

Comparaison des résultats numériques avec des mesures expérimentales

1 Introduction

Il existe de nombreuses études basées sur l'hypothèse de convection naturelle pure. Ce sont des études numériques [23][48][11][8][100], ou des études expérimentales dans lesquelles le transfert radiatif est évalué et déduit du transfert thermique global mesuré ou des études expérimentales dans lesquelles le transfert radiatif est inhibé et n'intervient pas [11][31][101][66]. D'autres investigations ont questionné l'effet du rayonnement entre surfaces sur la convection naturelle sauf que la plupart de ces études étaient destinées aux cavités carrées différentiellement chauffées [102][103][13]. Peu de chercheurs [40][41][42][19] ont pris en compte le rayonnement entre surfaces dans leurs modèles numériques dans le cas d'un canal ouvert, ainsi la part radiative du transfert de chaleur n'est pas encore complètement étudiée [101][37][67]. Afin de neutraliser les effets du rayonnement entre surfaces et de caractériser l'échange de chaleur en convection pure, certains chercheurs ont utilisé l'eau comme fluide de travail pour modéliser l'écoulement d'air [104][31][105][106][1]. Cependant il existe peu d'études sur le sujet en configuration semi-ouverte et aucune étude ne s'est intéressée à l'influence du nombre de Prandtl.

Bien que de nombreuses études expérimentales et numériques sur la convection naturelle entre deux plaques parallèles aient été menées, la plupart des études ont été limitées à des mesures de température et à des analyses du transfert de chaleur. Peu d'études se sont intéressées aux quantités dynamiques de l'écoulement qui s'avèrent nécessaires compte tenu de la problématique posée relative à la définition des conditions aux limites dynamiques. Notez également que la plupart des investigations numériques n'ont pas considéré des propriétés thermophysiques variables avec la température, alors qu'elles s'avèrent influencer le débit massique et le transfert de chaleur quand les différences de température fluide/paroi sont grands [29][30][28].

Dans ce chapitre sont présentées deux études comparatives numériques et expérimentales relatives aux vecteurs eau (convection naturelle pure) et air (couplage convection-rayonnement

entre surfaces). Nous commençons d'abord par décrire les dispositifs expérimentaux. Ensuite, nous allons présenter les configurations simulées numériquement. Puis, les résultats numériques et expérimentaux sont comparés. Enfin, les effets du nombre de Prandtl, du rayonnement entre surfaces et des propriétés variables en fonction de la température sont discutés.

2 Présentation des bancs d'essai

2.1 Canal en eau : chauffage symétrique

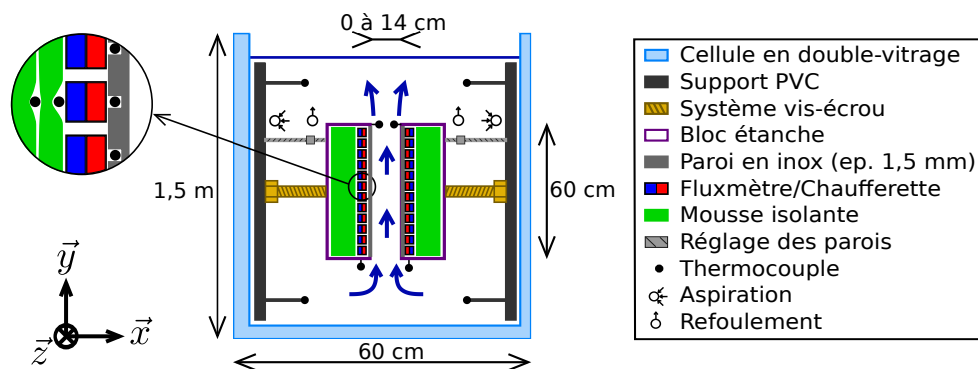


FIGURE IV.1 – Schéma représentant le banc d'essai en eau avec l'ensemble des capteurs thermiques [18].

Le banc d'essai schématisé dans la figure IV.1 est un canal vertical de dimensions $65,5 \times 23 \text{ cm}^2$ immergé dans une cuve en eau de dimension internes $60 \times 150 \times 23,5 \text{ cm}^3$ (x, y, z). Le canal est formé par deux blocs étanches qui contiennent des chaufferettes électriques et il est fermé sur les côtés par les parois en double-vitrage de la cellule en eau. Chaque bloc est fixé en son centre, au moyen d'un système vis-écrou, sur une plaque support en PVC plaquée contre un bord de la cellule en eau. Les réglages de la verticalité et du parallélisme du canal sont assurés par des tiges filetées reliant les coins supérieurs de chaque bloc à leur support (non présent sur le schéma). La différence d'écartement entre le haut et le bas est, avec ce système, inférieure au millimètre. Les parois du canal sont constituées de plaques en acier inoxydable de 1,5 mm d'épaisseur qui sont collées au bloc-paroi pour éviter toute aspérité sur la surface en contact avec l'eau. Afin d'assurer au mieux une condition de flux imposé, chaque paroi est chauffée au moyen de 12 chaufferettes identiques branchées en parallèle de dimension $5 \times 20 \text{ cm}^2$ selon y et z . La conduction de la chaleur dans la paroi entre deux zones chauffées est limitée par 11 rainures de $1 \times 1 \times 210 \text{ mm}^3$ (selon x, y et z) usinées dans la plaque en acier inoxydable sur la face située à l'intérieur des blocs. Enfin, les blocs-parois sont remplis de mousse silicone isolante pour éviter les pertes de chaleur au dos des chaufferettes.

Les mesures de vitesse sont effectuées dans le canal avec un système de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) monté sur un système de déplacement motorisé permettant des mesures le long des axes x et y dans le plan médian du canal. Les profils de vitesse moyenne sont obtenus

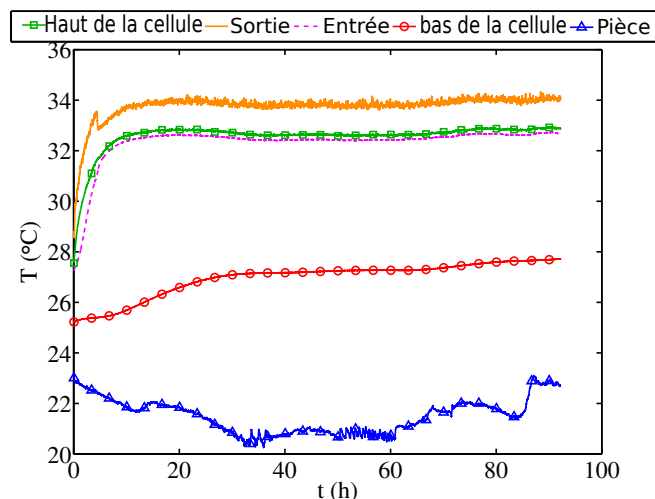


FIGURE IV.2 – Évolutions de la température dans la cellule en eau et dans la pièce pendant l'expérience 4 (cf. Tableau IV.1) [18].

sur une durée de 25 à 30 minutes pour chaque point. La température est mesurée par des thermocouples de type *K* de $120 \mu\text{m}$ de diamètre. Toutes les mesures dans le canal sont réalisées sous un régime statistiquement stationnaire. Les conditions de fonctionnement sont supposées être statistiquement stationnaires quand l'évolution de la température dans le réservoir (le haut, le bas, entrée et sortie) est faible ($< 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$), et lorsque les températures mesurées dans la cuve à l'extérieur du canal ne varient plus par rapport à la température mesurée à l'entrée de canal : $T - T_e = Cte$. La figure IV.2 présente les évolutions de température en haut et en bas de la cuve, à l'entrée et en sortie du canal et dans la salle (les positions des thermocouples sont présentées sur la figure IV.1) au cours de l'expérience 4 (cf. Tableau IV.1). Selon les configurations expérimentales étudiées, le régime statistiquement stationnaire est généralement atteint après 24-48 heures.

La température de l'eau dans le réservoir est supposée être homogène lorsque la différence de température entre le haut du réservoir et l'entrée du canal est presque nulle ($< 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$). La deuxième condition aux limites contrôlée est la densité de flux uniforme sur les parois du canal. Le flux de chaleur pariétal moyen sur chaque chauffurette est tracé sur la figure IV.3 en fonction de la hauteur adimensionnée du canal au cours de l'expérience 5 (cf. Tableau IV.1). Cette figure montre qu'une condition de flux uniforme est atteinte avec des variations moyennes inférieures à 1%. En outre, la différence entre le flux de chaleur moyen sur les parois droite et gauche est inférieure à 0,01%. D'autre part les fluctuations maximales mesurées de la densité de flux sont inférieures à 2% (non représentées sur cette figure). Ainsi une condition de flux uniforme peut être assumée sur les parois du canal. Plus de détails se trouvent dans les références suivantes [18][1].

