République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Farès de Médéa



Faculté de Technologie
Département de Génie des procédés

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat LMD

En

Spécialité : Génie Mécanique

Option : Energétique et Transfert

Amélioration des transferts thermiques par perturbation de la couche limite en convection mixte

Par

TOUMI Hayet

Devant le jury composé de :

TRIKI Zakaria	**Prof**	**Université de Médéa**	**Président**
KORICHI Abdelkader	**Prof**	**Université de Médéa**	**Directeur de thèse**
BENSEDIRA Sid ali	**MCA**	**Université de Blida 1**	**Examinateur**
DANOUNI Samir	**MCA**	**Université de Tipaza**	**Examinateur**
HENNICHE Rabah	**MCA**	**Université de Médéa**	**Invité**

2024/2025

Remerciements

*Tout d'abord je remercie infiniment **ALLAH** le tout puissant de la bonne santé, la volonté, le courage et la patience qu'il m'a donnée tout le long de mes études.*

*C'est avec un grand plaisir de commencer mes remerciements en évoquant mon directeur de thèse, Monsieur **Korichi Abdelkader**, Professeur à l'université de Médéa pour m'avoir guidé afin de mener à bien mes études, par sa confiance, son soutien, son esprit d'analyse, et ses encouragements. Enfin j'implore Allah le Tout Puissant de le garder en bonne santé.*

Je remercie également les membres du jury qui ont accepté d'honorer par leur présence ma soutenance afin de juger mon travail :

*Monsieur **Triki Zakeria** Professeur à l'université de Médéa. Président du jury.*
*Monsieur **Bensedira Sid ali** Professeur à l'université de Blida1. Examinateur.*
*Monsieur **Danouni Samir** professeur à l'université de Tipaza. Examinateur.*

*Monsieur **Henniche Rabah** professeur à l'université de.Médéa. Invité.*

Enfin, Je tiens à remercier également ma chère mère, sans qui je ne serai pas arrivée jusque-là aujourd'hui. Mes frères, pour tout ce qu'ils ont fait pour moi, leur compréhension, et leur soutien total. Les derniers remerciements à Mon marie, merci pour ton soutien, ton écoute, et ta patience.

Sans oublier mes amis, collègues et tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à réaliser ce travail.

Dédicace

Il m'est un plaisir de dédier avec humilité ce modeste travail qui ne m'aura jamais été réalisé sans l'aide de Allah le Tout Puissant.

À mon père qui m'a donné toujours le courage de continuer mes études qu'Allah le gardes dans son vaste paradis.

À la femme la plus importante dans le monde celle qui hante mon cœur, mon âme, et ma raison ma très chère mère qu'Allah la garde.

À mon époux, qui m'encourage pour suivre mes études et qui m'aidé à réaliser ce travail.

À Tous Mes Frères et leurs magnifiques femmes.
À mes chers enfants, ma source d'inspiration et d'espoir….
À toute ma famille.
À Tous Mes Amis Et Collègues.

Résumé

Le calcul numérique des caractéristiques d'aide à la convection mixte et au transfert de chaleur dans un canal avec une paroi chauffée à chicanes est effectué dans ce travail. Les équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que les conditions aux limites, sont résolues par la formulation en volumes finis à l'utilisation de code open source OpenFOAM®. L'air (Pr = 0.71) est utilisé comme fluide de fonctionnement. Les simulations sont réalisées sous différentes combinaisons de paramètres, y compris le nombre de Reynolds (200-1800), le nombre de Grashof (10^4 to 2×10^5), et la dimension de chicane (0.25, 0.5, 0.75). Les résultats sont donnés sous forme adimensionnelle, sont présentés en termes de lignes de courant, de contours isothermes, de nombre de Nusselt et de facteur de frottement. Les résultats obtenus ont révélé que l'écoulement passe d'un état stable à un état instable à une valeur relativement faible du nombre de Reynolds. Le comportement d'écoulement instable contribue à améliorer le transfert de chaleur en perturbant la région proche de la paroi. L'augmentation de la vitesse et de la dimension des chicanes conduit à une amélioration notable du transfert de chaleur ; cependant, cette amélioration est moins sensible à l'augmentation de l'intensité de chauffage.

