

Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

Ce quatrième chapitre est consacré à la présentation et à l'analyse des mesures réalisées au cours de cette thèse. Il est axé sur le résultat essentiel de ces expériences qui est l'observation d'un changement de régime d'écoulement dans le canal et s'attache à caractériser ce changement de régime. De nombreux profils mesurés au cours des expériences 1 à 7 sont présentés ici : profils de vitesse et de température moyennes, mais aussi des fluctuations des deux composantes de la vitesse ainsi que de la température.

La première section montre une première étude fréquentielle des signaux de vitesse et de température. Cette analyse ne met en évidence aucune fréquence particulière mais permet de caractériser les signaux de vitesse et de température.

La seconde section présente le changement de régime dans le canal à partir des profils de vitesse et de température moyennes en fonction de la hauteur. Après avoir localisé le changement de régime, et analysé son impact sur les transferts convectifs grâce aux corrélations entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh locaux (basés sur la hauteur x), celui-ci est caractérisé d'un point de vue cinématique et thermique.

Dans la troisième partie, la transition dans le canal est expliquée à partir d'une modélisation zonale de l'écoulement. Après avoir découpé le canal en trois zones, l'écoulement est décrit dans chaque zone en s'appuyant sur l'étude des fluctuations de vitesse et de température en fonction de la hauteur.

La quatrième partie, quant à elle, est consacrée à l'étude de la transition en fonction de la puissance injectée. Alors que les trois sections précédentes s'appuient sur les mesures faites sur la hauteur lors des expériences 6 et 7 (cf. tab. 3.1), cette section s'intéresse aux profils mesurés en sortie lors des expériences 1 à 7. Dans cette partie, le lien est fait entre le changement de régime en fonction de la hauteur et en fonction de la puissance injectée notamment avec la correspondance entre les nombres de Rayleigh locaux et globaux basés respectivement sur x et b . Les évolutions du transfert de chaleur global et du débit dans le canal sont présentées ainsi que les profils de température et de vitesse moyennes et fluctuantes.

Enfin, les deux dernières sections traitent de l'analyse de l'écoulement au travers des bilans d'énergie et de quantité de mouvement. Ces bilans permettent de valider les hypothèses faites dans la modélisation de l'écoulement sur les couplages entre fluctuations de vitesse et de température. De plus, l'évolution de la pression dans le canal est décrite à partir de l'estimation des différents termes de l'équation moyenne de bilan de quantité de mouvement. Cette étude montre que la pression en sortie de canal est supérieure à la pression atmosphérique à la même altitude.

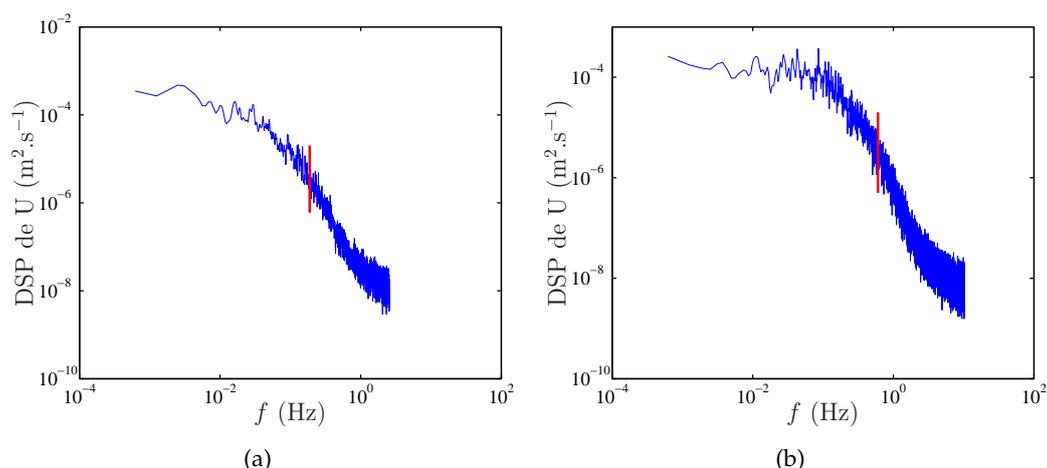


FIGURE 4.1 – Densités spectrales de puissance de U lors de l'expérience 6 : (a) $x/H = 0,12$ et $y/b = 0,19$; (b) $x/H = 0,96$ et $y/b = 0,46$.

4.1 Caractérisation temporelle de l'écoulement

La caractérisation temporelle de l'écoulement est faite à partir des mesures de l'expérience 6 (cf. tab. 3.1 p. 86). Les figures 4.1 et 4.2 présentent respectivement les densités spectrales de puissance (DSP) calculées pour la vitesse (U) et la température (T) en entrée (a) et en sortie (b).

La fréquence d'acquisition des signaux de vitesse avec un système LDV étant variable, ceux-ci ont dû être rééchantillonnés avec une fréquence régulière. Les spectres des figures 4.1(a) et 4.1(b) sont des moyennes de spectres calculés sur des fenêtres de 15 minutes réalisées à partir de mesures de 1 h. Leur temps d'échantillonnage varie de $dt_{min} = 3$ ms (333 Hz) à $dt_{max} = 2,7$ s (0,4 Hz) pour le premier et $dt_{min} = 3$ ms à $dt_{max} = 0,8$ s (1,25 Hz) pour le second. Ces signaux ont été rééchantillonnés en prenant un temps moyen (49 ms pour le premier et 0,2 s pour le second) avec une interpolation linéaire avant de réaliser les transformés de Fourier. Par conséquent, le spectre n'est pas valable au delà d'une fréquence égale à $f_{max} = \frac{1}{2dt_{max}}$ indiquée par un trait rouge sur les figures 4.1(a) et 4.1(b). En réalité, cette condition sur les domaines de validité des spectres pourrait être assouplie car très peu de points présentent un écart dt_{max} entre eux.

L'allure des DSP présentées sur les figures 4.1 et 4.2 est celle de spectres turbulents. De ces figures, un ordre de grandeur d'une fréquence caractéristique peut être extrait. En effet, en modélisant les spectres par des filtres passe-bas, une fréquence de coupure aux alentours de 0,1 Hz est observée. Cet ordre de grandeur a été observé sur l'ensemble des mesures réalisées. Par conséquent, les mesures de vitesse par LDV, dont les fréquences d'acquisition moyennes constatées sur les expériences sont de 1 à 3 Hz environ, sont un peu limitées pour une analyse temporelle poussée.

Par la suite, l'étude sera focalisée sur les profils des valeurs moyennes et des écarts-types de vitesse et de température.

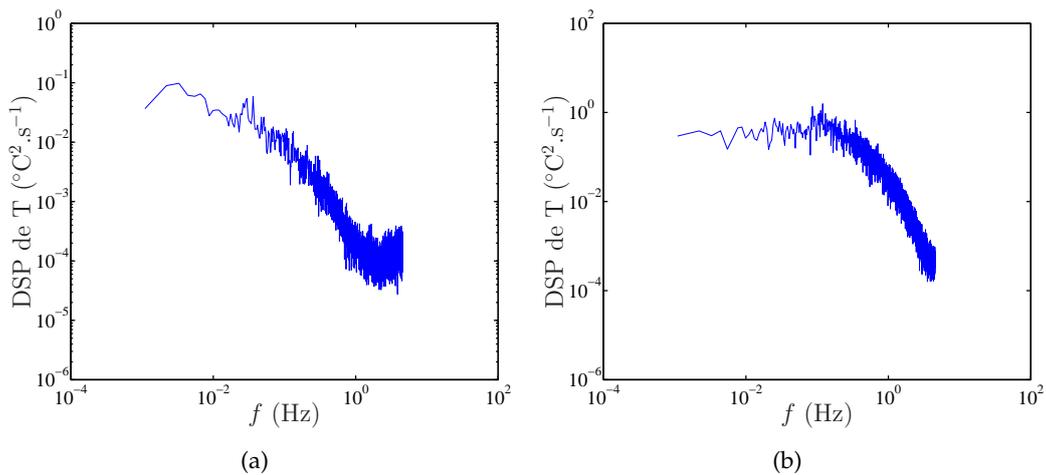


FIGURE 4.2 – Densités spectrales de puissance de T lors de l'expérience 6 : (a) $x/H = 0,12$ et $y/b = 0,19$; (b) $x/H = 0,96$ et $y/b = 0,46$.

4.2 Observation et caractérisation d'un changement de régime dans le canal

Cette section cherche à décrire les évolutions des différents profils en fonction de la hauteur dans le canal. Elle s'appuie sur les résultats des expériences 6 et 7 durant lesquelles les mesures ont été faites près de la paroi gauche (cf. §3.1).

4.2.1 Évolution du transfert thermique local

Cette sous-section s'intéresse à l'évolution des transferts de chaleur en fonction de la hauteur du canal. La figure 4.3(a) présente les profils de température moyenne en paroi (paroi droite en traits pleins et gauche en pointillés) pour chaque expérience. Pour les expériences 1 à 3, la température de la paroi est croissante avec la hauteur et les deux parois sont quasiment identiques. Pour les 4 expériences suivantes, la température décroît en sortie de canal et les écarts de température entre les deux parois sont plus importants; i.e. la décroissance en sortie est plus importante pour la paroi gauche que pour la droite. Cette diminution de la température pariétale en sortie est la conséquence d'une augmentation des transferts convectifs dans le canal. La dissymétrie peut être due au fait que l'écoulement n'est pas parfaitement symétrique, mais il peut aussi s'agir d'une surchauffe locale au niveau du thermocouple due à une mauvaise mise en place de celui-ci (bulle d'air dans la rainure, cf. 2.2.3.2 p. 61).

Afin de caractériser ces transferts convectifs un nombre de Nusselt local Nu_x est défini :

$$Nu_x = \frac{q_{conv}(x)}{\frac{\lambda \Delta T_x}{b}}. \quad (4.1)$$

Le Nusselt local, ainsi défini, revient à comparer le flux convectif ($q_{conv}(x)$), i.e. le flux injecté entre l'entrée et la hauteur x rapporté à la section du canal, au flux conductif obtenu en considérant que l'échange se fait horizontalement (longueur de référence b) par rapport à une température de référence qui est celle de l'entrée (T_e). Le chapitre précédent (cf. §3.2.3 p. 89) a montré que la densité de flux de chaleur en paroi est symétrique et uniforme ($q_{pg} = q_{pd} = q_p$), le flux convectif peut

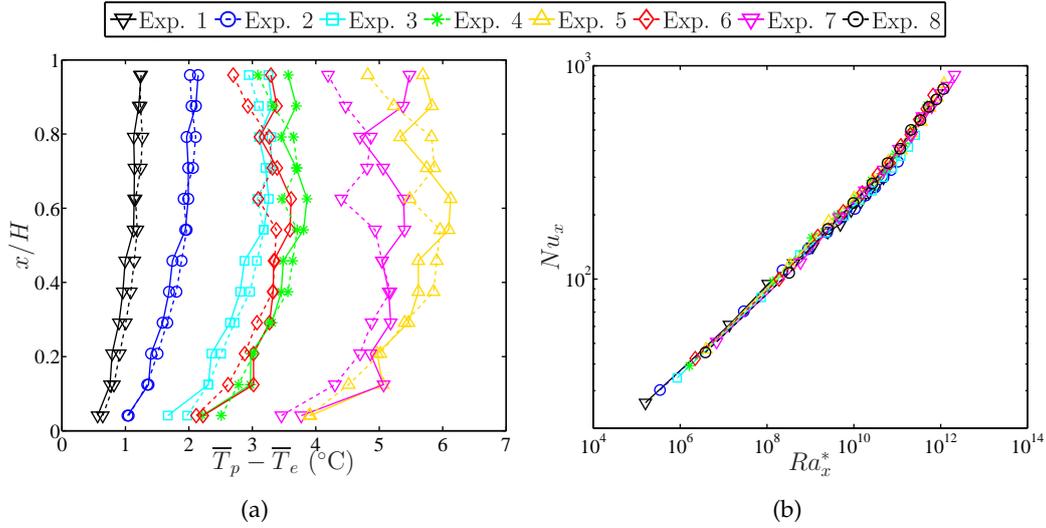


FIGURE 4.3 – (a) Écart entre la température de paroi droite (traits pleins) et gauche (pointillés) et la température d'entrée pour les expériences 1 à 7. (b) Évolution du nombre de Nusselt local (cf. éq. 4.3) en fonction du nombre de Rayleigh modifié local (cf. éq. 4.4) pour les expériences 1 à 8.

donc s'écrire :

$$q_{conv}(x) = \frac{2q_p x l}{lb}. \quad (4.2)$$

Le choix du ΔT_x , par contre, est moins évident car la figure 4.3(a) a montré que les températures en paroi n'étaient pas parfaitement symétriques. Afin de prendre en compte cette dissymétrie, le canal sera considéré comme la moyenne de deux canaux parfaitement symétriques avec des températures de parois égales à T_{pg} et T_{pd} :

$$Nu_x = \frac{1}{2} \left(\frac{2q_p x}{\lambda \Delta T_{xg}} + \frac{2q_p x}{\lambda \Delta T_{xd}} \right). \quad (4.3)$$

Par ailleurs, un nombre de Rayleigh modifié local est défini :

$$Ra_x^* = \frac{g\beta q_p x^4 b}{\lambda \nu \alpha H}. \quad (4.4)$$

La figure 4.3(b) présente l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh local pour les expériences 1 à 8. Le nombre de Nusselt local semble suivre ici deux lois de puissance : une loi en puissance 0,2 avant $Ra_x^* = 10^{11}$ et une loi en puissance 0,3 après. Ces deux lois de puissance sont illustrées par les figures 4.4(a) et 4.4(b) où sont tracés les logarithmes des nombres de Nusselt locaux auxquels ont été retranchées les deux lois de puissance.

Cette évolution du nombre de Nusselt confirme la présence d'un changement de régime d'écoulement qui a pour effet d'améliorer les échanges convectifs. L'analyse plus approfondie de ces graphes sera faite dans la section 4.6 à la lumière de l'analyse cinématique et thermique faite sur les expériences 6 et 7 dans la suite de cette section. Le tableau 4.1 donne les correspondances entre l'altitude des différents profils et le Ra_x^* pour ces deux expériences.

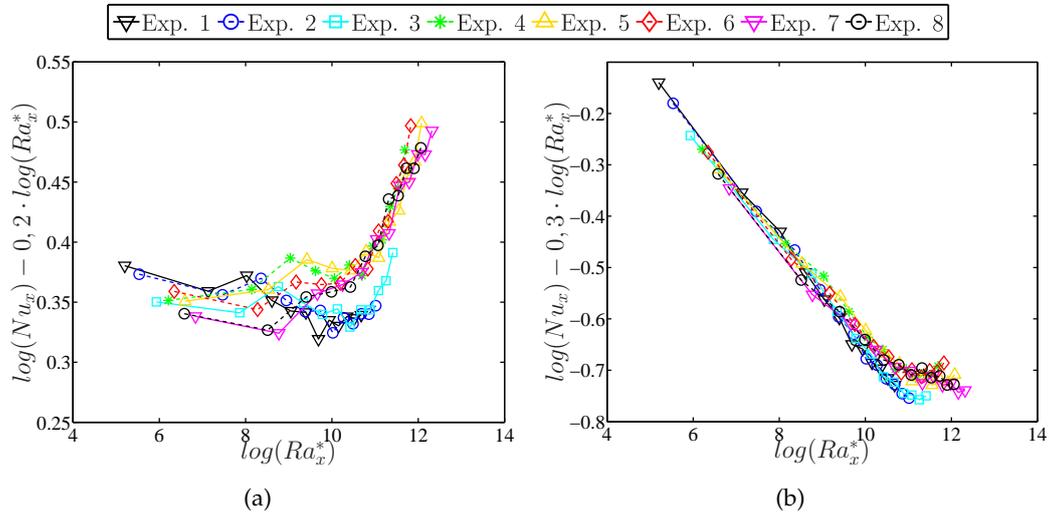


FIGURE 4.4 – Mise en évidence du changement de pente observé sur la figure 4.3(b).