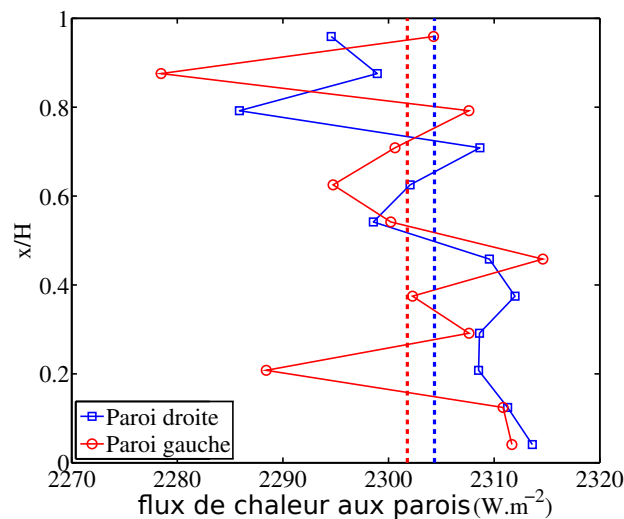


FIGURE IV.3 – Moyenne temporelle du flux de chaleur sur les parois (carré : droite, cercle : gauche) en fonction de la hauteur adimensionnée pendant l'expérience 5 (cf. Tableau IV.1). Le flux de chaleur est mesuré par un fluxmètre. Le flux de chaleur moyenné le long de hauteur (ligne en pointillées) est de 2302 W sur la paroi gauche et de 2304 W sur la paroi droite [18].

Expériences	q_w W/m ²	Températures °C		Ra_d
		Entrée	Sortie	
1	190	22.58	22.62	2.41×10^7
2	382	23.45	23.48	5.18×10^7
3	764	27.31	27.36	1.29×10^8
4	1147	32.56	32.60	2.43×10^8
5	2305	36.54	36.58	6.18×10^8

Tableau IV.1 – Les cinq configurations expérimentales étudiées [18]. La densité de flux de chaleur pariétale est moyennée dans le temps et le long des deux parois du canal. Les températures à l'entrée et en sortie sont des valeurs moyennées dans le temps.

3 Configurations des études numériques

Les deux configurations géométriques qui font l'objet d'investigations sont présentées dans la figure IV.4. La figure IV.4-(a) correspond à l'étude du couplage convection-rayonnement entre surfaces dans l'air. La figure IV.4-(b) concerne l'étude comparative en convection pure dans l'eau. Les rapports de formes des deux canaux sont respectivement $A = 14.4$ et $A = 15$. Le chauffage pariétal produit un gradient de température entre la paroi et le fluide conduisant ainsi à un écoulement de convection naturelle. Tout au long de cette étude, les hypothèses suivantes sont faites : propriétés des fluides, à l'exception de la densité, sont indépendantes de la température, les variations de densité ne sont prises en compte que dans la force de flottabilité, et l'écoulement est bidimensionnel, incompressible avec une dissipation visqueuse supposée négligeable. Les transferts thermiques ainsi que l'écoulement fluide sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes sous les hypothèses de Boussinesq (Eq. II.20). Les conditions aux

limites en convection pure sont reportées sur la figure IV.4.

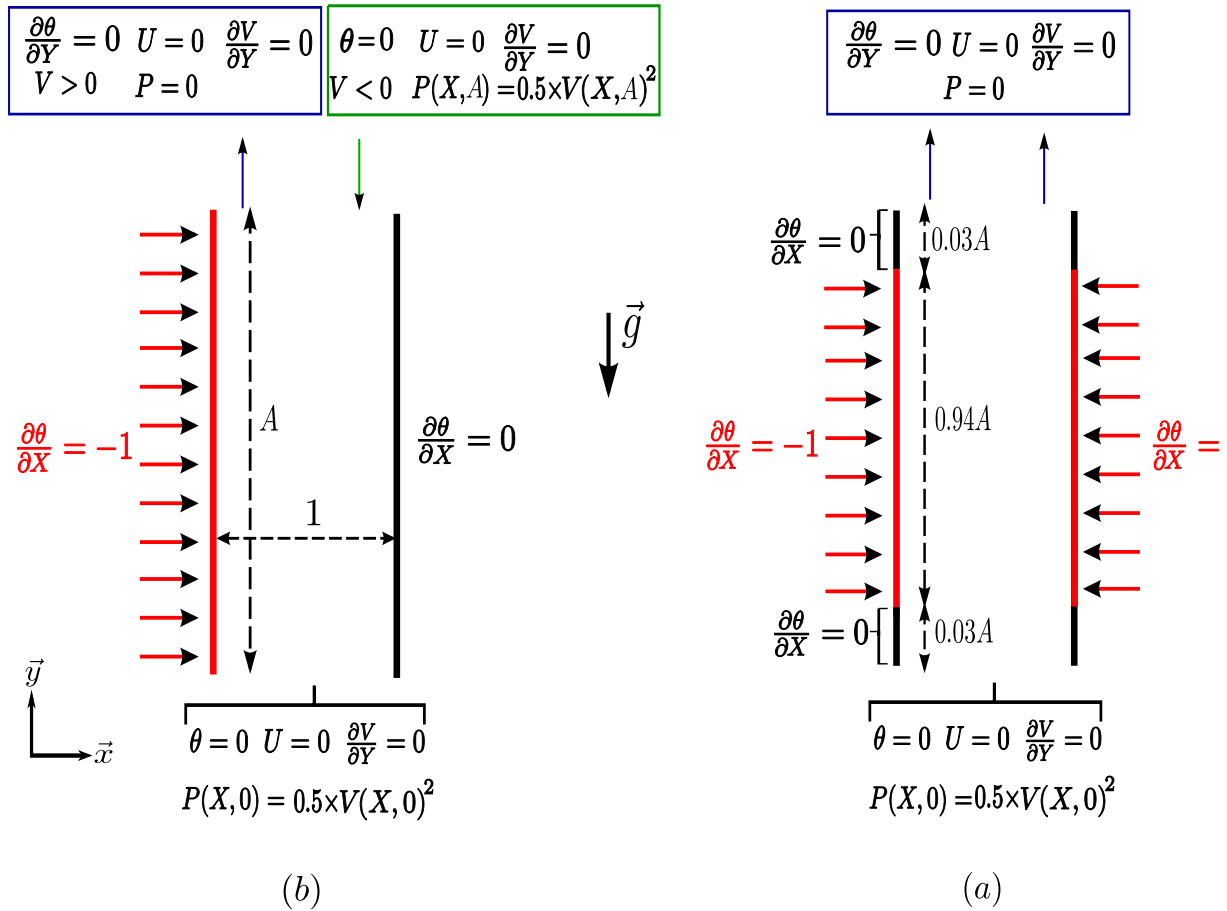


FIGURE IV.4 – Schémas simplifiés des dispositifs expérimentaux. (a) canal en air ; (b) canal en eau.

Dans le cas du couplage convection-rayonnement entre surfaces dans l'air, seules les conditions aux limites thermiques pariétales sont différentes. L'air est supposé transparent, les parois verticales sont considérées grises, diffuses et opaques avec $\epsilon = 0.09$. L'entrée et la sortie du canal sont assimilées au niveau radiatif comme des parois fictives noires avec $\epsilon = 1$. Sous forme adimensionnée, les conditions aux limites thermiques aux parois s'écrivent :

$$\begin{cases} (\partial \theta) / (\partial X) - q_r^* = -1 \text{ pour } X = 0, 0 \leq Y \leq A \\ (\partial \theta) / (\partial X) + q_r^* = 0 \text{ pour } X = 1, 0 \leq Y \leq A \end{cases} \quad (\text{IV.1})$$

4 Résultats et comparaisons

4.1 Configuration en eau : chauffage symétrique

La configuration sous investigation est un canal d'eau vertical et l'écoulement de convection naturelle correspondant est étudié expérimentalement et numériquement. Les conditions aux

Comparaison des résultats numériques avec des mesures expérimentales

limites sur les parois chauffées sont des conditions de flux de chaleur uniformes et la température à l'extérieur du canal a été réglée pour rester dans l'intervalle de validité de l'approximation de Boussinesq. La température et la vitesse ont été mesurées pour cinq flux de chaleur (cf. Tableau IV.1). Comme des fluctuations importantes sont observées expérimentalement sur le champ de vitesse, les mesures sont moyennées pour une durée de 25-30 minutes pour chaque point. Les incertitudes sur la vitesse et la température sont respectivement, $\pm 2\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\pm 0.05\text{ }^\circ\text{C}$. Des simulations numériques sont également effectuées pour les cinq configurations expérimentales sur une machine Intel Xeon E5520 avec un processeur de 2.27 GHz et 4 GB de mémoire.

n° Exp.	Ra_d	Résolutions	\overline{Nu}_{exp}	\overline{Nu}_{num}	$\overline{v}_{e/exp}$ [m ² /s]	$\overline{v}_{s/exp}$ [m ² /s]	Q_{num}
1	2.41×10^7	100 × 800	11.5	10.69	0.004038	0.004978	0.005957
		150 × 1200		10.66			0.005937
		200 × 1600		10.65			0.005929
		250 × 2000		10.65			0.005922
2	5.18×10^7	100 × 800	13.5	12.46	0.006405	0.006436	0.007282
		150 × 1200		12.43			0.007251
		200 × 1600		12.41			0.007238
		250 × 2000		12.41			0.007229
3	1.29×10^8	100 × 800	18.2	14.93	0.006514	0.008641	0.008904
		150 × 1200		14.84			0.008902
		200 × 1600		14.80			0.008669
		250 × 2000		14.84			0.008436
4	2.43×10^8	100 × 800	25.2	16.91	0.010709	0.012306	0.010224
		150 × 1200		16.82			0.010028
		200 × 1600		16.78			0.009958
		250 × 2000		16.76			0.009888
5	6.18×10^8	100 × 800	31.3	20.36	0.014431	0.018616	0.012849
		150 × 1200		20.19			0.012507
		200 × 1600		20.17			0.012392
		250 × 2000		20.15			0.012378

Tableau IV.2 – Comparaison en terme de nombre de Nusselt et du débit entre les investigations expérimentales et numériques pour différents nombres de Rayleigh et pour différentes résolutions spatiales.

