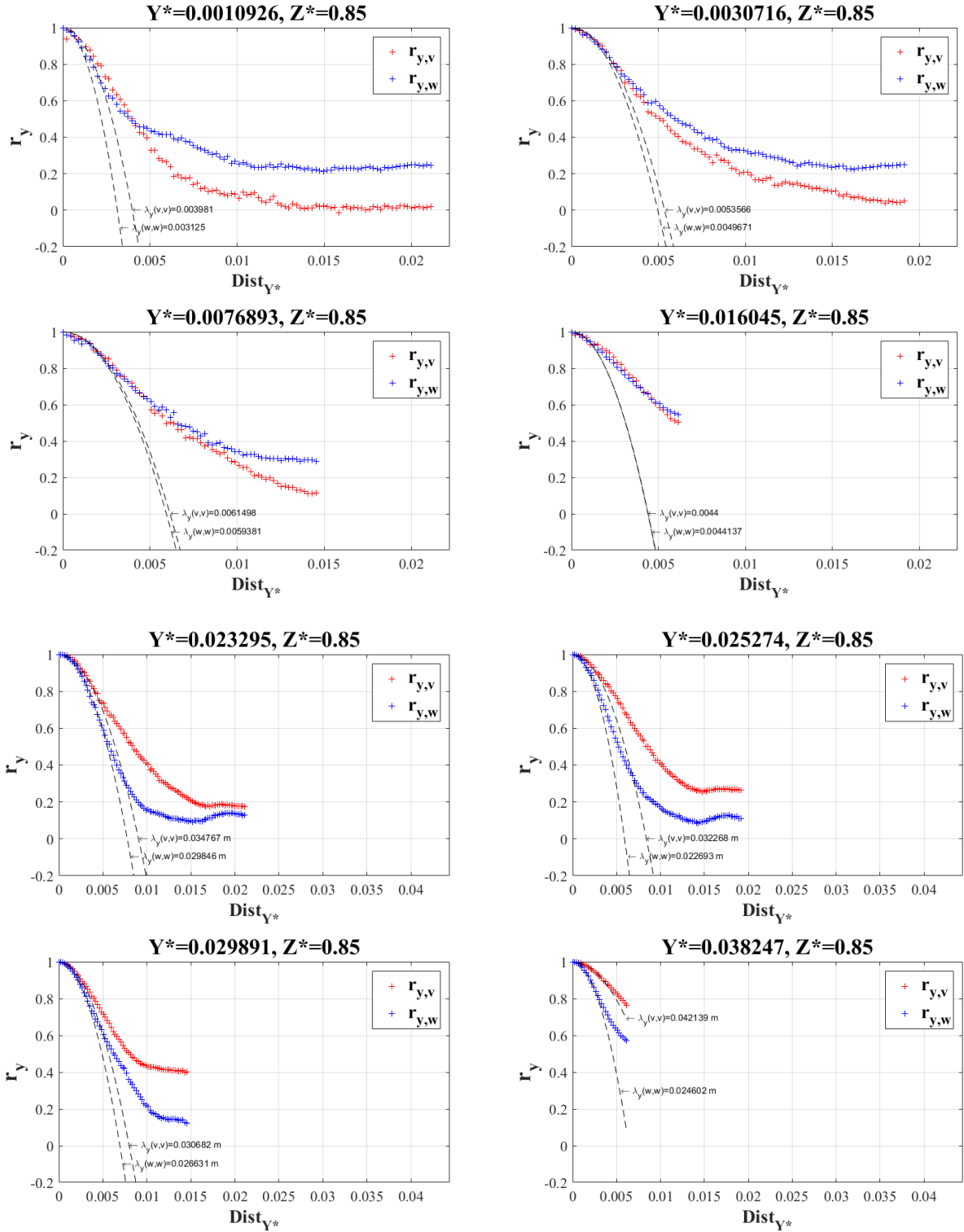


Figure 3-45 : Coefficients d'autocorrélation spatiale selon la direction Y^* et leur paraboles osculatrices pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

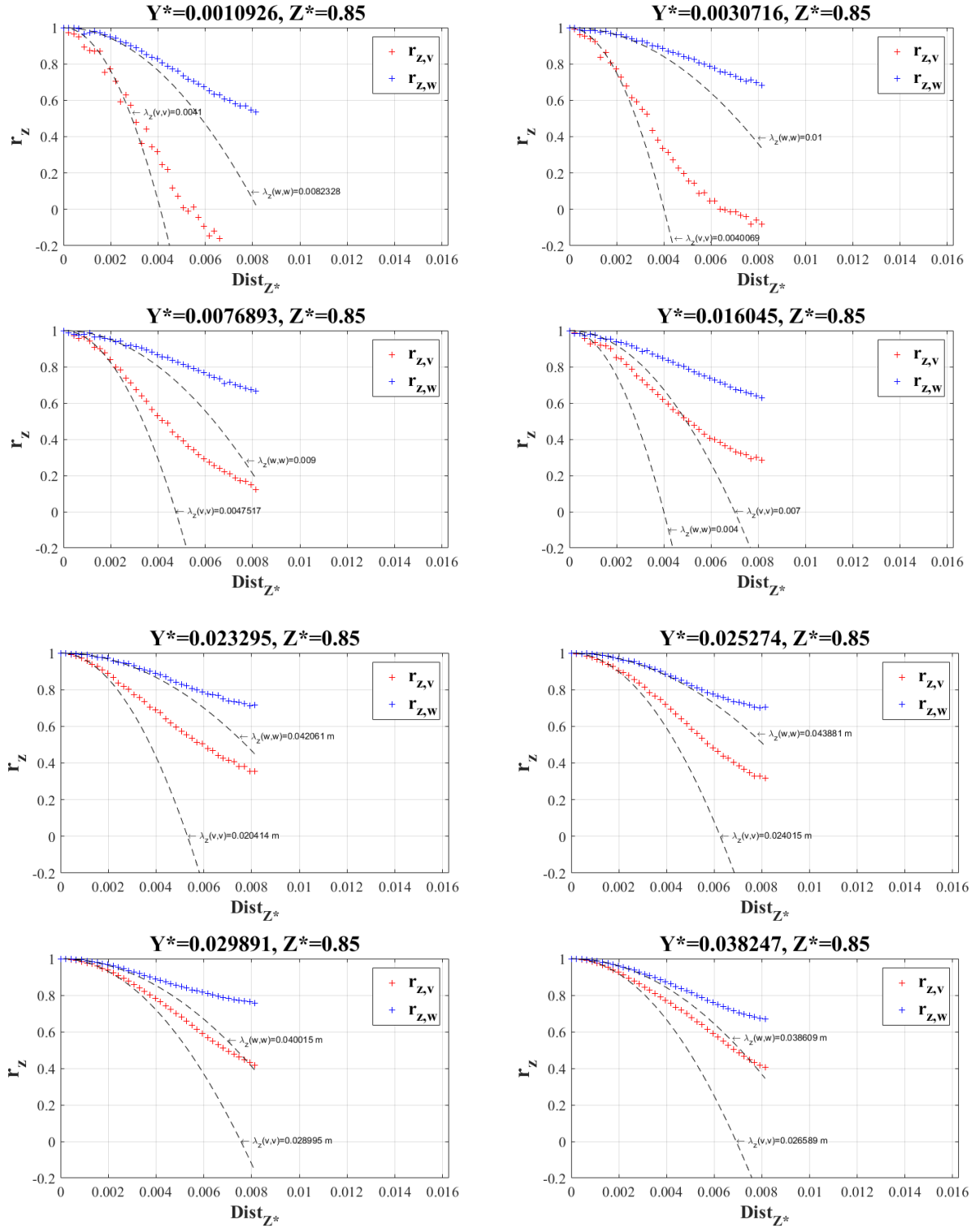


Figure 3-46 : Coefficients d'autocorrélation spatiale selon la direction Z^* et leur paraboles osculatrices pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0.85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

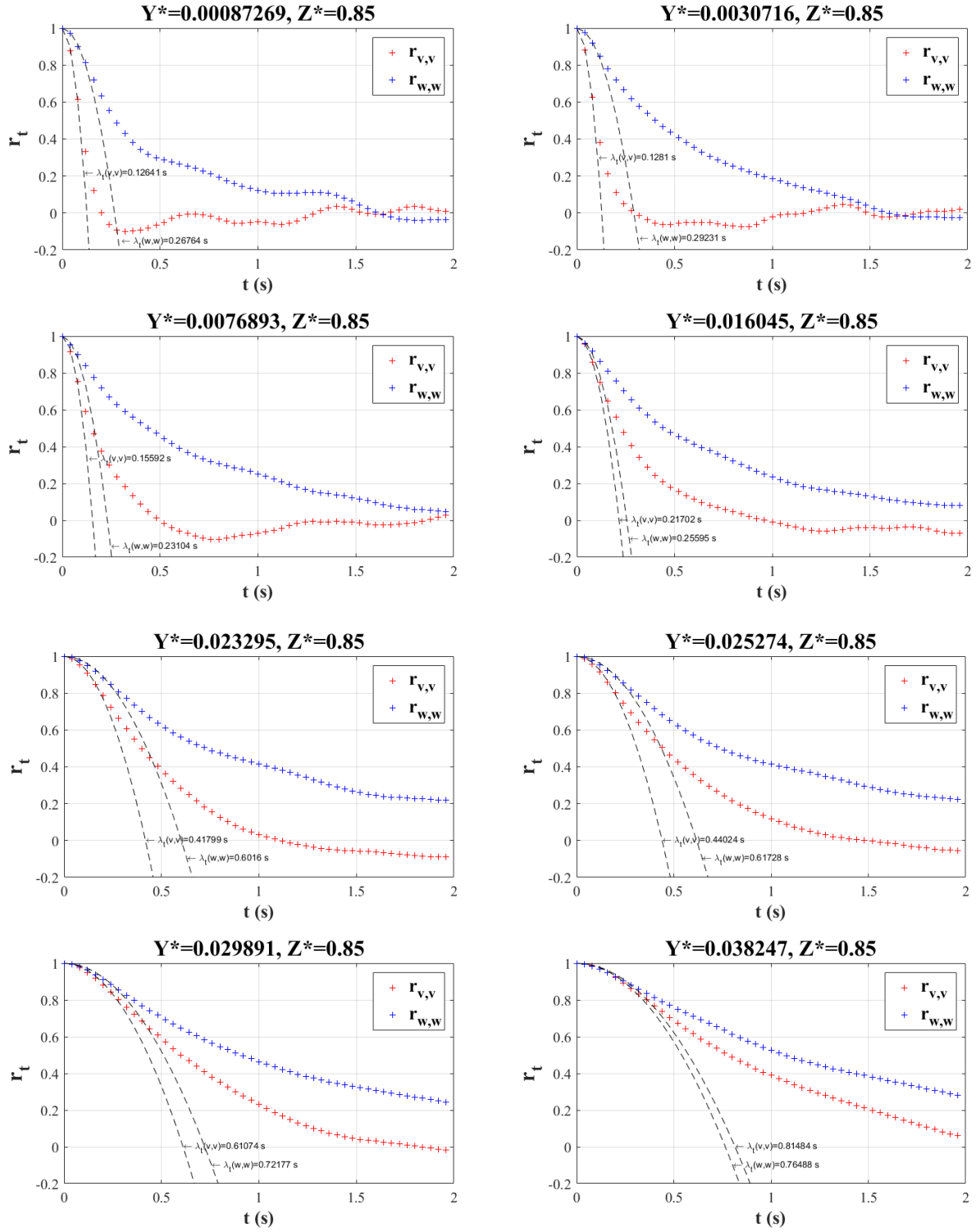


Figure 3-47 : Coefficients d'autocorrélation temporelle et leur paraboles osculatrices pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0.85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

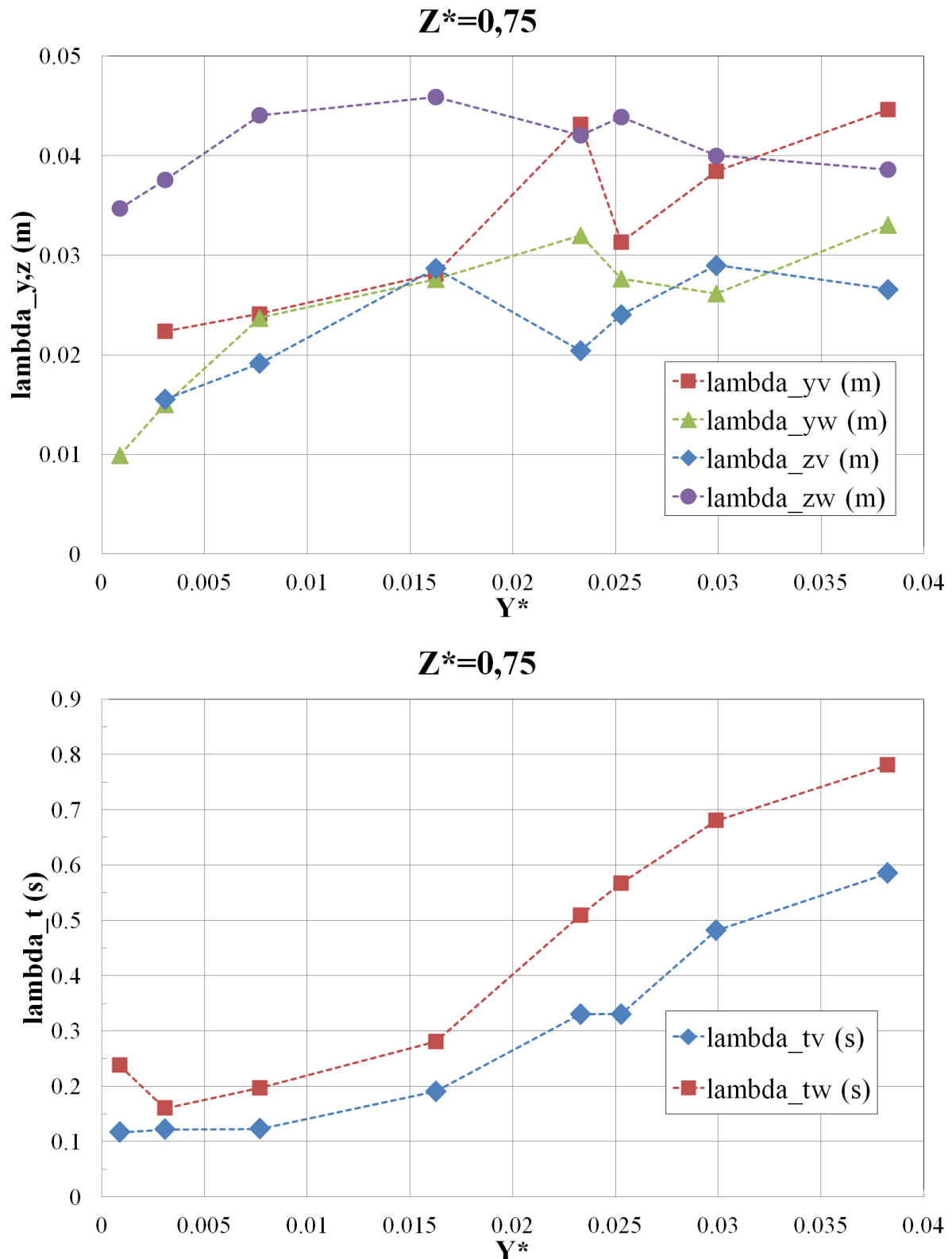


Figure 3-48 : Profils des microéchelles de Taylor spatiales selon les direction Y^* et Z^* (haut) et temporelles (bas) calculées pour les composantes verticale et horizontale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

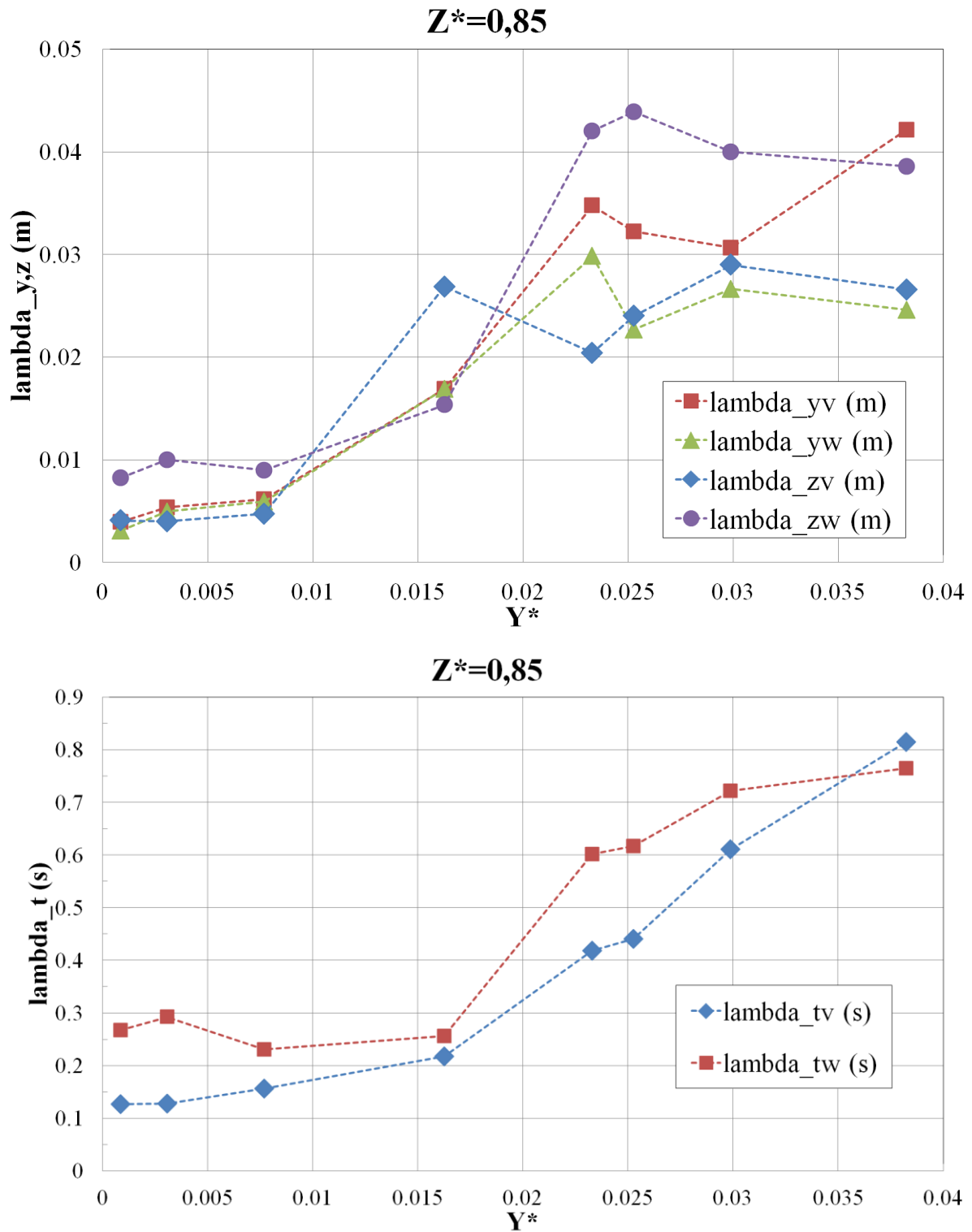


Figure 3-49 : Profils des microéchelles de Taylor spatiales selon les direction Y^* et Z^* (haut) et temporelles (bas) calculées pour les composantes verticale et horizontale des fluctuations de vitesse à la cote $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Les micro-échelles de Taylor spatiales et temporelles pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse pour les cotes $Z^* = 0,75$ et $Z^* = 0,85$ ont été représentées figure 3-48 et figure 3-49, lorsque celles-ci ont pu être calculées.

L'allure des micro-échelles temporelles est globalement la même à 0,75 et 0,85 et ce quelle que soit la composante de vitesse considérée. On retiendra des valeurs aux alentours de 0,15 s en-deçà de $Y^*=0,01$ où les effets de flottabilités sont importants et la composante verticale de la vitesse importante. Cette valeur augmente progressivement au-delà de $Y^*=0,01$ jusqu'à environ 0,8 s. Cela semble cohérent avec les valeurs locales de vitesse. En effet, à la paroi on observe de vitesses « importantes » qui tendent à réduire la corrélation temporelle. En revanche, lorsque l'on s'éloigne de la paroi, la vitesse décroît (pour retrouver une valeur nulle dans le cœur). Les éventuelles structures séjournent donc plus longtemps et la corrélation temporelle va donc persister un peu plus. Cela se traduit par une augmentation de la micro-échelle dans cette zone.

On observe une différence plus marquée entre ces deux cotes pour les micro-échelles spatiales. En effet, pour $Z^*=0,85$ on remarque une nette augmentation de taille de structure après $Y^*=0,015$ devant celle avant $Y^*=0,01$, d'un facteur 4. A $Z^*=0,75$, en revanche, la micro-échelle calculée reste du même ordre de grandeur (de l'ordre du centimètre) dès $Y^*=0,004$. Il est à noter que ces résultats donnent essentiellement un ordre de grandeurs si l'on tient compte de la difficulté dans certains cas de déterminer la parabole osculatrice. Pour mieux comprendre cela, le lecteur pourra par exemple se référer à une étude proposée par [Lalizel 2004] qui montre l'influence de la répartition des premiers points de la fonction d'autocorrélation sur la détermination de la parabole osculatrice.

L'analyse combinée des micro-échelles spatiales et temporelles semble donc indiquer un passage ou un établissement de structures plus petites et plus rapides, au niveau de la couche limite thermique (au voisinage de la paroi) qui ont tendance à ralentir au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi et à grossir rapidement avant d'atteindre une taille stabilisée en bordure externe de la couche limite. Cela corrobore également bien les observations faites sur les visualisations.

La micro-échelle de Taylor peut-être liée à la dissipation comme on l'a vu dans une remarque précédente. Même si cette échelle n'est pas représentative de structures dissipatives, on peut faire l'hypothèse qu'elle concerne des « petites » structures, pourquoi pas, à l'échelle des fluctuations de vitesse. Les valeurs RMS des composantes horizontale et verticale de la vitesse (V_{RMS} et W_{RMS}) et le rapport de la micro-échelle spatiale sur la micro-échelle temporelle ont été tracées sur la figure 3-50. On obtient effectivement des évolutions d'ordres de grandeur similaires entre ces deux quantités, excepté pour les rapports $\frac{\lambda_{y,w}}{\lambda_{t,w}}$ et $\frac{\lambda_{y,v}}{\lambda_{t,v}}$ qui ont tendance à, respectivement, surestimer et sous-estimer la vitesse d'un facteur 2.

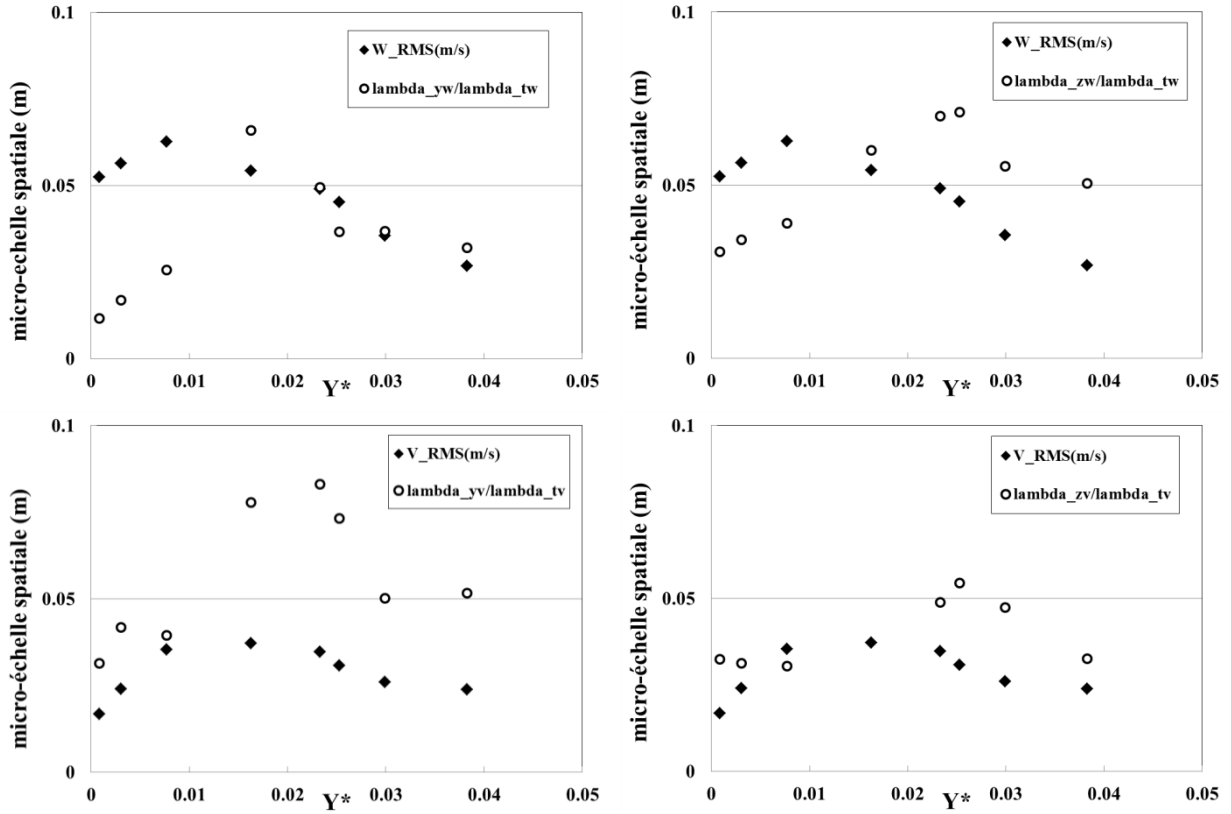


Figure 3-50 : Profils de vitesse RMS (losanges noirs) et rapport de la micro-échelle spatiale sur la micro-échelle temporelle (ronds blancs) pour $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Il s'avère que le calcul des échelles intégrales $\Lambda(t) = \int_0^\infty r_y(y_0) dy_0$ et $\Lambda(r) = \int_0^\infty r_t(\tau) d\tau$ est, en réalité, fortement limité dans notre cas, en particulier pour les échelles spatiales. En effet, les structures cohérentes identifiées dans le paragraphe précédent avaient une taille « importante » d'environ 2 cm pour des champs PIV de $6,2 \times 8,5 \text{ cm}^2$. Ainsi, la convergence des fonctions d'autocorrélation spatiale est rarement atteinte (surtout sur les derniers points du profil) contrairement à celle des fonctions d'autocorrélation temporelle qui sont toutes réalisées sur les 3197 pas de temps. C'est pourquoi seules les échelles intégrales temporelles ont pu être calculées et présentées ci-dessous.

La figure 3-51 représente les échelles intégrales temporelles pour les composantes horizontale et verticale de la vitesse pour une cote $Z^*=0,85$. Ces échelles augmentent pour les deux composantes mais à des niveaux différents. En proche paroi, l'échelle intégrale pour la composante verticale est un ordre de grandeur au-dessus de celle calculée pour la composante horizontale. La corrélation du signal est « perdue » en quelques dixièmes de seconde pour W^* contre quelques centièmes pour V^* . En bordure externe de la couche limite dynamique, les échelles intégrales temporelles pour les deux composantes sont de l'ordre de la seconde. La vitesse de l'écoulement étant plus faible, le passage de structures cohérentes est alors plus lent.

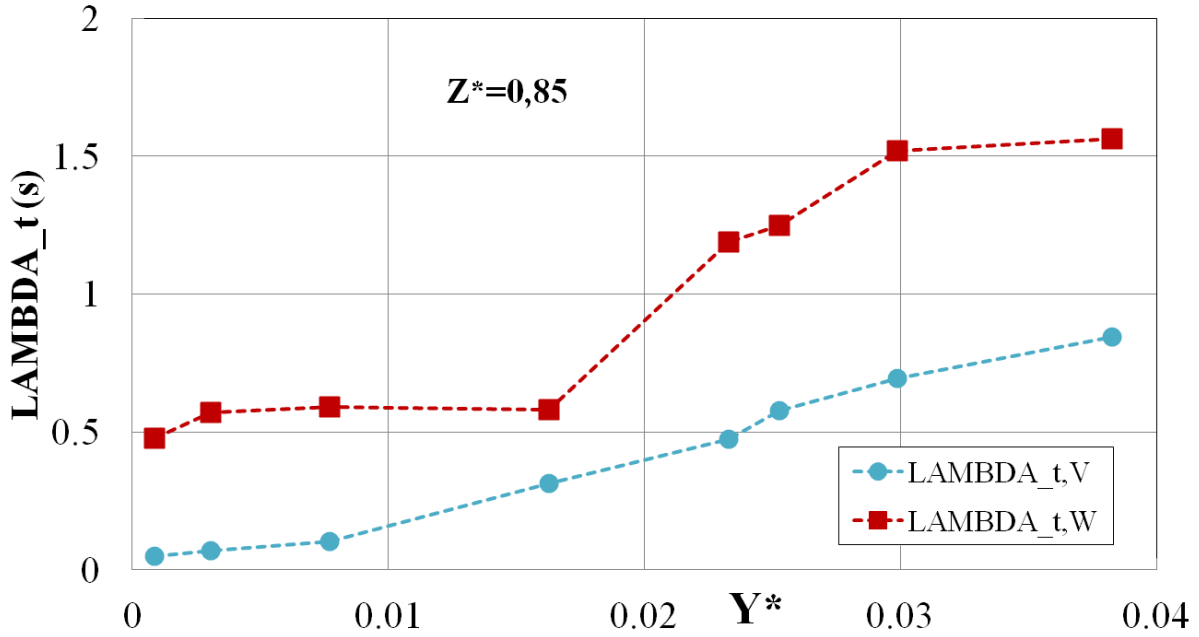


Figure 3-51 : Echelles intégrales temporelles tracées pour les composantes horizontale et verticale des fluctuations de vitesse à $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.4.2.3 Profils de flux thermiques turbulents

La synchronisation des mesures de vitesse et de température permet, en plus d'obtenir les profils de vitesse et de température, de connaître leur comportement simultané. Cela peut être utile notamment pour le calcul de quantités turbulentes comme les flux thermiques turbulents, $\langle V'^{\ast} \theta' \rangle$ et $\langle W'^{\ast} \theta' \rangle$ sous forme adimensionnée. Ces quantités sont en effet d'une importance capitale pour les approches de type RANS.

Les figures suivantes présentent ces flux à $Z^* = 0,85$, $Z^* = 0,75$ et au plafond à mi-largeur ($Y^*=0,13$). Quelle que soit la cote de mesure, les flux sont maximaux lorsque les forces de flottabilité sont prépondérantes, c'est-à-dire dans l'épaisseur de la couche limite thermique – autour de $Y^* \approx 0,08$ côté chaud et $Y^* \approx 0,25$ côté froid, à ces cotes. Puis, les flux thermiques turbulents chutent à la sortie de la couche limite jusqu'à un minimum, négatif, pour le côté chaud lorsque le minimum de température est atteint.

On peut mentionner le palier sur le flux turbulent horizontal côté froid qui est plus important à $Z^*=0,75$ qu'à $Z^*=0,85$. Ce palier est dû à l'alimentation horizontale de la couche limite froide par l'écoulement redescendant, rejeté par la couche limite chaude, l'alimentation étant plus importante à $Z^*=0,75$ (visible par exemple sur la figure 3-2).