N° chauff.	x/H	Ra_x^* exp. 6	Ra_x^* exp. 7	N° chauff.	x/H	Ra_x^* exp. 6	Ra_x^* exp. 7
1	0,06	$2,2 \cdot 10^6$	$6,9 \cdot 10^6$	7	0,54	$6,8 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{11}$
2	0,12	$1,9 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^8$	8	0,63	$1,2 \cdot 10^{11}$	$3,8 \cdot 10^{11}$
3	0,21	$1,5 \cdot 10^9$	$4,6 \cdot 10^9$	9	0,71	$2,0 \cdot 10^{11}$	$6,2 \cdot 10^{11}$
4	0,29	$5,7 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{10}$	10	0,79	$3,1 \cdot 10^{11}$	$9,7 \cdot 10^{11}$
5	0,37	$1,6 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^{10}$	11	0,88	$4,7 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
6	0,46	$3,5 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	12	0,96	$6,7 \cdot 10^{11}$	$2,1 \cdot 10^{12}$

TABLE 4.1 – Correspondance entre le numéro de chaque chaufferette, leur altitude adimensionnée dans le canal (x/H) et le nombre de Rayleigh modifié local (Ra_x^*) pour les expériences 6 et 7 (cf. tab. 3.1 p. 86).

4.2.2 Description du changement de régime

L'étude du transfert de chaleur local dans le canal met en évidence un changement de comportement aux alentours de $Ra_x^* \sim 10^{11}$. Ici, ce changement de régime sera décrit au travers des profils de vitesse et de température moyennes à différentes altitudes x/H .

4.2.2.1 Caractérisation cinématique de la transition

Les figures 4.5(a) et 4.6(a) présentent respectivement les demi-profils de vitesse moyenne verticale à différentes altitudes (x/H) pour les expériences 6 et 7. Ces mêmes profils adimensionnés par leur vitesse maximale sont tracés sur les figures 4.5(b) et 4.6(b).

Les profils sont plats près de l'entrée¹, puis un pic de vitesse se développe près de la paroi chauffée ($y/b \sim 0,05$) et le centre se creuse. Au fur et à mesure que la vitesse augmente près de la paroi, le centre se creuse de plus en plus par conservation du débit jusqu'à arriver à une transition où le pic diminue et la vitesse augmente au centre. Cet écart de vitesse entre la proche paroi et le centre génère un cisaillement de l'écoulement. L'incertitude sur le calcul du cisaillement local étant trop grande (à cause des dérivées spatiales) un cisaillement global sera défini ici par le terme $\mu \frac{\Delta \bar{U}}{b}$ où $\Delta \bar{U}$ est l'écart entre les vitesses maximale et minimale (au centre).

Deux régions peuvent être distinguées sur ces profils :

- une région de développement, $x/H \lesssim 0,7$ pour l'expérience 6 et $x/H \lesssim 0,6$ pour la 7, où la vitesse augmente près des parois et diminue au centre ;
- une région appelée région de brassage où les profils s'applatissent en allant vers la sortie.

Un changement de régime d'écoulement est donc observé ici avec le passage de la région de développement à celle de brassage. La transition entre ces deux régions peut être repérée au travers de l'évolution du cisaillement global en fonction de la hauteur dans le canal. La figure 4.7 présente le cisaillement global adimensionné par $\frac{\mu \bar{U}_{max}}{H}$ en fonction de Ra_x^* pour les expériences 6 et 7. Comme sur les profils de vitesse, le cisaillement augmente dans le canal jusqu'à la région de brassage dans laquelle il diminue. La transition est observée entre $Ra_x^* = 2.10^{11}$ et $Ra_x^* = 3.10^{11}$ pour l'expérience 6 (entre les chaufferettes 9 et 10) et autour de $Ra_x^* = 4.10^{11}$ pour l'expérience 7 (chaufferette 8).

Les figures 4.8(a) et 4.8(b) présentent les profils de vitesse moyenne horizontale dans le canal pour les expériences 6 et 7. Étant donnée l'évolution des profils de vitesse moyenne verticale, si l'écoulement est parfaitement 2D, la vitesse moyenne horizontale devrait être négative, sur la moitié gauche du canal, avant la transition et positive après ; et les profils devraient être antisymétriques.

Cependant, ces profils sont difficilement exploitables pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les vitesses mesurées sont très faibles, dans les limites des vitesses mesurables avec le système LDV et il a été montré (cf. tab. 3.3 p. 105) que l'incertitude liée à la convergence des vitesses moyennes est de l'ordre de la valeur moyenne. De plus, une erreur de ϵ sur l'angle des faisceaux laser (cf. fig. 2.16(b) p. 75) entraîne un décalage sur \bar{V} de $\epsilon \bar{V}$ (les vitesses moyennes sont calculées en supposant que les faisceaux sont parfaitement à 45° . Or, les graduations sur la sonde laser correspondent à 2°). Une erreur sur la rotation de 1° entraîne donc un décalage des profils de vitesse horizontale d'environ $0,1 \text{ mm.s}^{-1}$.

1. La vitesse n'a pas été mesurée en dessous de $x/H = 0,12$ car l'entrée était trop perturbée.

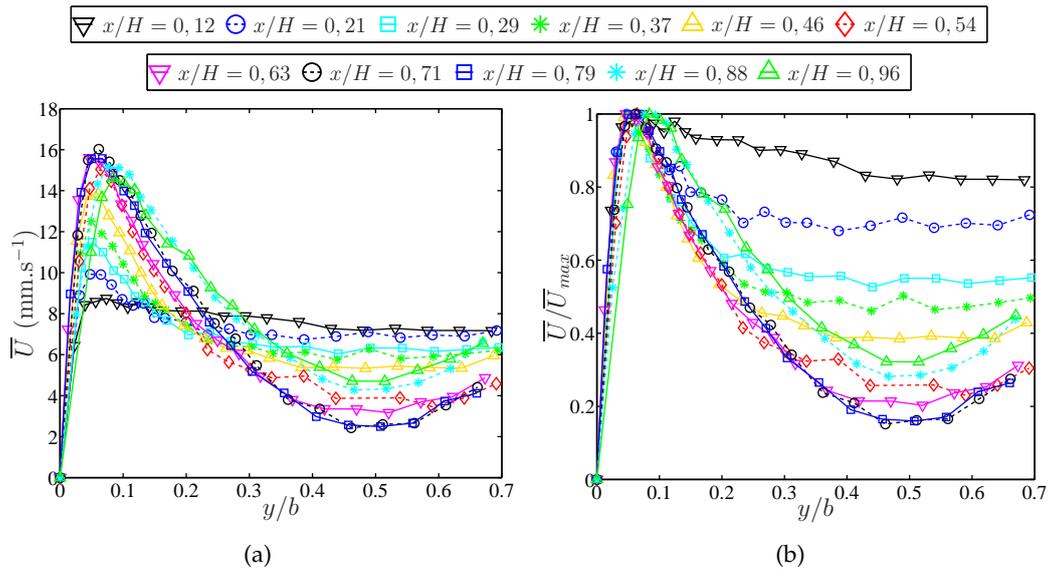


FIGURE 4.5 – Profils de vitesse moyenne verticale à différentes hauteurs (correspondant aux centres des chaufferettes 2 à 12) lors de l'expérience 6. (a) Valeurs dimensionnées. (b) Valeurs adimensionnées par la vitesse maximale.

En prenant en compte ces différentes sources d'erreur, l'allure des profils de la figure 4.8(a) est cohérente avec les observations sur la vitesse verticale : mise à part la proche paroi, la vitesse moyenne horizontale est négative avant la transition et positive après (3 derniers profils). Le changement de signe en proche paroi peut être en partie dû à un décalage sur la rotation des faisceaux. Sur la figure 4.8(b) la vitesse moyenne horizontale est toujours négative, mais le chapitre précédent (cf. fig. 3.18(d) p. 107) montre que l'écoulement est sûrement 3D après la transition ce qui peut expliquer que la vitesse horizontale ne change pas de signe. Enfin, sur ces deux figures, les profils ne sont pas parfaitement antisymétriques ($\bar{V} \neq 0$ à $y/b = 0,5$). Ceci peut être dû à l'incertitude sur la largeur du canal (donc sur la position du centre) et aux incertitudes citées auparavant, mais aussi à une légère dissymétrie de l'écoulement (cf. fig. 4.3(a)) et/ou à des effets 3D.

4.2.2.2 Caractérisation thermique de la transition

Les figures 4.9(a) et 4.9(b) présentent respectivement les profils des écarts entre la température moyenne dans le canal et celle en entrée à différentes altitudes (x/H) pour les expériences 6 et 7. Les sauts de température observés sur les profils 8 et 9 ($x/H = 0,71$ et $0,79$) de la figure 4.9(a) ne doivent pas être pris en compte car les signaux de température ne sont pas valides, certainement dû à un problème de mesure ; i.e. l'évolution temporelle de la température en ces points est complètement différente des évolutions observées pour le reste du profil.

Avant le changement de régime, l'écart de température au centre du canal est constant et quasiment nul et seule la température près de la paroi augmente. Juste après la transition, profils à $x/H = 0,79$ et $x/H = 0,71$, respectivement, pour les expériences 6 et 7, la température au centre du canal augmente plus nettement puis elle continue d'augmenter avec la hauteur dans le canal.

Par conséquent, dans la région de développement, le transfert thermique ne se fait qu'en proche paroi, tandis que dans la région de brassage, ce dernier s'étend à tout le canal. Cela implique qu'avant le changement de régime, le transport de la

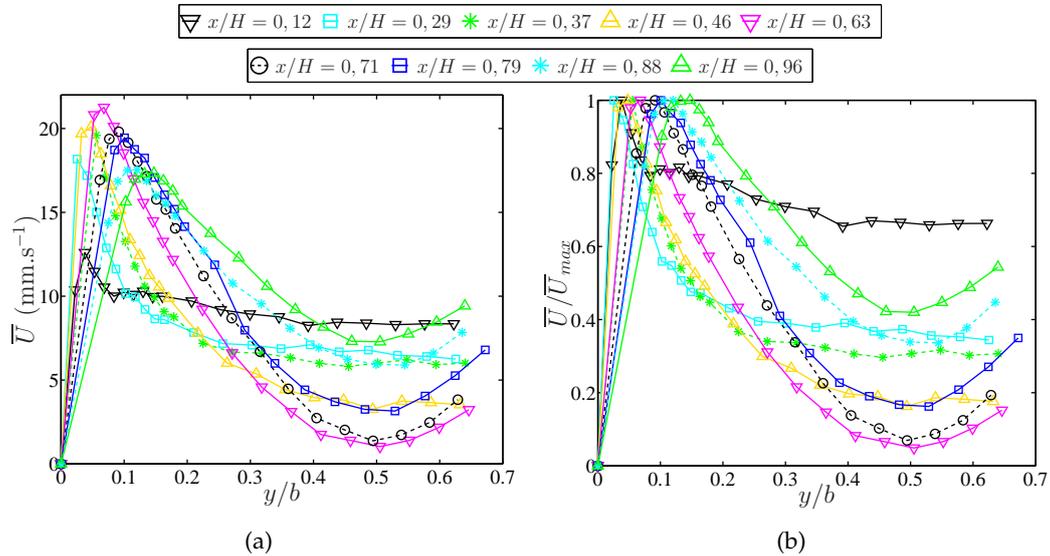


FIGURE 4.6 – Profils de vitesse moyenne verticale à différentes hauteurs (correspondant aux centres des chaufferettes 2, 4 à 6 et 8 à 12) lors de l'expérience 7. (a) Valeurs dimensionnées. (b) Valeurs adimensionnées par la vitesse maximale.

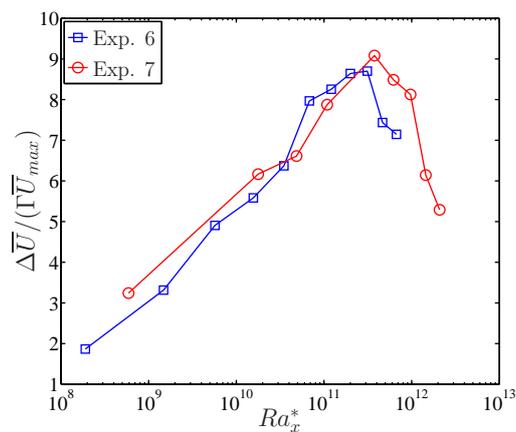


FIGURE 4.7 – Évolution du cisaillement global adimensionné en fonction du nombre de Rayleigh modifié local (Ra_x^*) pour les expériences 6 et 7.

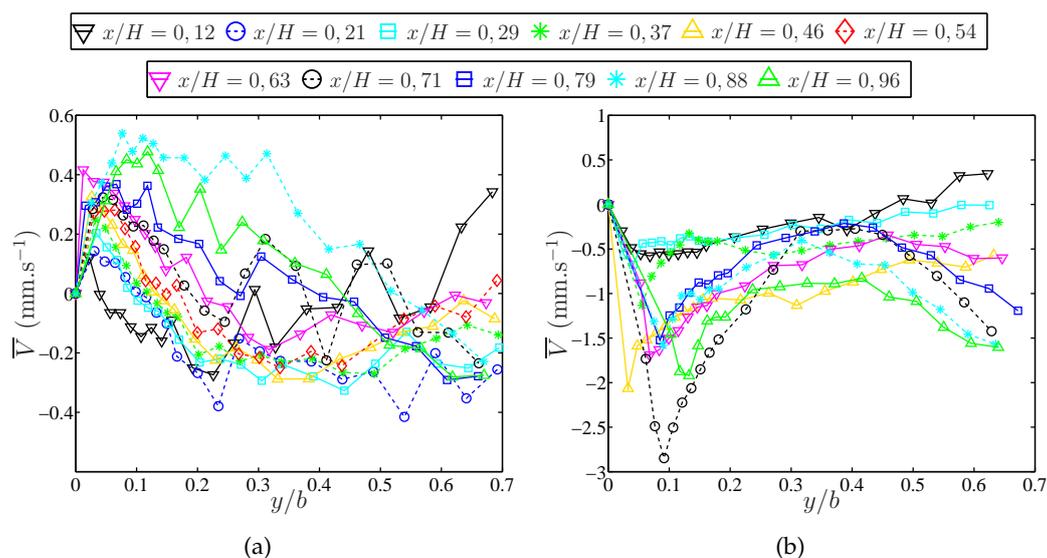


FIGURE 4.8 – Profils de vitesse moyenne horizontale à différentes hauteurs lors des expériences 6 (a) et 7 (b). Sur la figure de droite, les profils à $x/H = 0,21$ et $x/H = 0,54$ n'ont pas été mesurés.

puissance thermique par l'écoulement moyen s'effectue en proche paroi et le centre de l'écoulement n'intervient pas dans le bilan d'énergie. Cela sera vérifié au §4.4.