$Ra_d = 2.41 \times 10^7; 5.18 \times 10^7; 1.29 \times 10^8; 2.43 \times 10^8; 6.18 \times 10^8$		
	$\Delta t = 0.01$	$\Delta t = 0.001$
100 × 800	8.12 h	38.8 h
150 × 1200		63.8 h
200 × 1600		118.8 h
250 × 2000		213.6 h

Tableau IV.3 – Les temps CPU en fonction des résolutions spatiales.

Ra_d	\overline{Nu}_{exp}	\overline{v}_e	\overline{v}_s
2.41×10^7	7%	32%	15%
5.18×10^7	9%	11.5%	11%
1.29×10^8	19%	24%	0.3%
2.43×10^8	33%	7%	19%
6.18×10^8	55%	14%	33.5%

Tableau IV.4 – Différences relatives entre les résultats expérimentaux et numériques en terme de nombre de Nusselt et du débit.

Les temps *CPU* nécessaires pour atteindre des solutions asymptotiquement stationnaires varient de 8.12 h à 213.6 h (cf. Tableau IV.3), respectivement, pour des résolutions spatiales entre 100×800 et 250×2000 (cf. Tableau IV.2). Les simulations numériques conduisent à des écoulements laminaires stationnaires alors que les données expérimentales montrent des écoulements instationnaires et turbulents à partir d'un nombre de Rayleigh de 10^7 . Plusieurs raisons possibles peuvent expliquer la discordance entre les régimes d'écoulements expérimentaux et numériques. Comme le canal se trouve dans un environnement confiné (la cuve d'eau), l'eau chauffée au niveau de la paroi monte dans le canal, se refroidit au sommet du réservoir et redescend vers l'entrée en passant derrière les parois étanches. Les fluctuations de la vitesse peuvent ne pas être amorties suffisamment avant de ré-entrer dans le canal et peuvent être amplifiées. Daverat et al. [1] ont mesuré des fluctuations à l'entrée à partir des données en vitesse et on calculé des intensités turbulentes allant jusqu'à 30%. Si aucune mesure n'est prise pour réduire au minimum les perturbations éventuelles qui pourraient être introduites à l'entrée du canal, un niveau d'intensité turbulente élevé peut être présent [107][108][39] et peut considérablement modifier le débit et les échanges convectifs dans le canal [109]. Dans les simulations, les conditions aux limites n'introduisent pas de perturbations en vitesse. De plus, l'écoulement bidimensionnel considéré dans les simulations reste une hypothèse questionnable. En effet, des structures tridimensionnelles et tourbillonnaires peuvent apparaître au niveau des parois chauffées [39][110] et perturber les couches limites. L'absence de perturbations à l'entrée du canal et l'hypothèse 2D peuvent influencer la structure de l'écoulement et notamment le contraindre à devenir instationnaire.

En dépit de la différence importante observée sur le comportement dans le temps, les débits et les nombres de Nusselt sont comparés entre les résultats expérimentaux et numériques (voir les tableaux IV.2 et IV.4). Le débit expérimental est calculé à l'entrée et à la sortie en intégrant la vitesse mesurée en supposant un profil 2D. Cependant Daverat et al. [1] ont observé que l'écoulement n'est pas bidimensionnel : la vitesse chute à proximité des parois avant et arrière de la cuve d'eau (selon la direction z ; cf. Fig. IV.1). Par conséquent, les couches limites le long de ces parois s'épaississent de l'entrée vers la sortie et le profil de vitesse présente un maximum à mi-profondeur dans le plan x - y . Le débit calculé via l'intégrale du profil de vitesse 2D sur la largeur est donc surestimé : c'est pourquoi \overline{v}_s/exp est plus grand que \overline{v}_e/exp (cf. Tableau IV.2). Les résultats numériques sont en accord avec \overline{v}_e/exp pour les expériences 2, 3 et 4, mais ils sont très grands pour les autres expériences. En termes de nombre de Nusselt, un accord est observé pour les deux premières $Ra_d = 2.41 \times 10^7, 5.18 \times 10^7$ et la différence est importante pour les trois autres $Ra_d = 1.29 \times 10^8, 2.43 \times 10^8, 6.18 \times 10^8$.

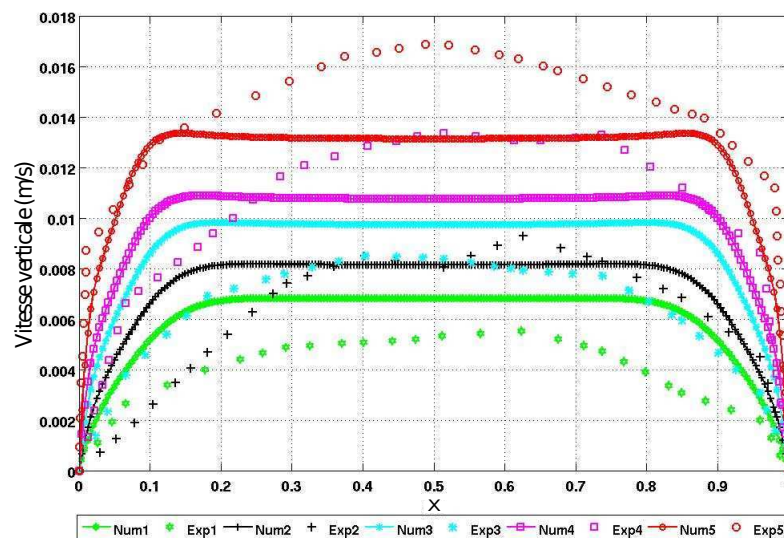


FIGURE IV.5 – Distribution de la vitesse à l'entrée du canal (eau) : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

Les figures IV.5 et IV.6 montrent les profils de vitesse expérimentaux à l'entrée et en sortie du canal pour les 5 expériences comparées à des profils numériques. Les couches limites dynamiques se développent depuis l'entrée jusqu'à la sortie du canal : compte tenu du chauffage imposé, le fluide est accéléré le long des parois, laissant apparaître deux pics de vitesse au niveau des parois du canal et le mouvement est ralenti au centre du canal. La vitesse au centre du canal n'est pas nulle, mais atteint un plateau comme le montre la figure IV.6. Comme attendu, le débit augmente avec le flux de chaleur imposé aux parois. Plus le flux de chaleur pariétal est important, plus les maxima de vitesse sont grands. La figure IV.5 montre que les profils numériques surestiment les valeurs expérimentales pour les expériences 1-2-3 à l'entrée. Les différences relatives entre les débits numériques et expérimentaux sont réunies dans le Tableau IV.4. Bien que les débits à l'entrée soient en bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux pour les expériences 4 et 5 à l'entrée, les profils sont très différents. En sortie (cf. Fig. IV.6), les écarts ne sont significatifs qu'au centre du canal pour les expériences 1-2 et à proximité des parois chauffées pour l'expérience 3. Pour les expériences 4 et 5, les écarts sont importants sur toute la largeur du canal.