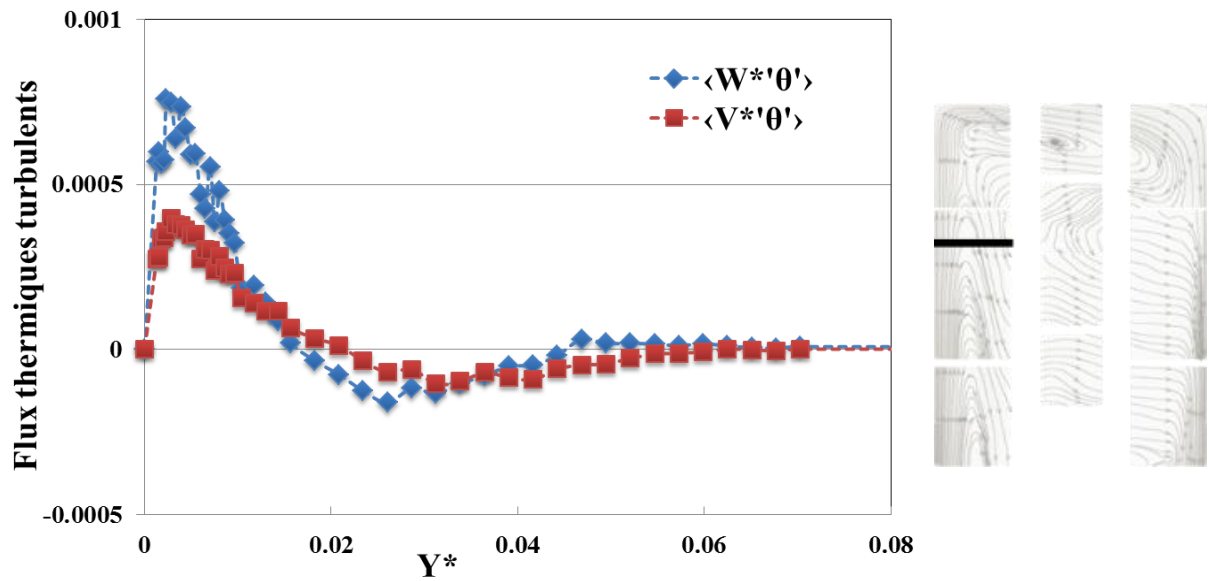


Figure 3-52 : Profils des flux thermiques turbulents côté chaud à $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

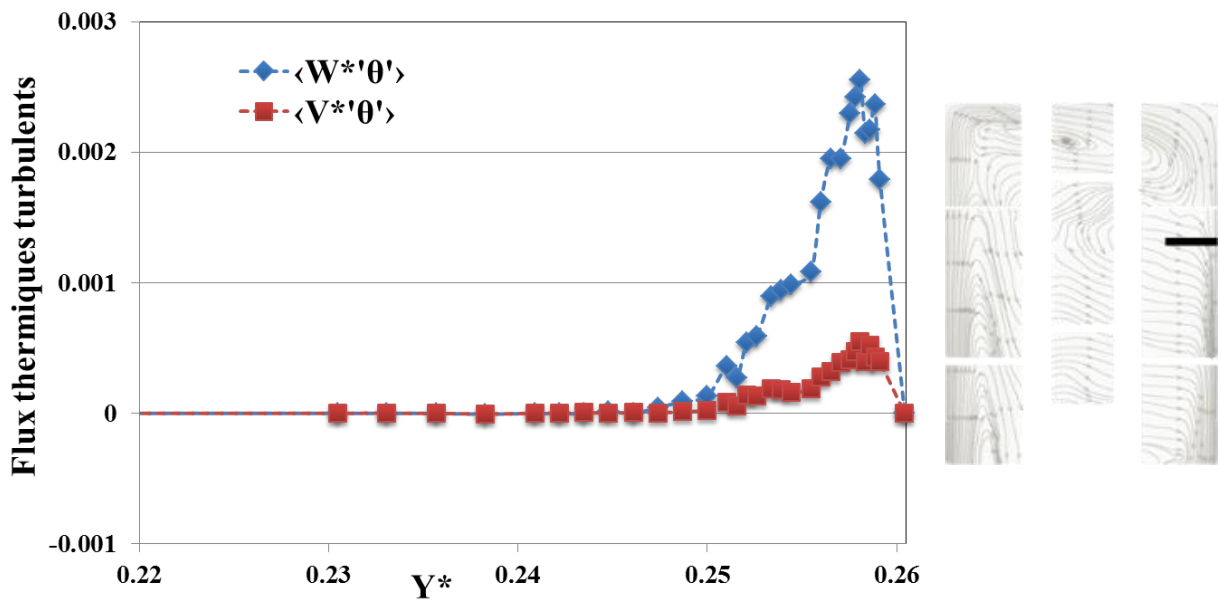


Figure 3-53 : Profils des flux thermiques turbulents côté froid à $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

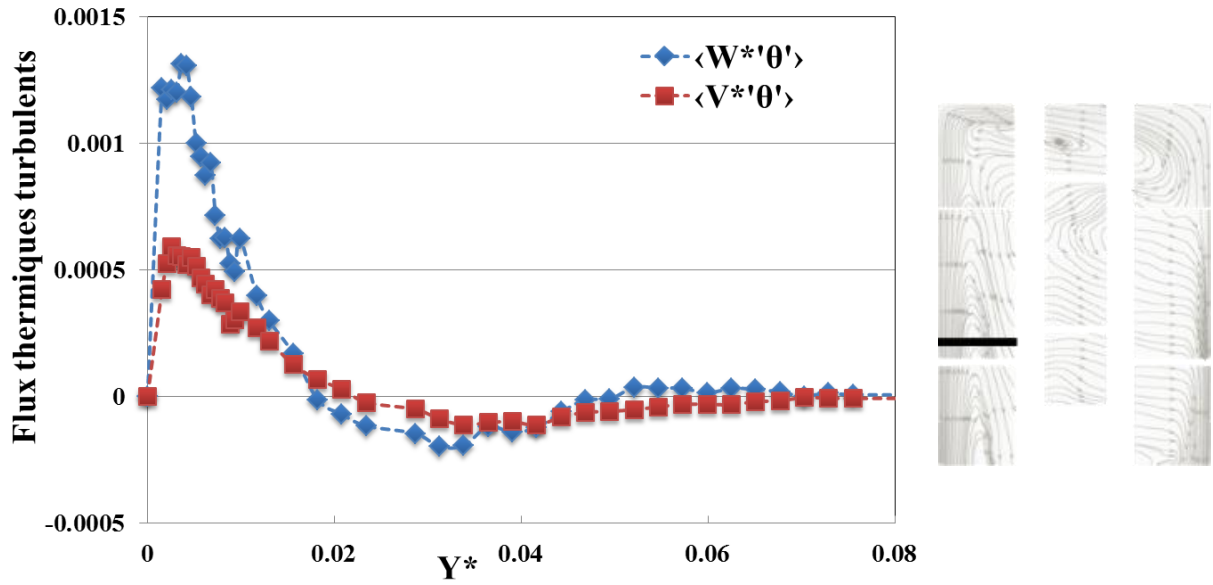


Figure 3-54 : Profils des flux thermiques turbulents côté chaud à $Z^* = 0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

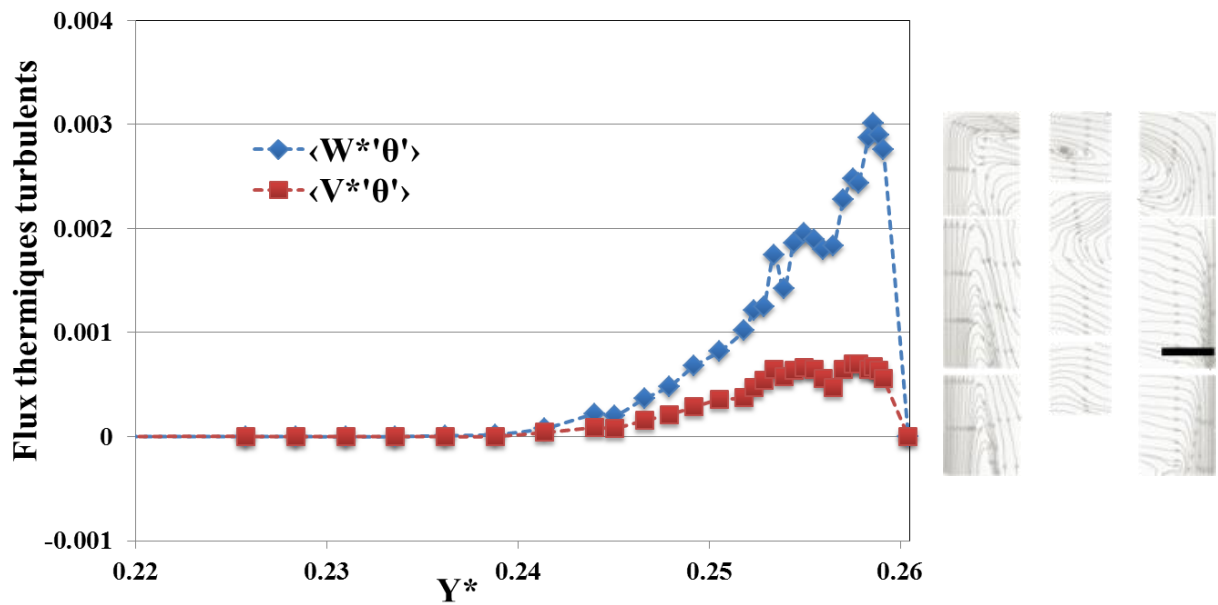


Figure 3-55 : Profils des flux thermiques turbulents côté froid à $Z^* = 0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

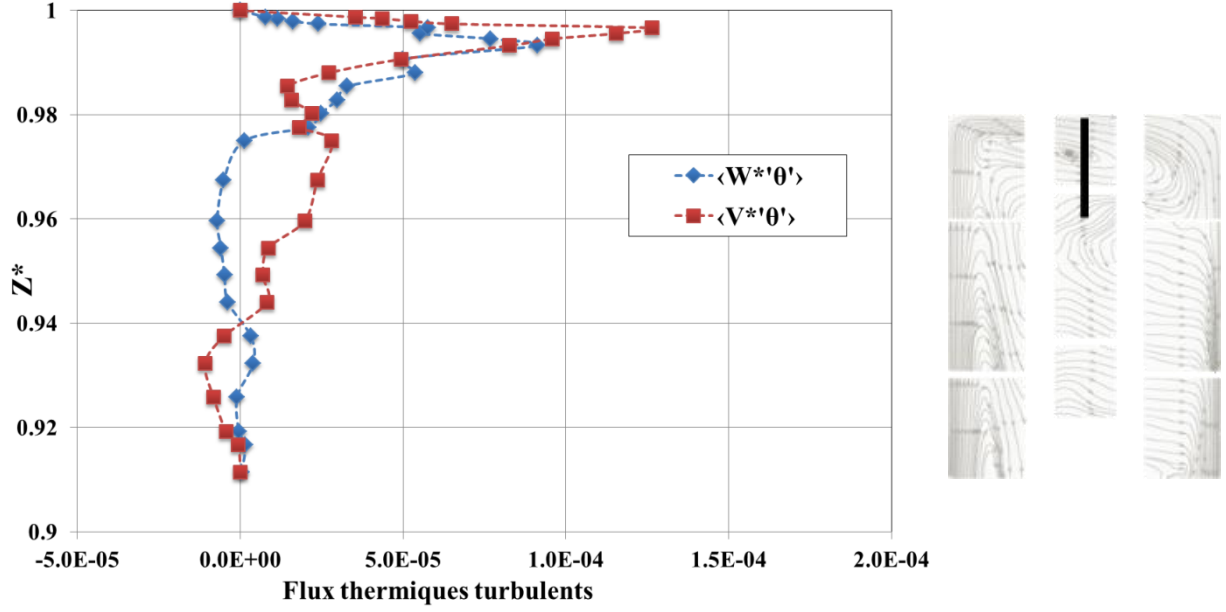


Figure 3-56 : Profils des flux thermiques turbulents au niveau du plafond à mi-largeur pour $Ra_H = 1, 2 \times 10^{11}$.

3.4.2.4 Nombre de Prandtl turbulent

En s'inspirant de la définition de la viscosité turbulente, il est possible de définir une diffusivité turbulente thermique α_T par :

$$\rho c_p \langle v'T' \rangle = -\rho c_p \alpha_T \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}. \quad (3-33)$$

Cette quantité permet de définir un nombre de Prandtl turbulent, $Pr_T = \frac{\nu_T}{\alpha_T}$, que l'on peut considérer proche de 1 dans la plupart des écoulements turbulents [Lumley 1967], ν_T représente ici la viscosité turbulente que l'on peut exprimer de la manière suivante par analogie avec la définition de la viscosité cinématique :

$$\tau_{zy} = \rho \nu_T \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial y} \quad (3-34)$$

où τ_{zy} représente le terme croisé, « zy », du tenseur des tensions de Reynolds, $\tau_{zy} = -\rho \langle w'v' \rangle$. Ainsi :

$$\alpha_T = -\frac{\langle v'T' \rangle}{\partial \langle T \rangle / \partial y} \quad \text{et} \quad \nu_T = -\frac{\langle w'v' \rangle}{\partial \langle w \rangle / \partial y}$$

d'où par suite

$$Pr_t = \frac{\nu_T}{\alpha_T} = \frac{\langle w'v' \rangle}{\partial \langle w \rangle / \partial y} \times \frac{\partial \langle T \rangle / \partial y}{\langle v'T' \rangle} \quad (3-35)$$

En divisant la vitesse par $V_{réf}$, la température par ΔT et les longueurs par $L_{réf} = H$ on obtient alors :

$$Pr_T = \frac{v_T}{\alpha_T} = \frac{\partial \langle \theta \rangle / \partial Y^*}{\partial \langle W^* \rangle / \partial Y^*} \times \frac{\langle V^{*'} W^{*'} \rangle}{\langle V^{*'} \theta' \rangle} \quad (3-36)$$

Afin d'obtenir des profils de ce nombre de Prandtl turbulent, des courbes de tendance ont été recherchées pour la température et la vitesse. En effet, cela permet d'améliorer le calcul des gradients selon Y^* , ainsi que le rapport des termes $\langle V^{*'} W^{*'} \rangle$ et $\langle V^{*'} \theta' \rangle$.

Pour la température, on recherche des équations de la forme :

$$\theta(\zeta) = \pm(0,5 - a_1 \zeta^{a_2}) e^{-\frac{\zeta}{a_3}} + a_4 \left(1 - e^{-\frac{\zeta}{a_5}}\right) \quad (3-37)$$

pour les autres quantités, on recherche des équations de la forme :

$$G(\zeta) = \left(\zeta + \zeta \times (\zeta - 1) \frac{b_1 - b_2 \zeta}{b_3 + b_4 \zeta - b_5 \zeta} e^{-\frac{(\zeta - b_6)^2}{b_7}} \right) \times H(\zeta) \quad (3-38)$$

Dans ces 2 dernières équations, ζ correspond à la coordonnée spatiale ($\zeta = Y^*$ au voisinage de la paroi chaude et $1 - Y^*$ du côté froid) et $H(\zeta)$ une fonction de fenêtrage de type Hanning assurant le retour à zéro des fonctions $\theta(\zeta)$ et $G(\zeta)$.

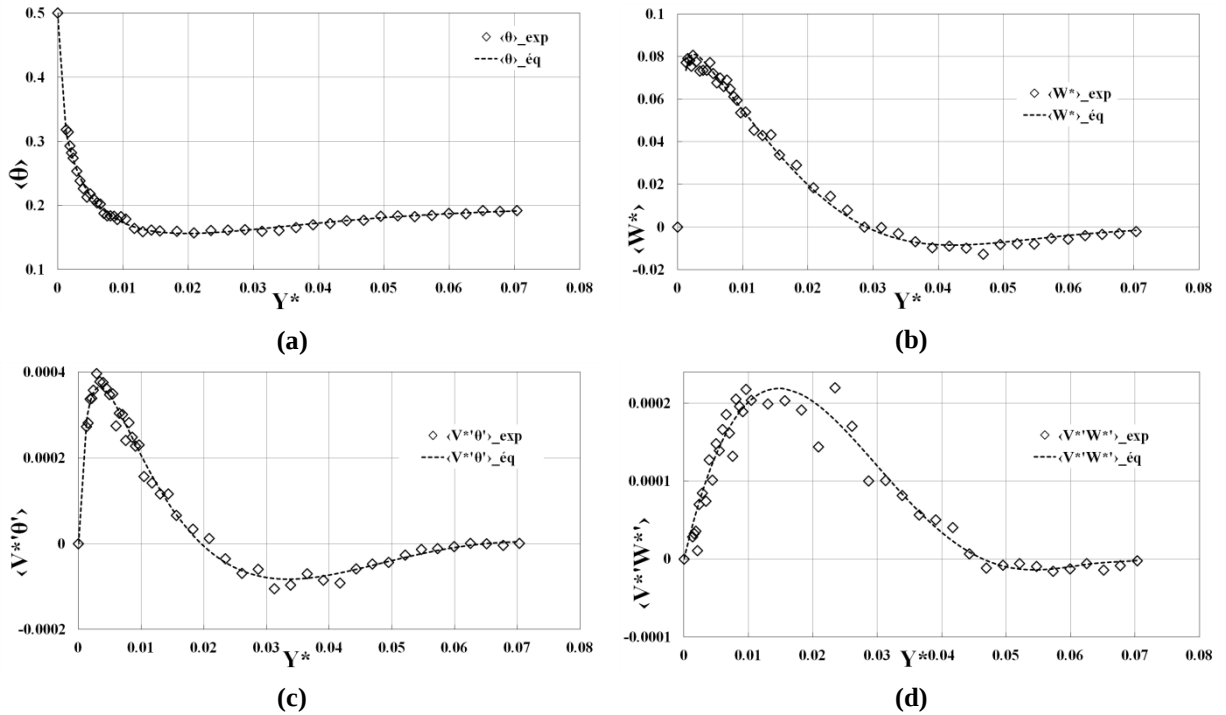


Figure 3-57 : Profils de la température (a), la composante verticale de la vitesse (b), du flux turbulent horizontal $\langle V^{*'} \theta' \rangle$ (c) et de la composante τ_{yz} des tensions de Reynolds $\langle V^{*'} W^{*'} \rangle$ (d) moyens adimensionnés et expérimentaux représentés avec leurs courbes de tendance tracées avec (3-36) et (3-37) à la cote $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Les coefficients a_i et b_i sont alors déterminés avec une minimisation de moindres carrés utilisant le même algorithme qu'en 2.4.1.2.

Les figures 3-57 et 3-58 donne les profils des quantités utilisées pour le calcul de la diffusivité thermique turbulente ($Z^*=0,85$, côté chaud) ainsi que la viscosité turbulente représentés avec les courbes de tendance obtenues grâce aux expressions (3-37) et (3-38).

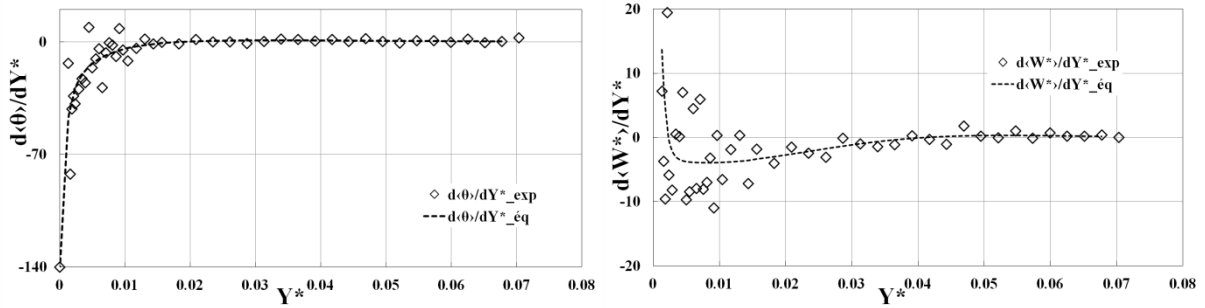


Figure 3-58 : Profils des dérivées de la température (gauche) et de la composante verticale de la vitesse (droite) moyennes adimensionnées par rapport à Y^* calculées avec les points expérimentaux (losanges) et à partir des courbes lissées avec (3-37) et (3-38) à la cote $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

On obtient ainsi sur la figure 3-59 et la figure 3-60 les profils de diffusivité turbulente thermique et de viscosité turbulente pour $Z^*=0,75$ (ronds rouges) et $0,85$ (losanges bleus), côtés chaud et froid. Les épaisseurs des couches limites thermique et dynamique, lorsqu'elles sont atteintes sur le profil, sont également matérialisées sur le graphique. Quelle que soit la cote de mesure, la diffusivité thermique due à la turbulence augmente en s'éloignant de la paroi. Elle semble atteindre un palier à la sortie de la couche limite thermique froide (autour de $100 \text{ mm}^2/\text{s}$ pour $Z^*=0,85$ et $300 \text{ mm}^2/\text{s}$ pour $Z^*=0,75$) contrairement au côté chaud où la diffusivité continue de croître au-delà de la couche limite avant de diverger vers $Y^*=0,015$ pour $Z^*=0,85$ et $Y^*=0,020$ pour $Z^*=0,75$ lorsque la dérivée de la température s'annule une première fois (dépassement de la température d'isotherme à ces deux cotes du côté chaud). Lors du deuxième retour à la température de stratification (après $Y^*=0,02$) la diffusivité a tendance à augmenter de nouveau à $Z^*=0,75$ contrairement à $Z^*=0,85$. Cela pouvant être dû à la zone de recirculation en partie haute de la cavité.

La viscosité cinématique turbulente suit globalement la même évolution côté chaud, quelle que soit la cote considérée figure 3-60. Elle augmente dans la couche limite dynamique (d'environ 250 à $700 \text{ mm}^2/\text{s}$) et le maximum est atteint à la sortie de la couche limite dynamique. L'absence de valeur entre $Y^*=0,033$ et $0,05$ pour $Z^*=0,85$ et entre $Y^*=0,047$ et $0,057$ pour $Z^*=0,75$ est également due à l'annulation de la dérivée de vitesse (écoulement redescendant). En revanche, côté froid, la viscosité est plus importante à $Z^*=0,75$ qu'à $Z^*=0,85$ (environ d'un ordre de grandeur proche de la paroi froide). Le maximum est atteint à la même abscisse que celui du terme croisé de la tension de Reynolds.

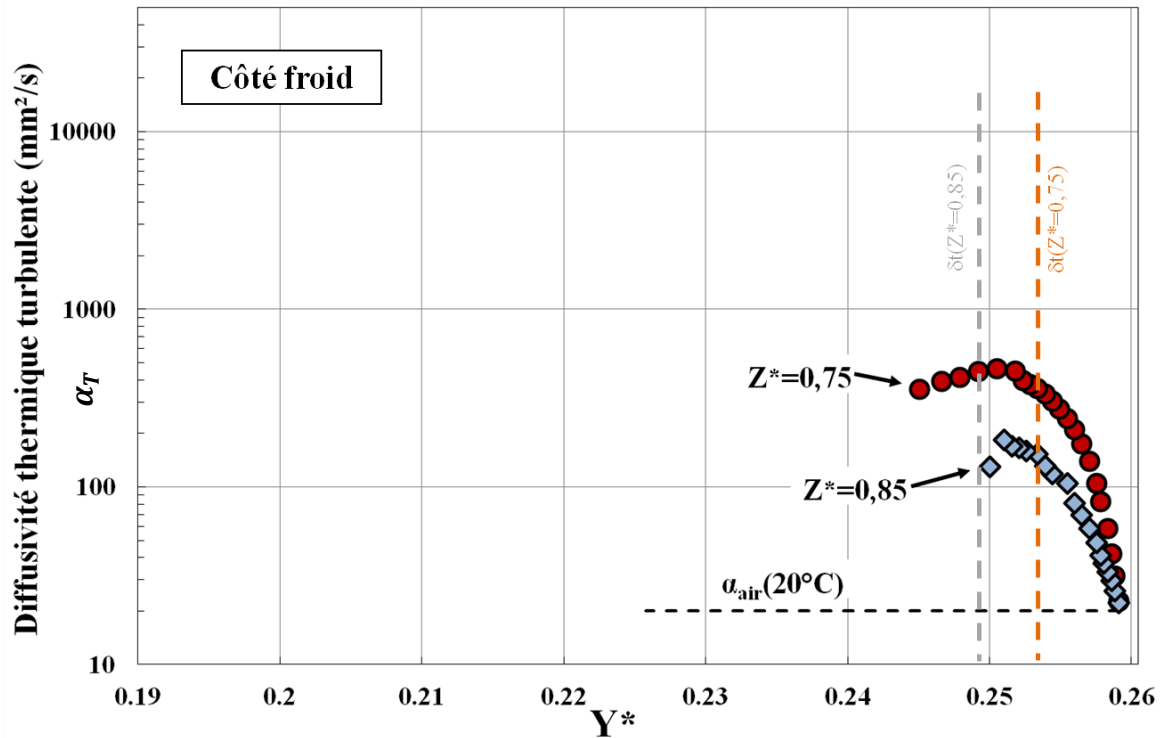
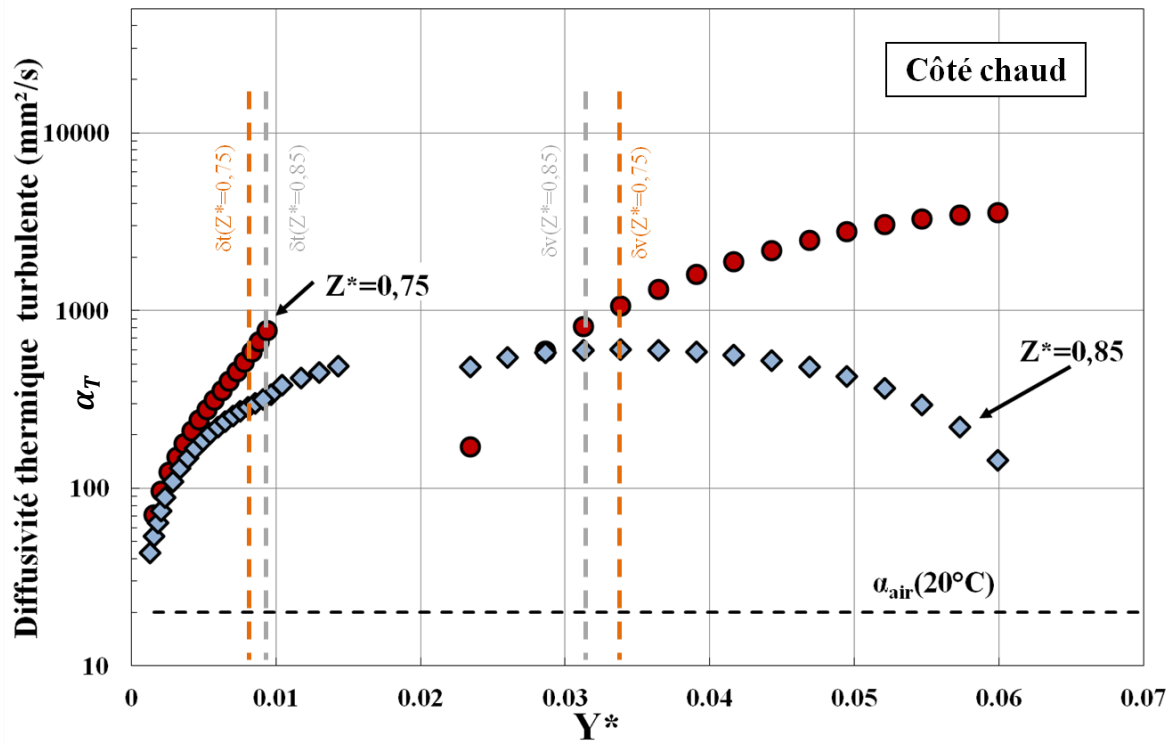


Figure 3-59 : Profils de diffusivité turbulente thermique pour les cotes $Z^*=0,75$ et $Z^*=0,85$ côtés chaud (haut) et froid (bas) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

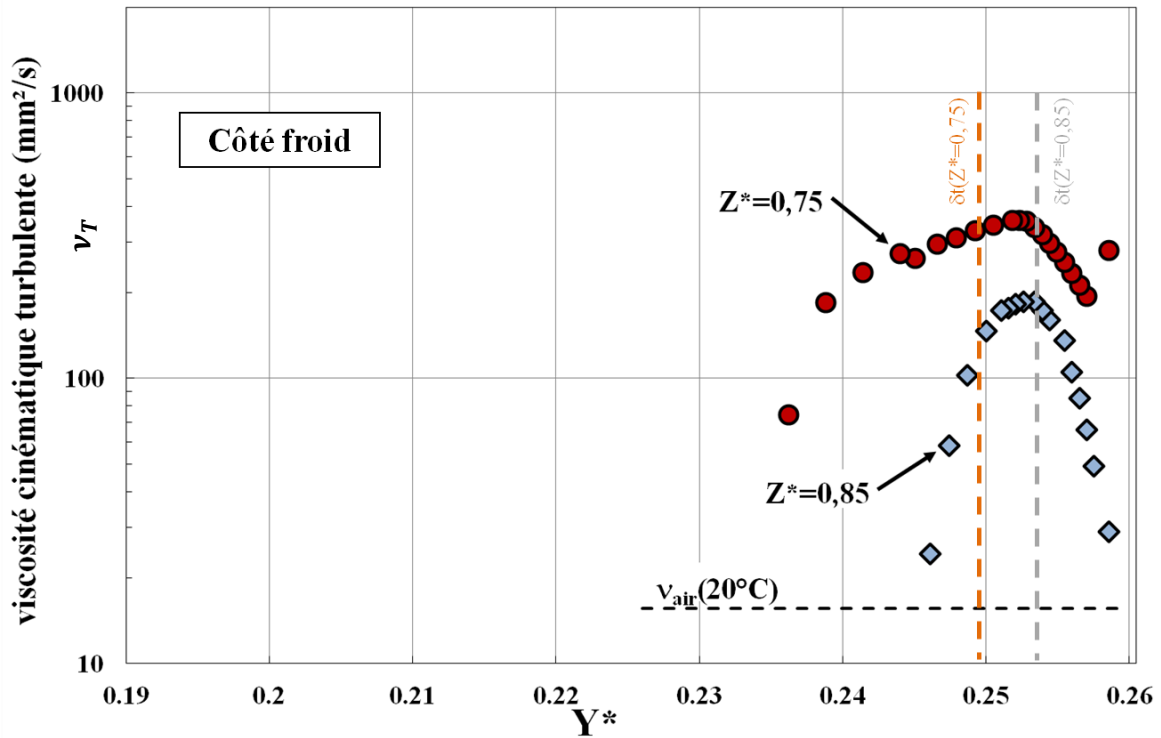
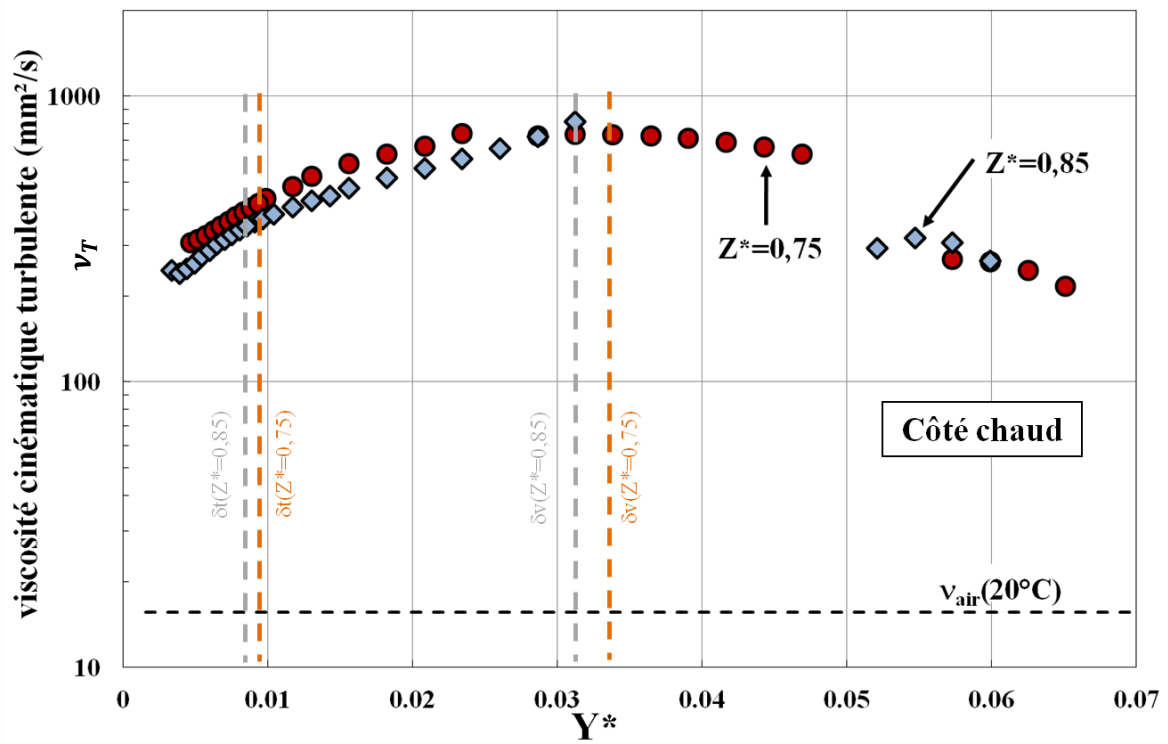


Figure 3-60 : Profils de viscosité cinématique turbulente pour les cotes $Z^*=0,75$ et $Z^*=0,85$ côtés chaud (haut) et froid (bas) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Le rapport de la viscosité turbulente sur la diffusivité turbulente permet de tracer les profils du nombre de Prandtl turbulent, Pr_T , pour les différentes cotes (figure 3-61). On peut, tout d'abord, noter la présence de singularités dans le calcul du ratio, dues à la forme des profils de température et vitesse moyennes. En effet, du côté chaud, la vitesse et la température passent par un minimum local où le gradient selon Y^* va s'annuler.

Les valeurs supérieures à 1 en proche paroi (chaude et froide) indiquent que la quantité de mouvement fluctuante est transportée plus rapidement que la fluctuation de la température dans la direction Y^* . En s'éloignant de la paroi, côté froid ($Y^*=0,258$ pour $Z^*=0,85$ et $Y^*=0,255$ pour $Z^*=0,75$) le ratio reste proche de 1. L'analyse côté chaud est plus délicate du fait des discontinuités de Pr_T . On retrouve une décroissance du profil en proche paroi, et une valeur du ratio $\frac{\nu_T}{\alpha_T}$ qui tend vers zéro à la sortie de la couche limite dynamique ($Y^*\approx 0,033$) à $Z^*=0,75$. La température est alors transportée plus rapidement par la turbulence que la quantité de mouvement (zone de faible vitesse).