4.3 Modélisation zonale de l'écoulement et de la transition dans le canal

La première section a mis en évidence la présence d'un changement de régime dans le canal. Avant la transition, le transfert de chaleur se fait presque entièrement en proche paroi, accélérant le fluide et augmentant l'écart de vitesse global ($\Delta\bar{U}$) dans le canal. Après la transition, cet écart se met à diminuer, la température augmente au centre du canal et le transfert convectif augmente.

4.3.1 Découpage en zones

Afin de proposer un modèle de comportement simplifié de l'écoulement de convection naturelle, le canal sera découpé en 3 zones (voir fig. 4.10). L'écoulement dans le canal étant symétrique, les zones sont définies sur la moitié gauche de ce dernier.

La section précédente a montré qu'un changement de régime se produisait dans le canal aux alentours de $Ra_x^* \sim 2 - 4 \cdot 10^{11}$ (cf. §4.2.2.1); $x/H \sim 0,7$ lors de l'expérience 6 et $x/H \sim 0,6$ lors de l'expérience 7 (cf. tab. 3.1 p. 86). Un premier découpage sera donc fait en fonction de la hauteur : avant (zones 1 et 2) et après (zone 3) la transition. Les profils de température (fig. 4.9), avant la transition, n'évoluent quasiment pas dans la partie centrale du canal, la partie basse (région de développement, cf. §4.2.2.1) sera donc séparée en deux zones : la proche paroi $0 < y/b < 0,2$ (zone 1) et le centre $0,2 < y/b < 0,5$ (zone 2). La limite entre les zones 1 et 2 est fixée à $y/b = 0,2$ car les profils de température n'évoluent plus entre cette limite et le centre du canal (fig. 4.9), et cela correspond aussi au point où la vitesse n'évolue pas en fonction de la hauteur (fig. 4.5(a) et 4.6(a)).

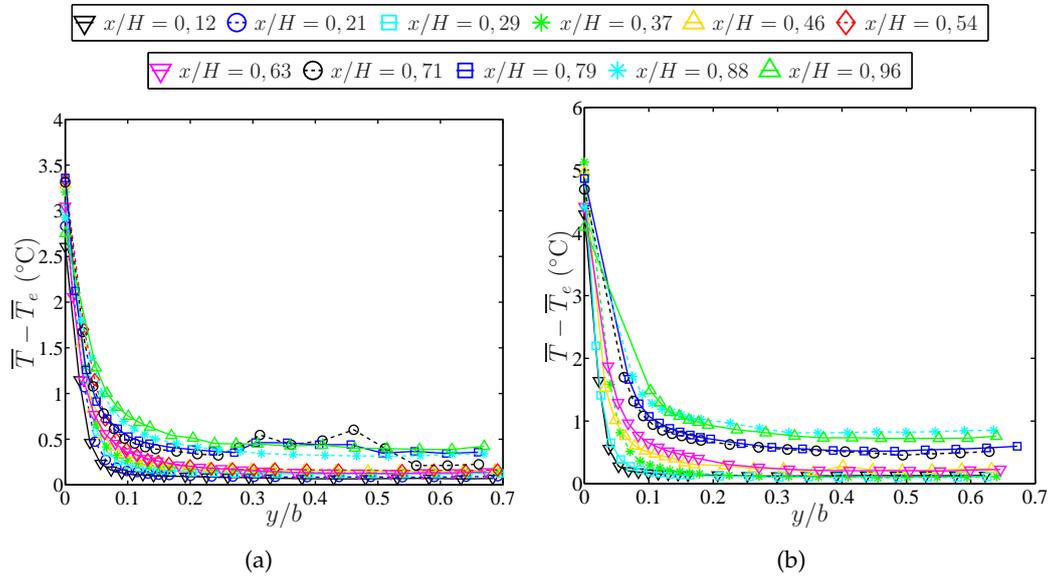


FIGURE 4.9 – Profils des écarts entre la température dans le canal et la température en entrée de canal. (a) Expérience 6. (b) Expérience 7. Sur la figure de droite, les profils à $x/H = 0,21$ et $x/H = 0,54$ n'ont pas été mesurés.

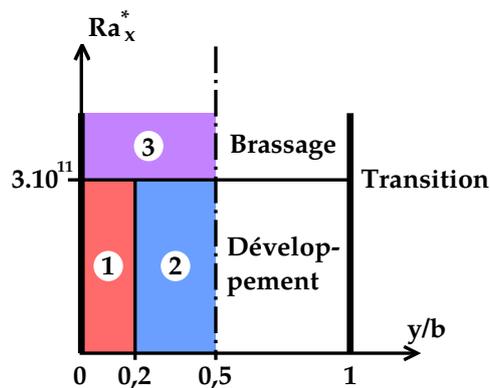


FIGURE 4.10 – Découpage en zones du demi-canal : zone proche paroi (1), zone neutre (2) et zone de brassage (3).

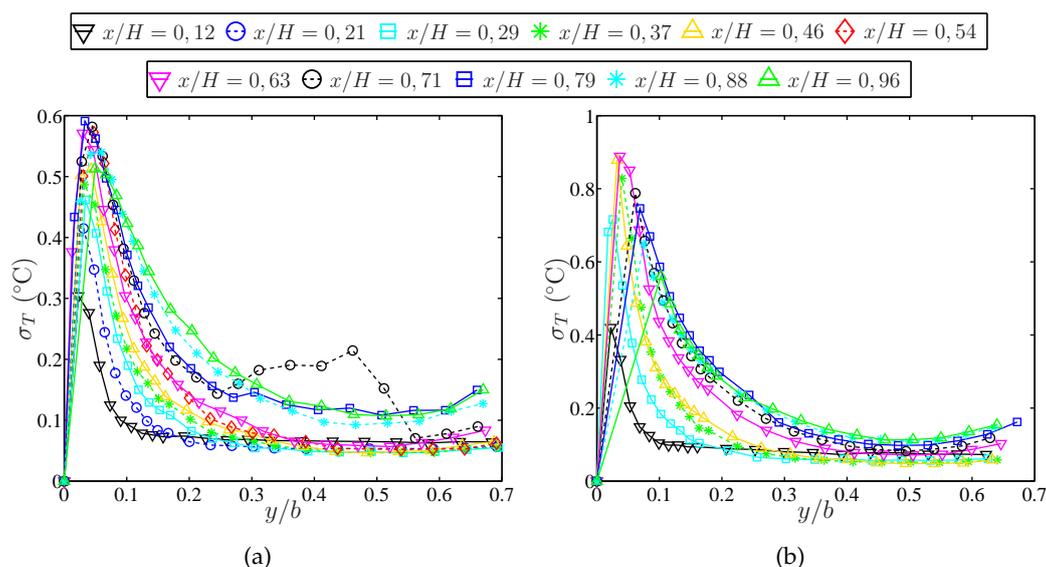


FIGURE 4.11 – Profils des fluctuations de température (σ_T) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (à gauche) et 7 (à droite).

Ces trois zones sont schématisées sur la figure 4.10 : les zones 1 et 2 correspondent à la région de développement (cf. §4.2.2.1) et la zone 3 correspond à la région de brassage.

La zone 1 sert de moteur à l'écoulement de convection naturelle dans le canal et elle évacue l'énergie thermique injectée à la paroi. La zone 2 est une zone d'alimentation quasi-isotherme. Elle est entraînée par l'écoulement et elle alimente la zone 1 en fluide par conservation du débit : l'augmentation du débit dans la zone 1 liée à l'accélération du fluide est rendue possible grâce au transfert de masse de la zone 2 vers la zone 1, ce qui a pour effet le ralentissement de la zone 2. La zone 3, qui est située après la transition, est quant à elle une zone de brassage où la turbulence tend à homogénéiser l'écoulement.

Par la suite, l'écoulement sera expliqué dans chacune des zones à partir des profils des fluctuations.

4.3.2 Explication physique du changement de régime

La section 4.2.2 décrit le changement de régime à partir de l'analyse thermique et cinématique de l'écoulement moyen. Ici, un nouvel éclairage est apporté à partir de l'étude des profils des fluctuations de vitesse et de température. Les explications détaillées seront faites sur les profils mesurés lors de l'expérience 6 car ils sont plus complets (mesurés en face des chauffeuses 2 à 12, $x/H = 0,12$ à $x/H = 0,96$).

Les figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 présentent respectivement les profils des fluctuations de température ($\sigma_T = \sqrt{\theta'^2}$), des fluctuations de vitesse verticale ($\sigma_V = \sqrt{u'^2}$) et horizontale ($\sigma_V = \sqrt{v'^2}$) et des corrélations croisées des fluctuations de vitesse ($\overline{u'v'}$) pour les expériences 6 et 7. De même que précédemment (cf. §4.2.2.2), les bosses (ou les creux) observées sur les profils à $x/H = 0,71$ et (un peu moins) à $x/H = 0,79$ de l'expérience 6 entre $y/b \sim 0,25$ et $y/b \sim 0,55$ correspondent à des mesures aberrantes et ne doivent pas être prises en compte dans l'analyse physique.

4. Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

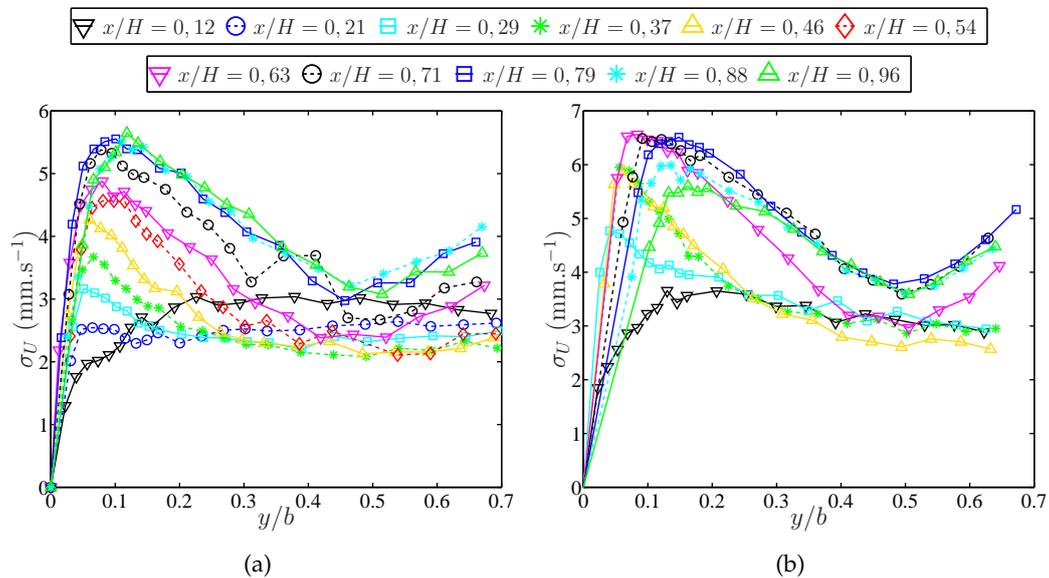


FIGURE 4.12 – Profils des fluctuations de vitesse verticale (σ_U) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (a) et 7 (b).

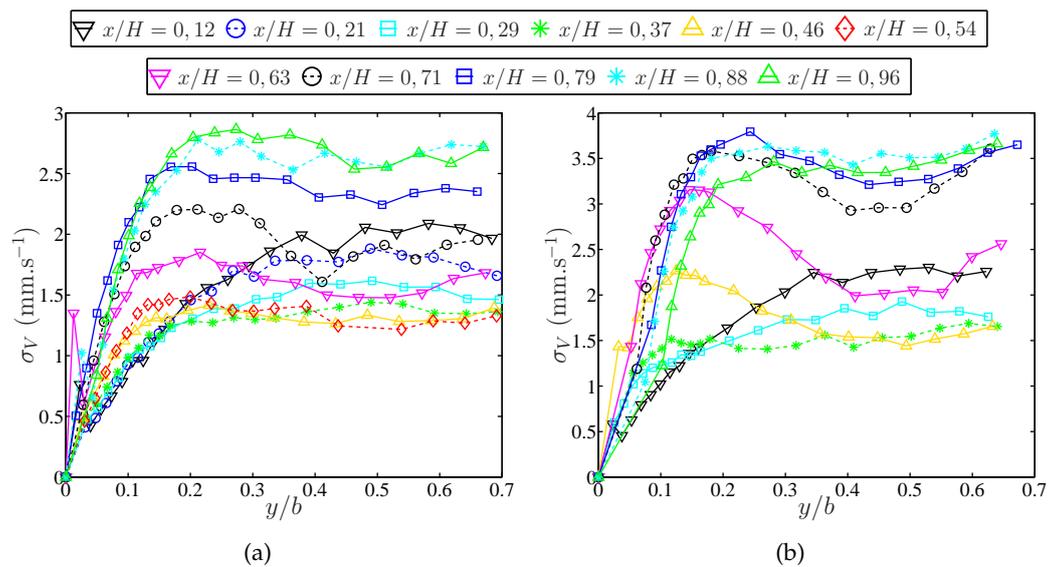


FIGURE 4.13 – Profils des fluctuations de vitesse horizontale (σ_V) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (a) et 7 (b).

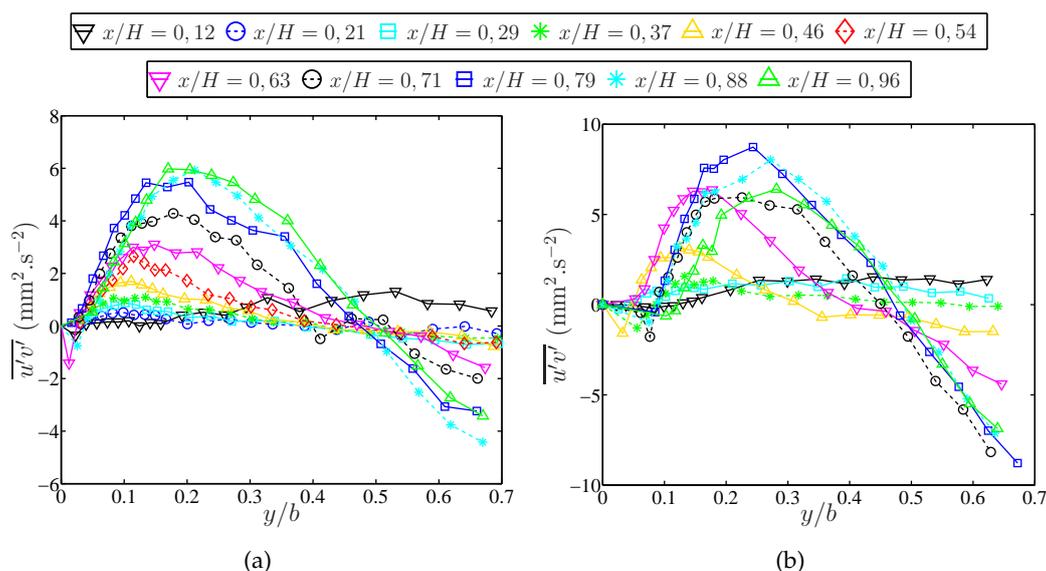


FIGURE 4.14 – Profils des corrélations croisées des fluctuations de vitesse ($\overline{u'v'}$) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (a) et 7 (b).

4.3.2.1 Avant la transition : écoulement cisailé

Deux zones peuvent être distinguées avant le changement de régime : la zone 1 en proche paroi et la zone 2 au centre du canal (voir fig. 4.10). Les figures 4.15 montrent des zooms des figures 4.11(a), 4.12(a), 4.13(a) et 4.14(a) sur la zone 1. Les figures 4.16 présentent ces mêmes grandeurs moyennées sur la largeur de la zone 2.