Les sources possibles de discordance entre les résultats numériques et expérimentaux sont les suivantes. Comme les écoulements sont instationnaires dans les expériences, les discordances peuvent provenir du fait que le code ne peut pas prédire ce régime d'écoulement dépendant du temps. Dans la boucle fermée, l'écoulement de retour derrière les boîtes étanches pourrait créer des pertes de charge qui peuvent ralentir le fluide et par conséquent, réduire le débit du canal. Comme expliqué précédemment, les fluctuations peuvent ré-entrer dans le canal et peuvent être amplifiées plus en aval, des fluctuations importantes de vitesse qui dissipent l'énergie sont mesurées à l'entrée du canal, elles pourraient entraîner le développement de couches limites à proximité de la sortie. Ceci est suggéré par les profils de vitesse des expériences 4 et 5 (cf. Fig. IV.6). Il peut également y avoir un changement de régime d'écoulement pour ces nombres de Rayleigh. Ce changement peut également être expliqué à

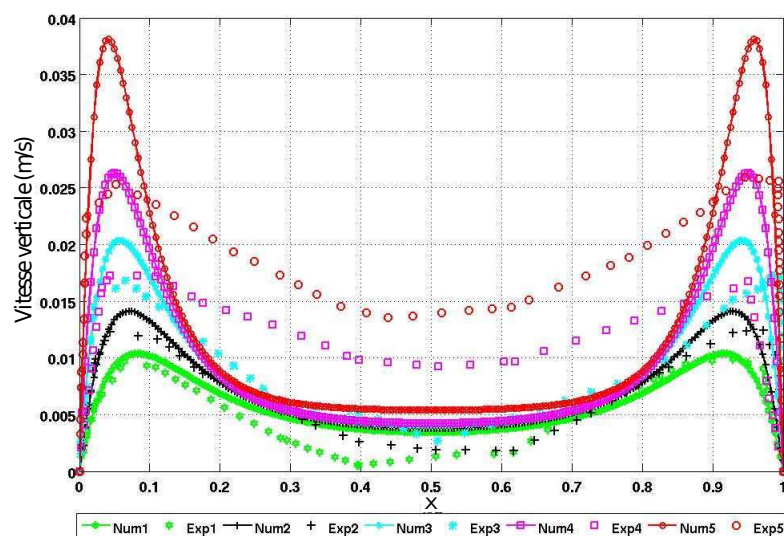


FIGURE IV.6 – Distribution de la vitesse en sortie du canal (eau) : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

partir des distributions de température de paroi tracées dans la figure IV.7 en fonction de la hauteur du canal : dans les expériences 4 et 5, la température de la paroi diminue dans la partie aval. En effet, en interprétant les fluctuations de température, de vitesses verticale et horizontale, Daverat et al. [1] ont effectué une modélisation zonale de l'écoulement et de la transition dans le canal (cf. Fig. IV.8) pour des nombres de Rayleigh égaux à $Ra_d \approx 10^9, 4.2 \times 10^9$. Ils précisent que dans la zone 1, il y'a évacuation du flux de chaleur pariétal ce qui chauffe le fluide en contact avec la paroi, créant ainsi un mouvement ascendant du fluide. La zone 1 est donc une zone motrice de l'écoulement. La zone 2 est celle qui fournit la zone 1 en fluide isotherme grâce au principe de conservation de masse. Du fait que le fluide monte près de la paroi, il y'a donc alimentation du fluide de la zone 2 vers la zone 1, ce qui entraîne le ralentissement de la zone 2. Quant à la zone 3 qui se trouve après la transition, c'est une zone de mélange où la turbulence tend à homogénéiser l'écoulement [1]. Cette étude a montré le bien fondé d'un possible changement de régime de l'écoulement en aval du canal. Toutefois, l'étude de la transition de l'écoulement dans les travaux de Daverat et al. [1] n'a pas été menée pour les nombres de Rayleigh étudiés ici. Certaines études numériques ont relié la décroissance de la température en aval du canal à un possible changement de régime [38][111] [112][3][109]. Fedorov et Viskanta [111] et Lau et al. [109] soulignent en plus que, le point d'inflexion du profil de température dépend fortement de l'intensité turbulente injectée à l'entrée du canal. En augmentant les perturbations à l'entrée du canal, les échanges convectifs sont intensifiés entre la paroi et le fluide et la transition vers le régime turbulent prend place de plus en plus bas de la sortie du canal. Comme nous l'avons précisé précédemment, notre code numérique est incapable de transcrire la transition de l'écoulement vers la turbulence et encore moins les perturbations à l'entrée du canal en raison de l'hypothèse bidimensionnelle de l'écoulement et des conditions aux limites dynamiques utilisées dans cette étude. Notez par ailleurs que le code fournit une prédiction satisfaisante de la température de la paroi pour les deux plus petits nombres de Rayleigh $Ra_d = 2.43 \times 10^8, 6.18 \times 10^8$.

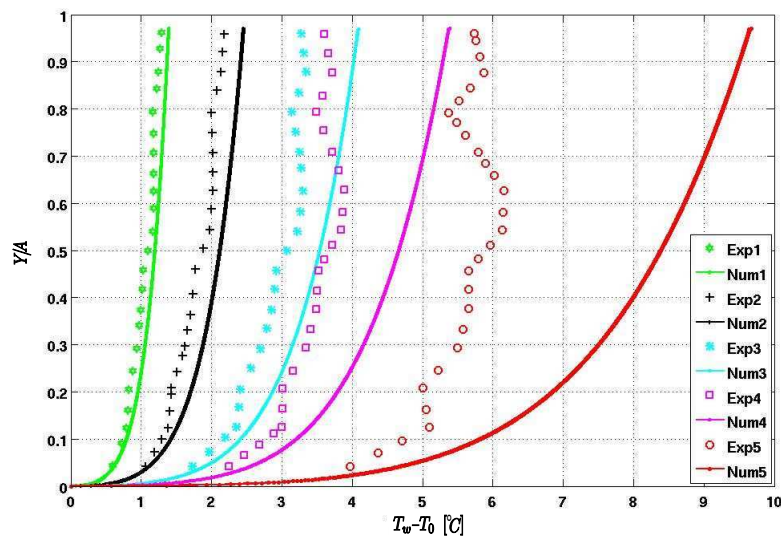


FIGURE IV.7 – Différences de température entre la paroi droite et l'entrée en fonction de la hauteur adimensionnée du canal chauffé (eau) : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

4.2 Configuration en air : chauffage asymétrique

La configuration qui fait objet d'études conjointes expérimentale et numérique est un canal d'air vertical (cf. § ??). L'une des deux parois verticales est chauffée par un flux de chaleur uniforme. L'écoulement de convection ainsi créé est couplé intrinsèquement avec le rayonnement entre surfaces. Les températures pariétales et la vitesse ont été mesurées pour deux flux de chaleur (voir le tableau ??). Les incertitudes sur les mesures de vitesse et de température sont respectivement de $\pm 0.1 \text{ m/s}$ et $\pm 0.12 \text{ °C}$. Les simulations obtenues sont asymptotiquement stationnaires en convection avec ou sans rayonnement entre surfaces. Le débit expérimental est calculé à la mi-hauteur du canal en intégrant la vitesse mesurée en supposant un profil 2D (cf. Fig. IV.9 et Fig. IV.10). En dépit de la différence observée sur le comportement dans le temps entre les expériences et les simulations numériques, les résultats sont comparés en terme de débit et de nombre de Nusselt (voir le tableau IV.5). En convection naturelle pure, les débits massiques calculés numériquement sont différents de ceux expérimentaux de 70% et 60% alors qu'ils sont différents de 20% et 15% dans le cas du couplage convection-rayonnement respectivement pour $Ra_d = 5.8 \times 10^6$ et $Ra_d = 1.73 \times 10^7$. En terme de nombre de Nusselt, les écarts sont de 17% et 24% respectivement pour la première expérience et la seconde sans la prise en compte du rayonnement entre surfaces, contre 7% et 8% si l'on considère le couplage convection-rayonnement. Les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux en terme de débit massique et de nombre Nusselt diminuent avec la prise en compte du rayonnement entre surfaces. Cela est aussi suggéré par les profils de vitesses à mi-hauteur et la distribution des températures pariétales dans les figures IV.9, IV.10 et IV.11.

Plusieurs sources possibles peuvent expliquer les écarts entre les résultats expérimentaux et numériques. Savicente et al. [39] ont analysé les fluctuations en vitesse verticale et

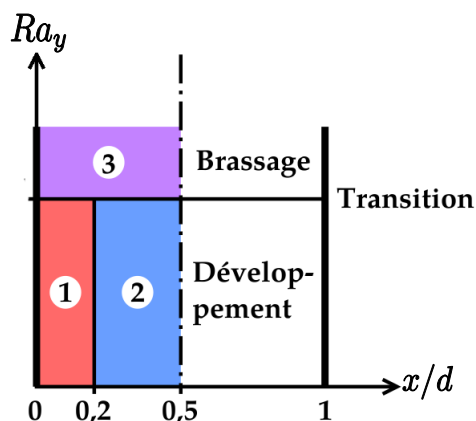


FIGURE IV.8 – modélisation zonale de l'écoulement et de la transition dans le canal. Figure extraite de la référence [1].

Ra_d	\dot{m}_{exp} [g/ms]	$\dot{m}_{num}(S.R)$ [g/ms]	$\dot{m}_{num}(A.R)$ [g/ms]	Nu_{exp}	$Nu_{num}(S.R)$	$Nu_{num}(A.R)$
5.8×10^6	15.12	4.68	12.221	11.400	9.398	10.630
1.73×10^7	22.8	8.88	19.32	13.746	10.412	12.549

Tableau IV.5 – Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux en terme de nombre de Nusselt convectif et de débit massique. La résolution du maillage utilisée ici est de 150×1500 .