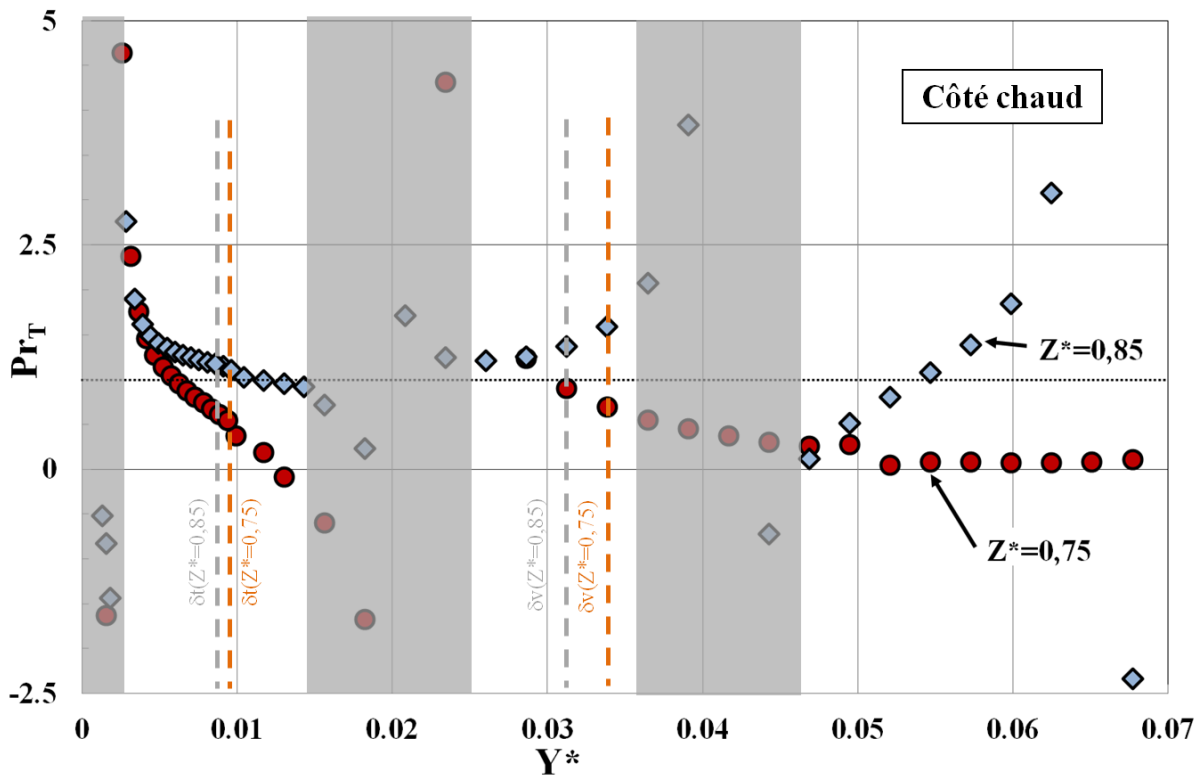


Figure 3-61a : Profils du nombre de Prandtl turbulent pour les cotes $Z^*=0,75$ et $Z^*=0,85$ côtés chaud pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

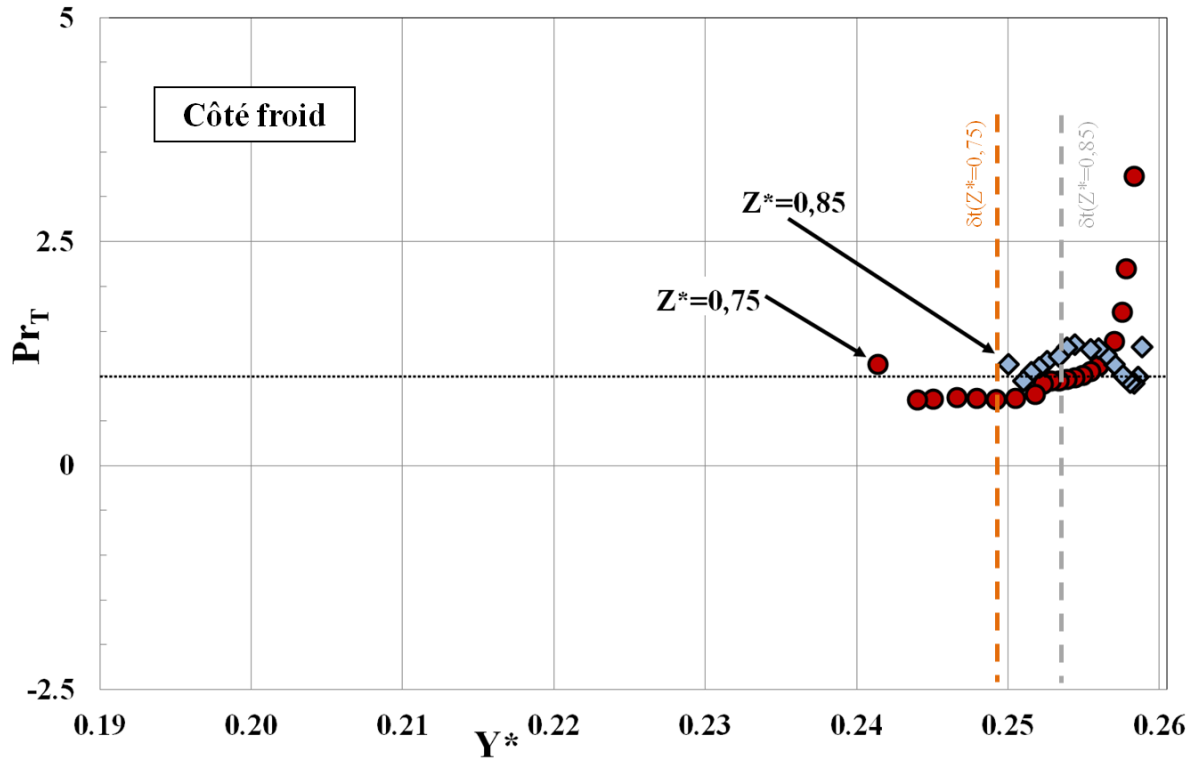


Figure 3-61b: Profils du nombre de Prandtl turbulent pour les cotes $Z^*=0,75$ et $Z^*=0,85$ côtés froid pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

On peut entrevoir les limites de cette modélisation simple à 1 paramètre pour ce type d'écoulement par les singularités que présentent les profils des figures 3-59 à 3-61. La figure 3-62 représente le numérateur et le dénominateur de la diffusivité turbulente (a) et de la viscosité turbulente (b). Les marques rouges signalent les abscisses où les différents profils s'annulent et qui sont susceptibles de provoquer des singularités dans le calcul de ces quantités et du nombre de Prandtl turbulent. Il peut donc être envisagé d'utiliser d'autres modélisations plus sophistiquées.

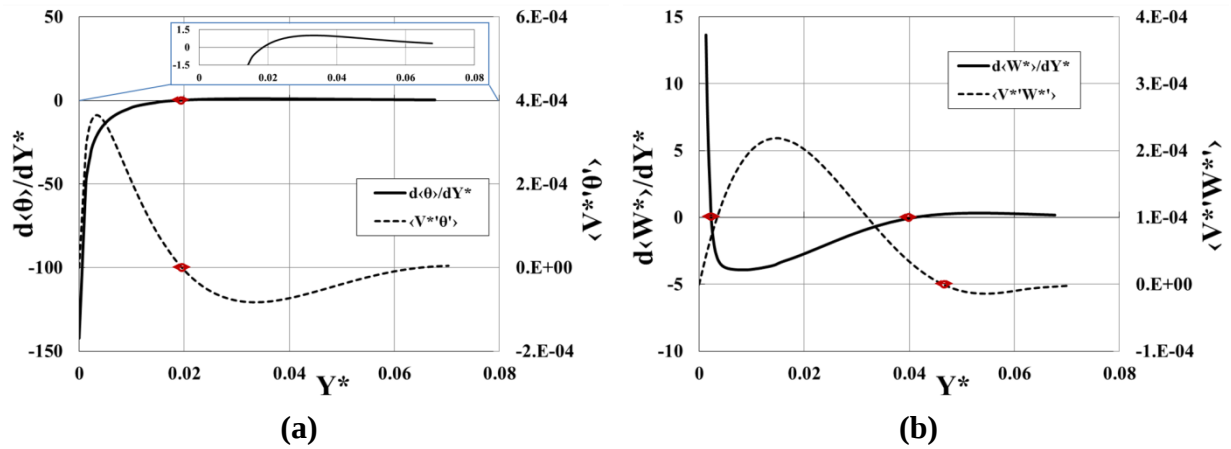


Figure 3-62 : Profils de la dérivée de la température par rapport à Y^* et du flux thermique turbulent horizontal (a) et profils de la dérivée de la composante verticale de la vitesse et du produit croisé des fluctuations des composantes horizontale et verticale de la vitesse (b) à $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.4.3 Quantités « intégrées »

Dans cette section, sont effectués différents bilans (quantité de mouvement, enthalpie) au voisinage des parois chaude et froide pour les cotes $Z^*=0,75$ (correspondant à $Z^*=0,25$ par centro-symétrie du côté froid) et $Z^*=0,85$ (soit $Z^*=0,15$ coté froid) ainsi qu'au voisinage du plafond de la cavité pour $Y^*=0,13$ (figure 3-63). Ces bilans sont évalués sur trois zones (voir figure 3-64) :

- une première dans la partie où les forces de flottabilité sont prépondérantes, lorsque la vitesse verticale augmente jusqu'à son maximum,
- une seconde où la viscosité prend peu à peu le dessus, lorsque la vitesse diminue,
- une troisième dans l'écoulement redescendant, lorsque celui-ci est présent.

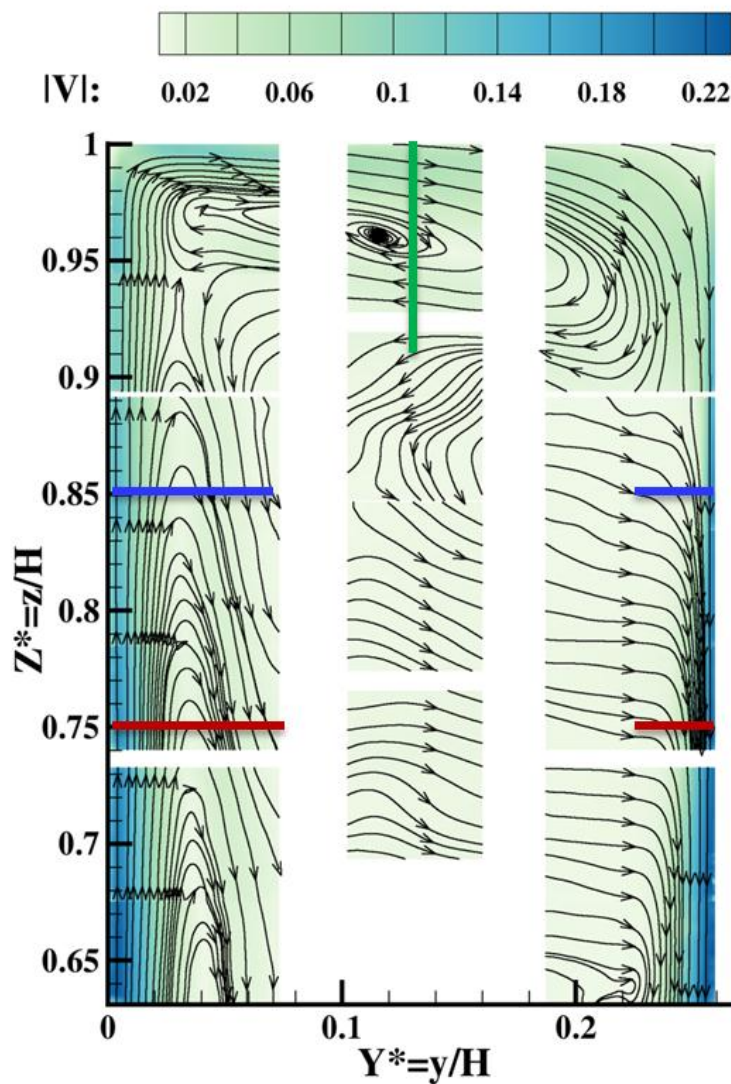


Figure 3-63 : Localisation et largeur relative des zones de calcul des bilans.

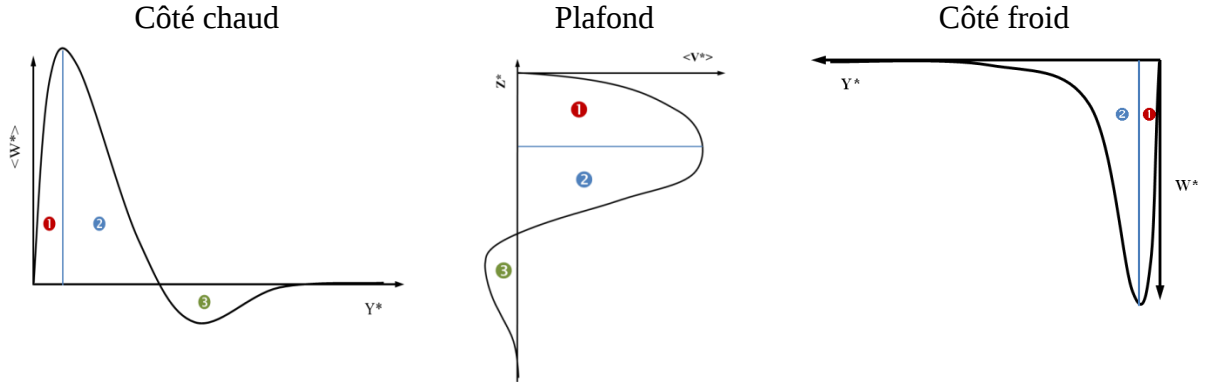


Figure 3-64 : Délimitation des zones de calcul du débit.

3.4.3.1 Débit masse moyen

Connaissant la circulation générale au sein de la cavité, figure 3-2 ou figure 3-63, on peut alors calculer le débit masse, D_m , traversant une certaine section, $S = l_{prof} \times L$, et évaluer son comportement dans les couches limites. Le débit masse correspond à la quantité (masse) de fluide transportée par l'écoulement à travers une section S . Si cette section est horizontale, on va donc considérer la composante verticale de la vitesse, W . Précédemment, ainsi que dans la thèse de [Rouger 2009], il a été montré que l'écoulement moyen est bidimensionnel (excepté lorsque l'on s'approche des parois latérales). Des coupes à différentes profondeurs montrent que $\langle W \rangle$ ne varie quasiment pas tant que l'on ne s'approche pas trop des arrêtes verticales de la cavité. On supposera donc ici que $\langle W \rangle$ reste constante sur toute la profondeur de la cavité, notée l_{prof} dans cette partie pour éviter toute confusion avec la notation des débits.

Le débit masse moyen s'exprime ainsi :

$$\langle D_m \rangle = \int_S \rho_0 \langle \vec{V} \rangle \cdot d\vec{S} \quad (3-39)$$

On utilisera la vitesse de référence, $V_{réf}$, ainsi que la largeur de la cavité, $L_{réf}$, pour adimensionner cette expression :

$$\langle D_m^* \rangle = \frac{1}{\rho V_{réf} l_{prof} L_{réf}} \langle D_m \rangle = \int_0^{L_{réf}} \langle \vec{V}^* \rangle \cdot d\vec{y} \quad (3-40)$$

Où $\tilde{y} = y/L_{réf}$.

En pratique, comme les couches limites sont séparées par un cœur au repos, l'intégration est effectuée jusqu'à l'annulation de la vitesse.

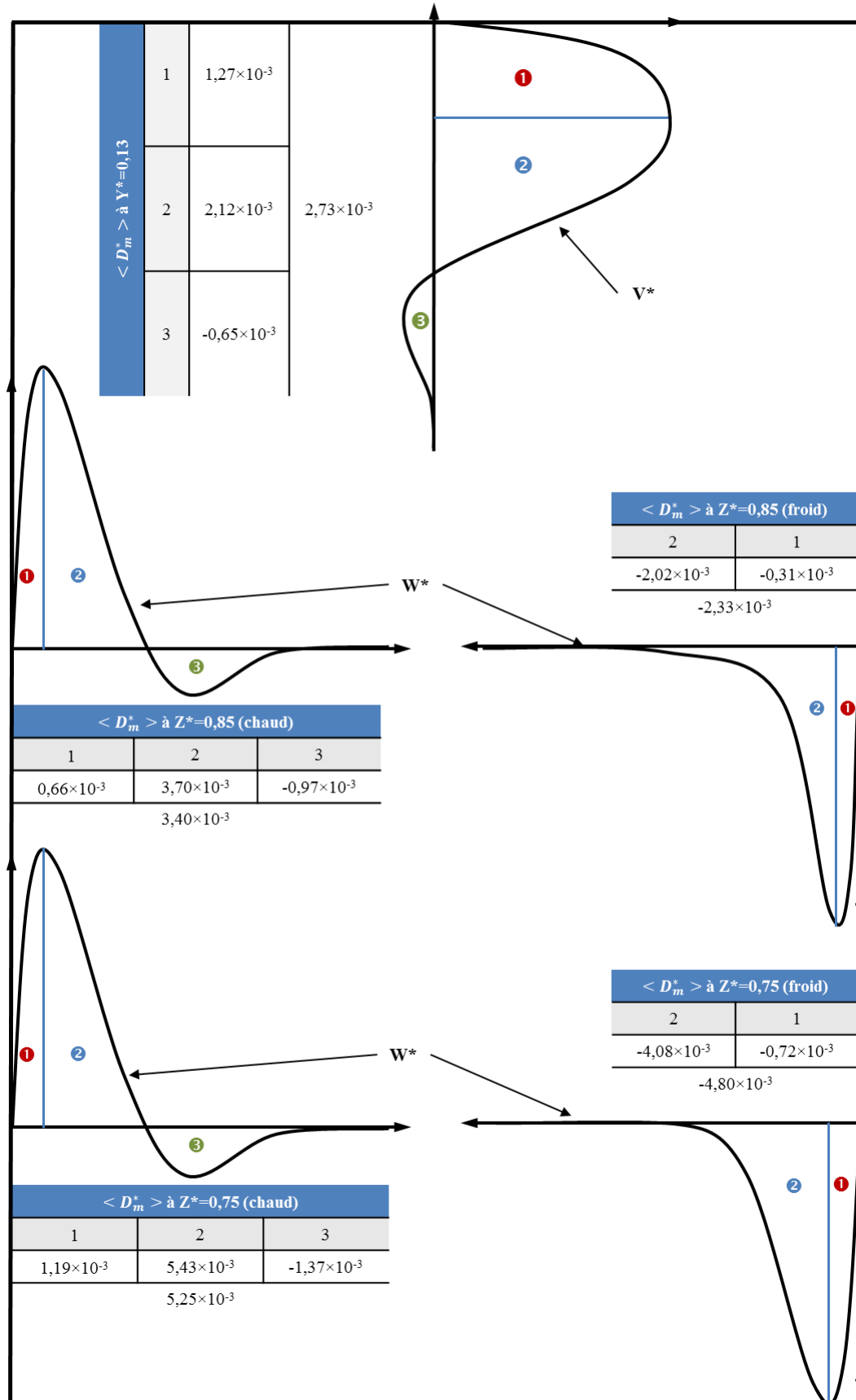


Figure 3-65 : Débits masses calculés à différentes cotes dans le plan médian du tiers supérieur de la cavité pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 3-65 récapitule par zone les valeurs des débits masse à toutes les cotes de mesure pour un nombre de Rayleigh $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$. De manière générale, le débit masse de fluide « avançant » (zone 1 + zone 2) diminue à l'approche du plafond, côté chaud et augmente en s'en éloignant côté froid. Il n'apparaît pas clairement de section où le débit est conservé. En effet, le bilan sur toute la cote $Z^*=0,75$ donne un débit montant de $0,42 \times 10^{-3}$ et $1,07 \times 10^{-3}$ à $Z^*=0,85$. Cependant, on constate sur la figure 3-63 que les lignes de courant ne sont pas parfaitement horizontales, la composante verticale de la vitesse n'est donc pas nulle au cœur comme on l'a considéré sur figure 3-65 mais reste légèrement négative. Ce constat conduit à une diminution des débits évalués des deux côtés, ce qui tend à améliorer les bilans. Enfin, il est logique d'observer un écart étant donné que l'écoulement moyen n'est pas rigoureusement bidimensionnel.

Même si le module de vitesse est faible, inférieur à 1 cm/s, il y a une proportion de débit qui n'est pas prise en compte lorsqu'il est calculé avec les profils de vitesse issus des mesures couplées. Pour donner un ordre de grandeur, posons (arbitrairement) une composante verticale de la vitesse au cœur de la cavité de -1 mm/s à $Z^*=0,75$ et -2 mm/s à $Z^*=0,85$ pour « fermer » les profils de vitesse pour $Y^* \in [0,07 ; 0,22]$. Les valeurs des débits calculés aux cotes $Z^*=0,75$ et $Z^*=0,85$, en tenant compte d'une faible composante verticale de vitesse, sont alors reportées sur la figure 3-66. On constate alors que le bilan masse à ces deux cotes est modifié de 56 % à 70 % par rapport au débit calculé en considérant une composante verticale de la vitesse nulle dans le cœur de la cavité. De plus, le manque de points expérimentaux au niveau de la paroi tend à sous-estimer l'évaluation du débit.

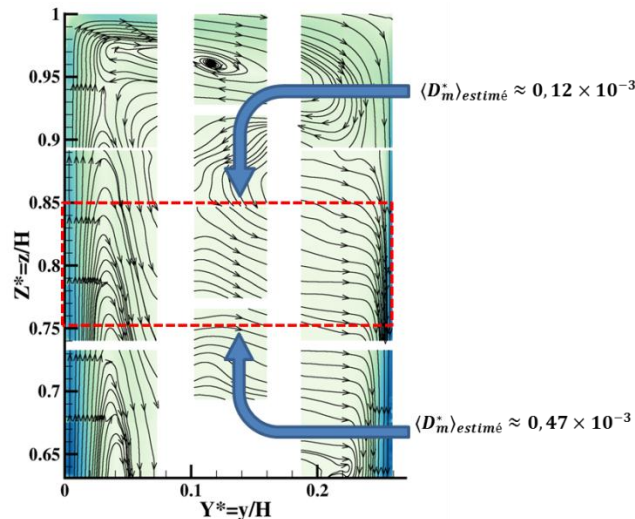


Figure 3-66 : Bilan des débits masse dans un volume d'air contenu entre les cotes $Z^*=0,75$ et $0,85$, les parois isothermes et les faces avant et arrière de la cavité à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Grâce à des mesures de vitesse par PIV réalisées au sein du laboratoire en 2010 pour le même nombre de Rayleigh à $Z^*=0,65$ et à la centrosymétrie de l'écoulement, on peut tracer un profil du débit par rapport à la cote Z^* (figure 3-67). Le point à $Z^*=0,65$ vient prolonger les tendances que nous avons observées. Le débit décroît linéairement avec la cote dans le

domaine pour $Z^* \in [0,65;0,85]$ et décroît, également linéairement, pour $Z^* \in [0,15;0,35]$, d'après la centrosymétrie. On peut émettre l'hypothèse que ces tendances s'inversent à mi-hauteur de la cavité comme le laisse penser les lignes en pointillés rouges sur la figure 3-67.

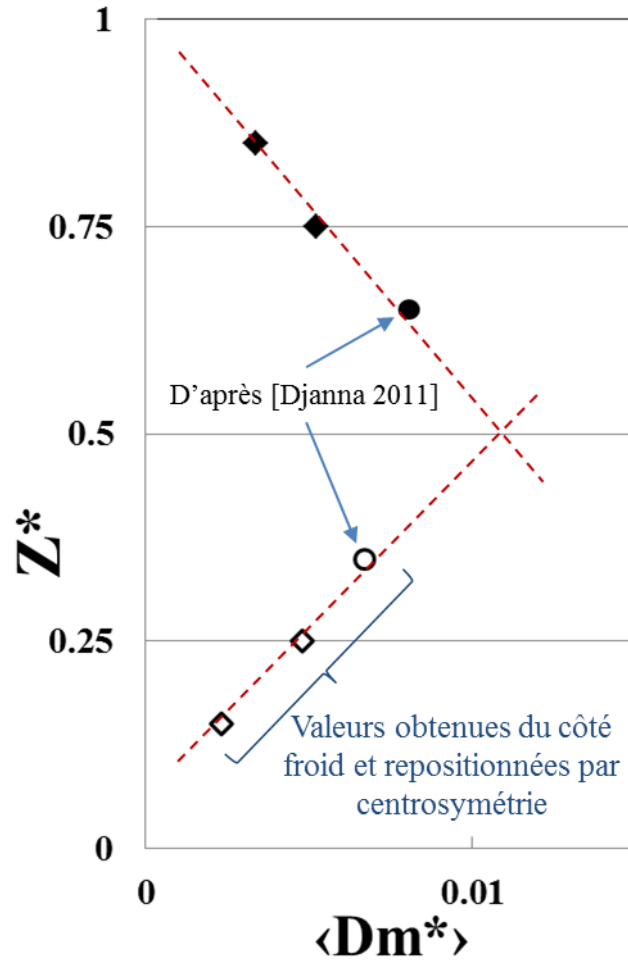


Figure 3-67 : Profil du débit masse côté chaud pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.4.3.2 Transport turbulent

Dans cette section, on cherche à quantifier l'influence de la turbulence dans les transferts thermiques au sein de la cavité. En reprenant l'équation de conservation de l'énergie (4-3) que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (T\vec{v} - \alpha \vec{\nabla} T) = S_v \quad (3-41)$$

Soit encore sous forme adimensionnée :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \vec{\nabla} \cdot \left(\theta \vec{V}^* - \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \vec{\nabla} \theta \right) = S_v^*. \quad (3-42)$$

En appliquant la décomposition de Reynolds et après « passage à la moyenne » $\langle \cdot \rangle$, on obtient en utilisant la convention d'Einstein :

$$\frac{\partial}{\partial x_i^*} \left(\langle \theta \rangle \langle V_i^* \rangle + \langle V_i^{*'} \theta' \rangle - \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_i^*} \right) = \langle S_v^* \rangle. \quad (3-43)$$

L'influence des termes en gras de l'équation précédente va être comparée au travers de l'étude des flux enthalpiques, puis des flux de chaleur selon les deux directions du plan vertical médian (Y^* et Z^*).

Les deux premiers termes de l'équation (3-43) représentent le flux enthalpique moyen adimensionné. En effet, le flux (dimensionnel) enthalpique ϕ_{hi} est défini par :

$$\phi_{hi} = \dot{m}_i h = \rho \vec{V} \cdot \vec{S} \times h \quad (3-44)$$

où h est la variation d'enthalpie par unité de masse par rapport à une enthalpie de référence prise à la température $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$ pour des raisons d'adimensionnement. Elle s'exprime donc :

$$h = c_p (T - T_0) \quad (3-45)$$

$$\text{et par suite :} \quad \phi_{hi} = \rho c_p S V_i (T - T_0). \quad (3-46)$$

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

$$\langle \phi_{hi} \rangle = \rho c_p S (\langle V_i \rangle (\langle T \rangle - T_0) + \langle V_i' T' \rangle). \quad (3-47)$$

Pour adimensionner l'expression précédente, on utilise l'écart de température entre les deux parois isothermes ΔT et la vitesse de référence $V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$:

$$\langle \phi_{hi}^* \rangle = \frac{1}{V_{ref} \Delta T \rho c_p S} \langle \phi_{hi} \rangle = \langle V_i^* \rangle \langle \theta \rangle + \langle V_i^{*'} \theta' \rangle \quad (3-48)$$

La figure 3-68 présente les termes $\langle W^* \rangle \langle \theta \rangle$ et $\langle W^{*'} \theta' \rangle$ et la figure 3-69 les termes $\langle V^* \rangle \langle \theta \rangle$ et $\langle V^{*'} \theta' \rangle$. Un premier constat montre, sans surprise, que la contribution de $\langle W^* \rangle \langle \theta \rangle$ est bien plus importante que celle de $\langle W^{*'} \theta' \rangle$, d'environ un ordre de grandeur. En effet, l'écoulement s'effectuant principalement le long des parois, le flux enthalpique advecté par le mouvement moyen a plus de poids que celui transporté par les fluctuations de la composante verticale de vitesse. En revanche, dans les couches limites, les flux horizontaux moyen $\langle V^* \rangle \langle \theta \rangle$ et fluctuant $\langle V^{*'} \theta' \rangle$ sont du même ordre de grandeur, notamment dans la partie haute de la couche limite chaude. Du côté froid (ou partie basse de la couche limite), le transport horizontal de l'enthalpie semble s'effectuer essentiellement par les fluctuations au voisinage de la paroi ($Y^* > 0,255$) et par le mouvement horizontal moyen en-deçà de $Y^* = 0,255$.

On peut noter également que $\langle V^* \rangle \langle \theta \rangle$ rejoint un palier à 5×10^{-4} . Ce « potentiel » enthalpique est dû, d'une part, à la stratification thermique du cœur où la température

moyenne rejoint une isotherme différente de T_0 (donc $\theta \neq 0$) lorsque l'on s'éloigne de la paroi. Il résulte d'autre part de l'éjection de fluide en bordure externe de la couche limite chaude ou de l'alimentation de la couche limite froide par un écoulement horizontal provenant du cœur, ce qui implique $\langle V^* \rangle \neq 0$. Cela conduit irrémédiablement à $\langle V^* \rangle \langle \theta \rangle \neq 0$ (et même à $\langle V^* \rangle \langle \theta \rangle > 0$ puisque pour $Z^* > 0,5$, $\langle V^* \rangle > 0$ et $\langle \theta \rangle > 0$)

On notera également que le signe révèle deux comportements différents côté chaud et côté froid sur la figure 3-68. En effet, la température de référence pour l'adimensionnement est prise à T_0 ($\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$) donc la température adimensionnée au cœur dépend de la stratification, et donc de la hauteur. A ces cotes ($Z^*=0,75$ et $0,85$), la température étant toujours positive côté chaud, le signe de $\langle W^* \rangle \langle \theta \rangle$ est piloté par le signe de la vitesse verticale, positive jusqu'à $Y^* \approx 0,03$ et négative au-delà (écoulement redescendant). Du côté froid, la vitesse reste négative mais θ change de signe (négatif en proche paroi puis positif). Le changement de signe de $\langle W^* \rangle \langle \theta \rangle$ est donc dû au signe de θ côté froid. La contribution due aux fluctuations (en rouge) reste, au moins, d'un ordre de grandeur inférieure à celle due au mouvement moyen. On observe un comportement du flux $\langle V^* \rangle \langle \theta \rangle$ similaire à $\langle W^* \rangle \langle \theta \rangle$ au niveau du plafond avec une amplitude deux fois plus faible : $\langle \theta \rangle$ positif et la vitesse horizontale $\langle V^* \rangle$ positive, dans le jet pariétal, puis négative en dessous de $Z^*=0,955$ (retour dans la zone de recirculation proche du plafond). Le flux moyen normal au plafond est, quant à lui, essentiellement négatif ; la température étant positive dans la partie haute de la stratification, le signe du flux est donné par l'éjection de fluide à l'extérieur du jet pariétal, dans la zone de recirculation – une partie de l'énergie transportée est donc cédée vers les couches inférieures.