La zone de proche paroi est la zone motrice de l'écoulement ; dans cette zone, celui-ci peut être apparenté à un écoulement le long d'une plaque plane verticale. L'eau est chauffée et accélérée le long de la paroi et l'écoulement est alimenté par la zone centrale (zone 2). L'accélération à la paroi a pour effet d'augmenter les gradients locaux de vitesse. Cela entraîne un accroissement, dans la zone 1, des fluctuations de vitesse verticale (σ_U) et horizontale (σ_V). Sur les profils de σ_U (fig. 4.15(b)) un pic se développe au niveau du pic de vitesse moyenne ; quant aux fluctuations de vitesse horizontales (σ_V , fig. 4.15(c)), elles augmentent doucement et un début de plateau apparaît près de la zone 2 ($y/b \sim 0, 2$). Cet accroissement des fluctuations de vitesse horizontale favorise le mélange turbulent et contribue à augmenter les fluctuations de température (voir fig. 4.15 (a)) et à les étendre à toute la zone 1 alors que la température moyenne n'évolue que sur la moitié de cette zone ($0 < y/b < 0, 1$).

À l'inverse, dans la zone 2, la diminution de la vitesse moyenne au centre a pour effet de relaminariser l'écoulement au début de la région de développement ($x/H \lesssim 0, 3$). Cette relaminarisation se constate sur les figures 4.16 (b), (c) et (d) par la diminution des fluctuations de vitesse en entrée. Pour mettre en évidence le lien entre cette relaminarisation et la diminution de la vitesse au centre, les fluctuations de vitesse adimensionnées par la vitesse moyenne verticale minimale sont tracées sur les figures 4.17. Pour $x/H \leq 0, 46$, les fluctuations de vitesse (horizontale et verticale) sont proportionnelles à la vitesse moyenne verticale au centre (\overline{U}_{min}). La diminution de cette vitesse le long de la zone 2 entraîne une décroissance du niveau des fluctuations. Cependant, au-delà de cette région d'entrée, ces fluctuations commencent à augmenter sous l'effet des gradients de vitesse, bien que la vitesse au

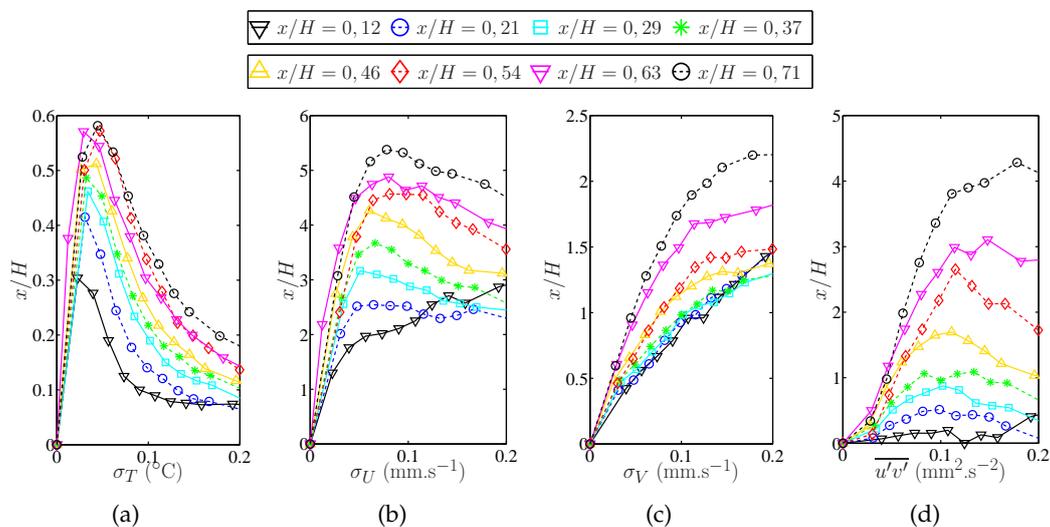


FIGURE 4.15 – Zoom des figures 4.11(a), 4.12(a), 4.13(a) et 4.14(a). Profils des fluctuations de température (a), de vitesses verticale (b) et horizontale (c) et du terme croisé du tenseur de Reynolds (d) dans la zone 1 lors de l'expérience 6.

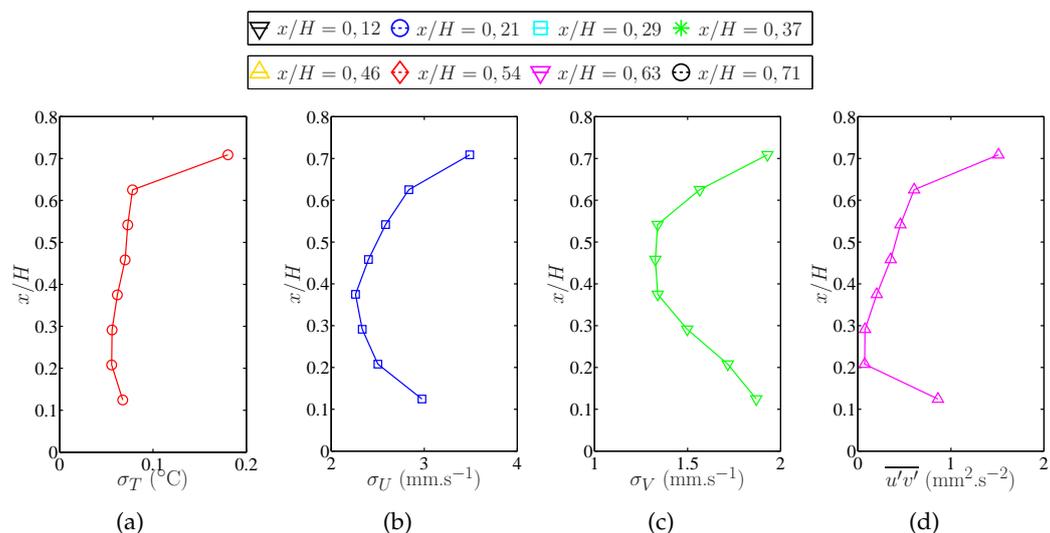


FIGURE 4.16 – Moyennes sur la largeur de la zone 2 des fluctuations de température (a), de vitesses verticale (b) et horizontale (c) et du terme croisé du tenseur de Reynolds (d) lors de l'expérience 6. Ces moyennes sont issues des profils présentés sur les figures 4.11(a), 4.12(a), 4.13(a) et 4.14(a).

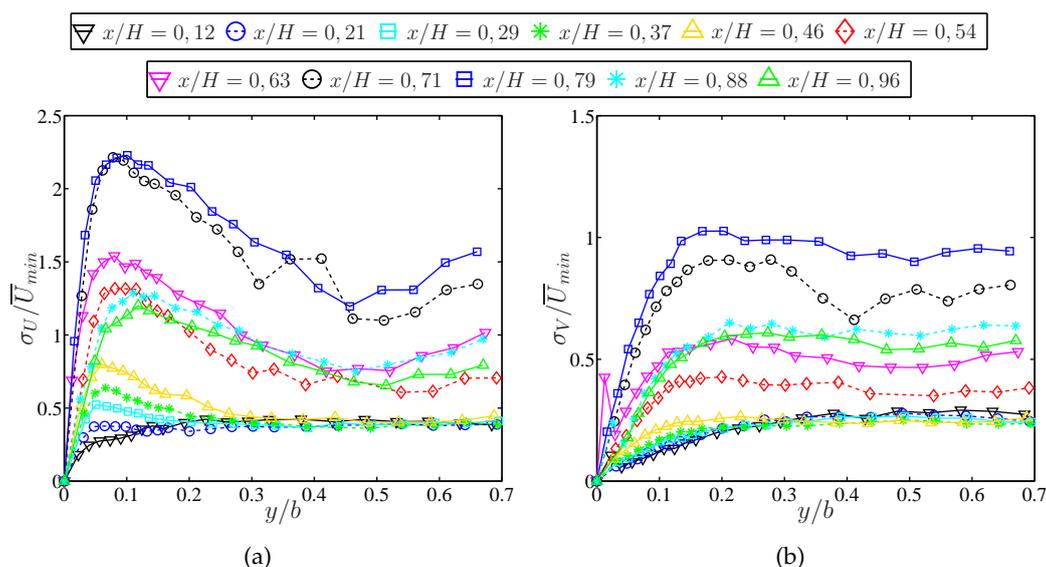


FIGURE 4.17 – Profils des fluctuations de vitesses verticale (σ_U) et horizontale (σ_V) adimensionnés par la vitesse moyenne verticale minimale (\overline{U}_{min}) lors de l'expérience 6.

centre continue de diminuer. Les fluctuations de température (fig. 4.16(a)), quant à elles, sont quasiment constantes sur la zone 2. L'écart observé à $x/H = 0,71$ est dû aux problèmes précédemment notés sur les profils de température.

Durant les expériences 6 et 7, les vitesses ont été mesurées en mode coïncidence (cf. 3.1.2 p. 87); ce qui donne accès aux corrélations croisées des fluctuations de vitesse $\overline{u'v'}$ (voir fig. 4.14). Ces corrélations sont représentatives du mélange turbulent dans l'écoulement : elles contribuent au transport de quantité de mouvement sur la largeur du canal. Ces profils sont antisymétriques (nul pour $y/b = 0,5$) car les profils de vitesse verticale sont symétriques mais ceux de vitesse horizontale sont antisymétriques. En entrée ($x/H = 0,12 - 0,21$ fig. 4.14(a) et $x/H = 0,12 - 0,29$ fig. 4.14(b)), les valeurs sont quasiment nulles car les profils de vitesse moyenne sont quasiment plats. Ensuite, ces corrélations augmentent avec le cisaillement dans le canal et un pic apparaît ($0,1 \leq y/b \leq 0,2$) qui croît avec l'altitude dans le canal (fig. 4.15(d)).

Les augmentations des quantités fluctuantes sont principalement dues à l'accroissement du cisaillement provoqué par l'accélération du fluide dans la zone 1. Les figures 4.18 présentent la valeur maximale de deux termes du tenseur de Reynolds adimensionnés par le cisaillement global $\mu \frac{\Delta \overline{U}}{b}$. Avant la transition, les valeurs maximales des fluctuations sont principalement liées au cisaillement dans le canal dans la mesure où les grandeurs adimensionnées restent quasiment constantes dans cette zone. En revanche, l'augmentation observée après la transition est due à la diminution du cisaillement car les figures 4.12(a) et 4.14(a) montrent que les valeurs maximales atteignent un seuil. Pour être plus précis, la section §4.4 indique qu'avant la transition une part de l'énergie cinétique turbulente est due aux fluctuations de température. Cependant, l'entrée du canal étant à température moyenne uniforme, l'origine des fluctuations ne peut être que visqueuse à l'entrée. En s'élevant dans le canal, les fluctuations de vitesse vont provoquer des fluctuations de température qui vont participer à l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente.

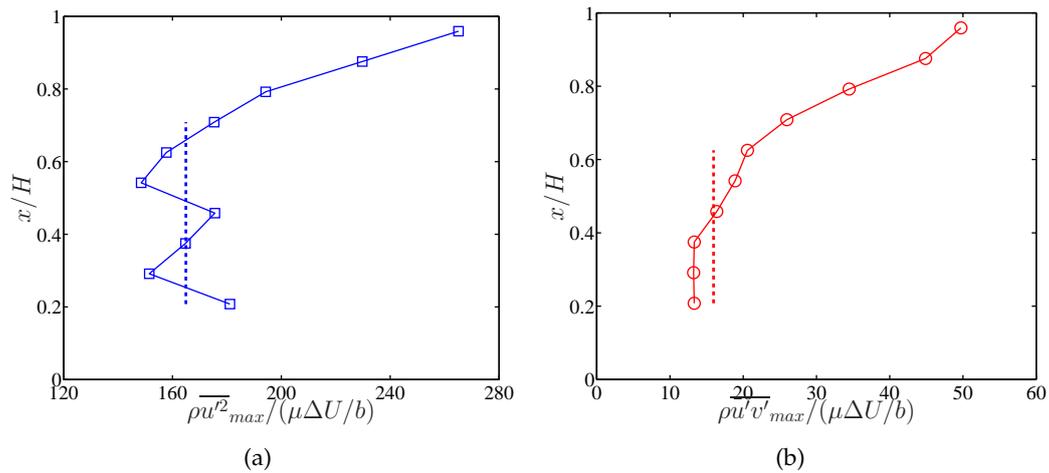


FIGURE 4.18 – Termes du tenseur de Reynolds ((1,1) sur la figure de gauche, et (1,2) sur celle de droite) adimensionnés par le cisaillement global, en fonction de la hauteur lors de l'expérience 6.

4.3.2.2 Après la transition : zone de brassage

La zone 3 correspond à la région située après le changement de régime, elle se caractérise par une uniformisation des profils de vitesse moyenne verticale, c'est-à-dire une diminution du cisaillement global et une augmentation de la température au centre du canal (voir fig. 4.5(a), 4.6(a) et 4.9).

Avant la transition, il existe une compétition entre le chauffage en paroi, qui a pour effet d'augmenter le cisaillement global et le mélange turbulent, caractérisé par $\overline{u'v'}$, qui homogénéise l'écoulement et donc tend à réduire le cisaillement. Dans les zones 1 et 2, la convection naturelle prédomine et le mélange turbulent augmente avec le cisaillement. Dans la zone 3, le mélange turbulent prend le dessus et le cisaillement diminue.

Dans les zones 1 et 2, les corrélations croisées des fluctuations de vitesse (voir fig. 4.14) augmentent régulièrement. Au niveau de la transition, une nette augmentation est observée qui s'accompagne d'un élargissement du profil de la zone 1 vers la zone 2. Cet élargissement, lors des expériences 6 et 7, est illustré par les figures 4.19. Les segments schématisent la zone (pour une altitude donnée) où $\frac{\overline{u'v'}}{\sigma_U \sigma_V}$, qui représente l'efficacité du mélange turbulent, est supérieur à 25%. Le seuil est choisi arbitrairement pour illustrer l'extension du domaine dans lequel le mélange est « efficace ». Les segments sont plus étroits pour l'expérience 7 car les signaux de vitesse étaient moins bons (voir §3.1.2 p. 87). Les symboles situés sur les segments localisent le maximum des corrélations croisées de vitesse $\overline{u'v'}$. Ces graphiques montrent qu'avant la transition, le mélange est plutôt localisé dans la zone 1 ; tandis qu'après, ce mélange s'étend à l'ensemble du canal homogénéisant ainsi les zones 1 et 2.

C'est ce phénomène qui est à l'origine du changement de régime. Avant la transition, les fluctuations croissent principalement avec le cisaillement et augmentent ainsi le mélange turbulent jusqu'au point où ce dernier est suffisamment important et étendu pour prendre le dessus sur le cisaillement et créer un écoulement mélangé. Ainsi, le mélange turbulent réduit les écarts de vitesse et homogénéise la température de l'écoulement, c'est pourquoi celle-ci augmente au centre avec l'altitude dans la zone 3 (cf. fig. 4.9).