Mot clés : Convection mixte ; Amélioration du transfert de chaleur ; L'écoulement instationnaire ; chicanes ; Méthode des volumes finis ; *OpenFOAM*.

Abstract

Numerical computation of aiding mixed convection and heat transfer characteristics in a channel with a baffled heated wall is carried out in this work. The equations of mass, momentum and energy, alongside the boundary conditions, are solved by the finite volume formulation using the open source OpenFOAM® code. Air (Pr = 0.71) is used as working fluid. Simulations are accomplished under different parameter combinations, including the Reynolds number (200-1800), Grashof number (10^4 to 2×10^5), and baffle dimension (0.25, 0.5, 0.75). The results given in the form of dimensionless are presented in terms of streamlines, isotherm contours, Nusselt number, and friction factor. The results obtained revealed that the flow translates from steady to unsteady state at a relatively low value of Reynolds number. The unsteady flow behaviour contributes to improve heat transfer by disturbing the near-wall region. The augmentation of velocity and baffle dimension leads to a notable heat transfer enhancement; however, this enhancement is less sensitive to the heating intensity augmentation.

Keywords: Mixed convection; heat transfer enhancement; unsteady flow; baffles; numerical simulation; Finite-volume method, *OpenFOAM*.

ملخص

يتم إجراء الحساب الرقمي لخصائص الحمل الحراري المختلط المساعدة وخصائص نقل الحرارة في قناة ذات جدار ساخن تم تنفيذها في هذا العمل. معادلات الكتلة، كمية الحركة والطاقة، جنبًا إلى جنب مع الشروط الحدودية، حلت بطريقة الأحجام المنتهية باستخدام برنامج مفتوح المصدر OpenFOAM. الهواء (Pr=0.71) أستخدم كسائل العمل. يتم إجراء المحاكاة تحت مجموعات من الإعدادات المختلفة، بما في ذلك عدد رينولدز(200الى1800) وعدد قراشف (10^4 الى 2×10^5) وارتفاع الأجنحة (0.25-0.5-0.75). تم عرض النتائج في شكل بلا أبعاد من حيث الخطوط الانسيابية، وخطوط متساوية الحرارة، وعدد نسلت، ومعامل الاحتكاك. كشفت النتائج التي تم الحصول عليها أن التدفق يتحول من حالة مستقرة إلى حالة غير مستقرة بقيمة منخفضة نسبيًا لعدد رينولدز. يساهم سلوك التدفق غير المستقر في تحسين نقل الحرارة عن طريق تحفيز المنطقة القريبة من الجدار. تؤدي زيادة السرعة وارتفاع الأجنحة إلى تحسين نقل الحرارة بشكل ملحوظ؛ ومع ذلك، فإن هذا التعزيز أقل حساسية لزيادة شدة التسخين.

الكلمات المفتاحية: الحمل الحراري المزدوج، تعزيز التبادل الحراري، التدفق الغير مستقر، الحواجز، طريقة الأحجام المنتهية.

Sommaire

Résumé i

Table des matières iv

Liste des tableaux vii

Liste des figures viii

Nomenclature xi

Introduction générale 1

Chapitre I : Généralité et étude bibliographique 3

1.1 Introduction..... 3
1.2 Notion sur la convection..... 3
1.2.1 Définition..... 3
1.2.2 Type de convection..... 4
1.2.2.1 Convection naturelle..... 4
1.2.2.2 Convection forcée..... 5
1.2.2.3 Convection mixte..... 5
1.3 Revues Bibliographies 6
1.4 Conclusion..... 26
1.5 Objectif..... 26