De manière à dissocier l'effet de la stratification sur le transport de l'enthalpie et le biais introduit, l'équation (3-46) peut-être réécrite :

$$\langle \phi_{hi} \rangle = \rho c_p S (\langle V_i \rangle (\langle T \rangle - T_{\text{cœur}}(Z^*)) + \langle V_i \rangle (T_{\text{cœur}}(Z^*) - T_0) + \langle V_i' T' \rangle). \quad (3-49)$$

et sous forme adimensionnée :

$$\langle \phi_{hi}^* \rangle = \langle V_i^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle + \langle V_i^* \rangle \langle \theta_{\text{cœur}}(Z^*) \rangle + \langle V_i'^* \theta' \rangle \quad (3-50)$$

où $\langle V_i^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$ représente le flux d'enthalpie avec comme potentiel enthalpique de référence l'enthalpie du cœur à la cote Z^* , avec $\langle \theta_1(Z^*) \rangle = \frac{\langle T \rangle - T_{\text{cœur}}(Z^*)}{\Delta T}$, $\theta_{\text{cœur}} = \frac{T_{\text{cœur}} - T_0}{\Delta T}$ et $\langle V_i^* \rangle \langle \theta_{\text{cœur}}(Z^*) \rangle$ représente le flux enthalpique à $T_{\text{cœur}}$

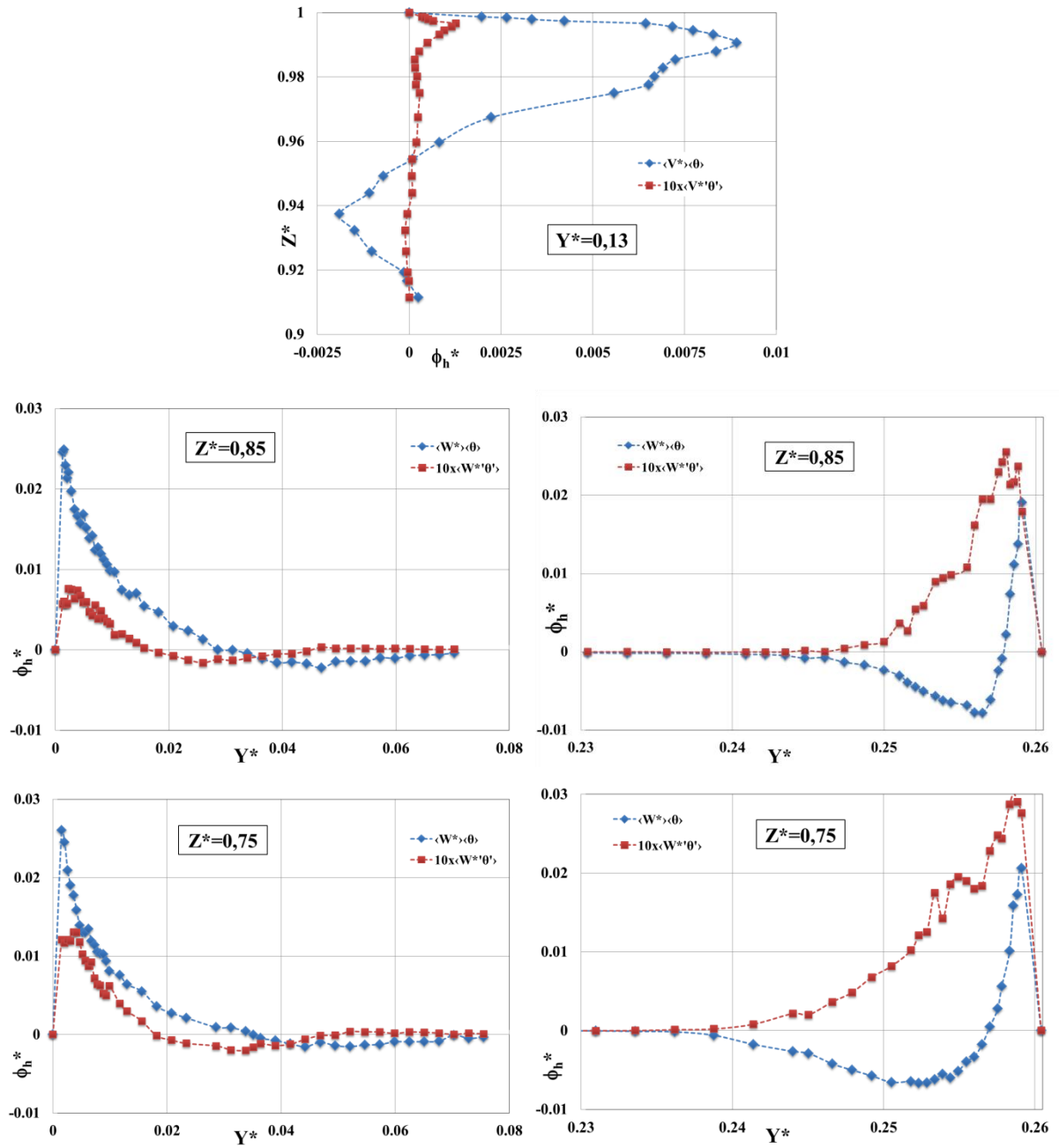


Figure 3-68 : Profils des flux d'enthalpie dans le sens de l'écoulement pour les composantes moyenne et fluctuante de la vitesse à différentes cotes pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

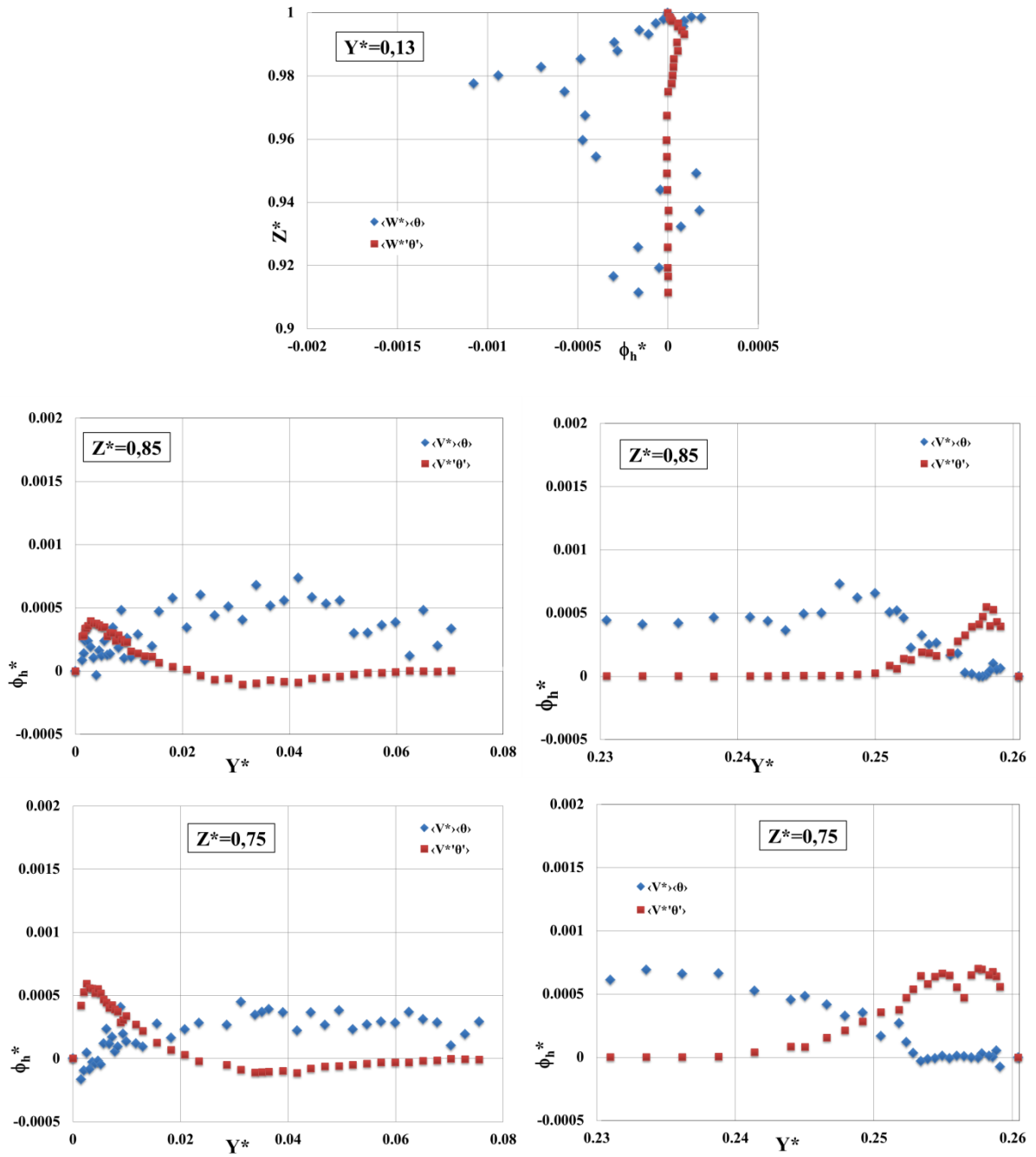


Figure 3-69 : Profils des flux d'enthalpie dans une direction normale aux parois pour les composantes moyenne et fluctuante de la vitesse à différentes cotes pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La température $T_{coeur}(Z^*)$ s'obtient aisément à partir des données expérimentales mais peut aussi être calculée avec le paramètre de stratification, S défini à mi largeur et mi profondeur par :

$$S = \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z^*} \right)_{Y^*=0,13; X^*=0} \quad (3-51)$$

On en déduit la température adimensionnée, $\theta_{coeur}(Z^*)$, du cœur à une cote Z^* de la manière suivante :

$$\theta_{coeur}(Z^*) = S \times (Z^* - 0,5). \quad (3-52)$$

La contribution des termes de la relation (3-49) pour une cote $Z^*=0,75$ est reportée sur la figure 3-70. On retrouve la répartition du flux $\langle V_i^{*'} \theta' \rangle$ présentée précédemment :

- $\langle W^{*'} \theta' \rangle$ est inférieur à la composante moyenne $\langle W^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$ d'un ordre de grandeur,
- $\langle V^{*'} \theta' \rangle$ est prépondérant par rapport aux deux autres termes en proche paroi (dans la première moitié de l'épaisseur de couche limite dynamique). Toutefois les flux horizontaux sont négligeables devant les flux verticaux, de presque deux ordres de grandeur.

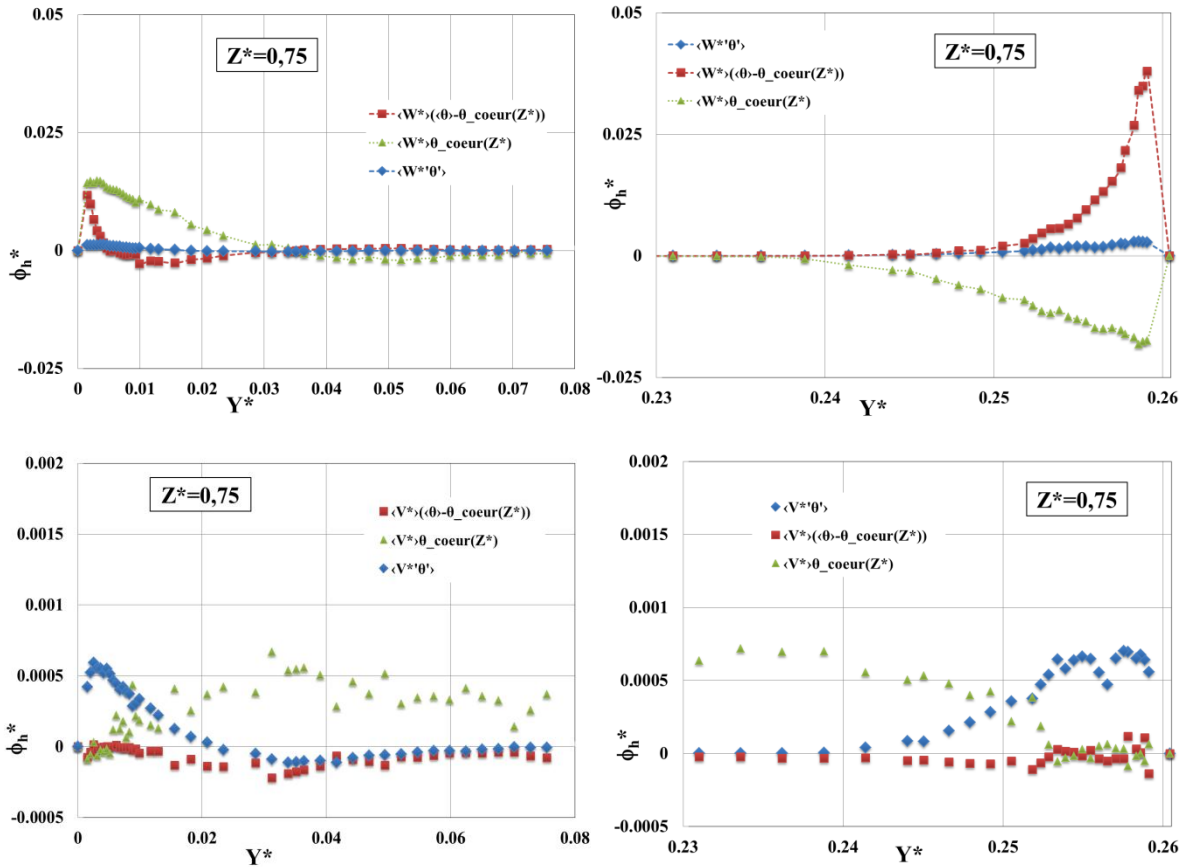


Figure 3-70 : Profils des flux d'enthalpie $\langle V_i^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$, $\langle V_i^* \rangle \langle \theta_{coeur}(Z^*) \rangle$ et $\langle V_i^{*'} \theta' \rangle$ à une cote $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La décomposition du terme moyen montre que la partie moyenne du flux horizontal est essentiellement due à la stratification à cette cote puisque $\langle V^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$ est quasi nul et que $\langle V^* \rangle \langle \theta_{coeur}(Z^*) \rangle$ rejoint rapidement le potentiel d'enthalpie à la température de stratification à 5×10^{-4} .

On note également que la valeur maximale atteinte par $\langle W^* \rangle \langle \theta \rangle$ (figure 3-68) au niveau des parois n'est pas atteinte de la même façon côté froid et côté chaud pour cette cote. En effet, les flux $\langle W^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$ et $\langle W^* \rangle \langle \theta_{coeur}(Z^*) \rangle$ sur la figure 3-70 sont positifs dans la couche limite thermique côté chaud ($W^* > 0$, $\theta_{coeur} > 0$ et $\langle \theta \rangle > \theta_{coeur}$) et viennent s'ajouter. En revanche, en proche paroi froide, la composante verticale de la vitesse est négative, $\langle \theta_{coeur} \rangle$ reste positif et $\langle \theta \rangle$ devient inférieur à $\langle \theta_{coeur} \rangle$. Dans ces conditions, les flux $\langle W^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$ et $\langle W^* \rangle \langle \theta_{coeur}(Z^*) \rangle$ sont de signes opposés, alors $\langle W^* \rangle \langle \theta_{coeur}(Z^*) \rangle$ vient atténuer $\langle W^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$. Le même comportement est observé pour $Z^*=0,85$, comme on peut le voir sur la figure 3-71 avec une diminution légère du maximum de flux $\langle W^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$ de 15 % côté chaud et une augmentation de ce maximum de 10 % côté froid. En considérant la centro-symétrie, le flux augmente avec Z^* donc en début de couche limite (côté froid), lorsque le fluide accélère, et diminue en fin de couche limite (côté chaud), lorsque le fluide ralentit à l'approche de la paroi horizontale.

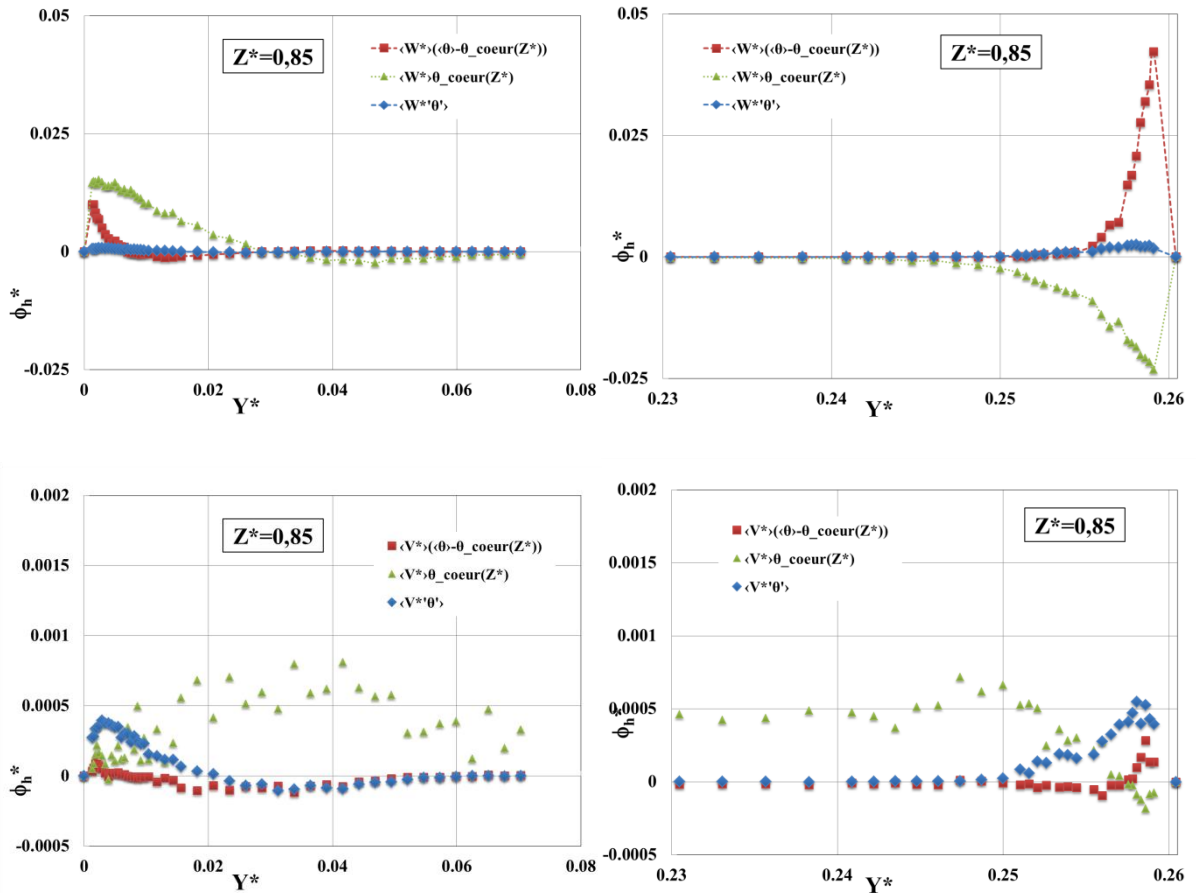


Figure 3-71 : Profils des flux d'enthalpie $\langle V_i^* \rangle \langle \theta_1(Z^*) \rangle$, $\langle V_i^* \rangle \langle \theta_{coeur}(Z^*) \rangle$ et $\langle V_i^* \rangle \theta'$ à une cote $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Pour évaluer la quantité de flux d'enthalpie qui circule tout au long des parois, il peut être également intéressant de déterminer le débit de flux d'énergie, D_h , qui est advectée dans la couche limite :

$$D_h = \int_S (\rho \vec{V} \cdot d\vec{S}) h \quad (3-53)$$

En utilisant la décomposition de Reynolds pour la composante verticale de vitesse et la température et en passant à la moyenne $\langle \cdot \rangle$, on obtient alors :

$$\langle D_{h_y} \rangle = \rho c_p l_{prof} \left(\underbrace{\int_0^l \langle V \rangle (\langle T \rangle - T_0) dy}_a + \underbrace{\int_0^l \langle V' T' \rangle dy}_b \right) \quad (3-54)$$

$$\langle D_{h_z} \rangle = \rho c_p l_{prof} \left(\underbrace{\int_0^l \langle W \rangle (\langle T \rangle - T_0) dy}_a + \underbrace{\int_0^l \langle W' T' \rangle dy}_b \right) \quad (3-55)$$

Et sous forme adimensionnée :

$$\langle D_{h_y}^* \rangle = \underbrace{\int_0^l \langle V^* \rangle \langle \theta \rangle d\left(\frac{y}{L}\right)}_a + \underbrace{\int_0^l \langle V^{*'} \theta' \rangle d\left(\frac{y}{L}\right)}_b \quad (3-56)$$

$$\langle D_{h_z}^* \rangle = \underbrace{\int_0^l \langle W^* \rangle \langle \theta \rangle d\left(\frac{y}{L}\right)}_a + \underbrace{\int_0^l \langle W^{*'} \theta' \rangle d\left(\frac{y}{L}\right)}_b \quad (3-57)$$

On peut ainsi évaluer la contribution au débit du mouvement moyen (3-56 et 3-57, partie *a*) et celle des fluctuations grâce à la connaissance des flux thermiques turbulents, (3-56 et 3-57, partie *b*). La figure 3-72 présente les valeurs des débits enthalpiques calculés avec la partie moyenne, terme *a* des équations (3-56 et 3-57), et la partie turbulente, terme *b* des équations (3-56 et 3-57). Comme l'ont montré les figures 3-68 à 3-70, la contribution de la partie turbulente au débit est 10 fois plus faible que celle de la partie moyenne. Le débit « moyen » se conserve côté chaud entre $Z^*=0,75$ et $0,85$ mais on ne retrouve pas cette valeur côté froid (un rapport débit côté chaud / débit côté froid d'environ 7). Le flux ne semble donc pas être intégralement transporté dans le sens de l'écoulement – verticalement le long des couches limites et horizontalement dans les jets pariétaux – mais également éjecté en direction du cœur. Néanmoins, les mesures couplées vitesse/température, effectuées dans la direction Y^* au voisinage des parois isothermes et dans la direction Z^* au plafond, ne permettent pas d'évaluer ces débits « éjectés » mais les débits dans la direction principal de l'écoulement.

Le débit enthalpique calculé à partir du mouvement turbulent est 2 à 3 fois plus important côté froid que du côté chaud. D'après leur signe, on constate que le mouvement turbulent contribue au débit moyen montant côté chaud (termes *a* et *b* de même signe) et s'oppose au débit moyen descendant côté froid. Au niveau du plafond, ce débit est inférieur aux autres débits calculés pour le mouvement turbulent de presque un ordre de grandeur. Ce qui implique que les échanges de chaleurs dus à la turbulence s'effectuent essentiellement dans les couches limites.

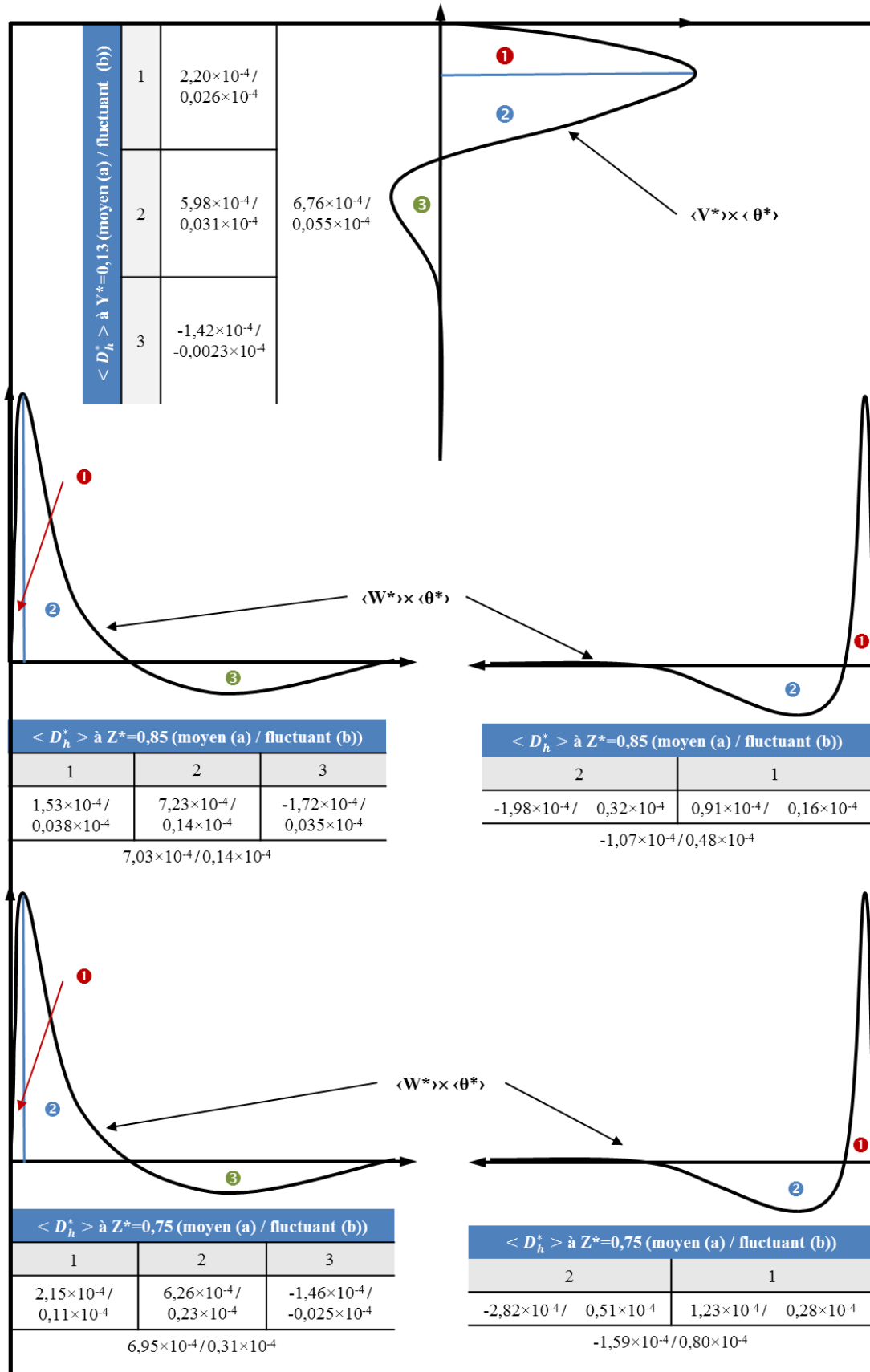


Figure 3-72 : Débits enthalpiques liés à l'écoulement moyen calculés à différentes cotes dans le plan médian du tiers supérieur de la cavité pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

On s'intéresse ensuite aux termes $\langle V_i'^* \theta' \rangle$ et $\frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_i^*}$ de l'équation (3-43) qui composent le flux de chaleur global transmis par l'écoulement. En effet, le flux de chaleur moyen dans un écoulement turbulent s'exprime :

$$\langle q_i'' \rangle = \rho c_p \left(-\alpha \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} + \langle v_i' T' \rangle \right) \text{ avec } i = y \text{ ou } z \quad (3-58)$$

Où l'on peut distinguer une composante moyenne de diffusion : $\langle q_{m,i}'' \rangle = -\lambda \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i}$ et une composante liée aux flux thermiques turbulents : $\langle q_{t,i}'' \rangle = \rho c_p \langle v_i' T' \rangle$. En grandeurs adimensionnées on retrouve :

$$\langle q_i''^* \rangle = -\frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_i^*} + \langle V_i'^* \theta' \rangle \text{ avec } i = y \text{ ou } z \quad (3-59)$$

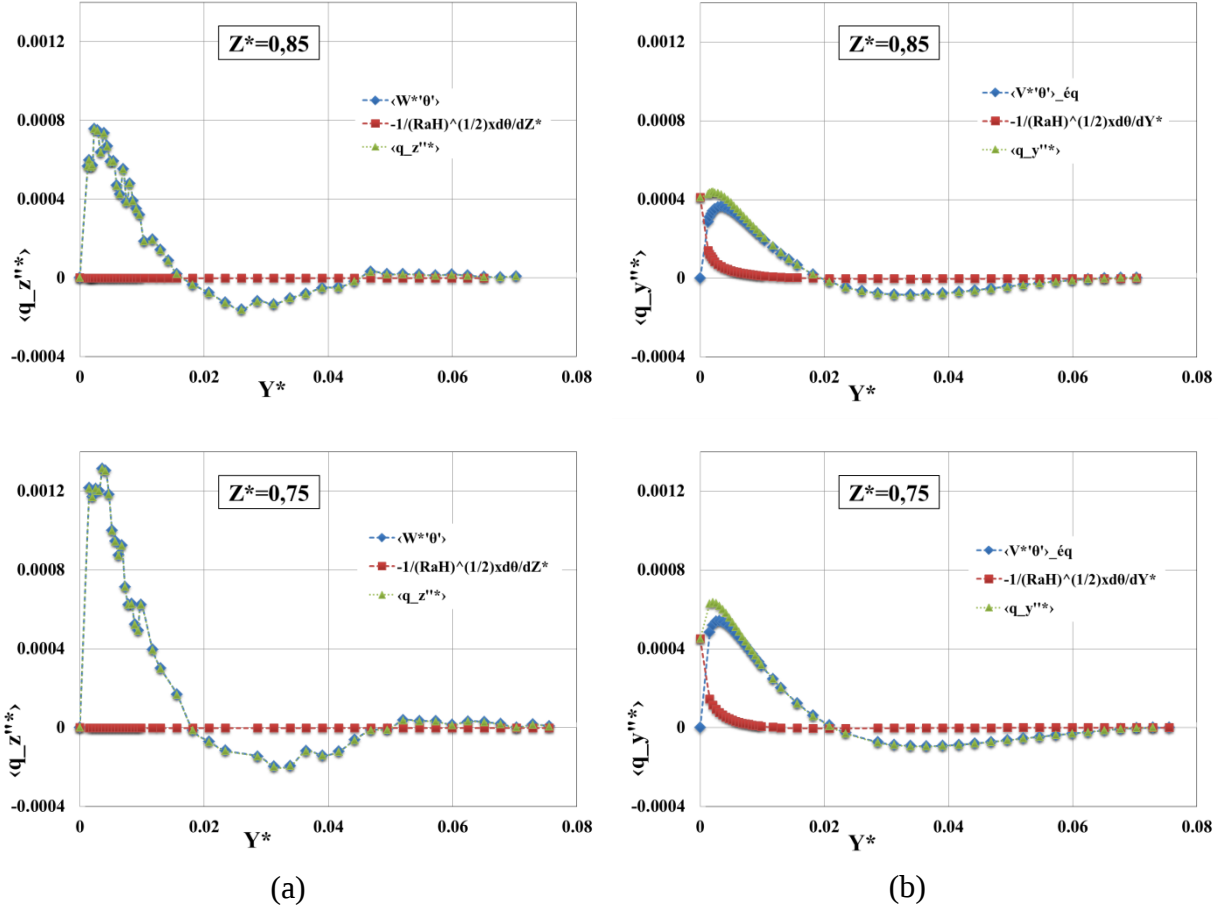


Figure 3-73 : Profils des flux de chaleur moyen (en vert) verticaux (a) et horizontaux (b) ainsi que de la contribution de la conduction (en rouge) et des flux de chaleur turbulents (en bleu) côté chaud à $Z^*=0,75$ et $0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Comme on peut le constater sur la figure 3-73 les flux de chaleur adimensionnés vertical $\langle q_z''^* \rangle$ et horizontal $\langle q_y''^* \rangle$ à la paroi chaude sont essentiellement dus aux flux thermiques turbulents excepté en très proche paroi pour la composante horizontale où la partie moyenne vient apporter une contribution non négligeable jusqu'à $Y^* \approx 0,005$. Les flux de chaleur sont donc essentiellement dus à la turbulence et dirigés vers les Z^* croissants en proche paroi jusqu'à $Y^* = 0,02$, à $Z^* = 0,75$ et $0,85$. Puis ces flux sont négatifs jusqu'à environ $Y^* = 0,04$ pour le flux turbulent vertical et $Y^* = 0,06$ pour le flux turbulent horizontal ($\langle q_z''^* \rangle$ et $\langle q_y''^* \rangle$ négatifs). On peut néanmoins noter la contribution des effets conductifs (en rouge) essentiellement à la paroi, qui diminue rapidement au fur et à mesure que le fluide accélère.

Pour terminer cette étude des flux thermiques, on peut déterminer l'ordre de grandeur des puissances reçue et cédée par un volume d'air contenu entre les cotes $Z^* = 0,75$ et $0,85$, les parois chaude et froide et les faces avant et arrière de la cavité. Ainsi on a :

- à travers les surfaces horizontales à $Z^* = 0,75$ et $Z^* = 0,85$, essentiellement un flux enthalpique, les effets conductifs étant négligeables,
- aux parois isothermes chaude et froide, un flux convectif (obtenu à partir du Nusselt local),
- aux parois avant et arrière, un flux nul (parois adiabatiques).

La densité de flux convectif échangé au niveau des parois isothermes s'exprime à l'aide du nombre de Nusselt local (voir figure 1-10) de la manière suivante :

$$\phi_{cv} = Nu_z \times \lambda \frac{\Delta T}{H} \quad (3-60)$$

En intégrant sur la surface d'échange on obtient le flux convectif :

$$D\phi_{cv} = \lambda \frac{\Delta T}{H} l_{prof} \int_{z_1}^{z_2} Nu_z dz \quad (3-61)$$

où $z_1 = 0,75 \times H$ et $z_2 = 0,85 \times H$. Pour adimensionner de la même manière que les débits d'enthalpie (3-56) et (3-57) les distances sont normalisées par la longueur $L_{réf}$ et le flux est divisé par $\sqrt{Ra_H}$, qui provient de l'adimensionnement de la vitesse par $V_{réf} = \frac{\alpha}{H} \times \sqrt{Ra_H}$ dans les bilans enthalpiques. On obtient alors :

$$D\phi_{cv}^* = \frac{H}{L_{réf} \sqrt{Ra_H}} \int_{Z^*=0,75}^{Z^*=0,85} Nu_z dZ^* \quad (3-62)$$

Comme avec les débits, on considère une composante verticale de la vitesse non nulle de 1 mm/s à $Z^* = 0,75$ et 2 mm/s à $Z^* = 0,85$ et la température est fixée à la température de stratification. Le bilan complet entre ces deux cotes n'est pas nul. En effet, le bilan global donne un débit enthalpique adimensionné perdu de $2,93 \times 10^{-4}$ soit 11,7 W. Toutefois on peut noter qu'une vitesse de 4 mm/s à $Z^* = 0,85$ au cœur réduit ce débit « perdu » de moitié. Le

manque de mesure ne permet donc pas d'avoir un bilan précis de l'énergie transférée mais un ordre de grandeur de ces variations.