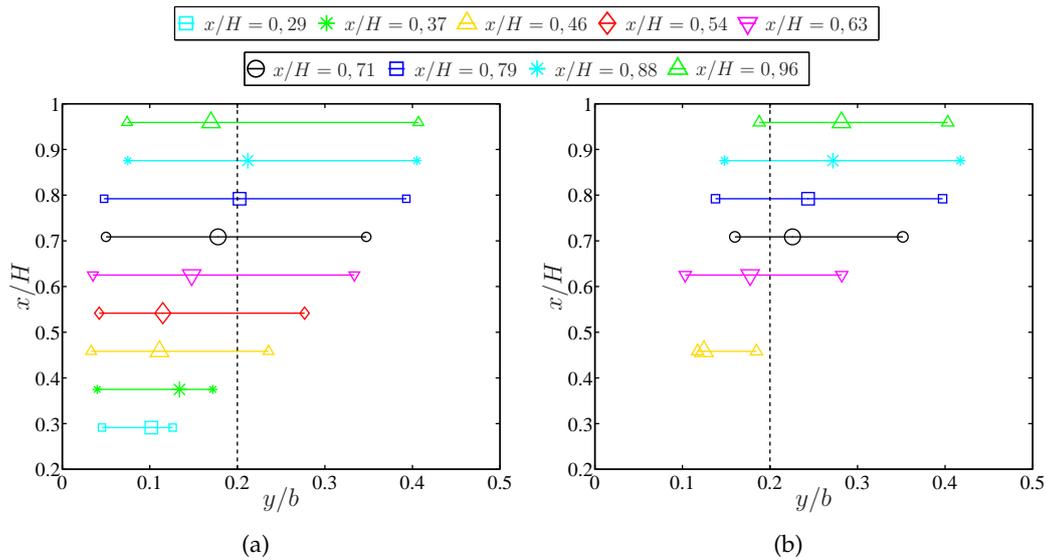


FIGURE 4.19 – Schématisation de l'efficacité du mélange turbulent pour les expériences 6 (a) et 7 (b). Les segments représentent les zones où $\frac{\overline{u'v'}}{\sigma_U \sigma_V} \geq 0,25$ et les gros symboles montrent la localisation du maximum de $\overline{u'v'}$.

De plus, tous les profils présentant les fluctuations (fig. 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14) montrent qu'elles augmentent au niveau de la transition, avec un saut plus ou moins important avant d'atteindre un seuil. Avant le changement de régime l'augmentation des fluctuations était très liée à l'augmentation du cisaillement global dans le canal ; or, ce changement de régime est caractérisé par une diminution de ce cisaillement, mais le niveau des fluctuations ne diminue pas dans la zone 3. Dans cette zone, la turbulence peut donc être supposée alimentée directement par l'énergie thermique injectée dans le canal, ce qui a pour effet de maintenir les fluctuations à un niveau constant.

Ce raisonnement peut être confirmé au moyen du bilan d'énergie.

4.4 Bilan d'énergie

Afin de valider certaines hypothèses formulées précédemment sur le transport de l'énergie thermique, le bilan d'énergie dans le canal sera étudié ici en fonction de la hauteur. Comme l'énergie cinétique est négligeable devant l'énergie thermique injectée, celui-ci s'écrit :

$$\dot{P}_p(x) = \bar{q}S_c(x) = \int_0^l \int_0^b \rho C_p \overline{U(x, y, z)(T(x, y, z) - T_e)} dy dz ; \quad (4.5)$$

où $\dot{P}_p(x)$ est la puissance moyenne injectée dans le canal et $S_c(x)$ est la surface chauffée (somme sur les deux parois) entre l'entrée et l'altitude x ($S_c \neq 2xl$, car les chaufferettes ne couvrent pas l'intégralité des parois en inox). En faisant l'hypothèse d'un écoulement 2D, et avec la correction utilisée pour le débit (cf. §3.4.2 p. 105), ce bilan s'écrit :

$$\dot{P}_p(x) = Porte(x)l \int_0^b \rho C_p \overline{U(x, y)(T(x, y) - T_e)} dy. \quad (4.6)$$

Avec la décomposition en moyenne de Reynolds : $U = \bar{U} + u'$ et $T = \bar{T} + \theta'$; deux parties peuvent être distinguées : la partie de l'énergie transportée par l'écoulement moyen (\dot{P}_f) et celle transportée par l'écoulement fluctuant (\dot{P}'_f) :

$$\dot{P}_p(x) = \underbrace{\rho C_p \text{Porte}(x) l \int_0^b \bar{U} (\bar{T} - T_e) . dy}_{\dot{P}_f(x)} + \underbrace{\rho C_p \text{Porte}(x) l \int_0^b \overline{u' \theta'} . dy}_{\dot{P}'_f(x)} . \quad (4.7)$$

En toute rigueur, la masse volumique devrait être sous le signe intégrale. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, cet écart reste faible et n'a pas d'influence sur les ordres de grandeur considérés ici. D'après le modèle d'écoulement développé dans la section précédente, le transport de l'énergie injectée à la paroi se fait principalement dans les zones 1 et 3 car l'élévation de la température moyenne au centre du canal dans la zone 2 est très faible (voir fig. 4.9).

Les figures 4.20(a) et 4.20(b) présentent respectivement le bilan d'énergie transportée par l'écoulement moyen sur le demi-canal gauche ($\frac{1}{2} \dot{P}_f$) en fonction de la hauteur lors des expériences 6 et 7. Les droites rouges correspondent à l'énergie injectée à la paroi gauche ($\frac{1}{2} \dot{P}_p$) ; les courbes bleues (pointillés) représentent le terme \dot{P}_f calculé sur la zone 1 ($0 < y/b < 0, 2$) et les courbes vertes (traits pleins) ce même terme calculé sur le demi-canal gauche ($0 < y/b < 0, 5$). Sur ces figures, la température d'entrée a été estimée comme la température minimale mesurée sur le profil à $x/H = 0, 12$. En effet (cf. §4.7), l'écoulement est très sensible aux variations de ΔT ; et en utilisant la température mesurée par les thermocouples situés sous l'entrée, l'énergie calculée à partir de l'écoulement moyen est supérieure à l'énergie injectée aux parois. L'écart est sûrement dû au fait que la température en entrée n'est pas parfaitement homogène sur la section et que deux thermocouples dans le plan central ($z/l = 0, 5$) ne suffisent pas à estimer cette température.

Ces deux figures illustrent parfaitement le changement de régime d'écoulement ainsi que la modélisation présentée précédemment. Comme l'écoulement est considéré 2D, l'écart entre les courbes vertes et rouges correspond à la part d'énergie transportée par l'écoulement fluctuant (\dot{P}'_f). Sur la figure 4.20(a), cette part est constante et inférieure à 20% avant la transition et augmente après, jusqu'à atteindre 30% en sortie de canal. Ce constat est plus difficile à établir sur la figure 4.20(b) car l'hypothèse d'un écoulement 2D est moins valable. En effet, la figure 3.18(d) (page 107) a montré qu'il y avait une cassure nette à la transition pour le débit calculé à partir du profil central. Cet écart laisse à penser que l'écoulement dans la troisième direction est plus important dans cette expérience.

Afin de confirmer l'augmentation de la densité de flux de chaleur turbulent ($\overline{\rho C_p u' \theta'}$) selon x après la transition, celle-ci a été évaluée. Plus précisément, la corrélation des fluctuations de vitesse et de température $\overline{u' \theta'}$ a été estimée et tracée sur la figure 4.21(a) pour l'expérience 6. Les taux d'acquisition lors de l'expérience 7 sont trop faibles pour ce type d'estimation. Rappelons ici que les deux signaux ne sont pas échantillonnés de la même façon : la température est mesurée à intervalles réguliers tandis que l'échantillonnage des signaux de vitesse est irrégulier et dépend de l'ensemencement. La corrélation des deux signaux a donc été estimée en rééchantillonnant les signaux de température pour qu'ils correspondent à ceux de vitesse.

Cette figure n'étant qu'une estimation, elle ne permet pas de combler le déficit entre les courbes rouges et vertes de la figure 4.20(a). Cet écart est dû au fait qu'avec le système de mesure, toutes les structures ne sont pas prises en compte.

En effet, l'analyse fréquentielle (cf. §4.1) a montré qu'avec les mesures effectuées, les fréquences supérieures à 1 Hz environ demeurent indétectables. De plus, le système de micro-thermocouple associé à de la LDV ne permet pas de mesurer les corrélations entre vitesse et température ($\overline{u'\theta'}$) des structures de taille inférieure à la distance entre la pointe thermocouple et le volume de mesure (de l'ordre du millimètre).

Cependant, la figure 4.21(a) montre quand même une tendance avec une augmentation du produit $\overline{u'\theta'}$ après la transition ($x/H \sim 0,7$). Plus précisément, avant la transition, les profils sont plats sur la zone 2 et un pic se forme près de la paroi dans la zone 1. Ce dernier représente le transport de chaleur par l'écoulement fluctuant dans la zone 1 et il est en partie responsable de l'accroissement des fluctuations dans cette zone (voir §4.5). Après la transition, ce pic augmente plus fortement et s'étend vers le centre du canal.

Le deuxième point soulevé par les figures 4.20 est la différence de comportement entre les zones 1 et 2. En effet, avant la transition, environ 80 à 90% de l'énergie transportée par l'écoulement moyen est concentrée dans la zone 1 (courbes bleues), tandis qu'après la transition cette part diminue jusqu'à 60% en sortie de canal. Ce constat confirme l'hypothèse émise pour la modélisation zonale; avant la transition l'écoulement peut être séparé en deux zones : la zone 1 qui transporte 80% de l'énergie thermique injectée et la zone 2, qui ne transporte quasiment rien (d'où la modélisation par une zone isotherme). Après la transition (zone 3) le mélange turbulent tend à uniformiser l'écoulement moyen. Ce transfert d'énergie de la proche paroi vers le centre dans la zone 3 est illustré sur la figure 4.21(b). Cette figure montre l'estimation du transfert de chaleur turbulent horizontal au travers de l'estimation de la corrélation $\overline{v'\theta'}$ lors de l'expérience 6. L'analyse qualitative de cette figure montre qu'avant la transition, le mélange horizontal reste confiné dans la zone 1. Après, ce mélange augmente brusquement et s'étend à l'ensemble du canal transférant de l'énergie thermique au centre du canal, ce qui amène à une augmentation de la température moyenne au centre et donc à une augmentation de la participation au bilan d'énergie de l'écoulement moyen au centre. Cela confirme le modèle proposé dans la section 4.3.2 qui attribuait l'augmentation de la température au centre dans la zone 3 au mélange turbulent.

4.5 Alimentation des fluctuations de vitesse dans le canal

Il a été montré précédemment que le niveau des fluctuations se maintient dans la zone 3 bien que le cisaillement diminue. Afin de comprendre le phénomène physique qui entretient ces fluctuations dans cette zone, cette section s'intéresse au bilan d'énergie cinétique turbulente.

L'équation bilan de quantité de mouvement s'écrit, avec la notation d'Einstein sur les indices répétés :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = g_i \beta \Delta T - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_m}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}; \quad (4.8)$$

où $g_i = g$ quand i correspond à la coordonnée x et $g_i = 0$ sinon. L'équation bilan du mouvement moyen s'obtient en moyennant cette dernière selon la moyenne de Reynolds :

$$\overline{U_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = g_i \beta \overline{\Delta T} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P_m}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j^2}; \quad (4.9)$$

4. Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

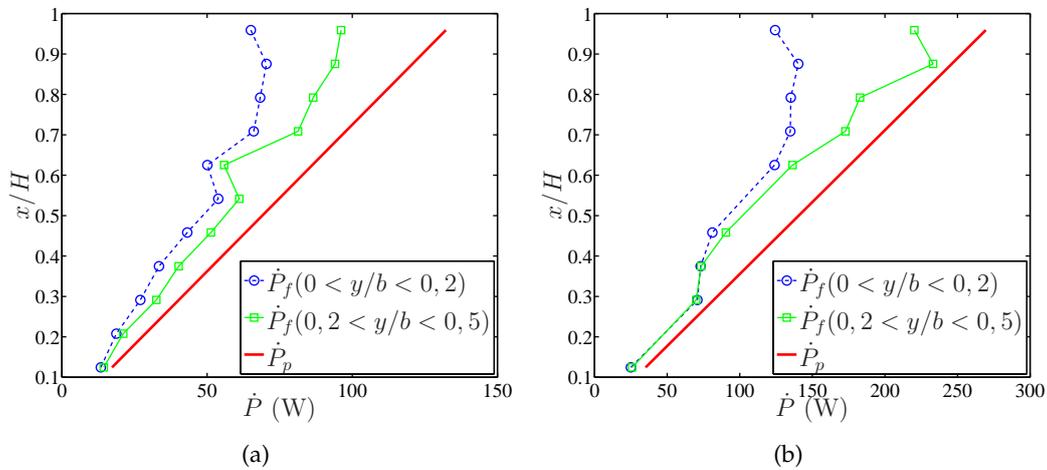


FIGURE 4.20 – Bilans de puissance sur la hauteur, sur le demi-canal gauche, lors des expériences 6 (a) et 7 (b). La droite rouge représente la puissance injectée par la paroi gauche ; les ronds bleus (pointillés) montrent la puissance transportée par l'écoulement moyen dans la zone en proche paroi ($0 < y/b < 0,2$) tandis que les carrés verts (traits pleins) présentent cette même puissance calculée sur le demi canal ($0 < y/b < 0,5$).

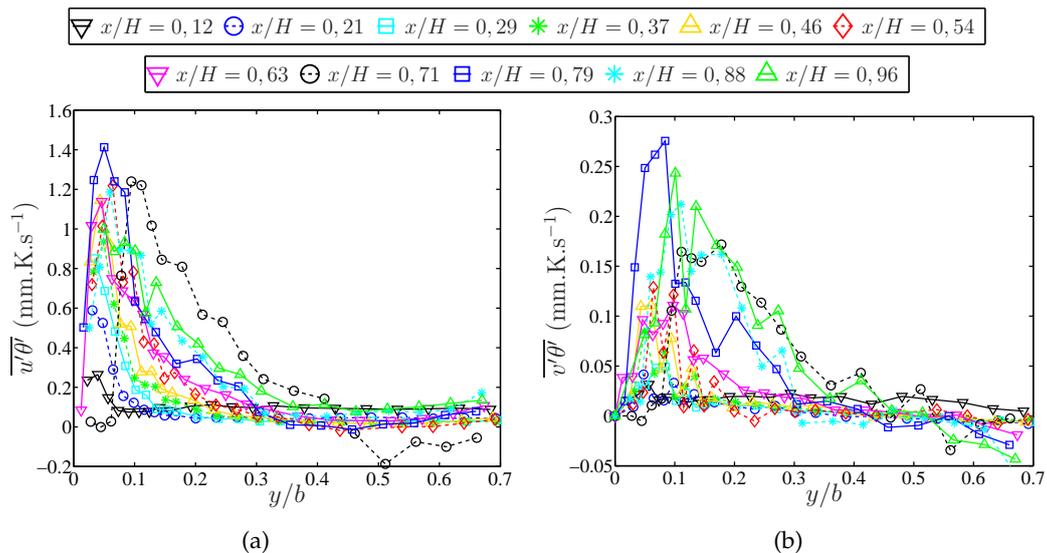


FIGURE 4.21 – Estimation des corrélations croisées des fluctuations de température et de vitesse verticale ($\overline{u'\theta'}$) (a) et des fluctuations de température et de vitesse horizontale ($\overline{v'\theta'}$) (b) pour l'expérience 6.

et la différence de ces deux équations (éq. 4.8 - éq. 4.9) donne l'équation bilan de quantité de mouvement fluctuante :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = g_i \beta \theta' - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P'_m}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}. \quad (4.10)$$

Enfin, l'équation bilan de l'énergie cinétique turbulente ($k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$) est obtenue en multipliant l'équation 4.10 par u'_i et en la moyennant à nouveau :

$$\overline{U}_j \frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}}_1 + \underbrace{g_i \beta \theta' \overline{u'_i}}_2 - \underbrace{\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2}}_3 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j k} - \frac{1}{\rho} \overline{P'_m u'_j} + \nu \frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j} \right)}_4. \quad (4.11)$$

Dans le cadre de cette étude, qui suppose l'écoulement 2D, 4 termes responsables de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente, peuvent être distingués dans cette équation :

- 1 : premier terme de production due aux gradients de vitesse moyenne ;
- 2 : second terme de production due au flux de chaleur turbulent selon x ;
- 3 : terme de dissipation ;
- 4 : terme de flux.