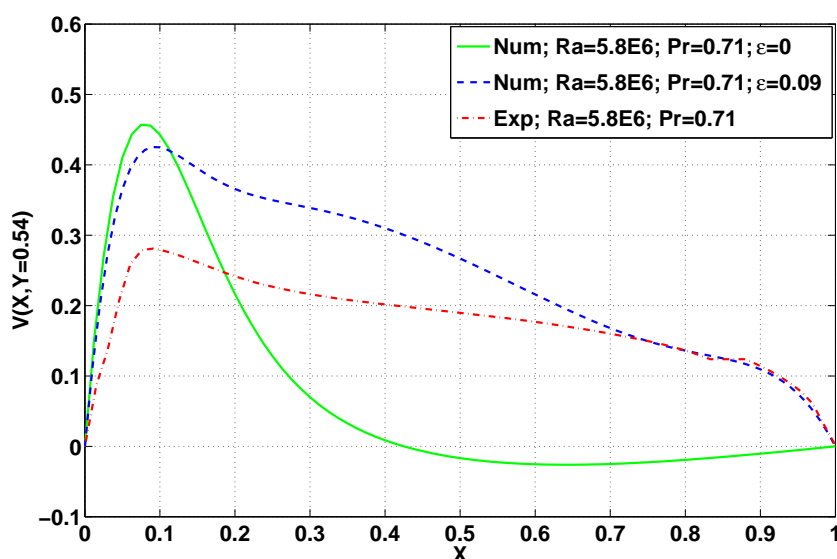


FIGURE IV.9 – Profils numériques et expérimentaux de la vitesse verticale à $Y = A/2$ en convection naturelle (air) avec et sans rayonnement entre surfaces pour $Ra_d = 5.8 \times 10^6$.

en température à la mi-hauteur du canal. Ils trouvent que l'intensité turbulente est plus importante pour $Ra_d = 2.41 \times 10^7, 5.18 \times 10^7$ que pour des Rayleigh plus grands pour lesquels

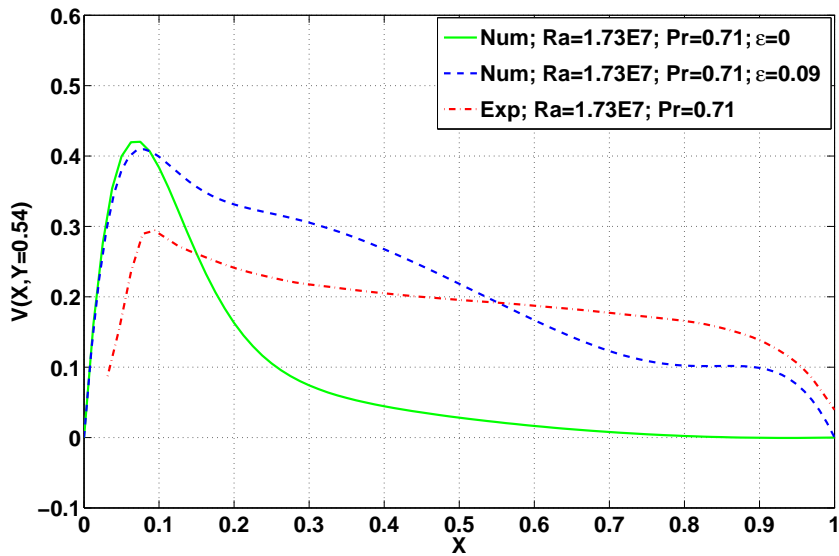


FIGURE IV.10 – Profils numériques et expérimentaux de la vitesse verticale à $Y = A/2$ en convection naturelle (air) avec et sans rayonnement entre surfaces pour $Ra_d = 1.73 \times 10^7$.

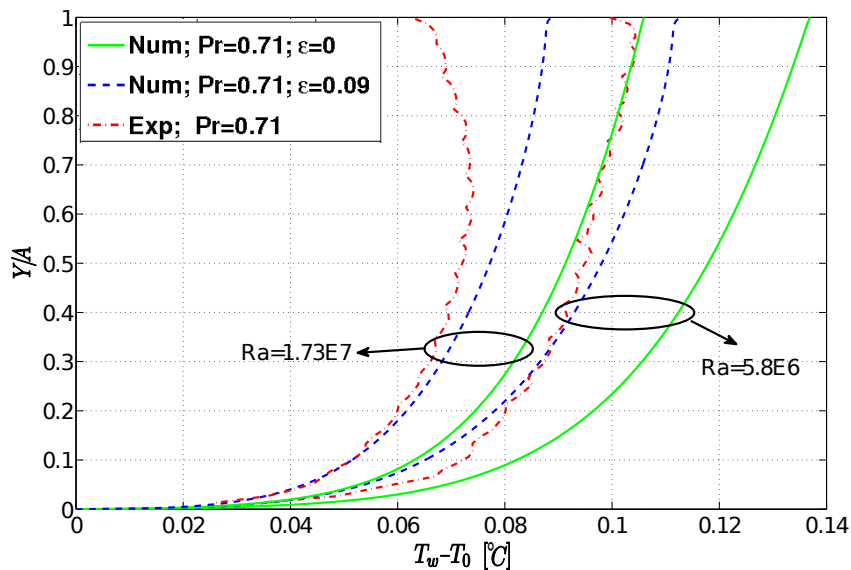


FIGURE IV.11 – Différences de température numériques et expérimentales entre la paroi droite et l'entrée en fonction de la hauteur adimensionnée du canal (air).

l'écoulement est sensé être laminaire [39]. Ils relient cela aux éventuelles perturbations du milieu extérieur produites à l'entrée du canal et qui ne seraient pas être amorties compte tenu des faibles vitesses de l'écoulement et de la petite taille du canal. Notez que Lau et al. [109], utilisant un code basé sur la méthode LES et ayant négligé le rayonnement de surfaces, avait introduit des perturbations arbitraires à l'entrée du canal afin d'obtenir un accord satisfaisant avec des résultats expérimentaux obtenus par Savicente et al. [39]. Il a été

montré dans leur étude numérique que non seulement les fluctuations changent avec l'intensité turbulente initiale imposée, mais également la distribution de température et l'emplacement du point d'inflexion du profil de température. Un meilleur accord a été obtenu lorsque les perturbations stochastiques ont été fixées à 1%. Les perturbations extérieures peuvent aussi entraîner des pertes de charge à l'entrée et en sortie du canal impliquant la réduction du débit dans le canal. Les écarts pourraient donc provenir du fait que le code ne peut pas prendre en compte les perturbations à l'entrée du canal compte tenu des conditions aux limites dynamiques utilisées. Pour la deuxième expérience, il peut y avoir en plus un changement de régime d'écoulement. Ce changement peut être vu à partir de la distribution de température pariétale tracée dans la figure IV.11 en fonction de la hauteur adimensionnée du canal : la température pariétale dans la deuxième expérience diminue dans la partie aval (à partir du point d'inflexion) et le maximum de la température est obtenu à $A = 0.65$ environ, alors que le maximum de température est atteint en haut du canal $A = 1$ dans l'étude numérique. Ce point d'inflexion du profil de température a généralement été considéré comme correspondant au point de transition dans la couche limite de convection naturelle [112][38]. Certains auteurs [113][114] ont étudié la transition de l'écoulement de convection naturelle le long d'une plaque verticale et précisent que la transition thermique arrive après la transition de l'écoulement. En effet, la baisse de température en aval vient après le passage de bouffées turbulentes et l'épaississement de la couche limite, qui caractérisent la transition dynamique. Les mêmes remarques ont été citées dans les travaux de Savicente et al. [39] pour le cas d'un canal ouvert chauffé asymétriquement en densité de flux. Notez également que les transitions (thermique et dynamique) mises en évidence dans les précédents travaux peuvent contraindre l'écoulement à devenir tridimensionnel, ce qui peut aussi expliquer les écarts observés entre les résultats numériques et expérimentaux compte tenu de l'hypothèse 2D considérée dans l'étude numérique. Toutefois, il n'est pas évident d'identifier et d'étudier l'influence des structures tridimensionnelles à cause du manque des données expérimentales notamment les fluctuations en vitesse et en température dans la troisième direction \vec{z} .

5 Effets du rayonnement entre surfaces

Nous avons vu dans la section précédente que les résultats numériques et expérimentaux sont en meilleur accord quand le rayonnement entre surfaces est pris en compte dans les simulations. Nous allons dans cette partie discuter les effets du couplage rayonnement-convection sur le transfert thermique et l'écoulement.