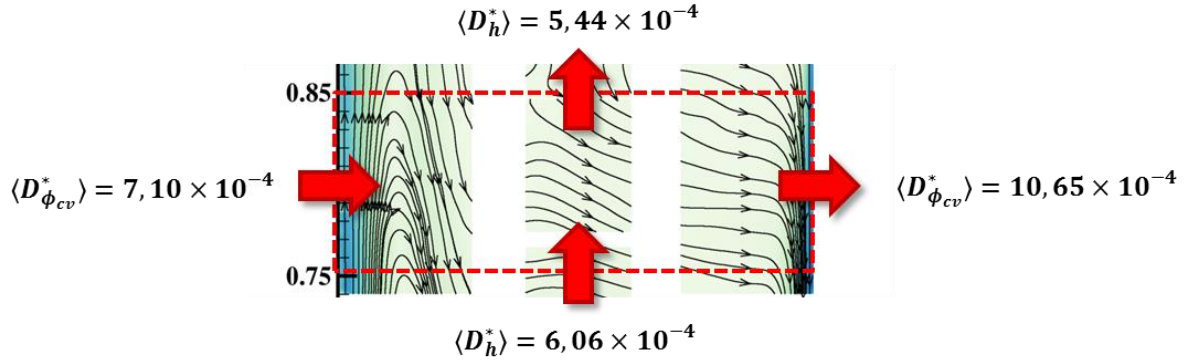


Figure 3-74 : Bilan des flux reçus et cédés par un volume d'air contenu entre les cotes $Z^*=0,75$ et $0,85$, les parois isothermes et les faces avant et arrière de la cavité pour $Ra_h = 1,2 \times 10^{11}$.

3.4.4 Quantités dérivées

3.4.4.1 Conservation de l'énergie cinétique

Dans un écoulement turbulent, les fluctuations de vitesse et de température liées aux instationnarités ou au passage de structures tourbillonnaires conduisent à des mécanismes de transport supplémentaires par l'augmentation du mélange dans le fluide. Les transferts d'énergie sont alors influencés par ces mécanismes et il peut être intéressant d'évaluer ces transferts additionnels, dus à la turbulence, par le calcul de longueur de mélange par exemple. Cette longueur peut être vue comme la distance qu'une particule parcourt avant de dissiper son énergie (chaleur) à son environnement. Ces longueurs sont généralement calculées à partir de considération sur les ordres de grandeur des équations de conservation d'énergie.

Pour commencer, on peut évaluer les termes de l'équation de l'énergie cinétique en faisant le produit scalaire de l'équation de conservation de quantité de mouvement avec le vecteur vitesse $\vec{v}$:

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v}) = -\frac{1}{\rho_0} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p_m - \beta(T - T_0) \vec{v} \cdot \vec{g} + \nu \vec{v} \cdot \vec{\Delta} \vec{v} \quad (3-63)$$

que l'on peut réécrire :

$$\frac{\partial \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right) = -\frac{1}{\rho_0} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p_m - \beta(T - T_0) \vec{v} \cdot \vec{g} + \nu \vec{v} \cdot \vec{\Delta} \vec{v}. \quad (3-64)$$

En notant $k = \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v}$, on peut écrire une équation de conservation pour l'énergie cinétique :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} k = -\frac{1}{\rho_0} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p_m - \beta(T - T_0) \vec{v} \cdot \vec{g} + \nu \vec{v} \cdot \vec{\Delta} \vec{v}. \quad (3-65)$$

Pour simplifier l'écriture, on utilisera ici la convention d'Einstein pour les sommations d'indice. Pour cela on note un vecteur $\vec{v} = (V_1, V_2, V_3)$ dans le système de coordonnées

cartésiennes (x_1, x_2, x_3) . La répétition de deux indices sur un terme représente la somme de tous les termes sur cet indice. Le produit scalaire, par exemple, s'écrit donc : $\vec{v} \cdot \vec{v} = V_i V_i$. Il est alors possible d'écrire l'équation de conservation de l'énergie cinétique pour le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. Après la décomposition de Reynolds en partie moyenne et partie fluctuante, l'équation gouvernant l'énergie cinétique, $K = \frac{1}{2} \langle V_i \rangle \langle V_i \rangle$, du mouvement moyen tenant compte des forces de flottabilité s'exprime :

$$\underbrace{\langle V_j \rangle \frac{\partial K}{\partial x_j}}_I = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \langle P_m \rangle \langle V_j \rangle + \langle V_i' V_j' \rangle \langle V_i \rangle - 2\nu \langle V_i \rangle \langle S_{ij} \rangle \right)}_{II} + \underbrace{g_j \beta \langle V_j \rangle (\langle T \rangle - T_0)}_{III} + \underbrace{\langle V_i' V_j' \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{IV} - \underbrace{2\nu \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}_V \quad (3-66)$$

On obtient l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente, $k' = \frac{1}{2} \langle V_i' V_i' \rangle$, en soustrayant la relation (3-66) à l'équation (3-65) (voir par exemple [Arpaci 1986]). Ainsi :

$$\underbrace{\langle V_j \rangle \frac{\partial k'}{\partial x_j}}_{I'} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \langle p_m' V_j' \rangle + \langle V_i' V_i' V_j' \rangle - 2\nu \langle V_i' S_{ij} \rangle \right)}_{II'} + \underbrace{g_j \beta \langle V_j' T' \rangle}_{III'} - \underbrace{\langle V_i' V_j' \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{IV'} - \underbrace{2\nu \langle S_{ij} S_{ij} \rangle}_{V'} \quad (3-67)$$

où :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \text{ et } s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j'}{\partial x_i} \right)$$

Le transport de l'énergie cinétique (I et I') est alors dû :

- à des termes de redistribution (II et II') dont le travail du gradient de pression, le transport dû aux fluctuations de vitesse et une diffusion visqueuse
- à la puissance due aux forces de flottabilité (III et III')
- au transfert d'énergie entre l'écoulement moyen et l'écoulement fluctuant (IV et IV' avec $IV = -IV'$)
- à la dissipation de l'énergie due à la viscosité (V et V').

On peut écrire (3-66) et (3-67) forme adimensionnée :

$$\underbrace{\langle V_j^* \rangle \frac{\partial K^*}{\partial X_j^*}}_I = - \frac{\partial}{\partial X_j^*} \left(\langle P_m^* \rangle \langle V_j^* \rangle + \langle V_i^* V_j'^* \rangle \langle V_i^* \rangle - \frac{2P_r}{\sqrt{Ra_H}} \langle V_i^* \rangle \langle S_{ij}^* \rangle \right) + P_r \langle V_j^* \rangle \langle \theta \rangle + \langle V_i'^* V_j'^* \rangle \langle S_{ij}^* \rangle - \frac{2P_r}{\sqrt{Ra_H}} \langle S_{ij}^* \rangle \langle S_{ij}^* \rangle \quad (3-68)$$

et :

$$\langle V_j^* \rangle \frac{\partial k'^*}{\partial X_j^*} = - \frac{\partial}{\partial X_j^*} \left(\frac{1}{\rho_0} \langle p_m'^* V_j'^* \rangle + \langle V_i'^* V_i'^* V_j'^* \rangle - \frac{2P_r}{\sqrt{Ra_H}} \langle V_i'^* S_{ij}^* \rangle \right) + P_r \langle V_j'^* \theta' \rangle - \langle V_i'^* V_j'^* \rangle \langle S_{ij}^* \rangle - \frac{2P_r}{\sqrt{Ra_H}} \langle S_{ij}^* S_{ij}^* \rangle \quad (3-69)$$

Avec :

$$K^* = \frac{1}{V_{réf}^2} K \text{ et } k'^* = \frac{1}{V_{réf}^2} k'$$

$$S_{ij}^* = \frac{H}{V_{réf}} S_{ij} \text{ et } s_{ij}^* = \frac{H}{V_{réf}} s_{ij}$$

Les autres grandeurs adimensionnées étant définies en début de chapitre.

Lors de la recherche d'échelles caractéristiques, certains termes de ces équations sont négligés comme les termes de redistribution. Les simplifications apportées concernent alors des écoulements homogènes et purement cisailés. Les profils de flux thermiques turbulents permettent d'évaluer la plupart des termes de l'équation à l'exception de la puissance due aux forces de pression motrice moyenne $-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \langle P_m \rangle \langle V_j \rangle \right)$ et fluctuante $-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \langle p'_m V'_j \rangle \right)$.

Les figures 3-75 et 3-76 représentent les profils des termes adimensionnés des équations (3-68) et (3-69) au voisinage de la paroi chaude à deux cotes $Z^* = 0,75$ et $0,85$. Les deux graphes en haut à gauche rappellent la topologie de l'écoulement :

- composante verticale de la vitesse positive, maximale en proche paroi ($Y^* \approx 0,003$) s'annulant à environ $Y^* = 0,035$ pour $Z^* = 0,75$ et $Y^* = 0,030$ pour $Z^* = 0,85$ (épaisseur de la couche limite dynamique)
- retour de la température vers la température de stratification, θ_{coeur} , avec un dépassement à $Y^* = 0,0050$ pour $Z^* = 0,75$ et $Y^* = 0,0065$ pour $Z^* = 0,85$ (épaisseur de la couche limite thermique).

Que ce soit à $Z^* = 0,75$ ou $Z^* = 0,85$, la tendance des profils est similaire excepté sur le terme de transfert d'énergie entre l'écoulement moyen et l'écoulement fluctuant. Il apparaît plus nettement à $Z^* = 0,75$ que l'énergie est échangée essentiellement à la frontière de la couche limite thermique avec un maximum à 0,005 en valeur absolue et de la couche limite dynamique avec un maximum à 0,004. La principale différence entre les profils se rapportant à l'écoulement moyen et ceux se rapportant à l'écoulement fluctuant concerne la contribution de la flottabilité et la dissipation visqueuse. En effet, on retrouve de forts effets de la flottabilité pour l'écoulement moyen dans l'épaisseur de la couche limite pour l'écoulement moyen, dont le maximum de puissance est atteint en très proche paroi à $Y^* = 0,0018$ alors que la dissipation est nulle. C'est l'effet inverse qui se produit pour l'écoulement fluctuant. Les fluctuations ont tendance à plutôt dissiper atteignant un extremum à la sortie de la couche limite thermique à 0,009 à $Z^* = 0,75$ et 0,005 à $Z^* = 0,85$, puis la dissipation diminue jusqu'à s'annuler à la sortie de la couche limite dynamique. On constate qu'entre ces deux cotes, la dissipation par les fluctuations a diminué avec l'altitude tandis que la flottabilité due au mouvement moyen est restée identique.

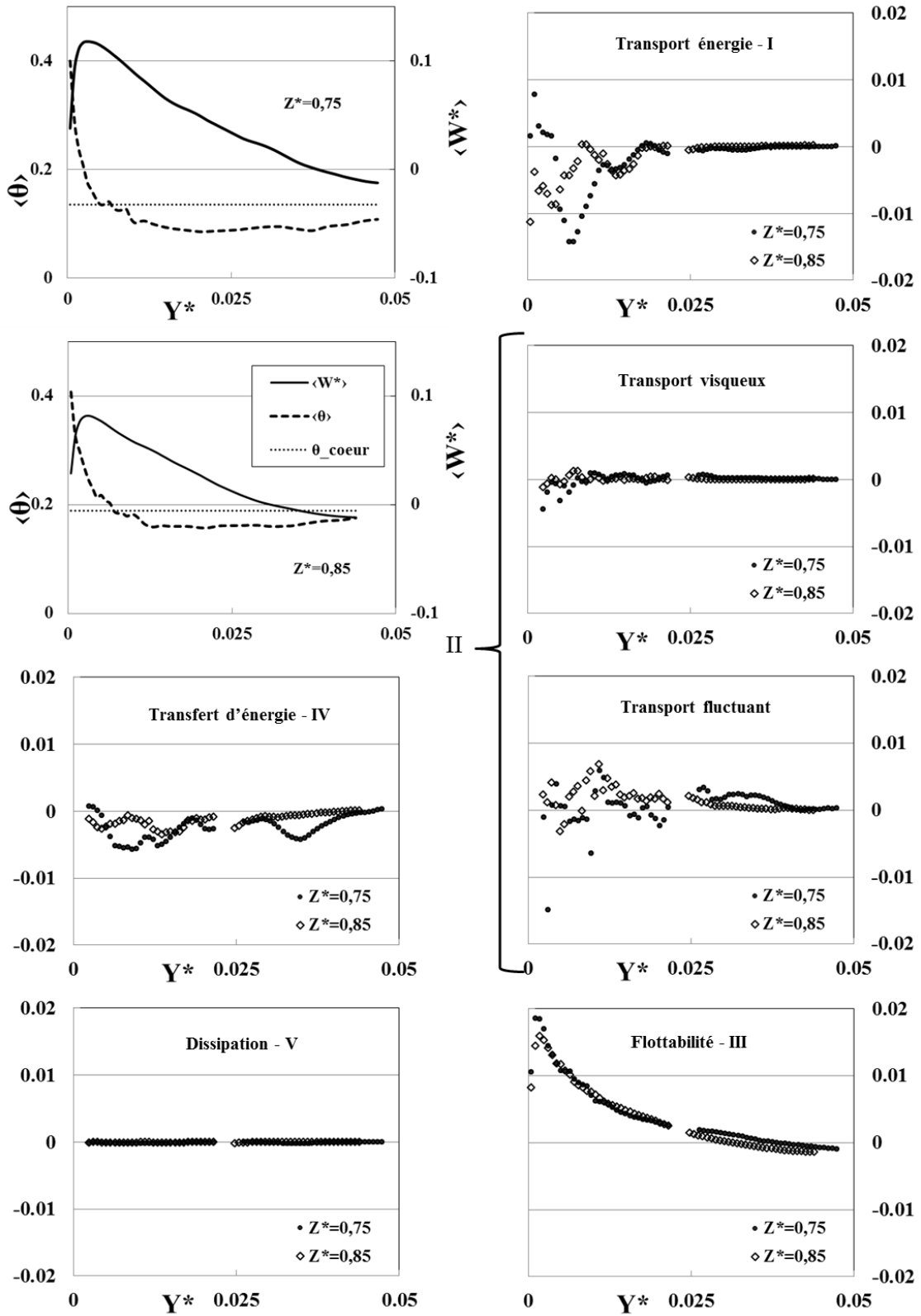


Figure 3-75 : Profils des termes de l'équation de l'énergie cinétique pour le mouvement moyen tracés avec les profils de vitesse et température moyennes adimensionnées aux cotes $Z^*=0,75$ et $0,85$ au voisinage de la paroi chaude à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

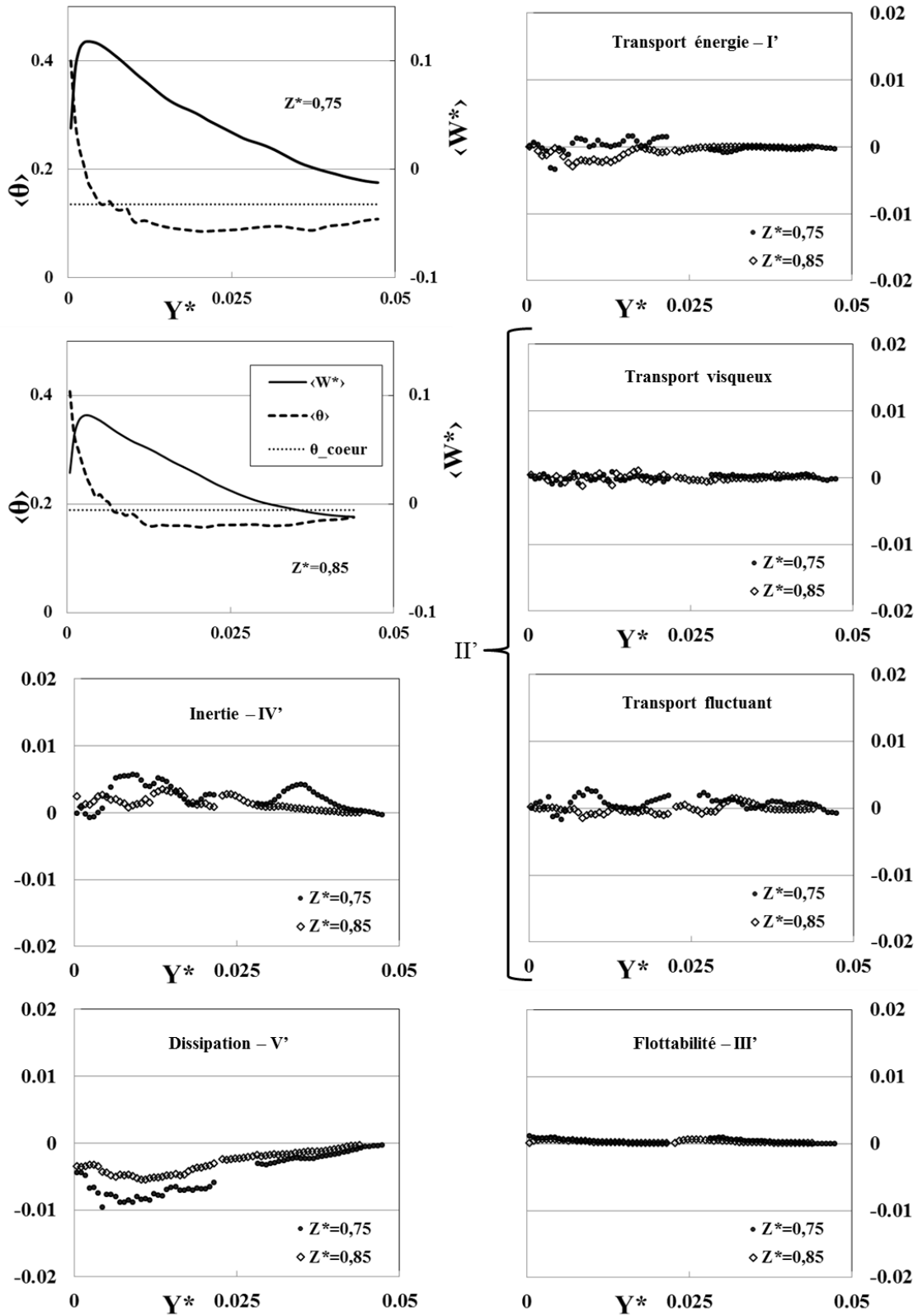


Figure 3-76 : Profils des termes de l'équation de l'énergie cinétique turbulente tracés avec les profils de vitesse et température moyennes adimensionnées aux cotes $Z^*=0,75$ et $0,85$ au voisinage de la paroi chaude à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

On peut noter que la contribution de la pression motrice est difficile à obtenir étant donné le nombre important d'hypothèses simplificatrices réalisées pour calculer tous les autres termes.

En effet, on pourrait déduire la contribution de la pression motrice à partir des équations de bilan (3-68) et (3-69). Néanmoins ces équations font intervenir des corrélations triples des produits de dérivées secondes, etc. Le résultat ne ferait que faire ressortir toutes les erreurs cumulées sur ce terme. C'est pourquoi, il est préférable de regarder la contribution du terme de pression au travers des composantes du gradient de pression que l'on retrouve dans l'équation de conservation de quantité de mouvement.

3.4.4.2 Gradient de pression

Afin d'accéder aux gradients de la pression motrice moyenne on applique la décomposition de Reynolds à l'équation de conservation de la quantité de mouvement adimensionnée (3-5). Pour rappel, on peut décomposer une grandeur temporelle, X , en un signal moyen, $\langle X \rangle$ et un signal fluctuant, X' :

$$X = \langle X \rangle + X' \quad (3-70)$$

où $\langle X \rangle$ est la moyenne temporelle de X défini par : $\langle X \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T X dt$ et où la partie fluctuante est centrée sur la moyenne : $\langle X' \rangle = 0$. L'écoulement étant symétrique par rapport au plan vertical médian de la cavité, il s'en suit que $\langle U^* \rangle$ est nul dans ce plan. Il ne reste alors que les projections sur les axes y et z . En isolant les composantes du gradient de pression et après passage à la moyenne, on obtient :

$$\frac{\partial \langle p_m \rangle}{\partial X^*} = 0$$

$$\frac{\partial \langle p_m \rangle}{\partial Y^*} = - \left(\langle V^* \rangle \frac{\partial \langle V^* \rangle}{\partial Y^*} + \langle W^* \rangle \frac{\partial \langle V^* \rangle}{\partial Z^*} \right) - \left(\left\langle \frac{\partial \langle V'^* U'^* \rangle}{\partial X^*} \right\rangle + \frac{\partial \langle V'^* V'^* \rangle}{\partial Y^*} + \frac{\partial \langle V'^* W'^* \rangle}{\partial Z^*} \right) + \text{Pr} \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\left\langle \frac{\partial^2 \langle V^* \rangle}{\partial X^{*2}} \right\rangle + \frac{\partial^2 \langle V^* \rangle}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 \langle V^* \rangle}{\partial Z^{*2}} \right) \quad (3-71)$$

$$\frac{\partial \langle p_m \rangle}{\partial Z^*} = - \left(\langle V^* \rangle \frac{\partial \langle W^* \rangle}{\partial Y^*} + \langle W^* \rangle \frac{\partial \langle W^* \rangle}{\partial Z^*} \right) - \left(\left\langle \frac{\partial \langle W'^* U'^* \rangle}{\partial X^*} \right\rangle + \frac{\partial \langle W'^* V'^* \rangle}{\partial Y^*} + \frac{\partial \langle W'^* W'^* \rangle}{\partial Z^*} \right) + \text{Pr} \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\left\langle \frac{\partial^2 \langle W^* \rangle}{\partial X^{*2}} \right\rangle + \frac{\partial^2 \langle W^* \rangle}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 \langle W^* \rangle}{\partial Z^{*2}} \right) + \text{Pr} \langle \theta \rangle$$

Les champs de vitesse obtenus par PIV permettent de calculer la quasi-totalité des termes utilisés pour exprimer le gradient de pression moyenne. Néanmoins, l'acquisition, effectuée par PIV 2D, dans le plan vertical médian de la cavité ne permet pas d'accéder aux fluctuations de la vitesse dans la profondeur (suivant X^*), ainsi qu'aux dérivées suivant X^* des composantes V^* et W^* (les termes entre accolades de l'équation (3-71)).

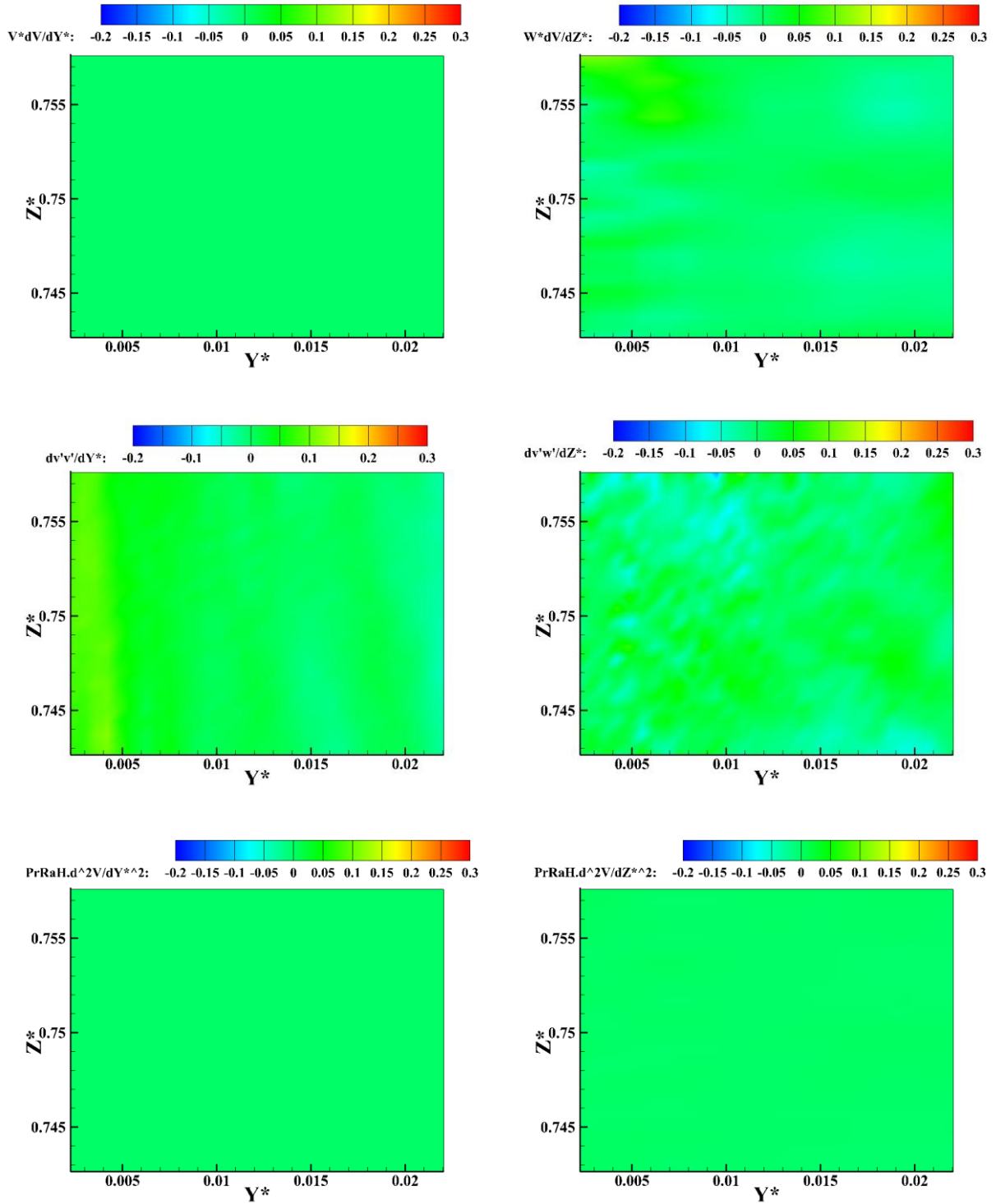


Figure 3-77 : Contribution de chaque terme de (3-71) dans le calcul de la composante du gradient de pression motrice moyenne sur Y^* au voisinage de la paroi chaude à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

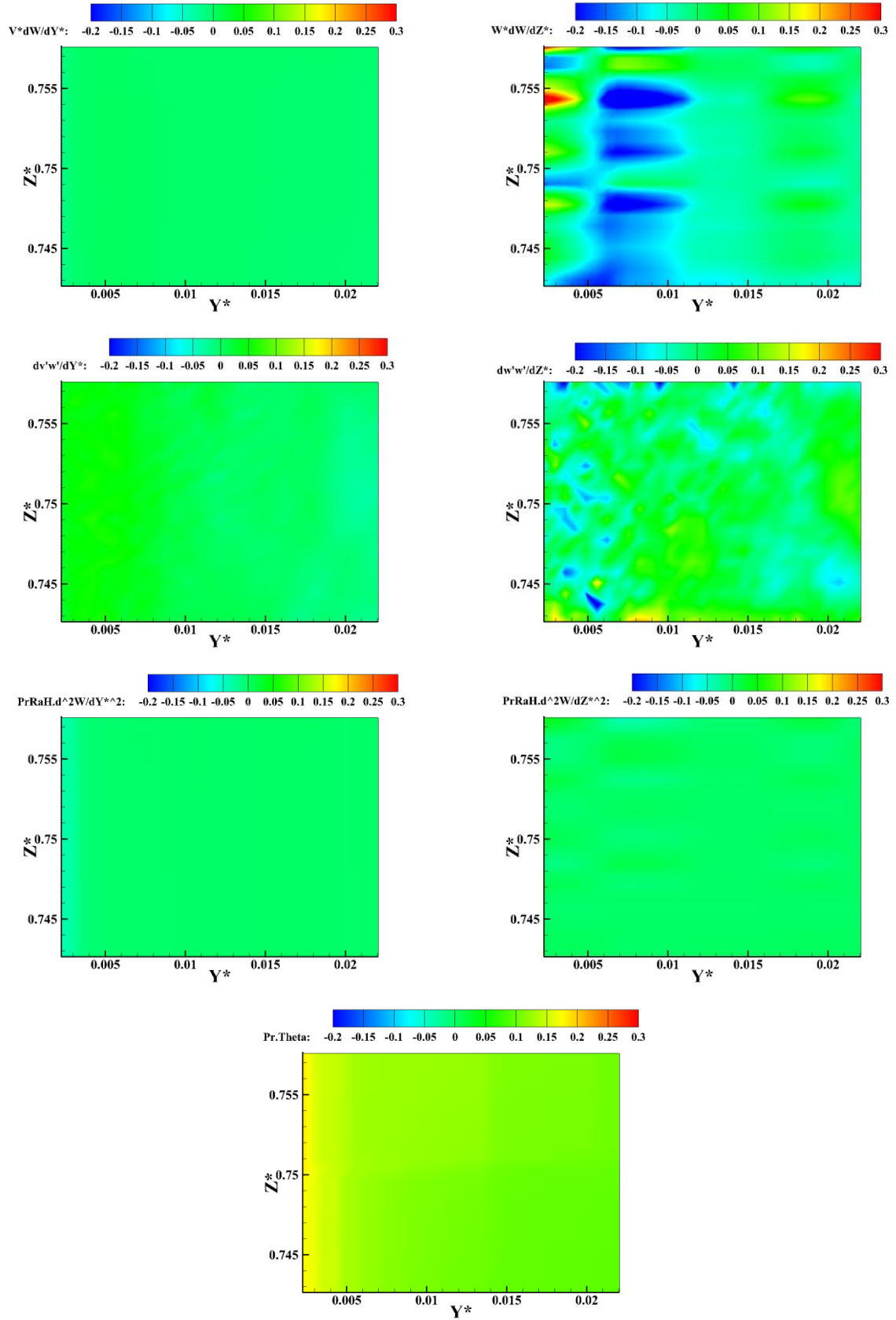


Figure 3-78 : Contribution de chaque terme de (3-71) dans le calcul de la composante du gradient de pression sur Z^* au voisinage de la paroi chaude à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Dans un premier temps, la figure 3-77 et la figure 3-78 représentent la contribution de chacun des termes de l'équation (3-67). Les mesures de température étant ponctuelles, le champ de température moyenne (figure 3-78, bas), a été interpolé sur la grille du champ PIV, à l'aide du profil de température à $Z^*=0,75$ (obtenus par [Djanna 2011]). Il est de plus nécessaire d'interpoler les profils de température, données par le micro-thermocouple, sur la grille des champs de vitesse afin de déterminer la contribution des forces de flottabilité au gradient de pression motrice. L'interpolation a été réalisée par pondération inverse à la distance (PID).

En notant u la valeur interpolée en un point x , la PID permet d'exprimer u en fonction de ses voisins, $u(x_k)$ de la manière suivante : $u(x) = \frac{\sum_{k=0}^N d(x, x_k)^{-p} \cdot u(x_k)}{\sum_{k=0}^N d(x, x_k)^{-p}}$, où $d(x, x_k)$ est la distance entre la position, x , où u est recherchée et la position x_k , où u est connu. L'exposant, p , du « poids » et le nombre de points nécessaires à l'interpolation, N , ont été fixés à 50 pour p et tous les points pour N . Pour justifier ce choix, on peut rappeler que le champ de température est reconstruit à partir d'un seul profil, ce qui a motivé le choix de faire l'interpolation sur tous les points. De plus, la température varie peu selon Z^* dans la couche limite et l'écart des isothermes de la stratification aux extrémités du champ est d'environ 0,0075 en température adimensionnée, soit environ 0,15°C. On s'attend donc à une faible variation selon Z^* de tout le profil, d'où le choix d'un poids « grand ». Toutefois, d'autres valeurs de N et p ont été testées sans impact notable sur le calcul du gradient de pression.

Néanmoins, sur ces figures, la contribution de chacun des termes adimensionnés est assez difficile à distinguer tant leur amplitude est faible. On peut cependant avoir un ordre d'idée de chaque composante du gradient en sommant ces termes.

La composante $\frac{\partial \langle P_m^* \rangle}{\partial Y^*}$ (figure 3-79) semble essentiellement contrebalancée par $\frac{\partial \langle V^{*'} V^{*'} \rangle}{\partial Y^*}$ et sensiblement « nourrie » par la dérivée du terme croisée, $\frac{\partial \langle W^{*'} V^{*'} \rangle}{\partial Z^*}$. Les autres termes apparaissent négligeables devant ces derniers. Le signe de la dérivée indique que la pression motrice moyenne a tendance à décroître lorsque l'on s'éloigne de la paroi suivant sa normale où les forces de flottabilité sont prépondérantes (dans la couche limite thermique, $Y^* \leq 0,01$) avant de se stabiliser en dehors de la couche limite thermique ($\frac{\partial \langle P_m^* \rangle}{\partial Y^*} \approx 0$).