Chapitre II : Modèle mathématique 27

2.1 Introduction 27
2.2 Modèle physique..... 27
2.3 Equations gouvernantes 28
2.3.1 Equation de conservation de la masse. 28
2.3.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement..... 29
2.3.3 Equation de conservation de l'énergie 29
2.4 Hypothèses simplificatrices..... 30
2.5 Equation simplifiées du problème..... 31
2.5.1 Equation de continuité..... 31
2.5.2 Equations de quantité de mouvement..... 31
2.5.3 Equation de l'énergie..... 32
2.6 Formulation adimensionnelle..... 32
2.6.1 Equation de continuité..... 33
2.6.2 Equations de quantité de mouvement. (Navier-Stokes)..... 33
2.6.3 Equation de l'énergie..... 33
2.7 Nombres sans dimensions..... 34
2.8 Conditions aux limites 37
2.8.1 Conditions Hydrodynamiques 37
2.8.2 Conditions Thermiques..... 37
2.9 Conclusion..... 39

Chapitre III : Méthode numérique et code de calcul 40
3.1 Introduction..... 40
3.2 Choix de la méthode numérique..... 40
3.2.1 Méthodes des différences finis..... 41
3.2.2 Méthodes des éléments finis 41
3.2.3 Méthodes des volumes finis..... 41
3.3 Procédure numérique..... 42
3.4 Maillage..... 43
3.5 Discrétisation de l'équation générale de transport..... 44
3.6 Les schémas numérique 48
3.7 Présentation du code OpenFOAM..... 50
3.7.1 Historique du logiciel..... 50
3.7.2 Définition du logiciel..... 51
3.7.3 Les fonctionnalités d'OpenFOAM..... 53
a. Génération du maillage..... 54
b. Calcul CFD..... 54
c. Post-traitement des résultats..... 54
3.7.4 Fonctionnement du code..... 55
3.7.5 Préparation des données (Pré-processing) 56
3.7.5.1 Génération du maillage..... 56
3.7.5.2 Conditions initiales et aux limites..... 57
3.7.6 Traitement *(Processing)* 59
3.7.6.1 Solveurs..... 59
- Solveur stationnaire..... 60
- Solveur instationnaire..... 61

3.7.6.2 Algorithmes utilisés..... 61
- L'algorithme SIMPLE..... 62
- L'algorithme PISO..... 63
- L'algorithme PIMPLE 63

3.7.6.3 Boucles de correction..... 65
3.7.6.4 Choix de schéma d'interpolation..... 65
3.7.6.5 Tolérances de la solution..... 66
3.7.7 Visualisation et analyse des résultats (*post-processing*)..... 67
3.7.8 Avantages et inconvénients d'OpenFOAM..... 67
3.7.8.1 Avantages d'OpenFOAM..... 67
3.7.8.2 Inconvénient d'OpenFOAM..... 68
3.8 Conclusion..... 69

Chapitre IV : Résultats et discussion 70

4.1 Introduction..... 70
4.2 Etude préliminaire..... 71
4.2.1 Sélection des paramètres adimensionnels..... 71
4.2.2 Indépendance du maillage..... 72
4.2.3 Validation du modèle..... 74
4.3 Présentation des résultats..... 75

4.3.1 Ecoulement général et caractéristiques thermiques..... 76
4.3.1.1 Régime stationnaire..... 76
a. Cas de Gr fixe..... 77
- Champ dynamique..... 77
- Champ thermique..... 79

b. Cas de Re fixe..... 80
- Champ dynamique..... 80
- Champ thermique..... 81

4.3.1.2 Régime instationnaire..... 83
a. Spectre de fréquence 84
b. Champs dynamique et thermique..... 86
- Champ dynamique 86
- Champ thermique 88

c. Nombre de Nusselt local moyen 89
4.3.2 Etude paramétrique..... 90
a. Effet de *Re* et *Gr* pour un rapport de blocage constant (h_b = 0,25)..... 91
- Nombre de Nusselt moyen..... 91
- Facteur de frottement..... 92

b. Effet du rapport de blocage..... 93
- Nombre de Nusselt global moyen..... 93
- Facteur de frottement..... 94