Les figures IV.9 et IV.10 présentent les profils de vitesse à mi-hauteur obtenus avec et sans rayonnement entre surfaces. Lorsque le rayonnement entre surfaces est pris en compte, le pic de vitesse à proximité de la paroi chauffée diminue et la vitesse au centre augmente. De plus, l'écoulement de retour mis en évidence en convection pure dans la première simulation disparaît dans le cas du couplage avec le rayonnement et n'existe pas dans l'expérience correspondante. Notez également que dans les expériences menées par Savicente et al. [39], les auteurs observent une augmentation de la température de la paroi non chauffée. Ceci peut être expliqué par l'effet du rayonnement entre surfaces. En convection pure, l'air chauffé s'élève par convection naturelle et crée une couche limite dynamique le long de la paroi chauffée.

Pour alimenter cette couche limite, l'air pénètre par le haut lorsque l'alimentation par le bas n'est pas suffisante (par conservation du débit). En présence du rayonnement, la redistribution du flux de chaleur par rayonnement fait diminuer l'écoulement le long de la paroi gauche et crée un écoulement secondaire le long de la paroi adiabatique. Ce nouvel écoulement élimine un possible écoulement de retour en sortie près de la paroi non chauffée et les débits massiques augmentent de façon significative (2,5 et 2 fois plus élevés respectivement pour les deux simulations numériques). Notez que cet écoulement de retour est observé dans les expérimentations. Il présente un caractère instationnaire voire intermittent et n'est pas visible sur les profils de vitesse moyenne. Quant à la température de la paroi chauffée, elle est réduite en présence du rayonnement (cf. Fig. IV.11).

Dans la continuité des études effectuées dans le cadre de cette thèse (benchmark [15]; comparaisons numérique/expérimentale) et dans le but de mieux caractériser les effets du rayonnement entre surfaces en convection naturelle, des études paramétriques sont effectuées en annexe B. Nous donnons ici les principaux résultats sur les effets du rayonnement entre surfaces sur l'écoulement de convection naturelle :

- augmentation du débit massique dans le canal
- amélioration des échanges thermiques au sein du canal : réduction de la température de la paroi chauffée et augmentation de la température des parois adiabatiques
- influence du milieu extérieur (rayonne à la température ambiante) sur la température des parois en sortie du canal
- élimination des écoulements de retour.

6 Effets du nombre de Prandtl

Dans le but de découpler les modes d'échanges thermiques dans un canal d'air ouvert et chauffé, de nombreux chercheurs [104][31][34][106][1] ont utilisé l'eau comme fluide de travail pour s'affranchir des effets du rayonnement de surface et d'étudier la convection naturelle pure. Notre but ici est de vérifier si l'usage conventionnel de l'eau pour modéliser la convection d'air dans un canal vertical donne des résultats raisonnables en terme des champs de température, de vitesse et des quantités physiques globales (\overline{Nu} , débit) par rapport à un canal d'air.

Nous comparons ici l'écoulement de convection naturelle entre l'eau et l'air. Les figures IV.12 et IV.13 présentent les profils de vitesse et de température à différentes hauteurs pour les deux configurations d'écoulements étudiées précédemment : chauffages asymétrique et symétrique en densité de flux. Nous remarquons une différence significative dans l'épaisseur de la couche limite dynamique pour les deux nombres de Prandtl (correspondant à l'eau et l'air). Cette épaisseur est plus importante dans l'eau. Cela est suggéré par les maxima de vitesse (croix et triangle) dans les figures IV.12 et IV.13. Cependant, la différence entre les épaisseurs de couches limites dynamiques ne change pas à partir d'une certaine hauteur du canal (à $Y = 0.375$). Notons aussi que les vitesses adimensionnelles sont plus importantes dans l'eau. Contrairement à la couche limite dynamique, l'épaisseur de la couche limite thermique

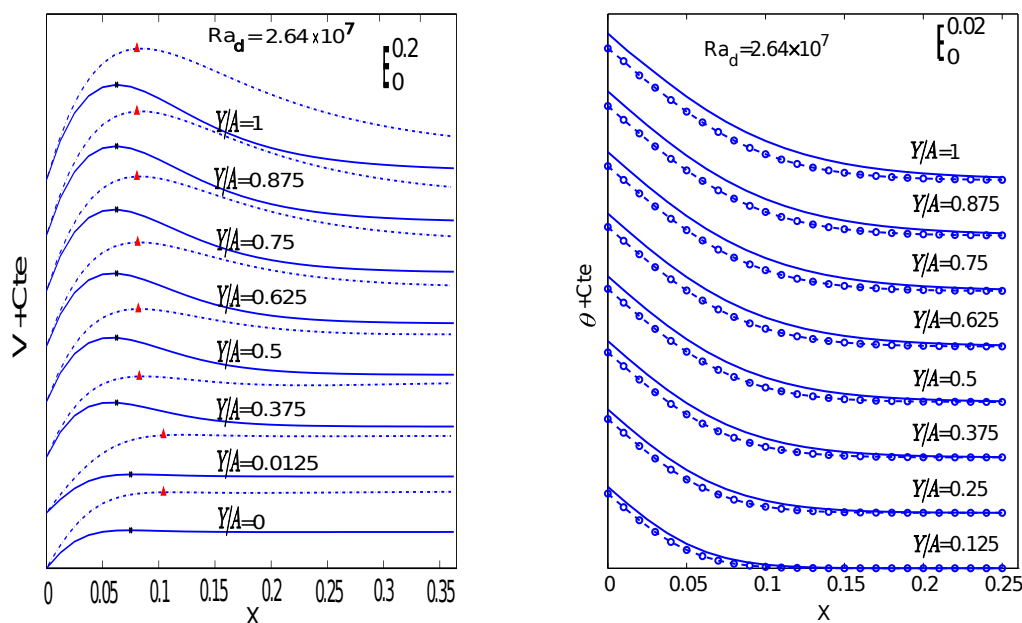


FIGURE IV.12 – Profils de vitesse (à gauche) et de température (à droite) à différentes hauteurs du canal pour le cas d'un chauffage symétrique en densité de flux. Trait continu : $Pr=0.71$; Trait pointillé : $Pr=6.52$.

est presque identique pour les deux fluides. Les températures pariétales sont plus importantes dans l'eau et les différences pour les deux fluides augmentent avec la hauteur du canal. Ces différences dans les épaisseurs de couche limite sont dues aux effets du nombre de Prandtl qui correspond à l'importance relative de la diffusion visqueuse et de la diffusion thermique. Il correspond aussi au rapport entre les temps caractéristiques de diffusion thermique et de diffusion visqueuse. Plus le nombre de Prandtl augmente, plus le temps thermique devient plus important que le temps visqueux. Le champ de température diffuse de façon moins importante dans le fluide que pour des nombres de Prandtl plus petits. Par conséquent, la zone d'action de la convection naturelle est de plus en plus confinée près de la paroi et le jet ascendant est de plus en plus faible, ce que montre bien les figures IV.12-a et IV.13-b. Nous rejoignons ainsi les mêmes remarques formulées par [115][116] dans leurs études de convection naturelle le long d'une plaque plane.

Nous constatons que l'augmentation du nombre de Prandtl Pr a pour effet l'augmentation de la vitesse moyenne de l'écoulement et une diminution de la température dans la couche limite thermique et par conséquent une augmentation du nombre de Nusselt. Ces remarques sont valables pour les deux configurations de chauffage : asymétrique et symétrique. Dans le but de mieux caractériser les effets du nombre de Prandtl sur l'écoulement de convection naturelle, des études paramétriques (qualitatives et quantitatives) en fonction de Ra_d et du rapport de forme A sont présentées en annexe C. Nous donnons tout de même les principaux résultats obtenus dans cette étude :

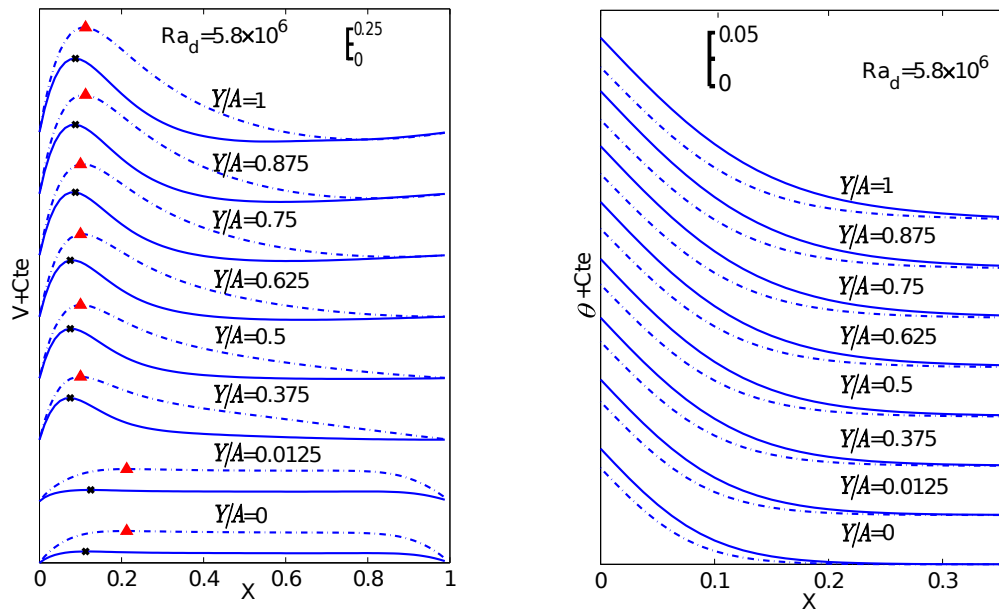


FIGURE IV.13 – Profils de vitesse (à gauche) et de température (à droite) à différentes hauteurs du canal pour le cas d'un chauffage asymétrique en densité de flux. Trait continu : $Pr=0.71$; Trait pointillé : $Pr=6.52$.