La composante $\frac{\partial \langle P_m^* \rangle}{\partial Z^*}$ (figure 3-80) quant à elle, est positive dans la couche limite thermique ce qui traduit une augmentation de la pression motrice avec l'altitude. Cela peut être attendu étant donné que le fluide, au voisinage de la paroi chaude, est entraîné vers le haut de la cavité par les forces de flottabilité. On note d'ailleurs que le terme de flottabilité, $Pr\langle \theta \rangle$, contribue à cette composante en proche paroi ($Y^* \leq 0,005$) puis le terme de transport $\langle W^* \rangle \frac{\partial \langle W^* \rangle}{\partial Z^*}$, prend de l'importance pour $0,005 \leq Y^* \leq 0,01$. Néanmoins, ces résultats sont à prendre avec précaution, et permettent d'avoir une information « qualitative » de l'importance de chaque terme pour le

calcul du gradient de pression du fait de l'incertitude avec laquelle chaque terme est calculé, notamment les dérivées et dérivées secondes des composantes de la vitesse.

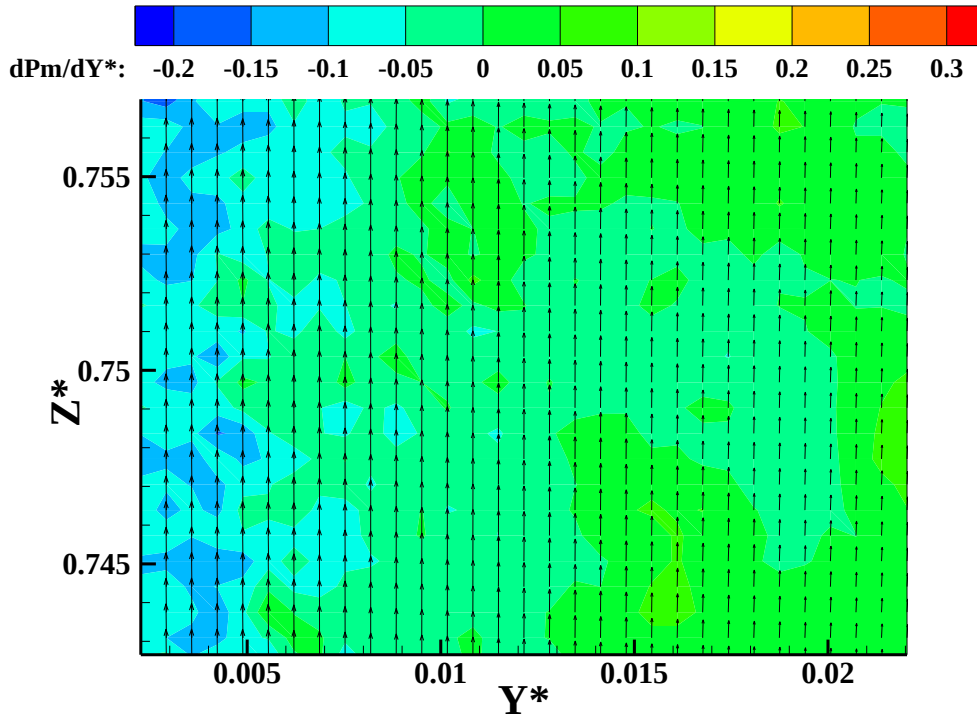


Figure 3-79 : Composante selon y du gradient de pression motrice moyenne au voisinage de la paroi chaude à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

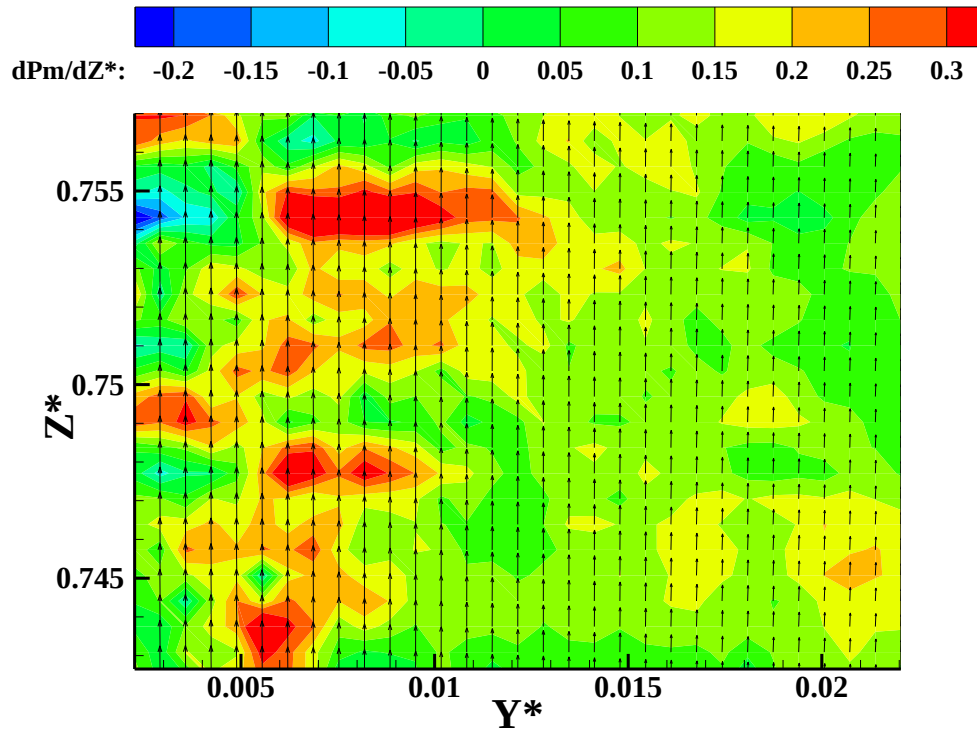


Figure 3-80 : Composante selon z du gradient de pression motrice moyenne au voisinage de la paroi chaude à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 3-81 présente des profils des différents termes de l'équation (3-71) à la cote $Z^*=0,75$. Ces figures permettent plus facilement de discuter de la contribution de chaque terme sur le calcul du gradient de pression. On constate tout d'abord que les hypothèses classiques simplificatrices de couches limites (consistant à négliger gradients suivant la direction de l'écoulement devant ceux dans la direction normale à la paroi) s'appliquent sans difficulté.

Il apparaît également, que la contribution des termes de transport et de diffusion est négligeable devant l'apport dû aux fluctuations de vitesse pour la composante selon Y^* du gradient de pression (à gauche). En revanche et comme on peut s'y attendre, on peut souligner l'importance du terme de flottabilité, surtout en proche paroi, et du terme $\langle W^* \rangle \frac{\partial \langle W^* \rangle}{\partial Z^*}$ en dehors de la couche limite thermique.

Ainsi les profils des composantes du gradient de pression motrice moyenne à $Z^*=0,75$ ont été tracés sur la figure 3-82. La pression a tendance à augmenter avec Z^* ($\frac{\partial \langle P_m^* \rangle}{\partial Z^*} > 0$) tandis qu'elle semble diminuer avec Y^* en proche paroi ($Y^* \leq 0,005$), ce qui peut s'expliquer par l'aspiration du fluide au niveau de la paroi chaude, avant de se stabiliser ($\frac{\partial \langle P_m^* \rangle}{\partial Y^*} \approx 0$) après $Y^* \approx 0,0075$. Là encore, ces résultats sont à considérer avec précautions dans la mesure où en proche paroi (zone de très forts gradients) les quantités évaluées sont relativement grossières. De nouvelles mesures dans cette zone sont nécessaires pour valider ce comportement.

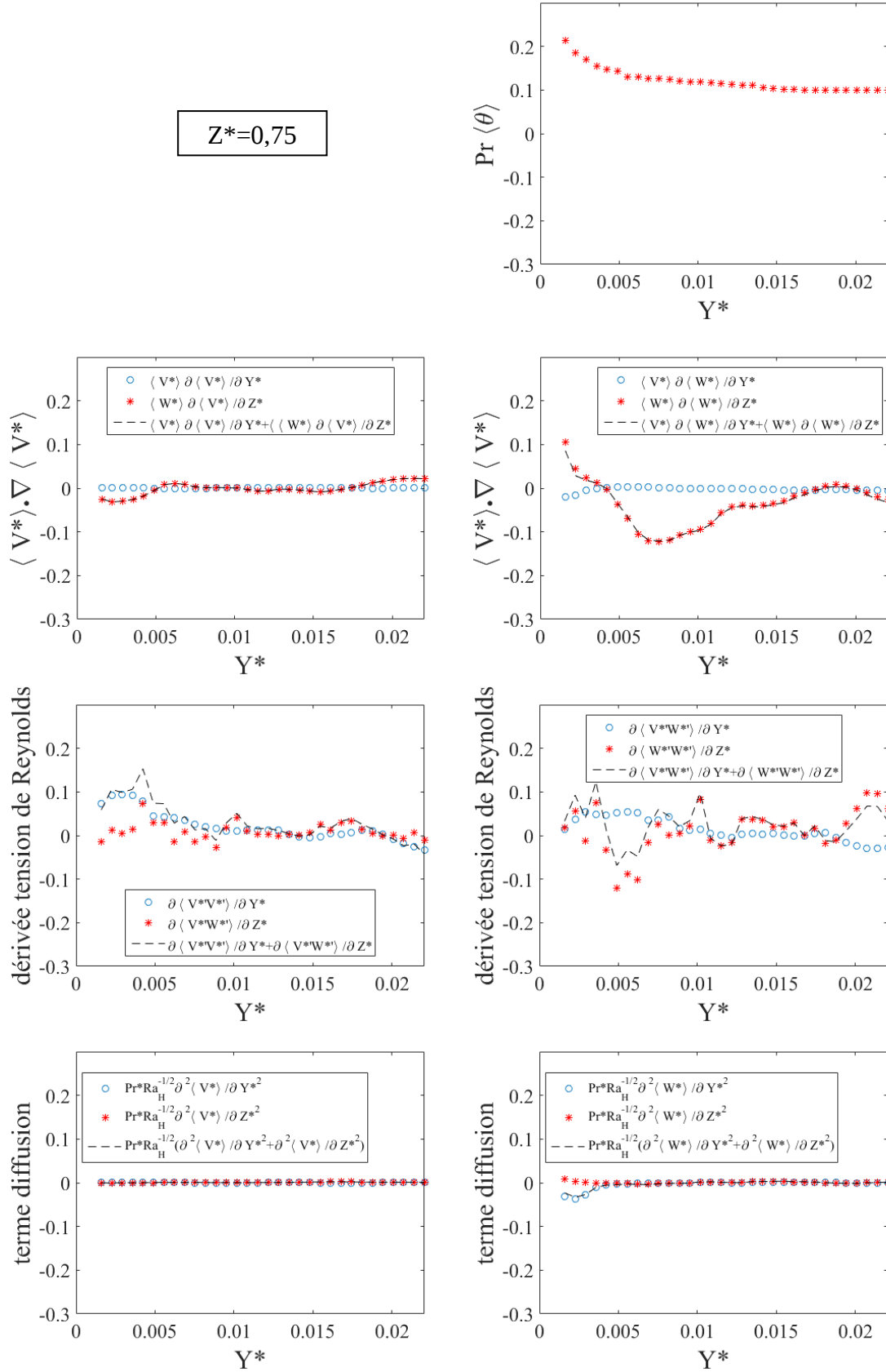


Figure 3-81 : Profils de chaque terme de (3-70) dans le calcul des composantes du gradient de pression motrice moyenne sur y (à gauche) et sur z (à droite) au voisinage de la paroi chaude à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

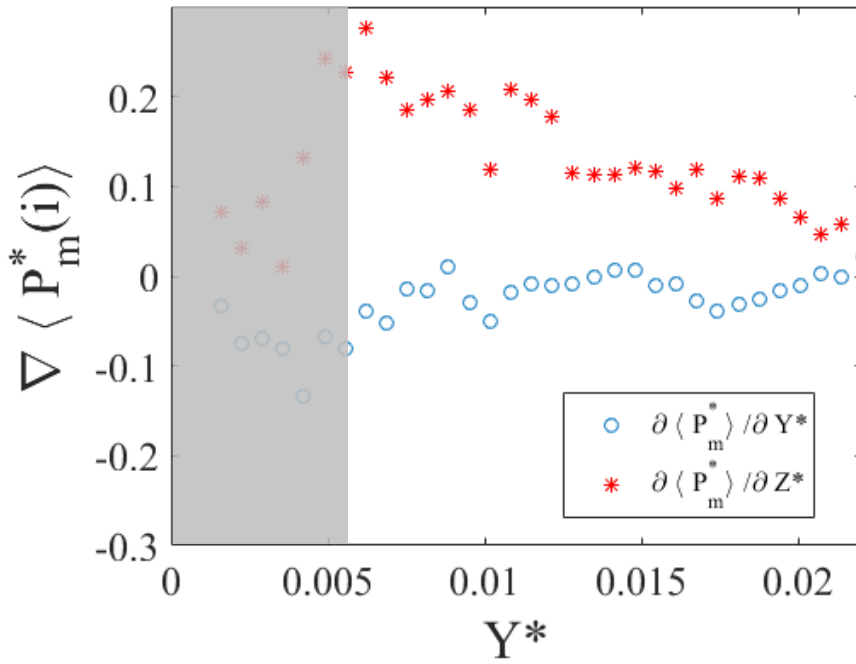


Figure 3-82 : Profils des composantes sur y et z du gradient de pression motrice moyenne à $Z^*=0,75$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Remarque : On peut noter qu'en grandeur dimensionnelle, une valeur adimensionnée du gradient de pression motrice de 0,1 correspond à un accroissement de la pression motrice de 0,11 Pa par mètre soit environ $1/100^{\text{ème}}$ de la variation de pression dans une colonne d'air de 1 m de hauteur (env. 12 Pa/m) !

3.4.4.3 Estimation du terme source radiatif

Comme on l'a précisé dans la description du dispositif expérimental, toutes les précautions ont été prises pour limiter les effets du rayonnement. Les parois internes ont une faible émissivité :

- parois isothermes ont une émissivité $\varepsilon_{pf} = \varepsilon_{pc} = 0,15 \pm 0,05$
- parois adiabatiques recouverte de film Mylar® d'émissivité $\varepsilon_{pa} = 0,10 \pm 0,05$.

Il n'est, toutefois, pas possible de s'affranchir totalement des effets radiatifs et il peut être utile de connaître l'ordre de grandeur de sa contribution à l'énergie de l'écoulement.

La connaissance des flux thermiques turbulents donne également accès au calcul des différents termes de l'équation de conservation de l'énergie (3-6). On peut ainsi évaluer le terme de transport de la température $\vec{V}^* \cdot \vec{\nabla} \theta$ et en déduire le terme source volumique S_v . Ce terme source permet d'évaluer l'importance du rayonnement lorsque l'on fait le bilan énergétique dans la cavité. Les échanges radiatifs sont caractérisés par la densité de flux, émise ou absorbée par le milieu, $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_R$, dont on déduit le champ de source volumique, S_v , par :

$$\rho c_p \times S_v(r) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_R(r) \quad (3-72)$$

Le bilan total d'énergie radiative dans un certain volume (énergie émise – énergie absorbée) autour du point $(0, \vec{r})$ s'exprime :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_R(r) = \int_0^\infty \kappa_\lambda [4\pi L_\lambda^0(T) - G_\lambda(r)] d\lambda \quad (3-73)$$

où $G_\lambda(r)$ représente le rayonnement incident défini localement par $G_\lambda(r) = \int_{4\pi} L_\lambda(r, \vec{\Omega}) d\Omega$, $L_\lambda^0(T)$ est la luminance monochromatique d'un corps noir à une température T et κ_λ l'absorptivité spectrale du milieu. En intégrant sur tout le spectre, c'est-à-dire pour $\lambda \in [0; \infty[$, la luminance du corps noir s'exprime, $L^0(T) = \int_0^\infty L_\lambda^0(T) d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi}$. La résolution de l'équation de transfert radiatif permet alors d'accéder à ce terme source.

L'approche proposée ici est différente puisque l'on évalue le terme source directement de l'équation d'énergie à partir de l'équation de conservation de l'énergie en utilisant la décomposition de Reynolds. Ainsi :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + U^* \frac{\partial \theta}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial \theta}{\partial Y^*} + W^* \frac{\partial \theta}{\partial Z^*} = \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^{*2}} \right) + \underbrace{\frac{H^2}{\alpha \Delta T \sqrt{Ra_H}} S_v}_{=S_v^*} \quad (3-74)$$

L'expression moyennée en utilisant la décomposition de Reynolds permet alors d'accéder au terme source volumique radiatif moyen adimensionné :

$$\begin{aligned} \langle S_v^* \rangle &= \left(\left\langle U^* \right\rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial X^*} + \left\langle V^* \right\rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial Y^*} + \left\langle W^* \right\rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial Z^*} \right) \\ &+ \left(\left\langle \frac{\partial U^{*'} \theta'}{\partial X^*} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial V^{*'} \theta'}{\partial Y^*} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial W^{*'} \theta'}{\partial Z^*} \right\rangle \right) \\ &- \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\left\langle \frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial X^{*2}} \right\rangle + \frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Y^{*2}} + \frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Z^{*2}} \right) \end{aligned} \quad (3-75)$$

On considère une nouvelle fois l'hypothèse que le mouvement moyen est bidimensionnel. La composante moyenne de la vitesse dans la profondeur de la cavité est donc supposée nulle ($\langle U^* \rangle = 0$) ainsi que les dérivées partielles suivant la profondeur (X^*) des différentes quantités moyennes (termes entre accolades dans l'équation (3-75)).

De plus, étant proche de la paroi, les termes $\frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Z^{*2}}$ et $\frac{\partial \langle W^{*'} \theta' \rangle}{\partial Z^*}$ peuvent être négligés devant, respectivement, $\frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Y^{*2}}$ et $\frac{\partial \langle V^{*'} \theta' \rangle}{\partial Y^*}$ (hypothèse de couche limite). Cette hypothèse est valable dans la couche limite thermique, néanmoins, on constate qu'elle semble rester valable dans la zone

où l'on calcule $\langle S_v^* \rangle$, voir la figure 3-83-C. L'expression du terme source radiatif se simplifie donc :

$$\langle S_v^* \rangle \approx \left(\langle V^* \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial Y^*} + \langle W^* \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial Z^*} \right) + \left(\frac{\partial \langle V^{*'} \theta' \rangle}{\partial Y^*} \right) - \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Y^{*2}} \right) \quad (3-76)$$

Soit encore sous forme dimensionnelle :

$$\langle q_v \rangle = \rho c_p \langle S_v \rangle \approx \rho c_p \left(\frac{\alpha \Delta T \sqrt{Ra_H}}{H^2} \right) \left[\left(\langle V^* \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial Y^*} + \langle W^* \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial Z^*} \right) + \left(\frac{\partial \langle V^{*'} \theta' \rangle}{\partial Y^*} \right) - \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \left(\frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Y^{*2}} \right) \right] \quad (3-77)$$

Remarque : Afin de donner une idée de l'intensité du terme source volumique on peut donner une comparaison entre les grandeurs adimensionnée et dimensionnée :

$$\langle S_v^* \rangle = 0,01 \Leftrightarrow \langle q_v \rangle = 120 \text{ W/m}^3.$$

Pour un nombre de Rayleigh global de $1,2 \times 10^{11}$ le nombre de Nusselt global vaut environ 230. Le nombre de Nusselt s'exprime par :

$$Nu = \frac{\phi_{cv}}{\phi_{cond}} = \frac{\phi_{cv}}{\lambda \frac{\Delta T}{H}} \quad (3-78)$$

où ϕ_{cv} est le flux convecté et ϕ_{cond} le flux conduit à la paroi.

On en déduit une estimation du flux convectif :

$$\langle \phi_{cv} \rangle \approx 31 \text{ W/m}^2.$$

La contribution des différents termes de (3-76) au calcul de $\langle S_v^* \rangle$ est donnée dans les figures 3-83 et 3-84. Comme pour les composantes du gradient de pression motrice moyenne, il est possible de quantifier l'importance de chaque terme intervenant dans l'équation 3-76. La figure 3-83-C (terme de diffusion) montre que la dérivée seconde de la température par rapport à la direction z est négligeable (sur toute la « fenêtre d'observation ») devant la dérivée seconde par rapport à y, ce qui permet d'étendre l'hypothèse de la couche limite thermique ($\frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Z^{*2}} \ll \frac{\partial^2 \langle \theta \rangle}{\partial Y^{*2}}$) à toute la zone observée ($0 \leq Y^* \leq 0,065$) est que ce terme joue un rôle en proche paroi, au-delà sa contribution devient marginale. Sur la figure 3-83-B, on observe que la contribution des fluctuations (figure 3-83-B) semble essentiellement due aux variations du flux turbulent horizontal $\langle V^{*'} \theta' \rangle$ dans la direction normale à la paroi (y). On retrouve les mêmes tendances côté froid avec un signe opposé (figure 3-84-B).

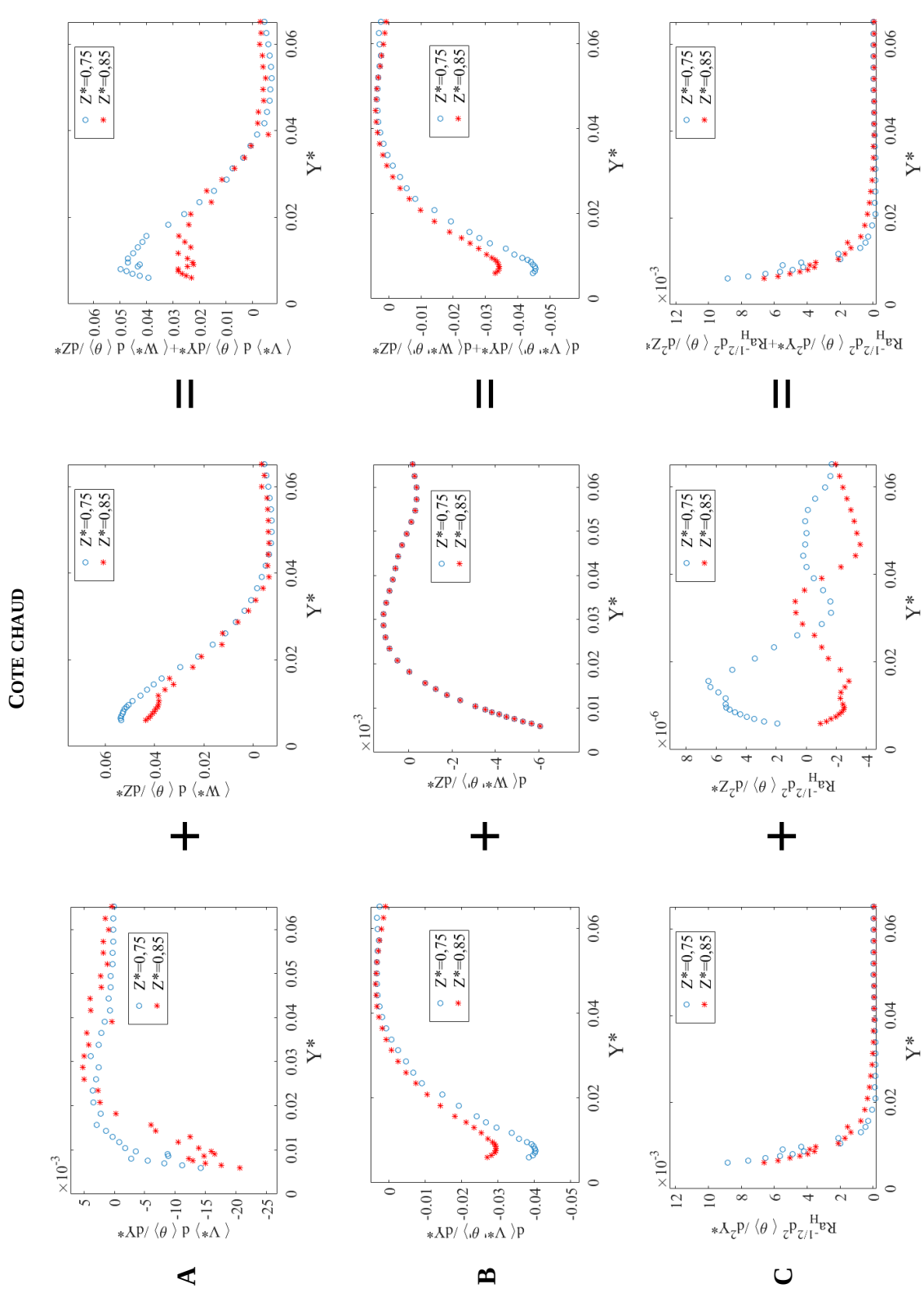


Figure 3-83 : Termes de transport de la température (A), de divergence des flux turbulents (B) et de diffusion de la température (C) calculés au voisinage de la paroi chaude aux cotes $Z^*=0,75$ et $0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

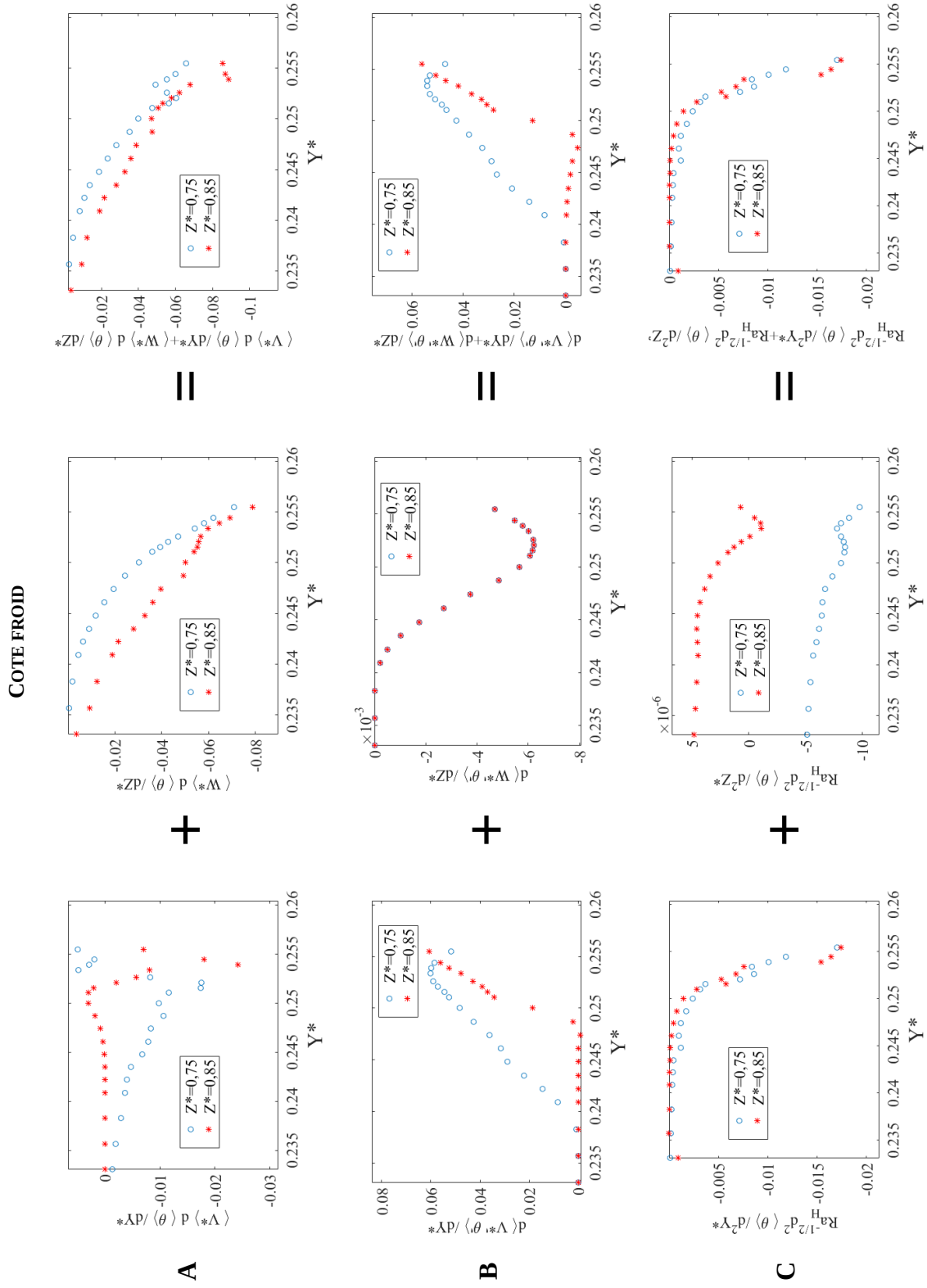


Figure 3-84 : Termes de transport de la température (A), de divergence des flux turbulents (B) et de diffusion de la température (C) calculés au voisinage de la paroi froide aux cotes $Z^*=0.75$ et 0.85 pour $Ra_H = 1, 2 \times 10^{11}$.

Le terme source volumique adimensionné est alors estimé aux altitudes adimensionnées $Z^*=0,75$ et $0,85$ au voisinage de la paroi chaude et de la paroi froide en utilisant l'équation 3-76. Les figures 3-85 et 3-86 montrent l'évolution du terme source à $Z^*=0,85$ en fonction des épaisseurs de couches limites thermique et dynamique rappelées par les profils de vitesse et de température. Il faut toutefois rester prudent car l'estimation des différents gradients à la paroi reste délicate (les variations des quantités sont très grandes). De plus, les mesures réalisées par PIV (taille du champ et réflexion du laser sur la paroi) ainsi que les mesures de température (position du micro-thermocouple) ne permettent pas d'accéder aux valeurs au voisinage de la paroi ($Y^* \leq 0,006$ coté chaud et $Y^* \geq 0,254$ coté froid ($Y_{paroi}^* = 0,260$)).

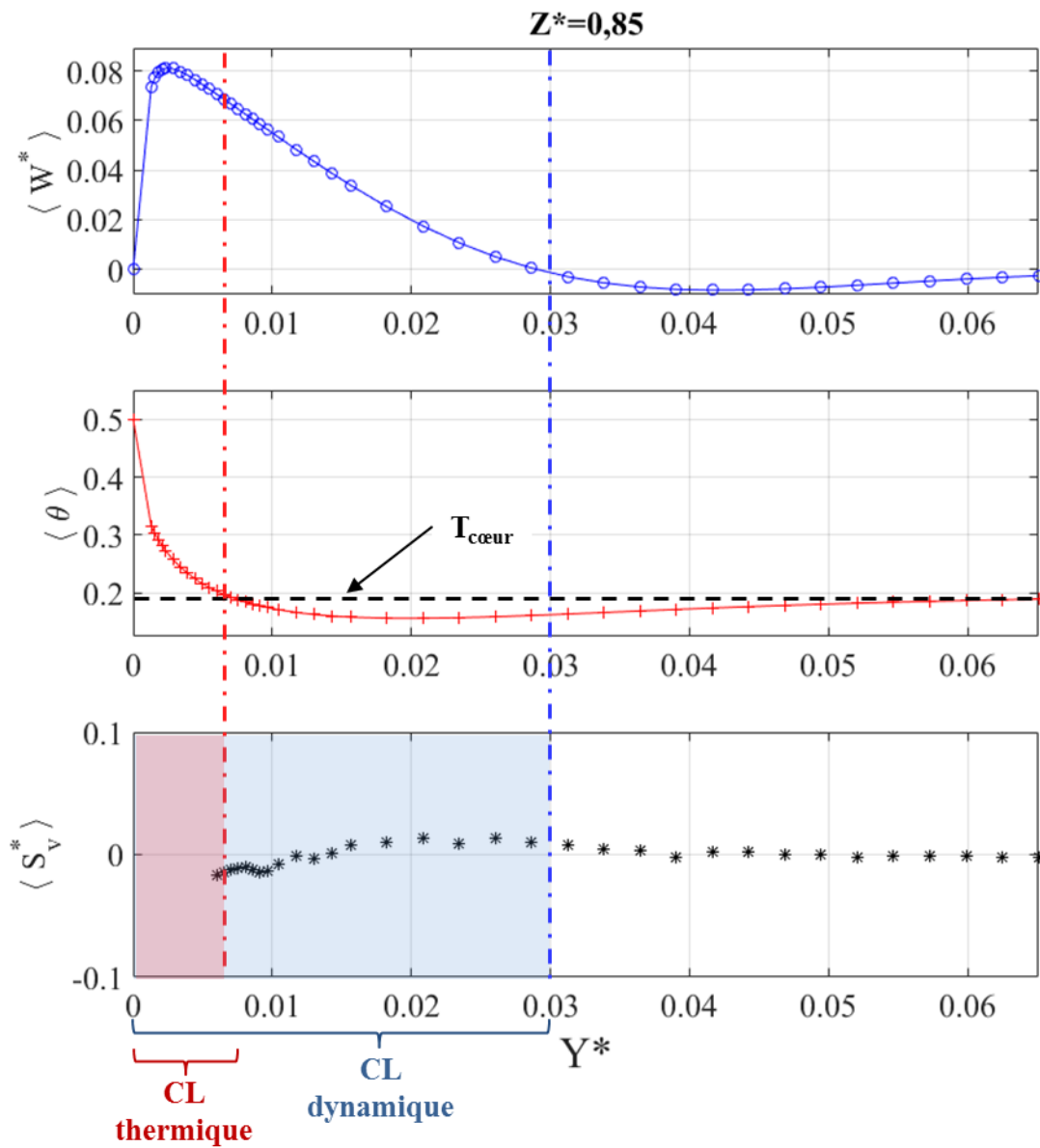


Figure 3-85 : Terme source radiatif volumique (en noir) tracé avec le profil de température adimensionné (en rouge) et de vitesse verticale (en bleu) au voisinage de la paroi chaude à $Z^*=0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Côté chaud (voir figure 3-85), pour $Z^* = 0,85$, $\langle S_v^* \rangle$ est négatif en très proche paroi (i.e. $\vec{\nabla} q_R > 0$) et croît jusqu'à un maximum positif autour de $Y^* \approx 0,02$ (zone où la température atteint sa valeur minimale à ces cotes). En proche paroi, le fluide (chaud) émet donc plus d'énergie qu'il n'en absorbe. Cette tendance s'inverse lorsque $\langle S_v^* \rangle$ devient positif (i.e. $\vec{\nabla} q_R < 0$). Cela correspond à la zone où la température locale du fluide est inférieure à T_{coeur} . Le fluide absorbe ici plus d'énergie qu'il n'en émet. L'analyse du côté froid (voir figure 3-86) est plus délicate à ce stade puisque, ne pouvant avoir d'information en proche paroi, il apparait difficile d'investiguer finement la couche limite (moins épaisse dans ces zones).