Conclusion générale..... 96

Références bibliographiques..... 99

Annexes..... 105

Liste des tableaux

Tableau 2.1 Identification des équations par rapport à l'équations générale de transport..... 34

Tableau 2.2 Conditions aux limites sous forme adimensionnelle..... 38

Tableau 3.1 Les expressions de la fonction$A(|Pi|)$pour différents schémas numériques. 50

Tableau 3.2 Description les types des conditions aux limites à implantées pour les grandeurs physiques dans le dossier 0..... 58

Tableau 3.3 Exemples des Solveurs disponibles OpenFOAM (2014)..... 59

Tableau 3.4 Les différents schémas d'interpolation d'OpenFOAM..... 66

Tableau 4.1 Effets de la taille de grille sur les quantités de nombre adimensionnels de Nusselt moyen $\overline{(Nu)}$, de Strouhal (St) et de friction (f) pour Re = 1400, Gr = 2×10^5 et H= 0,25. où l'erreur relative est $e(\phi_i, \phi_{i-1}) = |(\phi_i - \phi_{i-1})/\phi_i|$, ϕ = Nu, f, St..... 73

Tableau 4.2 Nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Reynolds et Grashof pour H= 0,25..... 86

Tableau 4.3 Variation du nombre de Nusselt global en fonction de la hauteur de chicane et du nombre de Reynolds à Gr = 2×10^5 et H = 25 où ΔNu1, ΔNu2 sont l'augmentation du transfert de chaleur entre H = 0,5 et H = 0,25 ; H = 0,75 et H = 0,5 ; respectivement..... 94

Liste des figures

Figure I.1 Configuration étudiée par Patankar et al (1977)..... 7

Figure I.2 Configuration étudiée par Berner et al . (1984)..... 7

Figure I.3 Transfert conjugué dans un canal avec chicanes étudiée par Webb et Ramadhyani (1985)..... 8

Figure I.4 Configuration étudiée par Kellar et Patankar (1987)..... 9

Figure I.5 Configuration étudiée par Cheng et Huang (1991)..... 9

Figure I.6 Configuration étudiée par Habib et al (1993)..... 10

Figure I.7 Configuration étudiée par Lopez et al (1996)..... 10

Figure 1.8 Configuration étudiée par Guo and Anand (1997)..... 11

Figure I.9 Dispositif expérimental utilisé par Dutta et Dutta (1998)..... 11

Figure I.10 Configuration étudiée par Ko et Anand (2003)..... 12

Figure I.11 Configuration étudiée par Bazdid et Naderi (2004)..... 12

Figure I.12 Configuration étudiée par Da Silva Miranda et Anand (2004)..... 13

Figure I.13 Dispositif expérimental utilisé par Dutta et Hossain (2005)..... 14

Figure I.14 Configuration étudiée par Mousavi et Hooman (2006)..... 14

Figure I.15 Configuration étudiée par Santos and Lemos (2006)..... 15

Figure I.16 Configuration étudiée par Sripattanapipat et Promvonge (2009)..... 15

Figure I.17 Configuration étudiée par Promvonge et al (2010)..... 16

Figure I.18 Configuration étudiée par Promvonge et al (2010)..... 17

Figure I.19 Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et al (2011)..... 17

Figure I.20 Configuration étudiée par Ary et al (2012)..... 18

Figure I.20 Configuration étudiée par Eiamsa-ard et Promvonge (2012)..... 18

Figure I.22 Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et Boonloi (2014)..... 19