- La température et l'épaisseur de la couche limite thermique sont supérieures dans l'air.
- La vitesse, le débit et l'épaisseur de la couche limite dynamique sont supérieures dans l'eau.
- La profondeur de pénétration de l'écoulement de retour est plus importante dans l'air.
- Les nombres de Nusselt sont plus importants dans l'eau.
- Les différences entre l'eau et l'air en terme du nombre de Nusselt augmentent avec le nombre de Rayleigh.

Cette étude a démontré que l'utilisation conventionnelle de l'eau pour modéliser la convection de l'air dans un canal vertical donne des résultats en terme transfert de chaleur convectif raisonnables pour des nombres de Rayleigh pas très grands ($Ra_b < 10^7$; cf. Annexe C). Toutefois, les débits, les vitesses et les configurations d'écoulement sont très différentes entre les deux fluides.

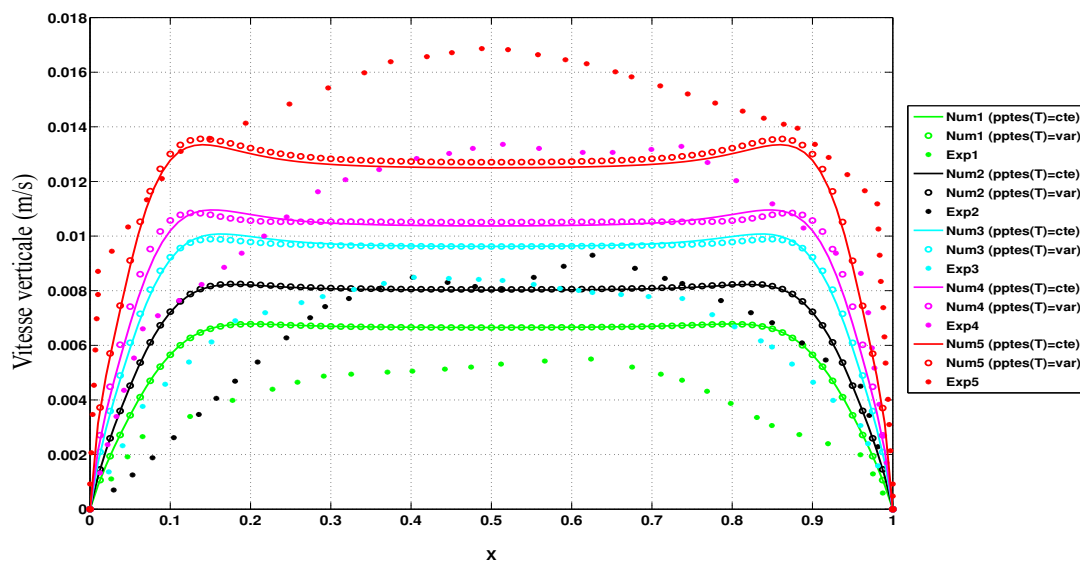


FIGURE IV.14 – Distribution de la vitesse verticale à l'entrée du canal avec et sans prise en compte des propriétés variables en fonction de la température : Cas du chauffage symétrique en eau

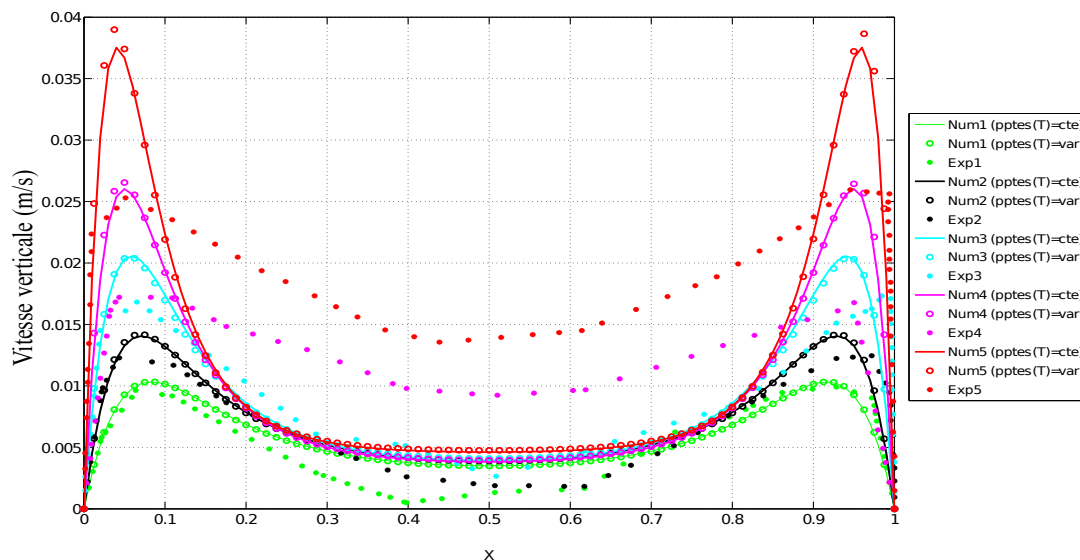


FIGURE IV.15 – Distribution de la vitesse verticale en sortie du canal avec et sans prise en compte des propriétés variables en fonction de la température : Cas du chauffage symétrique en eau

7 Effets des propriétés variables en fonction de la température

L'influence des propriétés thermophysiques variables en convection naturelle dans un canal d'air vertical a été étudiée expérimentalement et numériquement par de nombreux auteurs

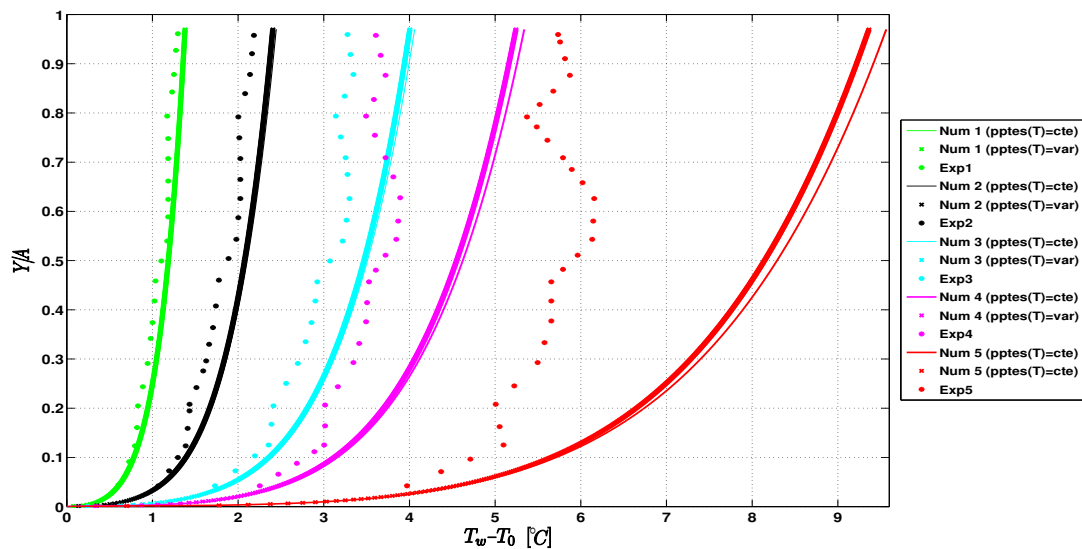


FIGURE IV.16 – Température réduite pariétale en fonction de la hauteur adimensionnée du canal avec et sans prise en compte des propriétés variables en fonction de la température : résultats numériques et expérimentaux : Cas du chauffage symétrique en eau