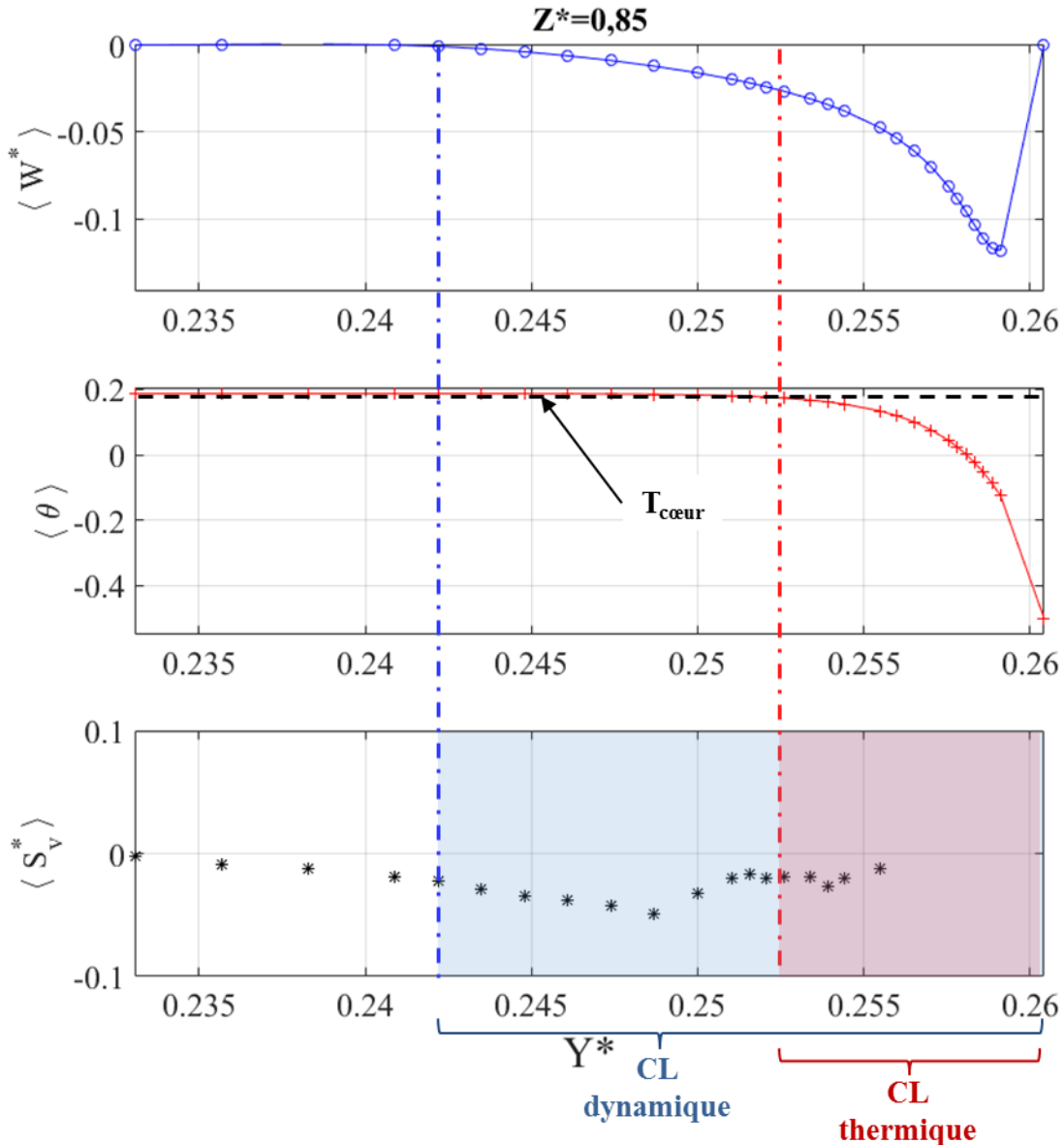


Figure 3-86 : Terme source radiatif volumique (en noir) tracé avec le profil de température adimensionné (en rouge) et de vitesse verticale (en bleu) au voisinage de la paroi froide à $Z^* = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Si l'on compare les profils aux différentes cotes ($Z^* = 0,75$ et $Z^* = 0,85$), on constate (figure 3-87) une allure similaire quelle que soit la cote du côté chaud. En revanche, côté

froid, cela semble moins évident. Le terme source est quasiment nul pour $Z^*=0,75$ si l'on omet les points en très proche paroi qui peuvent être discutables, comme au niveau de la paroi chaude. Ceci est probablement dû à l'alimentation en air des couches limites qui est différente à ces deux cotes.

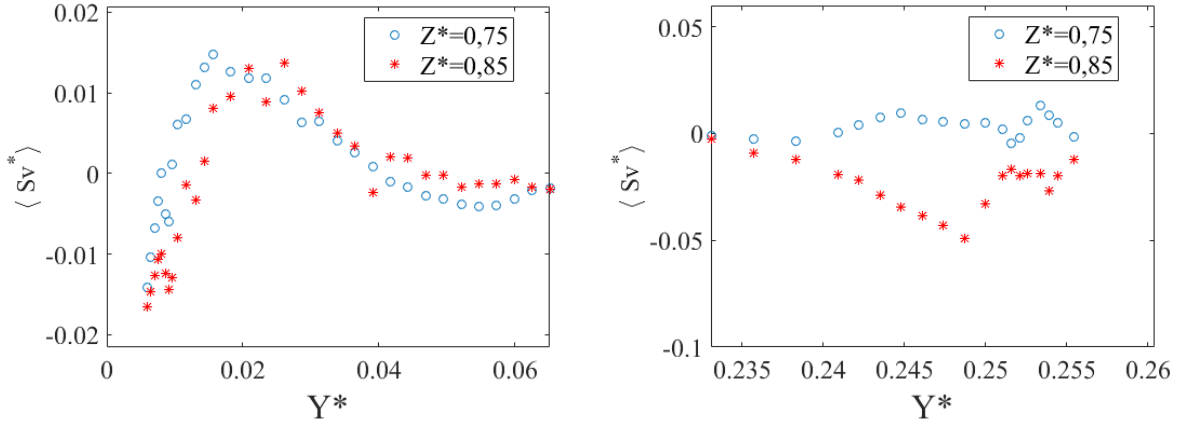


Figure 3-87 : Terme source volumique dû aux échanges radiatifs calculé au voisinage des parois chaude (gauche) et froide (droite) aux cotes $Z^*=0,75$ et $0,85$ pour des émissivités de parois isothermes, $\varepsilon_{pc} = \varepsilon_{pf} = 0,15$, et de parois adiabatiques, $\varepsilon_{pc} = 0,10$, et un nombre de Rayleigh, $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 3-88 représente les profils de terme source à la cote $Z^*=0,85$ au voisinage des parois chaude et froide. Des données issues de simulations numériques (conditions aux limites détaillées dans le tableau 3-1) pour $Ra_H = 4,1 \times 10^{10}$ [Cadet 2015] et $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Cadet 2016] ont été ajoutées. On constate un bon accord (quel que soit le Rayleigh) entre les données expérimentales et numériques malgré une différence notable de teneur en vapeur d'eau ($HR \approx 50\%$ dans le cas expérimental et air saturé en vapeur d'eau pour les cas numériques). Ceci explique probablement pourquoi l'accord est meilleur avec le nombre de Rayleigh le plus faible. En effet, dans le cas $Ra_H = 4,1 \times 10^{10}$, les effets radiatifs sont amoindris par des écarts de température plus faibles et amplifiés par une teneur en eau plus importante.

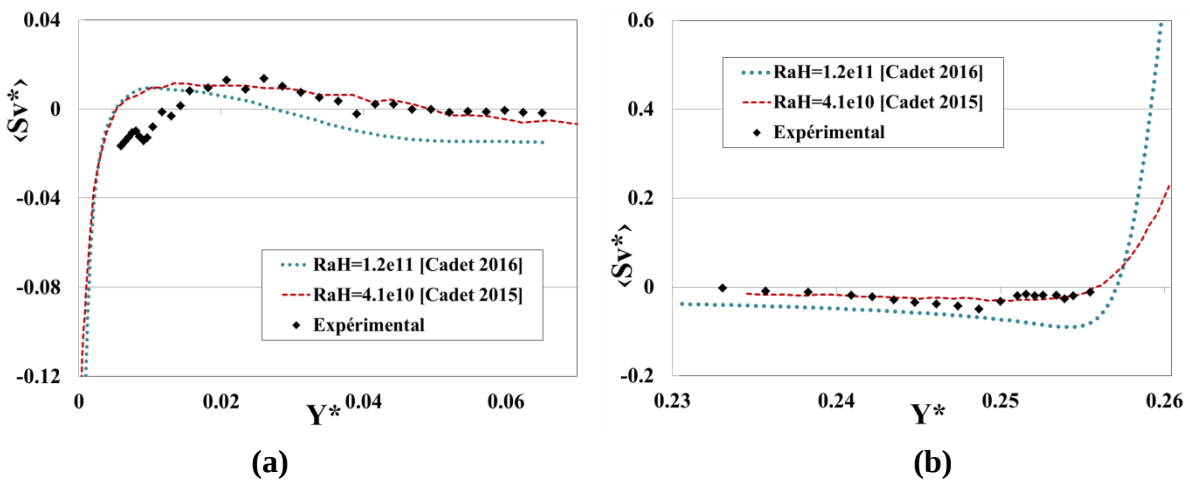


Figure 3-88 : Terme source radiatif expérimental ($HR \approx 50\%$) comparé aux valeurs numériques pour $Ra_H = 4,1 \times 10^{10}$ [Cadet 2015] et $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ [Cadet 2016] pour une émissivité de paroi de $0,10$ et $HR=100\%$ (évaluée à T_f) au voisinage des parois chaude (a) et froide (b) à la cote $Z^*=0,85$.

3.4.5 Comparaison avec des données issues de calculs numériques

Des calculs de DNS en 3D ont été menés par [Trias 2013] pour une configuration très proche de la cavité présentée ici : rapport de forme vertical de 3,84 et horizontal de 0,86, remplie d'air ($Pr=0,71$), un nombre de Rayleigh, $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$. Les conditions sur les parois avant/arrière et haut/bas sont des conditions de type Dirichlet proposées par [Salat 2004] (pour un nombre de Rayleigh $Ra_H = 1,5 \times 10^9$ dans une cavité cubique de 1 m de côté). Ces conditions ont été étirées afin de s'adapter au rapport de forme et dimensions étudiés (rapport de forme vertical de 3,84).

Pour rappel, la figure 3-89 présente les conditions de température utilisées sur les faces verticales avant et arrière dans l'étude numérique (à gauche) et les profils de température mesurée en 2.4.1 (à droite). On peut souligner les différences, notamment au centre, que présentent ces deux distributions. Mentionnons que la fonction proposée par [Salat 2004] tend à incliner les isothermes au cœur et à augmenter la stratification (espacer les isothermes) comparé au cas expérimental.

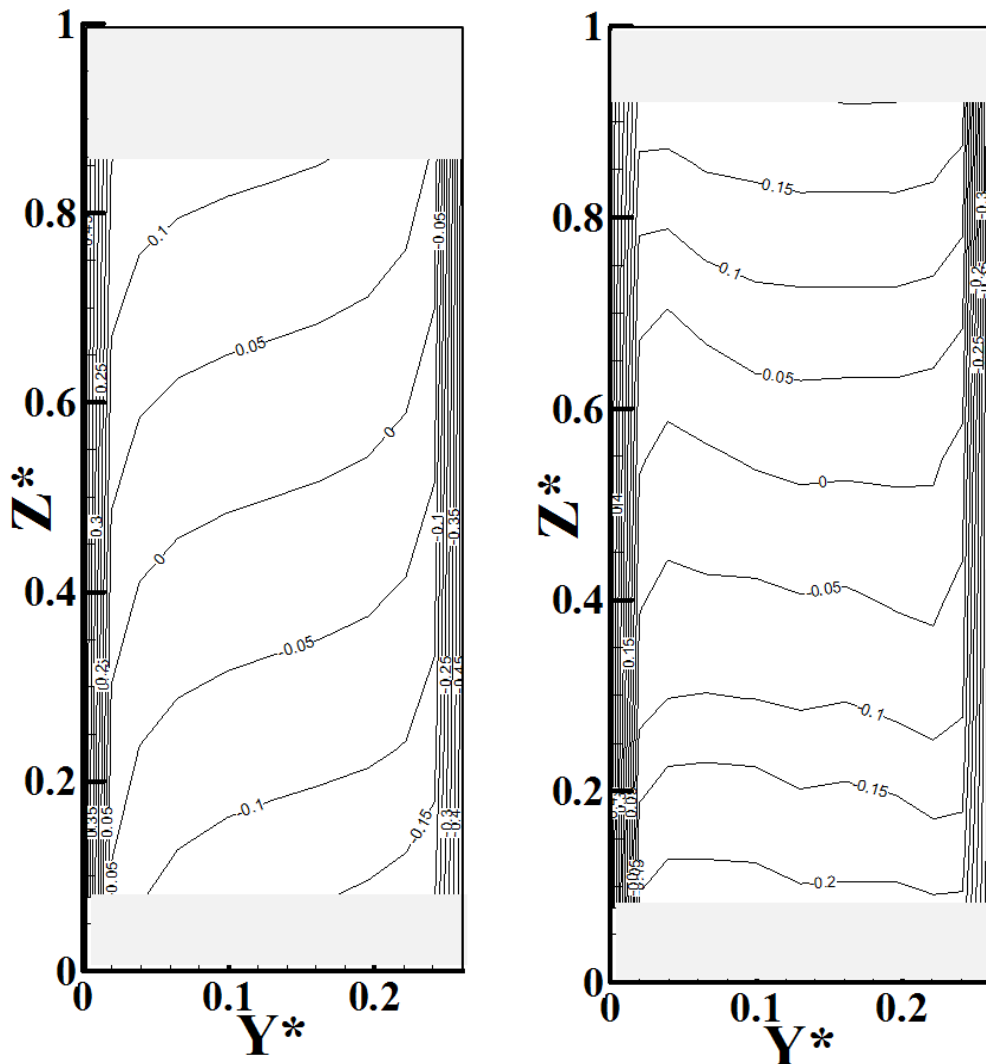


Figure 3-89 : Profils de température adimensionnée sur les faces avant/arrière utilisés pour les calculs de DNS 3D [Trias 2013] (à gauche) et mesurés en 2.4.1 (à droite) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Plus récemment, des simulations réalisées par un calcul de couplage convection/rayonnement complet par [Cadet 2015] pour la même configuration géométrique et des paramètres proches (cf. Tableau 3-1). Dans ses simulations, Laurent Cadet considère une humidité relative de 100 % et de 0 %, c'est-à-dire en intégrant ou non le rayonnement volumique de la vapeur d'eau. Dans le cas réel, l'humidité relative est aux alentours de 50 % (bornée par la température de la paroi froide qui impose la température de rosée) mais il est délicat, voire impossible, de la contrôler sur le dispositif expérimental actuel. Notons également qu'à ce jour, les calculs ne sont pas aboutis et complètement convergés et par conséquent toutes les quantités ne sont pas disponibles pour comparaison.

H	3,84 m	
$A_y = L/H$	0,26	
$A_x = D/H$	0,224	
ΔT	20 K	
T_0	292,15 K	
P_{ref}	101325 Pa	
V_{ref}	1,906 m/s	
t_{ref}	2,01 s	
$\sigma_B T_{ref}^4 / H$	107 W/m ³	
Ra_H	$1,2 \times 10^{11}$	
Pr	0,71	
Pl	$3,32 \times 10^{-4}$	
$\Theta_0 = T_0 / \Delta T$	14,6	
$\varepsilon_{froid} = \varepsilon_{chaud}$	0,15±0,05	0,15±0,05
$\varepsilon_{plafond} = \varepsilon_{plancher}$	0,10±0,05	0,60±0,05
$\varepsilon_{avant} = \varepsilon_{arriere}$	0,10±0,05	0,60±0,05
Espèce absorbante	H ₂ O	
H_r	0 et 100 % (à T_f)	
x_a	0 et 0,007 kg _e /kg _{as}	

Tableau 3-1 : Configuration physique de la cavité pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Malgré les différences de conditions aux limites (extrapolées depuis une cavité cubique), les profils de vitesse, température et flux thermiques turbulents obtenus numériquement ont tout de même été comparés avec les résultats expérimentaux issus des mesures couplées à une cote $Z^*=0,85$ (figures 3-90 à 3-99). Une bonne correspondance de la vitesse est constatée, les profils de vitesses simulées restent dans l'intervalle matérialisé par les fluctuations RMS de la

vitesse. Les différences de niveaux peuvent, entre autre, s'expliquer par des différences de conditions aux limites. La vitesse verticale (figures 3-90 et 3-91), côté chaud s'annule aux mêmes abscisses (épaisseur de couche limite dynamique respectée). Un léger écart est observé pour la température adimensionnée avec les résultats obtenus par Trias (figures 3-93 à 3-95) néanmoins le profil obtenu par DNS reste dans l'intervalle délimité par la valeur RMS de la température mesurée, en gardant en mémoire la différence des conditions aux limites thermiques entre la simulation et les mesures expérimentales.

En revanche, les simulations de Laurent Cadet indiquent clairement une température de cœur différente (en réalité liée à l'obtention d'une stratification légèrement différente en partie haute de la cavité). Cela est probablement dû aux effets radiatifs puisque $HR=0$ ou 100% (évaluée T_f) dans les simulations (contre environ 50% dans les résultats expérimentaux). Le flux turbulent vertical, $\langle W'^*\theta'^* \rangle$, côté chaud (figure 3-96) et côté froid (figure 3-97), ont également la même allure et des amplitudes comparables côté chaud. Comme pour la vitesse, les valeurs sont un peu sous-estimées mais la tendance reste la même, positives proche des parois et négatives côté chaud à $Y^*\approx 0,02$. Une différence importante est de nouveau observée au voisinage de la paroi froide avec les résultats de Laurent Cadet. On observe enfin un bon accord entre le calcul de l'énergie cinétique turbulente calculée par Laurent Cadet avec les résultats expérimentaux (figure 3-98) ainsi que pour le nombre de Nusselt reporté figure 3-99. Une comparaison plus fine pour tenter d'expliquer ces différences reste à mener une fois tous les résultats numériques convergés.

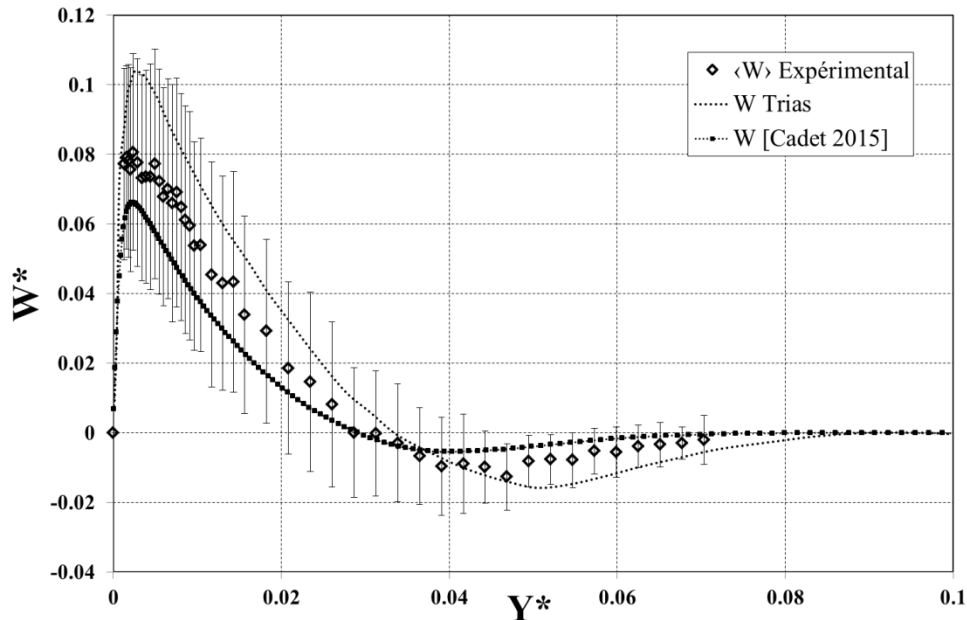


Figure 3-90 : Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne adimensionnée côté chaud obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

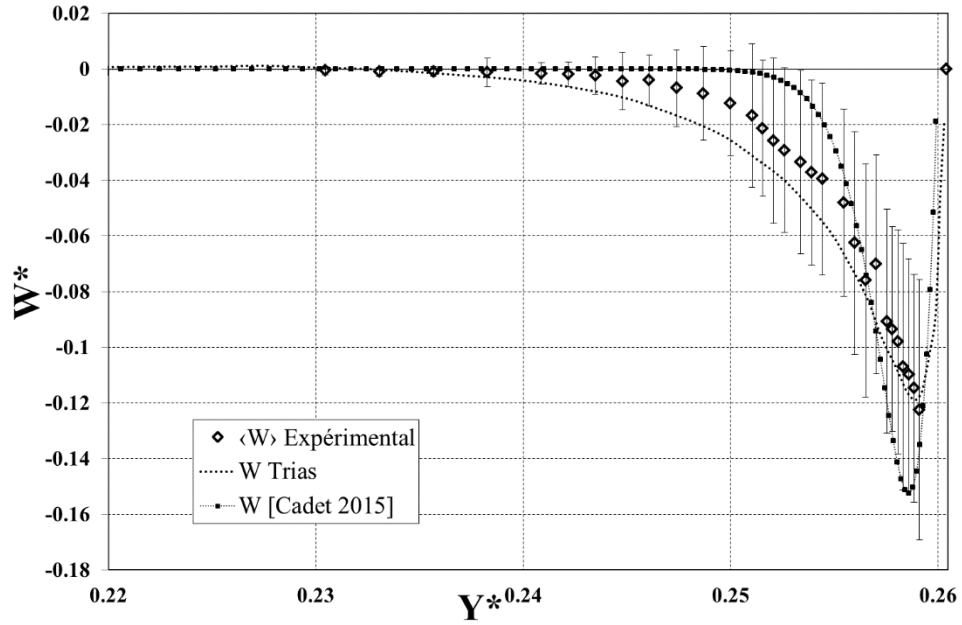


Figure 3-91 : Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne adimensionnée côté froid obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

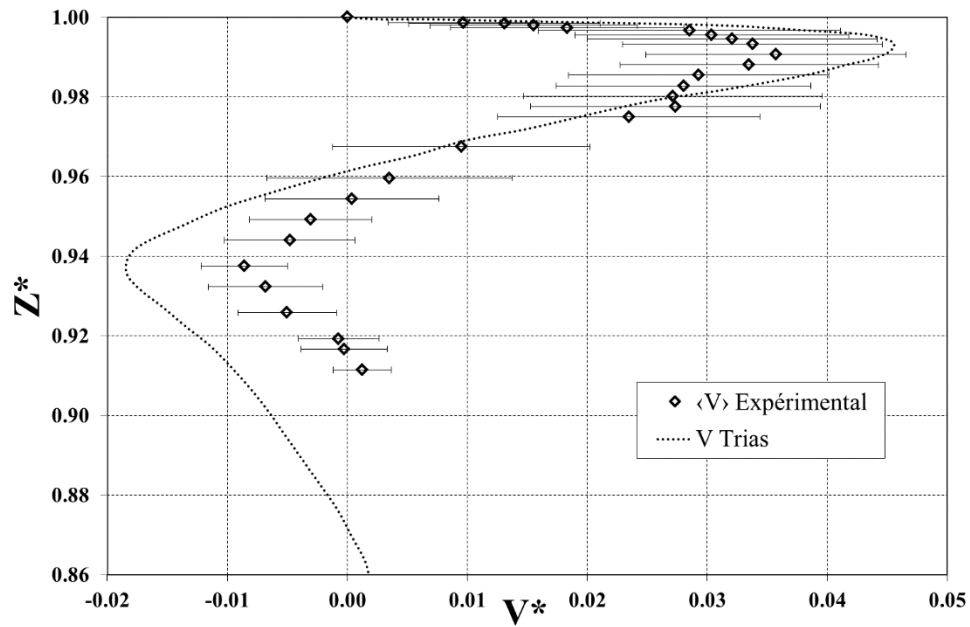


Figure 3-92 : Profils de la composante horizontale de la vitesse moyenne adimensionnée au plafond obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une abscisse $Y^*=0,13$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

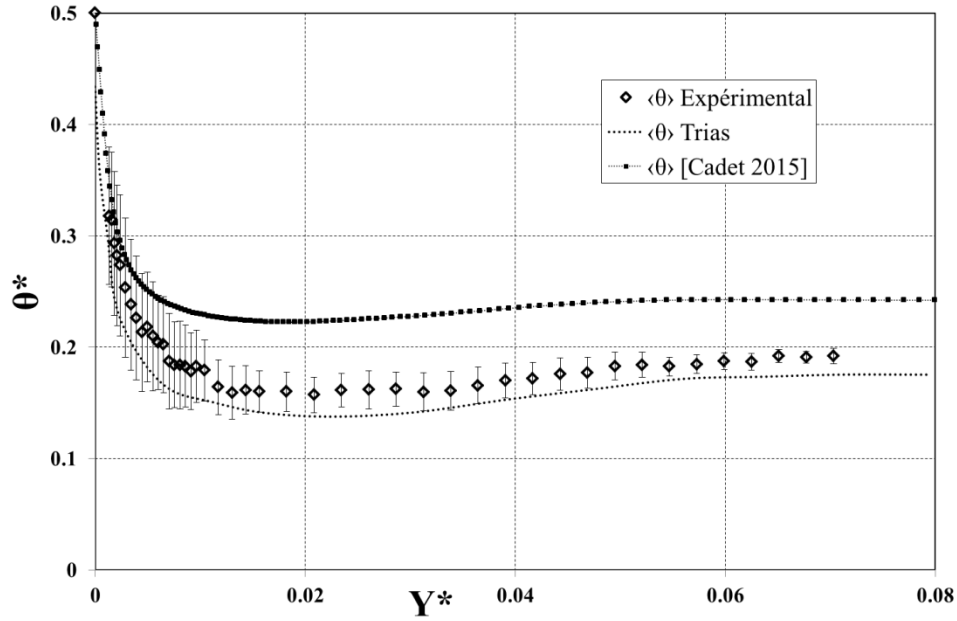


Figure 3-93 : Profils de la température moyenne adimensionnée côté chaud obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

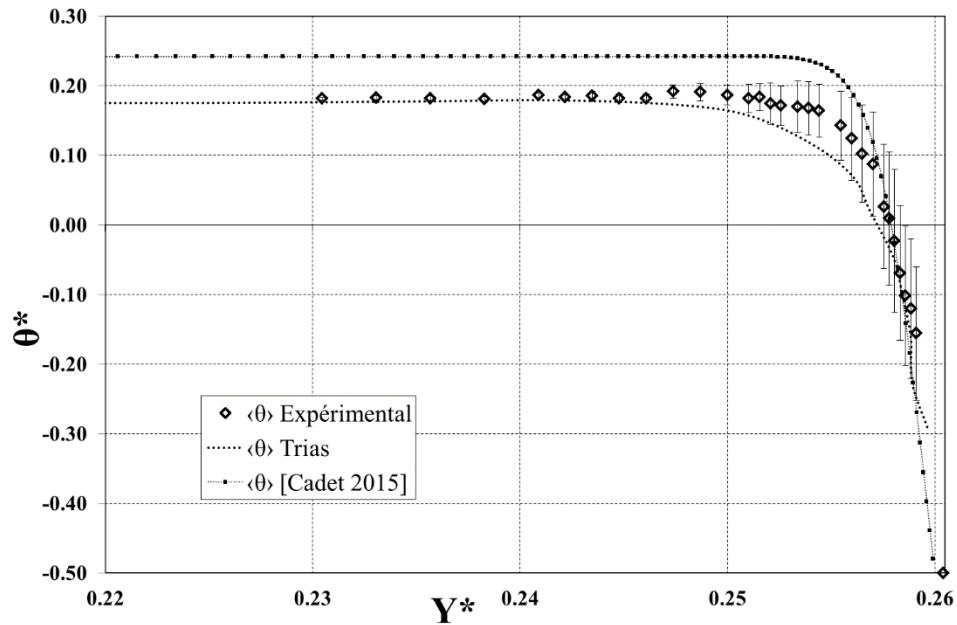


Figure 3-94 : Profils de la température moyenne adimensionnée côté froid obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

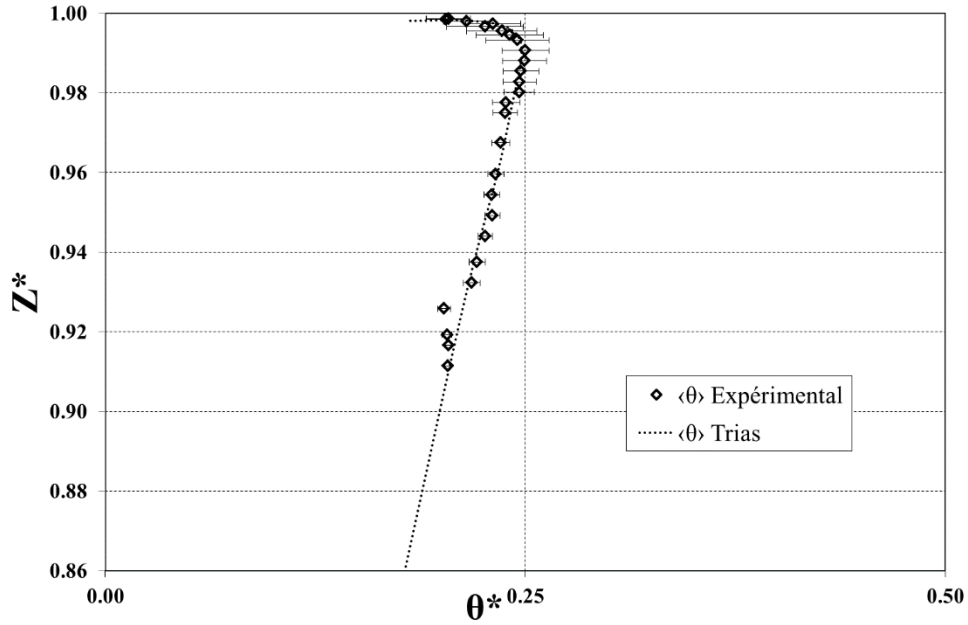


Figure 3-95 : Profils de la température moyenne adimensionnée au plafond obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une abscisse $Y^*=0,13$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

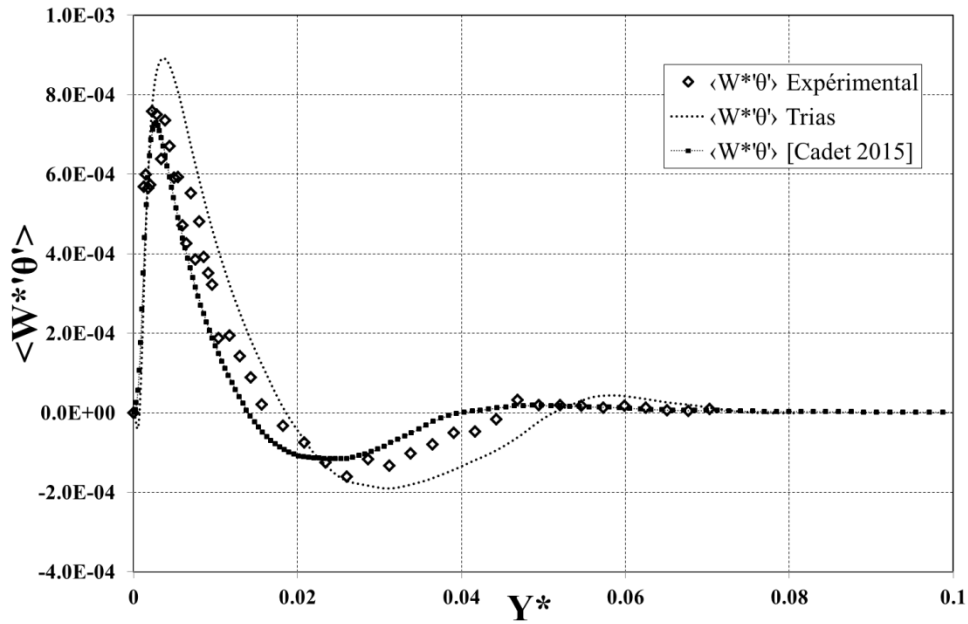


Figure 3-96 : Profils du flux thermique turbulent vertical adimensionnés côté chaud obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