Seul deux termes (1 et 2) sont donc responsables de l'alimentation de la turbulence dans cette étude : une alimentation par l'écoulement moyen due au cisaillement ; et une alimentation par le flux de chaleur turbulent.

En deux dimensions, le terme 1 s'écrit :

$$-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\overline{u'^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} - \overline{u'v'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \overline{v'u'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial x} - \overline{v'^2} \frac{\partial \overline{V}}{\partial y}; \quad (4.12)$$

or, d'après l'approximation de couche limite, qui sera justifiée dans la section 4.7, le terme prédominant est $-\overline{u'v'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}$. Les profils correspondant à ce terme prédominant sont tracés sur la figure 4.22(a) pour l'expérience 6. Cette figure confirme que le terme 1 est un terme de production puisqu'il est positif (mis à part dans la couche limite). Le terme 2 s'écrit : $g\beta \theta' \overline{u'}$. Ce terme moyenné sur la largeur du canal peut être estimé, pour l'expérience 6, à partir du bilan d'énergie effectué précédemment (cf. §4.4) et de l'équation 4.7 :

$$g\beta \frac{1}{b} \int_0^b \overline{\theta' u'(x)} . dy = \frac{g\beta (\dot{P}_p(x) - \dot{P}_f(x))}{\rho C_p \text{Porte}(x) b l}. \quad (4.13)$$

Les deux termes de production d'énergie cinétique turbulente sont comparés en fonction de la hauteur sur la figure 4.22(b). Ces deux termes ne pouvant être mesurés précisément, des estimations sont présentées ici ; la valeur maximale du terme 1 obtenue à partir des profils de la figure 4.22(a) est donc comparée à une estimation du terme 2 faite à partir de l'équation 4.13. Cette figure montre qu'avant la transition ($x/H \lesssim 0,7$) les deux termes de production sont du même ordre de grandeur, les fluctuations sont donc induites par le cisaillement dans le canal et par le flux de chaleur turbulent. Cependant, si aucun de ces deux phénomènes ne peut être négligé, l'estimation du terme $\overline{u'\theta'}$ ne permet pas de conclure qu'il est effectivement plus grand que l'autre terme de production. En effet, comme cela a été mentionné à la fin du paragraphe 4.3.2.1, l'entrée du canal est à une température moyenne constante et par conséquent, proche de l'entrée, le terme $g\beta \overline{u'\theta'}$

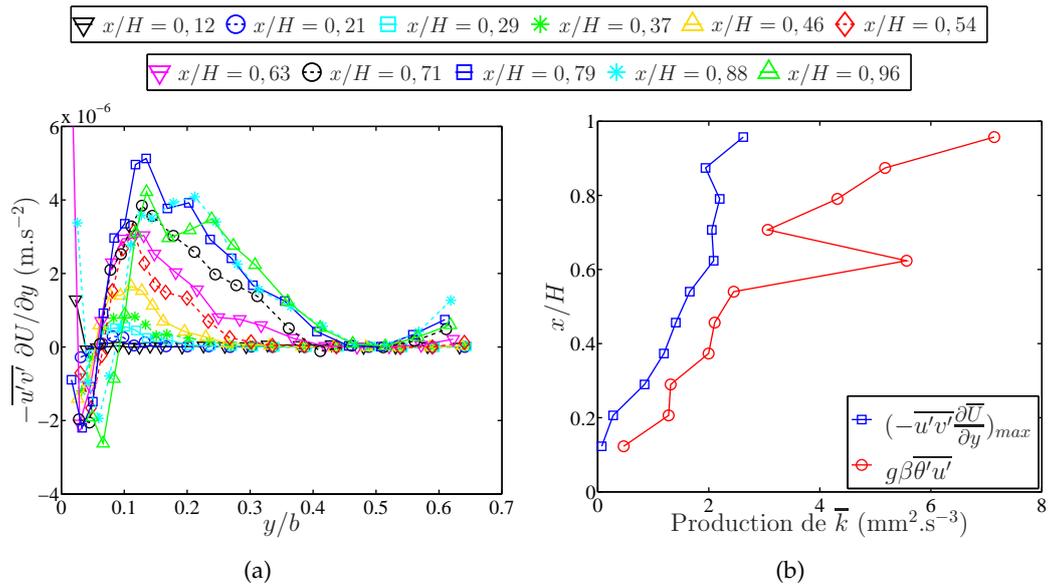


FIGURE 4.22 – (a) Estimation du terme 1 de l'équation 4.11. (b) Comparaison des termes 1 et 2 de l'équation 4.11.

devrait être négligeable, ce qui n'est pas le cas sur la figure 4.22(b). Ceci donne une idée de l'erreur commise sur l'estimation de ce terme. Par conséquent, dans ce modèle la production d'énergie cinétique turbulente sera supposée due principalement au cisaillement, avec une composante thermique qui augmente jusqu'à la zone de transition. Après la transition, le terme de production d'origine thermique prend le dessus tandis que l'autre terme semble stagner (à cause de la chute du cisaillement). La turbulence dans la zone 3 est donc alimentée directement par le flux d'énergie thermique fluctuant.

Cette figure confirme le modèle proposé dans la section 4.3 :

- Avant la transition : zone 1 et 2, écoulement cisailé, les fluctuations augmentent principalement sous l'effet du cisaillement et dans une moindre mesure sous l'effet des fluctuations de température ;
- Après la transition : zone 3, écoulement mélangé, le cisaillement diminue mais le niveau des fluctuations se stabilise car elles sont directement alimentées par l'énergie thermique injectée dans le canal.

4.6 Synthèse

L'étude de la cinématique et de la thermique de l'écoulement dans le canal pour les expériences 6 et 7 a permis de mettre en évidence un changement de régime d'écoulement dans le canal. Les profils de vitesse et de température moyennes dans le canal ainsi que ceux des fluctuations associées à ces deux grandeurs ont été présentés ici. Un modèle zonal a été développé pour décrire le changement de régime à partir de l'étude des profils et des bilans d'énergie et d'énergie cinétique turbulente.

L'étude de l'écoulement sur la hauteur du canal permet de le séparer en 3 zones : une zone de proche paroi (1) et une zone neutre (2) avant la transition et une zone de brassage (3) après.

La zone 1 sert de moteur à l'écoulement ; i.e. la quasi-totalité de l'énergie ther-

mique injectée aux parois reste dans cette zone et sert à accélérer le fluide. Cette accélération produit un fort cisaillement dans le canal qui a pour effet d'augmenter les fluctuations de vitesse. Dans cette zone, l'augmentation des fluctuations de température contribue aussi, mais certainement dans une moindre mesure, à l'augmentation des fluctuations de vitesse.

La zone 2 est quasiment isotherme ; i.e. elle est entraînée par l'écoulement accéléré en proche paroi (zone 1) mais ralentit avec l'altitude par conservation du débit (la zone 1 accélère). En entrée ($x/H \lesssim 0,4$), une relaminarisation est observée jusqu'à ce que le cisaillement dans le canal soit suffisamment important et que les fluctuations de vitesse se mettent à augmenter.

Dans les zone 1 et 2, il y a une compétition entre le transfert de chaleur en paroi, qui tend à augmenter le cisaillement et les fluctuations de vitesse, qui tendent à mélanger l'écoulement et à l'homogénéiser. Une transition est observée au moment où le mélange turbulent prend le dessus et réduit le cisaillement, c'est la zone 3.

Dans la zone 3, le mélange turbulent prédomine, le cisaillement dans le canal diminue et l'écoulement au centre se réchauffe. L'analyse du bilan d'énergie et du transport d'énergie cinétique turbulente a montré que, dans la zone 3, le transfert de chaleur fluctuant augmente et est responsable du maintien du niveau des fluctuations. En effet, dans cette zone, le cisaillement diminue mais sa diminution n'entraîne pas de baisse de l'agitation turbulente. Cette agitation est alimentée par l'énergie thermique injectée aux parois.

La section 4.2.1 a montré qu'un changement de régime était aussi observé sur l'évolution du transfert de chaleur local (Nu_x) en fonction du nombre de Rayleigh local (Ra_x^*). Il est possible maintenant de mieux interpréter cette évolution en s'appuyant sur l'étude cinématique et thermique de l'écoulement. La figure 4.23(a) reprend la figure 4.4(a) ; trois parties peuvent être distinguées sur cette figure, comme le montre le schéma 4.23(b).

La zone A, qui s'arrête aux alentours de $Ra_x^* = 10^{10}$, n'a pas pu être correctement étudiée car pour les expériences 6 et 7, elle correspond respectivement aux quatre premières et aux trois premières chauffeuses (cf. tab. 4.1). Cependant les expériences faites à plus petits Rayleigh (1 à 4) la mettent en évidence. Dans cette zone, l'écoulement est assez calme et il est possible de considérer que la quasi-totalité de l'énergie thermique est transportée en proche paroi par l'écoulement moyen ; i.e. la part de l'écoulement fluctuant dans le transport d'énergie (\dot{P}'_f) est négligeable.

La zone B correspond à l'écoulement observé avant la transition lors des expériences 6 et 7. La caractérisation de cet écoulement a permis de situer la transition aux alentours de $Ra_x^* = 2.10^{11}$ (cf. fig. 4.7). Dans cette partie, le transfert de chaleur s'effectue principalement dans la zone 1 par l'écoulement moyen, mais l'écoulement fluctuant n'est plus négligeable, il est de l'ordre de 20%.

Enfin, la zone C correspond à l'écoulement après la transition. Dans cette zone, l'écoulement turbulent se développe sur l'ensemble du canal, le transfert de chaleur fluctuant augmente avec la hauteur ; et ce transfert de chaleur alimente la turbulence.

4.7 Conséquence du changement de régime sur la pression

La pression dans le canal ne peut pas être mesurée, mais elle peut être estimée grâce au bilan de quantité de mouvement. D'après l'équation 4.9, celui-ci s'écrit selon x :

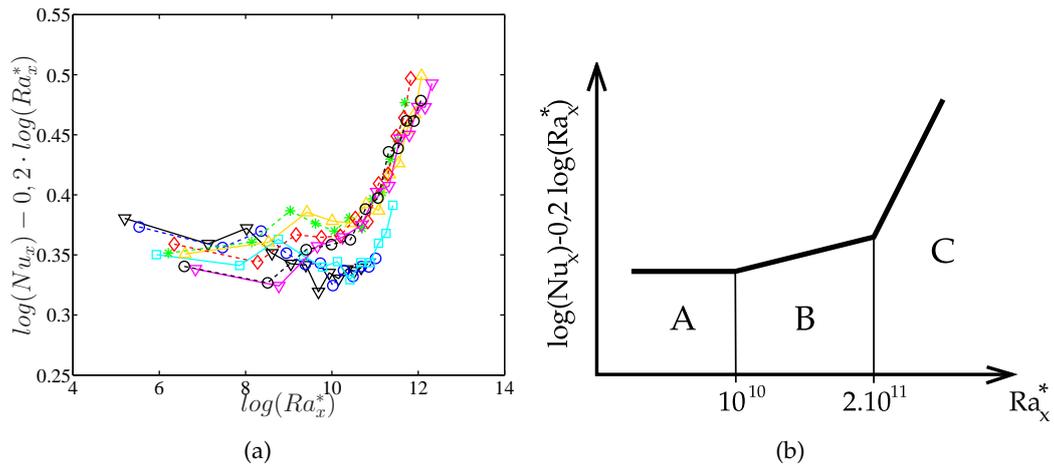


FIGURE 4.23 – Modélisation de l'évolution du transfert de chaleur local.

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{U}^2}{\partial x}}_1 + \underbrace{\frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x}}_2 + \underbrace{\frac{\partial \bar{U}\bar{V}}{\partial y}}_3 + \underbrace{\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y}}_4 = \underbrace{g\beta\bar{\Delta T}}_5 - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}_m}{\partial x}}_6 + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2}}_7 + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2}}_8. \quad (4.14)$$

Avec les mesures de température et de vitesse effectuées, les ordres de grandeur de tous les termes au centre du canal mis à part celui du terme de pression (6) peuvent être évalués. Chaque terme a été évalué au centre du canal ($y/b = 0, 5$) et tracé en fonction de la hauteur (x) sur les figures 4.24 à 4.27. Une modélisation simple est proposée pour chaque terme en prenant en compte les tendances des profils présentés dans les sections précédentes. Par exemple, le calcul des dérivées n'étant pas très précis à cause de la discrétisation spatiale, elles ont été modélisées à partir d'analyses qualitatives des profils bruts. Il faut préciser que dans cette section x désigne la hauteur réelle dans le canal ; i.e. en prenant en compte l'entrée adiabatique. Auparavant, les profils étaient présentés en fonction de la hauteur adimensionnée (x/H) qui correspondait à la hauteur chauffée. Pour rappel, la hauteur des parois est de 65 cm tandis que la hauteur chauffée est de 61,1 cm (60 cm correspondant à la hauteur des 12 chaufferettes et 11 mm à celle des 11 rainures les séparant).

La figure 4.24(a) présente l'évolution de la vitesse moyenne verticale au carré au centre (ce qui correspond à la vitesse minimale). L'évolution est modélisée par deux droites avec une diminution avant la transition et une augmentation après. L'ordre de grandeur de la valeur absolue du terme 1 est de 10^{-4} m.s^{-2} .

La figure 4.24(b) montre l'évolution de l'écart-type de vitesse verticale au carré en fonction de la hauteur. En négligeant sa diminution à cause de la relaminarisation en entrée, ce terme peut être considéré constant avec deux paliers de part et d'autre de la transition et une augmentation brusque entre les deux. Le terme 2 est donc nul sur la hauteur sauf au niveau de la transition où il est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$.

Le terme 3 de l'équation 4.14 est tracé en fonction de la hauteur dans le canal sur la figure 4.25(a). Ce terme peut être considéré comme constant avant la transition et comme diminuant linéairement après. Il est de l'ordre de 10^{-5} m.s^{-2} avant la transition et vaut en moyenne $-10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$ après.

Le terme 4 est représenté sur la figure 4.25(b). Avant la transition, il diminue

4.7. Conséquence du changement de régime sur la pression

Termes de l'éq. 4.14	1	2	3	4	5	6	7	8
Ordre de grandeur (m ² .s ⁻¹)	-10 ⁻⁴	0	10 ⁻⁵	-5.10 ⁻⁵	0	/	0	10 ⁻⁵

TABLE 4.2 – Ordres de grandeur des termes de l'équation 4.14 avant la transition.

Termes de l'éq. 4.14	1	2	3	4	5	6	7	8
Ordre de grandeur (m ² .s ⁻¹)	10 ⁻⁴	0	-10 ⁻⁴	-4.10 ⁻⁴	10 ⁻³	/	0	10 ⁻⁵

TABLE 4.3 – Ordres de grandeur des termes de l'équation 4.14 après la transition.

linéairement, puis il y a un saut et il devient constant après la transition. Il est de l'ordre de 10⁻⁵ m.s⁻² avant la transition et de -4.10⁻⁴ m.s⁻² après.