[117][28][29][30][19]. Li et al. [19] ont montré que pour un chauffage asymétrique en densité de flux de chaleur dans l'air, tenir compte de la variation des propriétés variables n'est pas nécessaire pour des écarts de température ($\Delta T = T - T_0$) inférieurs à environ 200K. Nous avons donc choisi ici de discuter les effets de la variation des propriétés thermophysiques sur l'écoulement de convection pure dans un canal chauffé symétriquement en densité de flux. La configuration considérée ici concerne le canal en eau (cf figure IV.4-b). La densité de flux pariétale est évaluée entre $q_w = 190 \text{ W/m}^2$ et $q_w = 2035 \text{ W/m}^2$ et la largeur du canal est fixée à $d = 45 \text{ mm}$. Les différences maximales de température correspondantes sont comprises entre $T = 1.3 \leq \Delta T_{max} \leq 6.2 \text{ K}$ i.e. $\Delta T_{max}/T_0$ allant entre 4×10^{-3} et 2×10^{-2} (la limite de la validité de l'approximation de Boussinesq pour l'eau est d'environ 0.01 pour une température de référence d'environ 36 °C; cf. Annexe ??). Les figures IV.14, IV.15 et IV.16 présentent les profils de vitesse à l'entrée et en sortie du canal ainsi que la distribution des températures pariétales le long du canal pour les 5 expériences étudiées. Nous constatons que la variation des propriétés thermophysiques en fonction de la température n'a pas d'influence sur les profils de vitesse et de température pour les trois premières densités de flux (voir tableau IV.6). On observe une légère augmentation des pics de vitesse près des parois chauffées pour les deux dernières configurations. Les différences en débit ne dépassent pas 5%. Les températures pariétales sont par conséquent légèrement moins importantes que dans le cas des propriétés constantes et les écarts ne dépassent pas 4% en terme de Nusselt moyen. Les tendances obtenues sur la température et le débit sont en accords avec des travaux antérieurs [28][29][30][19]. Nous pouvons conclure que les champs de vitesse et de température sont quasiment identiques avec ou sans la prise en compte de la variation des propriétés thermophysiques en fonction de la température pour les trois premiers cas correspondant à $Ra_d = 2.41 \times 10^7, 5.18 \times 10^7, 1.29 \times 10^8$. Pour les deux derniers nombre de Rayleigh $Ra_d = 2.43 \times 10^8, 6.18 \times 10^8$, une légère différence est observée

au niveau des parois en terme de vitesse et de de température (voir tableau IV.6). Globalement, l'hypothèse de Boussinesq est suffisante pour étudier le transfert thermique et l'écoulement dans l'intervalle des écarts de température étudié ($4 \times 10^{-3} \leq \Delta T_{max}/T_0 \leq 2 \times 10^{-2}$).

Ra_d	\overline{Nu}	$\overline{V_e}$
2.41×10^7	0.741%	0.13%
5.18×10^7	1.16%	0.19%
1.29×10^8	1.46%	1.04%
2.43×10^8	2.58%	2.62%
6.18×10^8	3.745%	4.04%

Tableau IV.6 – Erreurs relatives entre les résultats obtenus avec et sans la prise en compte des propriétés variables en fonction de la température.

8 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des simulations numériques en convection naturelle pure (canal d'eau chauffé symétriquement) et en convection naturelle couplée avec le rayonnement entre surfaces (canal d'air chauffé asymétriquement). Une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux a été menée en terme de débit, de nombre de Nusselt moyen, de profils de vitesse verticale (entrée / sortie) et de température. Seule la convection pure est considérée dans l'eau, alors que le rayonnement entre surfaces est aussi pris en compte dans le cas de l'air.

Dans le cas du canal en eau, un bon accord est observé globalement entre les résultats numériques et expérimentaux pour les nombres de Rayleigh petits $Ra_d = 2.41 \times 10^7; 5.18 \times 10^7$. Les écarts restent importants (allant jusqu'à 33.4% en nombre de Nusselt et 55% en débit) pour les plus grands nombres de Rayleigh plus grands $Ra_d = 1.29 \times 10^8; 2.43 \times 10^8; 6.18 \times 10^8$. Dans le cas du canal d'air, les écarts sont trop importants en convection pure (jusqu'à 70% en débit et 24% en Nusselt) et diminuent en présence du rayonnement entre surfaces (vont jusqu'à 20% en débit et 8% en nombre de Nusselt). Comme les écoulements sont instationnaires dans les expériences, l'une des raisons liée aux écarts observés peut provenir du fait que le code ne peut pas prédire ce régime d'écoulement dépendant du temps. Notez également que des fluctuations importantes ont été mesurées dans le cas de l'eau à l'entrée du canal. Il est aussi probable que des fluctuations existent dans le cas du canal d'air compte tenu de l'intensité turbulente importante mesurée à mi-hauteur pour $Ra_d = 2.41 \times 10^7, 5.18 \times 10^7$. Les écarts peuvent donc provenir des conditions aux limites qui n'intègrent pas ces perturbations à l'entrée du canal. De plus, un changement de régime a été identifié dans les deux expériences. En effet, la température pariétale diminue de façon brutale en aval du canal dans les expériences, contrairement à la température pariétale obtenue numériquement qui augmente de manière croissante selon la hauteur du canal. Les effets tridimensionnels peuvent aussi être responsables des discordances observées. Cependant, à cause d'un manque de résultats en terme de fluctuations en vitesse et en température dans la troisième direction \vec{z} , il n'est pas évident d'identifier l'influence des structures tridimensionnelles.

Dans le cas de l'air, nos résultats ont montré que l'écoulement et l'échange thermique sont sensibles aux échanges par rayonnement entre parois. Des parois faiblement émissives modifient considérablement la structure de l'écoulement. En présence du rayonnement entre surfaces, nous constatons l'augmentation du débit massique à l'intérieur du canal, l'amélioration de l'échange thermique entre la paroi et l'air, la réduction de la température pariétale et l'élimination des écoulements de retour. Du point de vue expérimental, il est important de prendre en considération les propriétés radiatives des surfaces, même lorsque les différences de températures restent faibles. De même, les simulations numériques de convection naturelle doivent prendre en compte le transfert de chaleur par rayonnement.

Une comparaison de la convection naturelle entre l'eau et l'air pour les deux configurations de chauffage a été menée. Il a été constaté que les épaisseurs des couches limites (dynamique et thermique), les champs de vitesse et de température et les longueurs de pénétration sont différents entre les deux fluides ($(\delta_d)_{eau} > (\delta_d)_{air}$; $(\delta_t)_{air} > (\delta_t)_{eau}$; $V_{eau} > V_{air}$; $\theta_{air} > \theta_{eau}$; $(L_p)_{air} > (L_p)_{eau}$). Il est également constaté que les différences en terme de nombre de Nusselt augmentent avec le nombre de Rayleigh. Du point de vue expérimental, l'utilisation de l'eau pour prédire la convection naturelle de l'air peut donner des résultats raisonnables en terme d'échange thermique mais seulement pour des nombres de Rayleigh pas grands ($Ra_d < 10^7$). En revanche, la configuration d'écoulement de l'air est différente de celle de l'eau. La différence en terme de champ de vitesse, de l'épaisseur de couche limite dynamique et de la profondeur de pénétration reflète ce point.

Nous avons enfin étudié l'effet des propriétés thermophysiques variables en fonction de la température sur l'écoulement de convection naturelle dans le canal d'eau. Pour l'intervalle des différences de température étudié, nous concluons que l'hypothèse de Boussinesq est suffisante pour décrire l'écoulement et le transfert thermique. En effet, les champs des vitesse et de température sont quasiment identiques avec ou sans la prise en compte de la variation des propriétés thermophysiques en fonction de la température. Dans le cas de grands écarts de température, l'utilisation des propriétés thermophysiques variables sera nécessaire.

Les améliorations qui peuvent être amenées au code numérique sont les suivantes. D'abord, il serait intéressant d'introduire des perturbations en vitesse à l'entrée du canal. Cependant, comme nous ne pouvons pas imposer directement des perturbations sur le champ de vitesses (cela impliquerait un cas de convection mixte ou forcée). La seule possibilité reste de perturber les gradients de vitesse à l'entrée du canal. Une première tentative a été effectuée dans ce sens. En effet, nous avons imposé des perturbations sur les gradients de vitesse en utilisant une méthode spectrale décrite dans [118]. En connaissant l'énergie cinétique turbulente donnée par l'expérience, on peut générer un champ de vitesse pseudo-turbulent à divergence nulle en appliquant une transformée de Fourier inverse. Toutefois, la structure d'écoulement ne présentait aucune cohérence spatio-temporelle. En effet, les perturbations imposées à l'entrée du canal ne respectaient pas les propriétés statistiques de l'écoulement. Il y'a donc besoin d'un champ de vitesse possédant certaines propriétés physiques : corrélations du premier et du second ordre en un point, échelles intégrales spatiale et temporelle. Il existe d'autres méthodes capables de générer un champ de vitesse pseudo-turbulent avec un tenseur de Reynolds donné et des fonctions d'auto-corrélations locales [119], ou des structures tridimensionnelles avec de très

Comparaison des résultats numériques avec des mesures expérimentales

bonnes propriétés physiques telles que : les corrélations du premier et du second ordre, échelles intégrales de longueur et du temps [120].