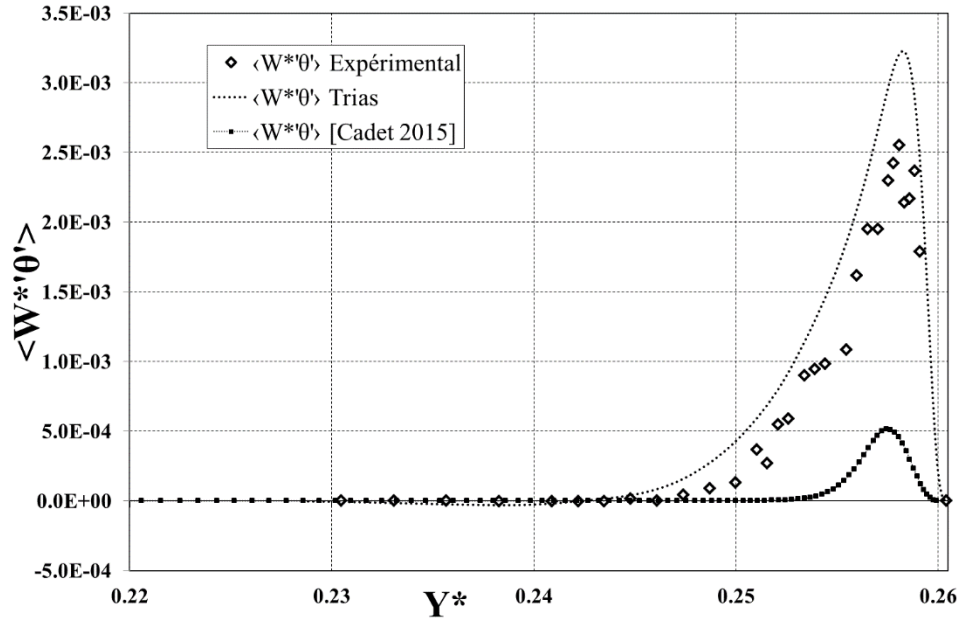


Figure 3-97 : Profils du flux thermique turbulent vertical adimensionné côté froid obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

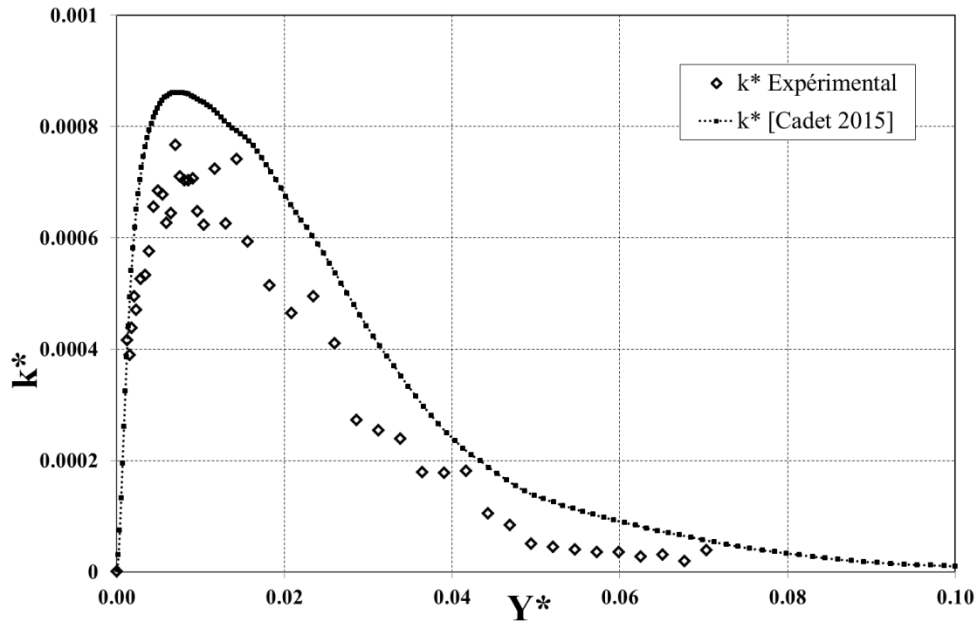


Figure 3-98 : Profils de l'énergie cinétique adimensionnée côté chaud obtenus par DNS [Trias 2013], LES [Cadet 2015] et avec les mesures couplées ($\diamond$) pour une cote $Z^*=0,85$ à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

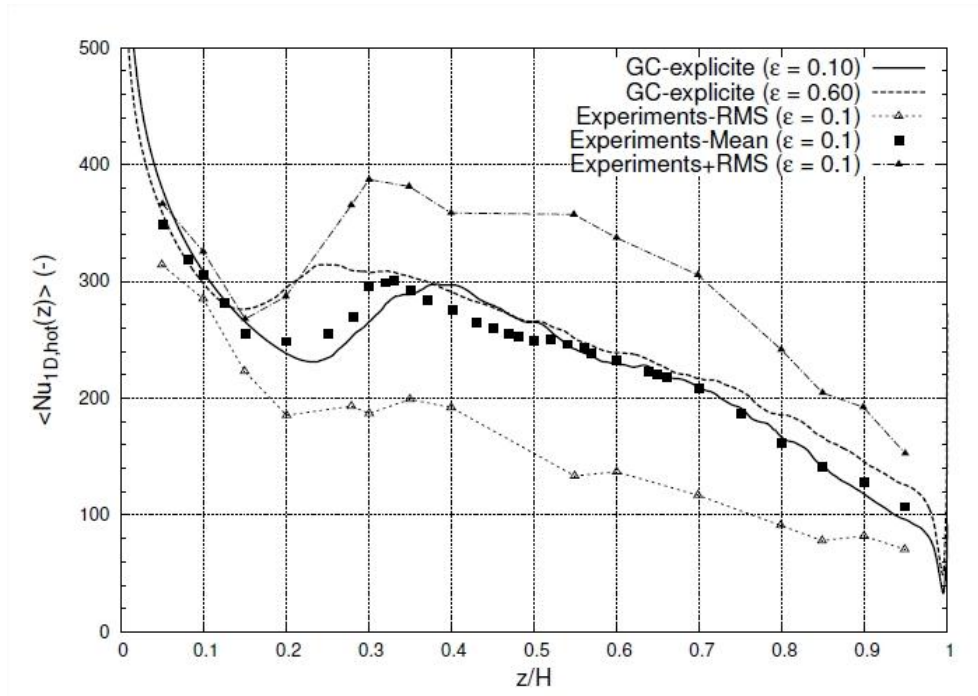


Figure 3-99 : Profil de Nusselt obtenus expérimentalement et numériquement [Cadet 2015] pour deux émissivités différentes avec une humidité relative de 100% pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

CHAPITRE 4 CONCLUSION – PERSPECTIVES

4.1 Conclusion générale

Afin de conclure ce mémoire, nous allons résumer les points exposés dans les différents chapitres. Tout d'abord, l'étude bibliographique a permis de replacer cette étude sur les écoulements de convection naturelle turbulente en cavité différentiellement chauffée dans son contexte. A cet effet, nous avons passé en revue les différents régimes, laminaire puis transitoire, par lesquels l'écoulement passe avant d'atteindre la turbulence ainsi que les corrélations existantes qui lient les paramètres adimensionnés du problème : le nombre de Rayleigh et le nombre de Nusselt. Un point sur les travaux expérimentaux antérieurs de [Rouger 2009] et de [Djanna 2011] a permis de rappeler la topologie de l'écoulement en cavité différentiellement chauffée pour le nombre de Rayleigh étudié, $1,2 \times 10^{11}$. On peut mentionner notamment que la centro-symétrie (observée dans le cas présent), vérifiée à l'aide des profils de température, permet de limiter l'étude à la moitié supérieure de la cavité. Une discussion sur les différentes approches numériques existantes pour résoudre ou modéliser les écoulements turbulents :

- l'approche DNS qui résout directement les équations de Navier-Stokes, très coûteuse en ressources et en temps de calcul,
- l'approche LES qui modélise les petites échelles de la turbulence pour diminuer la gamme des échelles à résoudre (seulement les plus grandes),
- l'approche RANS qui modélise toutes les échelles de la turbulence, moins précise (du fait des modèles RANS encore mal adaptés aux écoulements de convection naturelle) mais moins coûteuse en temps de calcul.

Une revue des différentes méthodes utilisées pour synchroniser les mesures de vitesse et de température a ensuite permis de constater que les solutions expérimentales proposées dans la littérature sont « relativement » récentes, notamment grâce à l'amélioration des techniques de mesure. Enfin, on a pu discuter de la multiplicité des critères de détection de structures cohérentes au sein d'un champ de vitesse.

Le contexte étant installé, une description plus détaillée de la cavité dont il est question ici, a été apportée. On peut notamment rappeler la configuration et les conditions aux limites considérées :

- grandes dimensions ($3,84 \times 1 \times 0,86 \text{ m}^3$) permettant d'obtenir un écoulement de convection naturelle pleinement turbulent pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$ en restant dans le cadre de l'approximation de Boussinesq ($\Delta T = 20^\circ\text{C}$),
- deux parois faiblement émissives ($\varepsilon=0,15$) à températures imposées,

- quatre parois adiabatiques de faible émissivité ($\lambda \approx 0,030 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $\varepsilon=0,10$), dont la température a été caractérisée avec une attention particulière.

C'est au sein de cet environnement que des mesures synchrones de vitesse et de température ont été réalisées. A cet effet, le choix de la PIV s'est imposé pour les acquisitions de vitesse et le micro-thermocouple pour les acquisitions de température. En effet, grâce à ses faibles dimensions ($\varnothing 12,7 \mu\text{m}$) le micro-thermocouple permet une acquisition avec un faible temps de réponse en perturbant le moins possible l'écoulement. La PIV, quant à elle, asservie en fréquence, a permis une synchronisation aisée avec les mesures de température.

L'exposé s'est ensuite focalisé sur les résultats des mesures et leur analyse. Nous avons tout d'abord rappelé les équations de conservations qui régissent le mouvement, la topologie générale de l'écoulement dans la cavité ainsi que l'importance du couplage existant entre la température et la vitesse pour cet écoulement de convection naturelle. Une méthode de post-traitement des données, basée sur une décomposition en modes en fonction de l'énergie cinétique de l'écoulement, a ensuite été appliquée sur les champs de vitesse. Cela a permis notamment d'améliorer le calcul des gradients de vitesse mais également de fournir un autre angle de vue de l'analyse de l'écoulement par l'identification des modes principaux et de leur fréquence.

L'analyse s'est ensuite portée sur l'étude dans un plan horizontal où l'on a pu confirmer que l'écoulement moyen est quasi-bidimensionnel. Cette partie de l'étude a également permis de décrire qualitativement l'écoulement horizontal mais les faibles vitesses n'ont pas permis, dans les conditions de mesure, une analyse statistique plus fine. L'étude principale a été effectuée dans le plan vertical médian. Une première description a permis, comme pour le plan horizontal, de décrire l'écoulement instantané. Les structures cohérentes visibles ont notamment pu être observées et caractérisées à l'aide d'un critère de détection basé sur la comparaison des matrices de rotation et de cisaillement du tenseur gradient de vitesse. Une première échelle de structure de l'ordre du centimètre a ainsi été dégagée de cette première étude. Des échelles spatiales et temporelles ont ensuite été recherchées par le biais du calcul des micro-échelles de Taylor et des échelles intégrales. Le même ordre de grandeur d'échelle spatiale en est ressorti.

Les résultats des mesures couplées ont ensuite pu être valorisés à travers le calcul et l'utilisation des flux thermiques turbulents. Dans un premier temps, on a pu retrouver des paramètres classiques de modèles de turbulence tels que le nombre Prandtl turbulent de l'ordre de l'unité du côté de la paroi chaude. Toutefois, cette modélisation peut encore être améliorée pour ce type d'écoulement, particulièrement en raison de la présence de singularités dans le calcul. Dans un second temps, l'analyse s'est portée sur le calcul de quantités intégrées :

- le débit-masse qui semble s'accroître linéairement en début de couche limite ($Z^* < 0,5$) puis décroître au-delà,
- les débits enthalpiques grâce auxquels on a montré que l'énergie est essentiellement transportée par le mouvement moyen dans la direction verticale et par le mouvement fluctuant dans la direction horizontale.

Une discussion a également été menée sur le calcul de quantités dérivées. Le bilan d'énergie cinétique a confirmé que la puissance due aux forces de flottabilité est essentiellement transmise par le mouvement moyen tandis que celle due à la dissipation est plutôt transportée par le mouvement fluctuant. Une estimation du terme source radiatif a également permis de constater que l'impact local du rayonnement volumique n'est pas négligeable au voisinage des parois ($\approx 240 \text{ W/m}^3$). Néanmoins, ce résultat est à considérer avec précaution étant données les hypothèses faites pour obtenir ce terme ainsi que les incertitudes cumulées intervenant dans le calcul de ce terme (obtenu par estimation de tous les autres termes de l'équation d'énergie).

Enfin, une première comparaison des résultats expérimentaux avec des simulations basées sur un calcul DNS et une approche de type LES faisant intervenir les transferts radiatifs a montré un bon accord entre les données expérimentales et les résultats numériques. Des résultats qui peuvent encore être améliorés par l'ajustement des conditions aux limites du problème, notamment les conditions de température des parois adiabatiques.

4.2 Perspectives

Des campagnes de mesures couplées ont été réalisées aux mêmes cotes, c'est-à-dire à $Z^*=0,75$ et $0,85$ côté chaud et froid, ainsi qu'au voisinage du plafond de la cavité à mi largeur, pour des nombres de Rayleigh plus faibles correspondant à des écarts de température de 14°C ($Ra_H = 8,3 \times 10^{10}$) et de 7°C ($Ra_H = 4,2 \times 10^{10}$). L'analyse de ces mesures n'a, pour le moment, pas été poussée aussi loin. Il reste donc, d'une part, à comparer l'évolution des flux thermiques turbulents en fonction du nombre de Rayleigh. D'autre part, cela peut permettre d'étudier l'évolution en fonction du Rayleigh des différentes quantités intégrées et dérivées calculées dans les parties 3.4.3 et 3.4.4.

Des mesures de vitesse par Laser Doppler Velocity (LDV) à trois composantes sont également prévues dans l'optique d'un couplage avec la température. Le principe de cette mesure est de créer un réseau de franges d'interférences dans un volume de mesure à l'aide de faisceaux laser. La vitesse d'une particule séjournant dans ce volume est ensuite calculée en mesurant la fréquence d'illumination de cette particule par les franges, la distance interfrange étant connue. Bien que la mesure en LDV est déclenchée par le passage d'une particule dans le volume de mesure il est possible, en sous échantillonnant, de faire une acquisition à fréquence imposée. Il faut bien sûr pour cela qu'il y ait au moins une particule qui soit passée

dans le volume de mesure entre chaque pas de temps de l'échantillonnage. Cela permettrait d'obtenir les flux thermiques turbulents selon les trois composantes d'espace car le mouvement moyen n'est pas parfaitement bidimensionnel dans la cavité et les fluctuations de vitesse suivant la profondeur ne sont donc pas nulles.

Enfin, on rappelle que toutes les précautions ont été prises pour limiter le rayonnement et étudier uniquement l'impact des transferts convectifs sur les mécanismes de transferts de chaleur et de quantité de mouvement. On peut envisager d'effectuer la même étude pour d'autres émissivités de paroi pour analyser l'impact du rayonnement sur cet écoulement turbulent.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Adrian 1991] R. J. Adrian, Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23 (2001) 261-304
- [Arpaci 1986] V. S. Arpaci, Microscales of turbulence and heat transfer correlations, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 29-8 (1986) 1071–1078
- [Amaouche et Peube 1986] M. Amaouche, J.-L. Peube, Convection mixte autour d'un cylindre horizontal .Influence des variations des propriétés physiques avec la température, *Int. J. of Heat and Mass Trans.*, 29 (1986) 1293-1300
- [Batchelor 1954] W. K. Batchelor, Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures, *J. of Applied Mathematics*, 12 (1954) 209-233
- [Eckert et Carlson 1961] E. G. Eckert, W. O. Carlson, Natural convection in a layer enclosed between two vertical plates with different temperatures, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2 (1961) 106–120
- [Bejan 1979] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, second ed., Wiley, New-York (1995) 189–190
- [Bejan 2004] A. Bejan, *Convection Heat transfer*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2004)
- [Boutier 2012] A. Boutier, *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*, Hermès science publ. (2012)
- [Brachet *et al.* 1983] M. E. Brachet, D. I. Meiron, S. A. Orszag, B. G. Nickel, R. H. Morf, U. Frish, Small-scale structure of the Taylor-Green vortex, *J. Fluid Mech.*, 130 (1983) 411-452
- [Bratis et Novotny 1974] J. C. Bratis, J. L. Novotny, Radiation-convection interaction in the boundary layer regime of an enclosure, *Int. J. of Heat and Mass Trans.*, 17-1 (1974) 23–36
- [Briggs et Jones 1985] D.G. Briggs, D.N. Jones, Two dimensional periodic natural convection in a rectangular enclosure of aspect ratio one, *J. Heat Transf.*, 107 (1985) 850–854
- [Bruun 1995] H. H. Bruun, *Hot-wire anemometry Principles and signal analysis*, Oxford University Press (1995) 21-45

- [Cadet 2015] L. Cadet, Etude du couplage convection-rayonnement en cavité différentiellement chauffée à haut nombre de Rayleigh en ambiances habitables, *Thèse de doctorat* (Université de La Rochelle - 2015)
- [Cadet 2016] L. Cadet, P. Belleoud, D. Saury, Communication privée sur les résultats numériques LES concernant le terme source radiatif pour la cavité de grandes dimensions à $Ra_H=1,2\times 10^{11}$, (Avril 2016)
- [Catton, Ayyaswamy et Elever 1974] A.I. Catton, Natural convection in enclosures, Natl. Res. Council of Canada Canadian Society for Chemical Engineering, and Canadian Society for Mechanical Engineering, *Proceedings of The 6th Int. Heat Transf. Conf*, 6 (1978) 13–31.
- [Chassaing 2000] P. Chassaing, *Turbulence en Mécanique des Fluides*, Toulouse: Cépaduès (2000) 56
- [Chatterjee 2000] A. Chatterjee, An introduction to the proper orthogonal decomposition, *Current Sci.*, vol. 78, No. 7 (2000), 808-817
- [Cheesewright et al. 1986] R. Cheesewright, K. J. King, S. Ziai, Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows, *Notes on Numerical Flow Dynamics of ASME Winter Annual Meeting*, 60 (1986) 75-81
- [Cheesewright et Ziai 1986] R. Cheesewright, S. Ziai, Distribution of temperature and local heat-transfer in turbulent natural convection in a large rectangular cavity, *Proc. 8^e Int. Heat Transf. Conf.* (1986) 1465-1469
- [Clergent 2000] Y. Clergent, Influence du rayonnement thermique sur les écoulements de convection naturelle en espace confiné, *Thèse de doctorat* (Université de Toulouse 3 - 2000)
- [Cuticore et al. 1999] R. Cucitore, M. Quadrio, A. Baron, On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex, *Eur. J. Mech. B/F* 18, (1999) 261-282
- [Dantec 2000] Dantec, *FlowMap Particle Image Velocimetry Instrumentation*, vol. 1 (2000)
- [Djanna 2011] F. Djanna, Convection naturelle turbulente en cavité différentiellement chauffée à grands nombres de Rayleigh : caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts thermiques, étude numérique du couplage convection-rayonnement, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 2011)
- [Felis 2010] F. Felis , M. Pavageau, J. C. Elicer-Cortés et T. Dassonville, Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a double stream-twin jet air curtain for heat confinement in case of tunnel fire, *Int. Com. in Heat and Mass Tr.*, 37-9 (2010), 1191-1196

- [Fusegi et Farouk 1989] T. Fusegi, B. Farouk, Laminar and turbulent natural convection-radiation interactions in a square enclosure filled with a nongray gas, *Num. Heat Trans.*, 15-3 (1989) 303-322
- [Gebhart 1988] B. Gebhart, Y. Jaluria, R. P. Mahajan, B. Sammakia, *Buoyancy-induced flows and transport*, HPC New York (1988) 585-596
- [Germain 2015] F. Germain, Fluorescence plane induite par laser appliquée à l'étude d'un écoulement de convection mixte - Caractérisation et simulation, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 2015)
- [Gill 1966] A. E. Gill, The boundary layer regime for convection in a rectangular cavity, *J. Fluid Mech.*, 26 Part 3 (1966) 515-535
- [Graftieaux *et al.* 2001] L. Graftieaux, M. Michard, N. Grosjean, Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows, *Measurement Sc. and Tech.*, 12 (2001) 1422-1429
- [Gray et Giorgini 1976] D. D. Gray, A. Giorgini, The validity of Boussinesq approximation for liquids and gases, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 19 (1976) 545-551
- [Henkes 1990] R. A. W. M. Henkes, Natural Convection Boundary Layers, *Thèse de doctorat* (Université Technologique de Delft - 1990)
- [Hirota 2010] M. Hirota, E. Mohri, H. Asano et H. Goto, Experimental study on turbulent mixing process in cross-flow type T-junction, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 31 (2010), 776-784
- [Hu 2004] H. Hu et M. M. Koochesfahani, Flow visualisation and simultaneous velocity and temperature measurements in the wake of a heated cylinder, (11th International Symposium on flow visualization 9-12 août 2004) University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, USA
- [Hunt et al 1988] J.C.R. Hunt, A.A. Wray, P. Moin, Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows. Tech. Report CTR-S88, Center for Turbulence Research, 1988
- [Ibrahim et al. 2013] A. Ibrahim, D. Saury, D. Lemonnier, Coupling of turbulent natural convection with radiation in an air-filled differentially-heated cavity at $Ra=1,59 \times 10^9$, *Computers & Fluids*, 88 (2013) 115-125
- [Ilie 2012] A. Ilie, D. Saury, D. Lemonnier, P. Belleoud, Coupled temperature and velocity measurements in turbulent natural convection flows, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 395 (2012), 012067
- [Ismail 2004] K. Ismail, Identification des structures et calcul des trajectoires dans des écoulements turbulents, *mémoire de mastère ENIM* (2004)

- [Ismail *et al.* 2006] K. Ismail, M. Ben Chiekh, S. Ben Nasrallah, Techniques d'identification des structures cohérentes dans un écoulement 2D, *38^e Congrès National d'Analyse Numérique* (2006).
- [Jeong et Hussain 1995] J. Jeong, F. Hussain, On the Identification of a vortex, *J. of fluid Mech.*, 285 (1995) 69-94
- [Joubert 2008] P. Joubert, Contribution à l'amélioration de la prévision des écoulements de convection naturelle turbulente en cavité, *Habilitation à diriger des recherches* (Université de La Rochelle – 2008)
- [Kida et Miura 1998] S. Kida, H. Miura, Identification and analysis of vortical structures, *Eur. J. Mech. B/F* 17, (1998) 471-488
- [Kuz'min et Patashinskii 1986] G. A. Kuz'min, A. Z. Patashinskii, Tensor characteristics of coherent vortex structures, *J. of Applied Mech and Technical Physics*, 27-5 (1986) 735-739
- [Lagarias *et al.* 1998] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright, and P. E. Wright, Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions, *SIAM Journal of Optimization*, 9-1 (1998) 112-147
- [Lalizel 2004] G. Lalizel, Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres, *Thèse de doctorat* (Université de Rouen - 2004)
- [Lankhorst 1991] A. Lankhorst, Laminar and turbulent natural convection in cavities, *Thèse de doctorat* (Université Technologique de Delft - 1991)
- [Lascaux 1986] P. Lascaux, R. Théodor, *Analyse numérique matricielle appliquée à l'art de l'ingénieur*, Tome 1, Ed Masson (1986), 72-78
- [Le Quéré 1987] P. Le Quéré, Étude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différentiellement chauffée par méthodes spectrales Chebyshev, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 1987)
- [Lugt 1983] H.J. Lugt, *Vortex flow in nature and technology*, Wiley (1983)
- [Lumley et Tennekes 1967] J. L. Lumley, H. Tennekes, *A first course of turbulence*, MIT Press (1967)
- [Mallinson 1977] G.D. Mallinson, G. De Vahl Davis, Three-dimensional natural convection in box: a numerical study, *J. Fluid Mech.*, 33 part. 1 (1977) 1–31
- [Mergui 1993] S. Mergui, Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 1993)

- [Mergui 1996] S. Mergui, F. Penot, Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée investigation expérimentale à $Ra=1,69 \times 10^9$, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 39 (3) (1996) 563–574
- [Mergui et Penot 1997] S. Mergui, F. Penot, Analyse des vitesses et température de l'air en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40-14 (1997) 3427—3441
- [Michard et Favelier 2004] M. Michard, T. Favelier, Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par PIV, 9^e *Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, Bruxelles, Belgique (2004)
- [N'Damé 1992] A. N'Damé, Etude expérimentale de la convection naturelle en cavité : de l'état stationnaire au chaos, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 1992)
- [Ostrach 1972] S. Ostrach, Natural convection in enclosures, *Adv. Heat Trans.*, 8 (1972) 161-227
- [Paranthoën 1972] P. Paranthoën, Estimation des paramètres statistiques d'une grandeur physique aléatoire ; Application au cas de la diffusion d'une source linéaire de chaleur dans la couche limite turbulente d'une plaque plane, *Thèse de doctorat* (Université de Rouen - 1972)
- [Peng et Davidson 2001] S. Peng, L. Davidson, Large eddy simulation for turbulent buoyant flow in a confined cavity, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 22 (2001) 323-331
- [Peng et Davidson 2002] S. Peng, L. Davidson, On a subgrid-scale heat flux model for large eddy simulation for turbulent thermal flow, *Int. J. Heat and Mass Trans.*, 45 (2002) 1393-1405
- [Pietri 2000] L. Pietri, M. Amielh et F. Anselmet, Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a slightly heated jet combining a cold wire and laser Doppler anemometry, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 21 (2000), 22-36
- [Podvin 2001] B. Podvin, *Introduction à la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres ou P.O.D.*, Notes de cours, Université Paris-Sud (2001)
- [Pons et Le Quéré 2005] M. Pons, P. Le Quéré, An example of entropy balance in natural convection, Part 1: the usual Boussinesq equations, *C. R. Mécanique*, 333 (2005) 127–132
- [Quon 1977] C. Quon, Free convection in an enclosure revisited, *J. Heat Trans.*, 99 (1977) 340-342
- [Raffel 2007] M. Raffel, *Particle Image Velocimetry*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2007)

- [Rouger 2009] N. Rouger, Sensibilité de la convection naturelle en cavité différentiellement chauffée à des variations de paramètres géométriques, thermiques et massique, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 2009)
- [Salat 2004] J. Salat, Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différentiellement chauffée, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 2004)
- [Salat et al. 2004] J. Salat, S. Xin, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, Experimental and numerical investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity, *Int. J. Heat Fluid Flow* (2004) 824–832
- [Saury et al. 2011] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in air-filled cavity: Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. Com. in Heat and Mass Tr.*, 28 (2011), 679-687
- [Sergent 2000] A. Sergent, Approche numérique d'écoulements de convection naturelle turbulente en cavité par la simulation des grandes échelles, *Thèse de doctorat* (Université de La Rochelle - 2000)
- [Sergent et al. 2003] A. Sergent, P. Joubert, P. Le Quéré, Development of a subgrid diffusivity model for large-eddy simulation of buoyancy-driven flows : Application to a square differentially heated cavity, *Num. Heat Trans. ; Part A : Application*, 44-8 (2003) 789-810
- [Sergent 2009] A. Sergent, D. Saury, Communication privée sur les transferts de chaleur à la paroi dans la cavité différentiellement chauffée à $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$, (2009)
- [Sergent et al. 2013] A. Sergent, S. Xin, P. Joubert, P. Le Quéré, J. Salat, F. Penot, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part I: Reference solutions using Chebyshev spectral methods, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 39 (2013) 1-14
- [Sergent et al. 2013] A. Sergent, P. Joubert, S. Xin, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part II: End walls effects using large eddy simulation, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 39 (2013), 15-27
- [Skurtys 2004] O. Skurtys, Contribution au contrôle de la convection naturelle par excitation thermique des couches limites en cavité différentiellement chauffée, *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers - 2004)
- [Shu et al. 2005] C.W. Shu, W.S. Don, D. Gottlieb, O. Schilling, L. Jameson, Numerical convergence study of nearly incompressible, inviscid Taylor-Green vortex flow, *J. of Scientific Computing*, 24-1 (2005) 569-595

- [Soria et al. 2004] M. Soria, F.X. Trias, C.D. Pérez-Segarra, A. Oliva, Direct simulation of a three-dimensional natural-convection flow in a differentially heated cavity of aspect ratio 4, *Numer. Heat Transf. Part A*, 45 (2004) 649–673
- [Thole et Bogard 1994] K. A. Thole et D. G. Bogard, Simultaneous temperature and velocity measurements, *Meas. Sci. Technol.*, 5 (1994), 435-439.
- [Tian et Karayiannis 2000] Y. S. Tian et T. G. Karayiannis, Low turbulence natural convection in an air filled square cavity Part I: the thermal and fluid flow fields, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 43 (2000) 849–866
- [Trias et al. 2007] 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, *J. of Fluid Mech.*, 586 (2007) 259–293
- [Trias et al. 2010] F. X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part I: Numerical methods and time-averaged flow, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 53 (2010) 674-683
- [Trias et al. 2010] F. X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part II: Heat transfer and flow dynamics, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 53 (2010) 665-673
- [Trias 2013] F. X. Trias, D. Saury, A. Sergent, Communication privée concernant les résultats numériques et expérimentaux au sein de la cavité différenciellement chauffée pour $Ra_H=1,2\times 10^{11}$, (2013)
- [Velusamy et al. 2001] K. Velusamy, T. Sundararajan, K. N. Seetharamu, Interaction effects between surface radiation and turbulent natural convection in square and rectangular enclosures, *J. of Heat Trans.*, 123-6 (2001) 1062–1070
- [Xin et al. 2014] S. Xin, J. Salat, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part III: a full convection-conduction-surface radiation coupling, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 42 (2014) 33-48
- [Xin 1993] S. Xin, Simulation numérique de convection naturelle turbulente, *Thèse de doctorat* (Université de Paris VI - 1993)
- [Xin et Le Quéré 2001] S. Xin, P. Le Quéré, Linear stability analyses of natural convection flows in a differentially heated square cavity with conducting horizontal walls, *Physics of Fluids*, 13-9 (2001) 2529-2542

[Xin et Le Quéré 1995] S. Xin, P. Le Quéré, Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4, *J. Fluid Mech.*, 304-1 (1995) 87-118

[Yin *et al.* 1978] Natural convection in an air layer enclosed within rectangular cavities, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 21 (1978) 307-315

[Wardana 1995] I. N. G. Wardana, T. Ueda et M. Mizomoto, Velocity-temperature correlation in strongly heated channel flow, *Experimental in Fluids*, 18 (1995), 454-462

Publications réalisées sur le sujet :

A. Ilie, D. Saury, D. Lemonnier, P. Belleoud, Coupled temperature and velocity measurements in turbulent natural convection flows, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 395 (2012), 012067

P. Belleoud, D. Saury, P. Joubert, D. Lemonnier, F. Djanna, Experimental investigations in an air-filled differentially-heated cavity at large Rayleigh Numbers, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 395 (2012), 012119.

P. Belleoud, A. Ilie, D. Saury, Réalisation de mesures couplées vitesse/température dans un écoulement de convection naturelle turbulent, *Soc. Fr. de Therm.* (Gérardmer, 28-31 mai 2013), 6125.

P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Mesure des flux thermiques turbulents dans une cavité différentiellement chauffée à $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$, *Soc. Fr. de Therm.* (Lyon, 3-6 juin 2014), 08765.

P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Utilisation de la SVD pour l'analyse des champs de vitesse de convection naturelle turbulente, *Soc. Fr. de Therm.* (La Rochelle, 26-29 mai 2015), 43276.

P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Coupled temperature and velocity measurements and use of the pod for the estimation of turbulent heat fluxes in a differentially heated cavity, *Proc. of the 1st Thermal and Fluid Engineering Summer Conf.* (New York City, 9-12 août 2015), 12703.

P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Highly turbulent natural convection, *1st Thermal and Fluid Engineering Summer Conf. – Photogallery Sessions* (New York City, 9-12 août 2015).

P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Utilisation de mesures couplées vitesse/température pour le calcul de quantités turbulentes, *Soc. Fr. de Therm.* (Toulouse, 31 mai au 3 juin 2016), 15172.