La figure 4.26 présente l'évolution du terme 5 en fonction de la hauteur dans le canal. Pour ce terme de flotabilité, le choix de la température d'entrée est très sensible car ce terme est prédominant. Comme mentionné auparavant lors du découpage en zone, l'évolution en température dans la zone 2 est négligée et le terme 5 sera considéré comme linéaire en x dans la zone 3. Ce terme est prédominant puisqu'il est de l'ordre de 10⁻³ m.s⁻² dans la zone de brassage.

Pour estimer le premier terme de viscosité (7), la vitesse moyenne verticale au centre a été tracée en fonction de la hauteur sur la figure 4.27(a). Son évolution peut être considérée comme linéaire de part et d'autre de la transition et donc le terme 5 peut être considéré comme nul.

Enfin, le terme 8 est présenté sur la figure 4.27(b). Son évolution est difficile à commenter étant donnée l'incertitude sur le calcul de la dérivée seconde à partir de mesures si espacées. Cependant, il est de l'ordre de 10⁻⁵ m.s⁻² et donc négligeable même si les incertitudes sont grandes.

Tous ces ordres de grandeur sont recensés dans les tableaux 4.2 et 4.3. Cette première analyse des ordres de grandeur signale que les termes 2 et 7 sont négligeables partout, ainsi que le terme 8 dans un premier temps, ce qui correspond à l'approximation de couche limite classique.

L'analyse de ces résultats montre que de part et d'autre de la transition, deux des termes mesurés prédominent. Avant la transition (zone 2), les termes 1 et 4 prédominent tandis qu'après, ce sont les termes 4 et 5. Étant donné leur signe, ces termes ne peuvent pas se compenser dans l'équation 4.14. Par conséquent, la seule possibilité de rendre vraie cette équation à l'ordre 0 est que ces termes soient équilibrés par le terme de pression (terme 6). Ainsi en $y/b = 0, 5$, avant la transition :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim \frac{\partial \overline{U}^2}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}; \quad (4.15)$$

et après la transition :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim g\beta\overline{\Delta T} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}. \quad (4.16)$$

Pour la suite de l'analyse, le terme 4 ne sera pas pris en compte dans les estimations car il reste inférieur à l'autre terme dominant. Par conséquent, avant la transition :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim -\frac{\partial \overline{U}^2}{\partial x}; \quad (4.17)$$

et après la transition :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim g\beta \overline{\Delta T}. \quad (4.18)$$

Jusqu'à présent, les études sur la convection naturelle en canal vertical ont toujours considéré que l'écoulement en sortie de canal était assimilable à celui d'un jet en atmosphère libre. La pression en sortie de canal était donc considérée comme égale à la pression atmosphérique à la même altitude. En 1982, Penot et Dalbert [66] ont été les premiers à introduire la notion de pression motrice P_m ($P_m = P + \rho g x$) et à considérer une dépression en entrée de canal due à l'écoulement de convection naturelle. Cette dépression en entrée peut être calculée à partir de l'équation de Bernoulli sur une ligne de courant entre l'entrée et l'infini où le fluide est immobile :

$$\overline{P}_{me} = -\frac{1}{2} \rho_0 \overline{U}_e^2; \quad (4.19)$$

où \overline{U}_e est la vitesse moyenne en entrée.

Lors de l'expérience 6, le débit dans le canal est de $8,75 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (cf. §3.4.2) soit une vitesse moyenne en entrée $\overline{U}_e = 6,3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. La dépression en entrée est donc de l'ordre de $\overline{P}_{me} = -20 \text{ mPa}$.

L'évolution de la pression au centre en fonction de la hauteur est représentée sur la figure 4.28(a). Dans la zone 2, l'équation 4.17 montre que le gradient de pression vertical est de l'ordre de $10^{-1} \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$. La pression augmente quasi-linéairement dans cette zone pour atteindre environ 30 mPa au niveau de la transition ($x \sim 0,5 \text{ m}$).

Dans la zone 3, la poussée d'Archimède domine (éq. 4.18). La figure 4.26 montre que $g\beta \overline{\Delta T}$ est linéaire en x après la transition ; la pression augmente donc de façon parabolique dans cette zone. La pression ainsi calculée en sortie est de l'ordre de 110 mPa (voir fig. 4.28(a)), ce qui est complètement différent de la pression nulle annoncée par le modèle de jet en atmosphère libre.

Ces estimations, effectuées au centre du canal ($y/b = 0,5$), peuvent être raisonnablement élargies à l'ensemble de la zone 2, mais ne couvrent pas toute la largeur du canal. Pour avoir accès à la forme des profils de pression, il faut étudier l'équation bilan de quantité de mouvement selon y :

$$\frac{\partial \overline{V}^2}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{UV}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial y^2} \right). \quad (4.20)$$

D'après l'approximation de couche limite, validée avec l'étude des ordres de grandeur, la majorité des termes de cette équation peuvent être négligés pour n'en garder plus que 2 :

$$\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial y}. \quad (4.21)$$

La pression motrice dans le canal peut donc être écrite comme :

$$\overline{P}_m(x, y) = -\rho \overline{v'^2}(x, y) + \overline{P}_m(x, y = 0); \quad (4.22)$$

où la fonction $\overline{P}_m(x, y = 0)$ correspond à l'évolution de la pression à la paroi. En première approximation, les profils des fluctuations de vitesse horizontale (voir

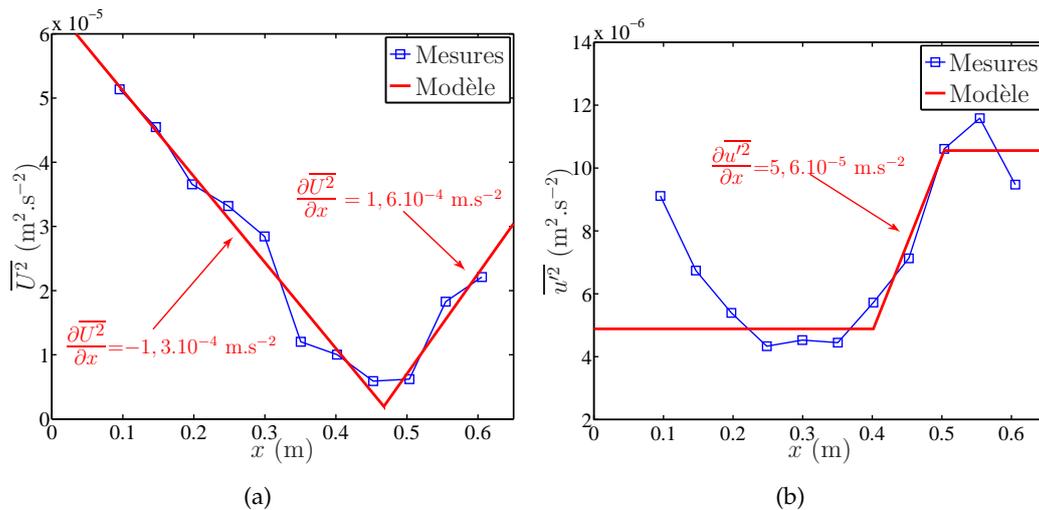


FIGURE 4.24 – Représentation et modélisation des termes 1 (a) et 2 (b) de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

fig. 4.13) peuvent être considérés comme plats sur toute la zone 2 et linéaires dans la zone 1 jusqu'à rejoindre 0 à la paroi. Ainsi, la pression décroît de la paroi vers l'écoulement et est constante au centre du canal. Le demi-profil de pression est schématisé sur la figure 4.28(b) ; l'écart entre la pression à la paroi et celle au centre ($\delta P_m = \rho v'^2(x, y = 0,5b)$) est très faible, de l'ordre de quelques mPa. La pression calculée en sortie au centre du canal est donc bien positive sur tout le profil et l'hypothèse de jet en atmosphère libre ne peut être respectée pour ces expériences.

L'étude des bilans de quantité de mouvement a permis de modéliser l'évolution de la pression motrice dans le canal. Celle-ci est négative en entrée, puis elle augmente quasi-linéairement avant la transition et de façon parabolique après. Suivant y , la pression peut être considérée constante au centre du canal (zone 2) et linéairement croissante en se rapprochant de la paroi (dans la zone 1). L'allure des profils et l'évaluation des gradients de pression verticaux indiquent que celle-ci est positive en sortie de canal ce qui n'avait jamais été montré puisque jusqu'à présent, la pression motrice était considérée nulle en sortie d'après l'hypothèse de jet en atmosphère libre. De plus, la transition a pour effet de créer une nette augmentation de la pression dans le canal. En effet, avant la transition la pression augmente doucement avec la diminution de la vitesse au centre, mais après la transition, l'apparition du terme de température (très supérieur aux autres) induit une forte augmentation de pression.

4.8 Approche globale du changement de régime

Les sections précédentes ont mis en évidence un changement de régime d'écoulement dans le canal et ont décrit les comportements des deux régimes en détail. Ces études ont été faites à partir des expériences 6 et 7 en fonction de la hauteur dans le canal. Cependant, les corrélations entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh locaux n'ont pas permis de rassembler parfaitement les courbes, ce qui montre qu'ils ne sont peut-être pas les nombres caractéristiques les plus représentatifs de ces écoulements.

Une approche globale est donc développée ici à partir des données mesurées en sortie sur les expériences 1 à 7 (cf. tab. 3.1).

4. Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

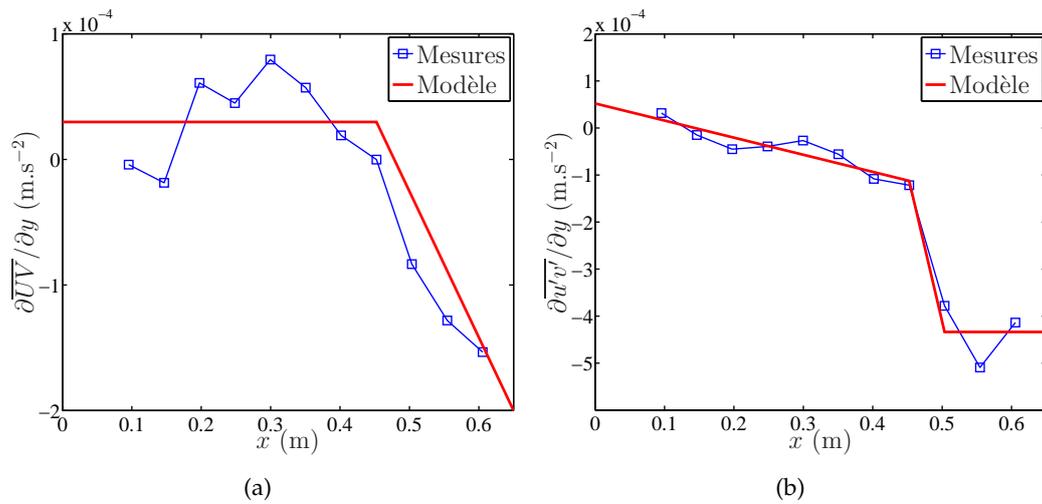


FIGURE 4.25 – Représentation et modélisation des termes 3 (a) et 4 (b) de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

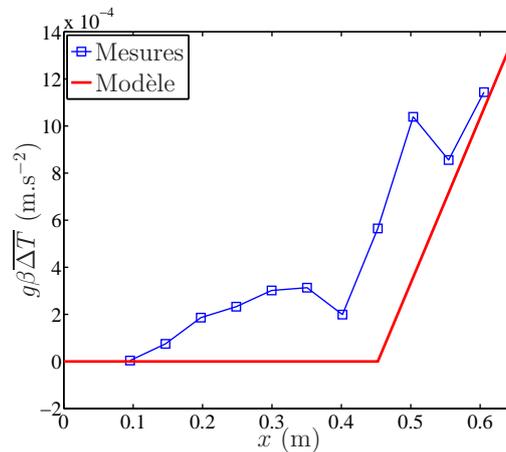


FIGURE 4.26 – Représentation et modélisation du terme 5 de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

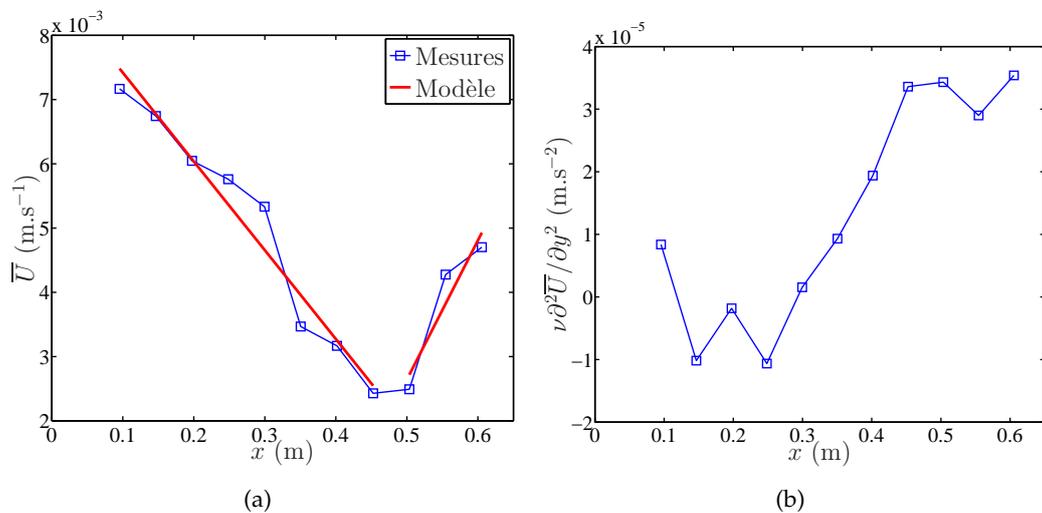


FIGURE 4.27 – Représentation et modélisation des termes 7 (a) et 8 (b) de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

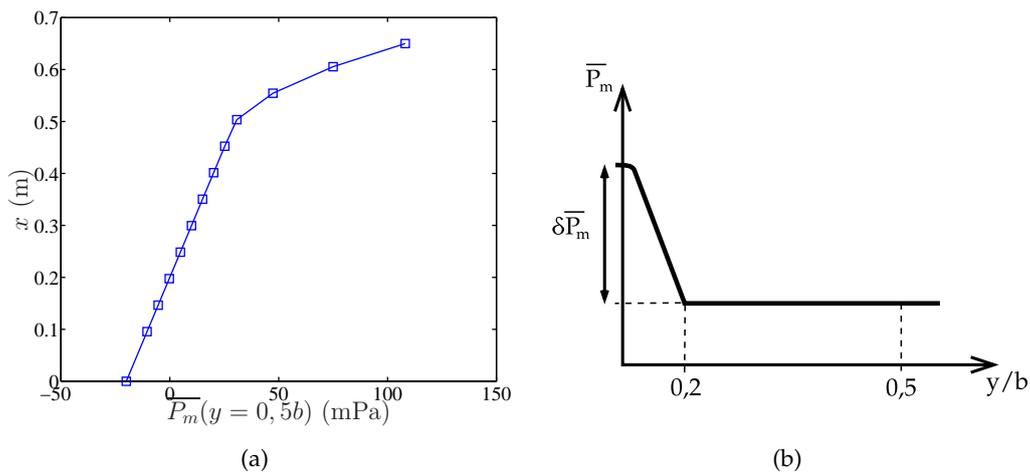


FIGURE 4.28 – (a) Évolution de la pression au centre en fonction de la hauteur. (b) Forme du profil de pression sur le demi-canal.

4.8.1 Évolution du transfert thermique global et du débit

Tel que discuté au chapitre 1, la majorité des études sur la convection naturelle en canal vertical portent sur la détermination de corrélations décrivant l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh modifié. Ces études s'intéressent au transfert thermique global dans le canal, ces deux nombres sont basés sur sa largeur (voir §1.3.1.3 p. 26). Dans le cas présent (densité de flux de chaleur imposée), ils s'écrivent :

$$Ra_b^* = \frac{g\beta qb^5}{\lambda\nu aH} = Ra_x^* \left(\frac{b}{x}\right)^4 ; \quad (4.23a)$$

$$Nu_b = \frac{qb}{\lambda\Delta T_{moy}} ; \quad (4.23b)$$

où ΔT_{moy} est l'écart entre les températures de paroi et d'entrée, moyenné sur la hauteur de la paroi ($\Delta T_{moy} = \frac{1}{H} \int_0^H (T_p - T_e).dx$). De même que pour le Nusselt local, la dissymétrie des températures de parois est prise en compte en moyennant les Nusselt calculés à partir des ΔT_{moy} gauche et droite.

Sur la figure 4.29(a), pour chaque expérience (1 à 8, cf. tab. 3.1 p. 86), le nombre de Nusselt global du canal est tracés en fonction du nombre de Rayleigh modifié. Ce graphique montre que les 8 expériences suivent deux lois de comportement différentes : les expériences 1 à 3 sont proportionnelles au Rayleigh à la puissance 0,21 (trait plein bleu) tandis que les 5 autres suivent une loi à la puissance 0,24 (pointillés rouges). Cette observation est renforcée par la figure 4.29(b) sur laquelle la première loi de puissance a été retranchée aux nombres de Nusselt. Ce changement de comportement aux alentours de $Ra_b^* = 10^7$ illustre bien la présence du changement de régime étudié précédemment qui favorise les transferts convectifs dans le canal.

La figure 4.30 présente l'évolution du nombre de Reynolds (Re , cf. éq. 1.8 p. 28) en fonction du nombre de Rayleigh modifié global (Ra_b^* , éq. 4.23a). Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes caractérisées au chapitre précédent (cf. §3.5.2 p. 109). Contrairement au transfert de chaleur, le changement de régime n'est pas visible sur l'évolution du débit. Au contraire, ce dernier semble suivre une loi en

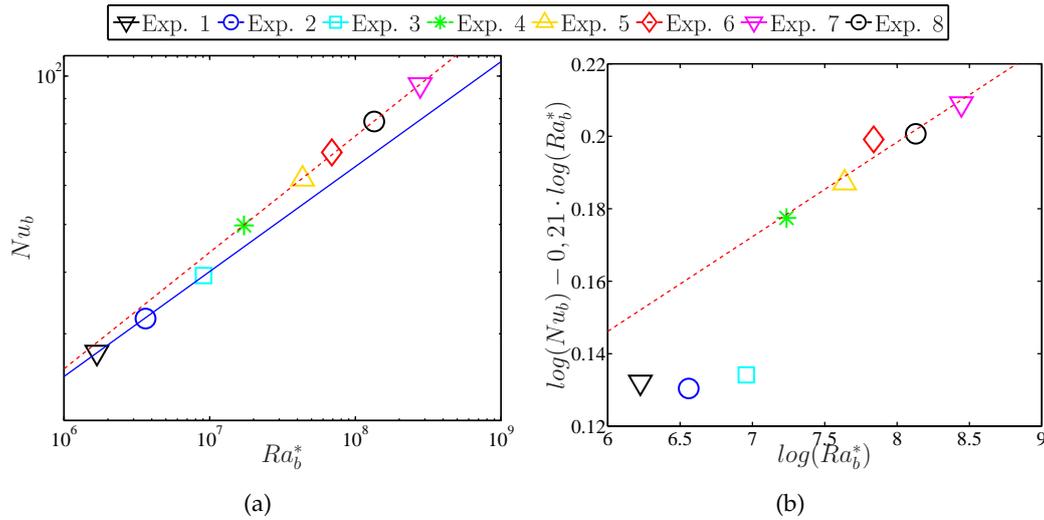


FIGURE 4.29 – (a) Évolution, sur l'ensemble des expériences (cf. tab. 3.1 p. 86), du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh modifié, tous les deux basés sur l'écartement du canal (cf. eqs. 4.23a et 4.23b). Les deux droites de pentes 0,21 (trait plein bleu) et 0,24 (pointillés rouges) illustrent le changement de régime en sortie entre les expériences 1 à 3 et 4 à 8. (b) Mise en évidence du changement de régime au niveau des échanges convectifs : les nombres de Nusselt ont été tracés en retranchant la droite en trait plein bleu.

puissance : $Re = 0,68Ra_b^{*0,46}$. Soit les barres d'erreur sont trop grandes pour observer le changement de régime ; soit celui-ci n'a pas lieu et l'augmentation du transfert de chaleur dans le canal n'induit pas une augmentation du débit. Cette observation justifie cette étude : le lien entre cinématique et thermique n'est peut-être pas détectable avec une étude globale sur les grandeurs adimensionnées (Nu et Re), mais nécessite une analyse détaillée des profils de vitesse et de température dans le canal.

Regardons maintenant si le changement de régime observé sur la hauteur peut être caractérisé simplement à partir des données en sortie.

4.8.2 Caractérisation globale du changement de régime

La figure 4.31(a) présente le cisaillement global ($\frac{\mu\Delta\bar{U}}{b}$) en sortie, adimensionné par $\frac{\mu\bar{U}_{max}}{H}$ en fonction du nombre de Rayleigh global (Ra_b^*). Le changement de régime apparaît clairement sur cette figure qui montre que le cisaillement diminue fortement entre les 3 premières expériences et les 4 dernières. La transition ici se situe clairement à $Ra_b^* = 10^7$.

Les profils des expériences 1 à 5 n'ayant pas été faits en coïncidence (cf. §3.1.2 p. 87) seuls les profils des fluctuations de vitesse verticale et horizontale (σ_U et σ_V) sont disponibles. De même que précédemment (§4.3.2) le lien entre le cisaillement global et la valeur maximale des fluctuations de vitesse verticale avant la transition est mis en évidence sur la figure 4.31(b) en comparant les deux termes de contrainte : $\rho\overline{u'^2}$ et $\frac{\mu\Delta\bar{U}}{b}$. Cette figure montre que les observations faites en fonction de la hauteur se retrouvent en sortie : les fluctuations de vitesse verticale sont générées par le cisaillement avant la transition ($Ra_b^* \sim 10^7$) et sont alimentées par d'autres phénomènes après, puisque leur niveau augmente bien que le cisaillement

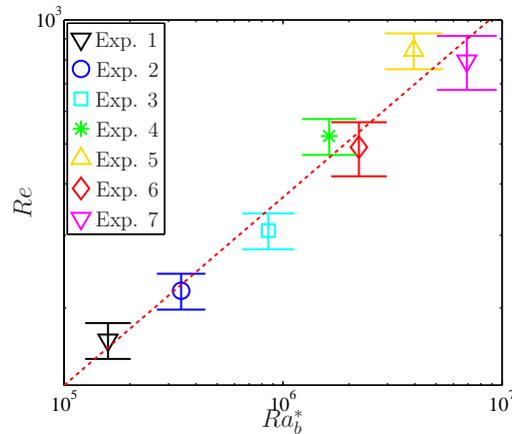


FIGURE 4.30 – Évolution du nombre de Reynolds (Re , cf. éq. 1.8 p. 28) en fonction du nombre de Rayleigh modifié basé sur la largeur (Ra_b^* , éq. 4.23a) calculé à partir des expériences 1 à 7.

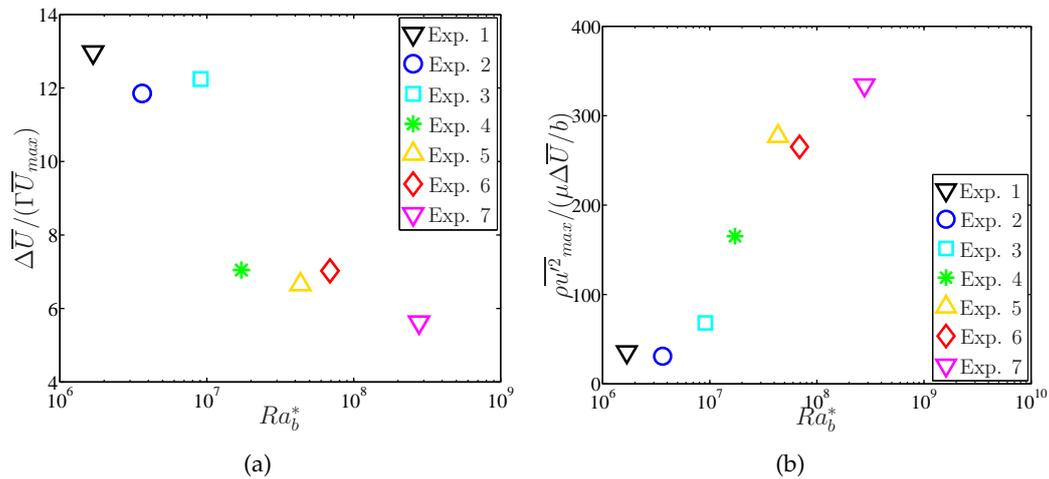


FIGURE 4.31 – (a) Évolution, sur les expériences 1 à 7 en sortie ($x/H = 0,96$), du cisaillement global ($\frac{\mu \Delta \bar{U}}{b}$) adimensionné par $\frac{\mu \bar{U}_{max}}{H}$ en fonction du nombre de Rayleigh modifié basé sur la largeur (Ra_b^*). (b) Comparaison entre la valeur maximale des fluctuations de vitesse verticale sous la forme de contrainte et le cisaillement global en fonction de la hauteur dans le canal.

diminue.

L'analyse globale de l'écoulement confirme les observations faites précédemment (cf. §4.6). Cela montre que la transition peut être détectée à partir des profils en sortie, ce qui est en général plus facile expérimentalement.

4.9 Conclusions

Ce chapitre a été consacré à la présentation des résultats obtenus lors des expériences 1 à 7 (cf. 3.1) et à la caractérisation cinématique et thermique de l'écoulement dans le canal.

L'analyse des spectres de vitesse et de température faite dans la première section a permis de déterminer une fréquence caractéristique de l'écoulement autour de 0,1 Hz. Cependant, les faibles taux d'acquisition obtenus avec le système de LDV ne permettent pas d'approfondir ce type d'étude.

La seconde partie s'est appliquée à la description et à la caractérisation du changement de régime d'écoulement observé dans le canal à $Ra_x^* = 2 \cdot 10^{11}$ lors des expériences 6 et 7. Ce changement de régime est caractérisé par une augmentation du transfert de chaleur en paroi due au développement de la turbulence dans le canal. L'analyse zonale développée dans la troisième section a montré qu'avant le changement de régime, l'écoulement s'apparente à un écoulement cisailé et la majeure partie de l'énergie thermique est évacuée par une couche située près de la paroi. De plus, le cisaillement est principalement responsable de l'augmentation des fluctuations de vitesse et donc du mélange turbulent. Après la transition, le mélange turbulent étend ce transport à l'ensemble du canal, favorisant ainsi l'échange thermique global en homogénéisant les profils de température et de vitesse moyenne. Dans les parties 4 et 5, l'étude des bilans d'énergie et de transport d'énergie cinétique turbulente a montré qu'après la transition, les fluctuations ne sont plus alimentées par le cisaillement, qui diminue à cause du mélange turbulent, mais directement par l'énergie thermique injectée en paroi. Cette énergie thermique alimente aussi les fluctuations avant la transition mais dans une moindre mesure puisque le cisaillement prédomine. La section 6 fait une synthèse des 4 sections précédentes sur le changement de régime d'écoulement et analyse plus finement l'évolution du transfert convectif local (Nu_x) à la lumière de ces résultats.

Dans la section 7, une méthode a été développée pour estimer la pression dans le canal en fonction de la hauteur. Cette méthode est basée sur l'estimation des différents termes des équations bilan de quantité de mouvement à partir des mesures. Il ressort que la pression est croissante sur toute la hauteur du canal ; les profils horizontaux sont quasi-constants au centre et augmentent vers les parois. Par ailleurs, le changement de régime a pour effet de considérablement augmenter la pression dans le canal car celle-ci doit compenser l'augmentation de la flottabilité au centre du canal. La pression ainsi calculée en sortie est supérieure à la pression atmosphérique, ce qui va à l'encontre de l'hypothèse de jet en atmosphère libre habituellement faite dans les modèles numériques.

Enfin, la dernière partie montre que le changement de régime peut également être observé à partir des données globales (en sortie de canal), ce qui facilite son étude sur des installations expérimentales. Il se caractérise par l'augmentation du nombre de Nusselt global, mais aussi par la diminution du cisaillement dans le canal en sortie. De plus, dans un canal sans transition les fluctuations de vitesse verticale sont quasi-proportionnelles au cisaillement global dans le canal, tandis qu'en présence d'une transition celles-ci augmentent alors que ce dernier diminue.

Conclusions et Perspectives

Synthèse générale

L'intégration à grande échelle de panneaux photovoltaïques aux bâtiments en configuration de double-peau nécessite une bonne compréhension des couplages entre les différents phénomènes physiques intervenant dans ce type de système. Cette compréhension passe par un travail de recherche en amont sur chaque phénomène. Cette thèse est consacrée à l'étude de la convection naturelle dans les canaux verticaux sans prendre en compte le rayonnement entre les parois.

Afin de simplifier le problème, la double-façade est modélisée par un canal vertical avec chauffage pariétal. La revue bibliographique du chapitre 1 a mis en évidence plusieurs manques sur l'étude de la convection naturelle en canal vertical :

- peu d'études fournissent des mesures de vitesse et de température dans le canal ;
- la majorité des études couvre de faibles nombres de Rayleigh ($Ra_b^* < 10^5$) et il manque des données expérimentales en régime turbulent à grands nombres de Rayleigh ;
- trop peu d'études s'intéressent aux couplages cinématique-thermique (notamment à cause d'un manque de mesures de vitesse) ;
- le couplage entre convection et rayonnement reste encore mal compris.

Pour remédier à ces problèmes, un banc d'essais, présenté dans le chapitre 2, a été développé au laboratoire. C'est un canal vertical placé dans l'eau pour se placer dans le cas d'un écoulement de convection pure (pas de rayonnement entre les parois) dimensionné par analogie avec le canal en air déjà présent au laboratoire. Le chauffage des parois est fait avec une condition de densité flux de chaleur imposé et différentes configurations de chauffage (uniforme, alterné, symétrique ou non...) peuvent être appliquées. Un dispositif couplant un système de LDV deux composantes (horizontale et verticale) à un micro-thermocouple de 25 μm de diamètre a été conçu pour mesurer la vitesse et la température en tout point du canal. De plus, les températures et les flux de chaleur en paroi sont mesurés à l'aide de thermocouples et de fluxmètres. Tous les capteurs et leur chaîne d'acquisition ont été étalonnés.

Le banc d'essais a été caractérisé dans le chapitre 3. Les quatre campagnes de mesures menées au cours de cette thèse ont été présentées et les différentes mesures de vitesse (en proche paroi ou sur la largeur du canal) ont été décrites. Les traitements appliqués aux mesures pour l'exploitation ont été détaillés et les incertitudes liées à la conception du banc (géométrie du canal, conditions aux limites) et aux systèmes de mesure ont été estimées et traduites en termes d'incertitudes sur les nombres adimensionnels caractéristiques.

Le dernier chapitre a été consacré à la présentation et à l'exploitation des résultats obtenus lors des quatre campagnes de mesure. Ces campagnes ont été faites