Figure I.23 Configuration étudiée par Zhang et al (2015)..... 19

Figure I.24 Configuration étudiée par Cheng et al (1992)..... 20

Figure I.25 Configuration étudiée par Cheng et Yang (1994)..... 21

Figure I.26 Configuration étudiée par Fung et Lazaridis (1994)..... 22

Figure I.27 Configuration étudiée par Chang et Shiau (2005)..... 23

Figure I.28 Configuration étudiée par Tsay et al (2005)..... 23

Figure I.29 Configuration étudiée par Sharma et al (2015)..... 24

Figure I.30 Configuration étudiée par Nemitallahet et Zohir (2016)..... 24

Figure I.31 Configuration étudiée par Henniche et Korichi (2017)..... 25

Figure 2.1 Configuration géométrique du problème étudie..... 28

Figure 3.1 Volume de contrôle bidimensionnel..... 43

Figure 3.2 Volume de contrôle typique 44

Figure 3.3 Volumes de contrôle décalés pour localisés les quantités vectorielles (U, V)..... 44

Figure 3.4 La valeur de$A(|P_i|)$ pour chaque schémas..... 50

Figure 3.5 La boite à outil d'OpenFoam..... 53

Figure 3.6 Structure du Code de calcul OpenFOAM..... 55

Figure 3.7 Structure d'un répertoire de calcul pour un cas d'OpenFOAM..... 55

Figure 3.8 Exemple d'un terminal pour l'exécution d'un maillage via la commande blockMesh..... 57

Figure 4.1 Distribution du maillage choisis pour 550×100 mailles..... 74

Figure 4.2 Comparaison des résultats obtenus avec ceux de la littérature : a) comparaison du profiles de vitesse longitudinale à X/S=2.55 avec celui d'Armaly et al (1983) ; b) comparaison du nombre de Nusselt local et avec celui de Desrayaud et Lauriat (2009)..... 75

Figure 4.3 Evolution de la vitesse (U) en fonction de temps au point (X=9.5, Y=0,0625) pour Re = 500 et Gr = 2×10^5..... 77

Figure 4.4 Effet du nombre de Reynolds sur les lignes de courant à Gr = 8×10^4 et H = 0.25..... 78

Figure 4.5 Contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à Gr = 8×10^4 et H= 0.25..... 79

Figure 4.6 Lignes du courant pour différentes valeurs du nombre de Grashof à *Re = 500, H=0.25*..... 81

Figure 4.7 Contours des isothermes pour *Re* = 500, *H* = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Grashof..... 82

Figure 4.8 Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour H=0.25, et différentes valeurs du nombre de Grashof..... 83

Figure 4.9 Evolution de la vitesse (*U*) en fonction de temps au point (*X*=9.5, *Y*=0,0625) pour *Re* =1400, *Gr* = 2×10^5 et *H*= 0,25..... 84

Figure 4.10 Analyse en FFT de l'évolution de la composante de vitesse (*U*) pour *Gr* = 2×10^5, a) *Re= 1000, b) Re=1400*..... 85

Figure 4.11 Lignes de courant pour quatre étapes pendant une période d'oscillation à *Gr* = 2×10^5, *Re* = 1400 et *H*= 0.25..... 87

Figure 4.12 Contours des isothermes pour quatre étapes pendant une période d'oscillation *Gr* = 2×10^5, *Re* = 1400 et *H*= 0.25..... 89

Figure 4.13 Evolution du nombre de Nusselt local pour différentes conditions..... 90

Figure 4.14 Variation du nombre de Nusselt global ($\overline{Nu}$) en fonction du nombre de Reynolds pour *H* = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Grashof 91

Figure 4.15 Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour *H* = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Grashof 92

Figure 4.16 Impact de H sur le nombre de Nusselt global moyen ($\overline{Nu}$) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à *Gr* = 2×10^5..... 93

Figure 4.17 Variation facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour différents valeurs *H* à *Gr* = 2×10^5..... 95

Nomenclature

Symbole Définition

$A(\|P\|)$	Fonction d'un schéma numérique
B	Terme constant utilisé dans l'équation discrétisée
c_p	Chaleur spécifique de l'air[J $kg^{-1}K^{-1}$]
s	Espacement dimensionnel entre les chicanes [m]
S	Espacement adimensionnel entre chicanes [S = s/d =1]
f	Facteur de frottement [$f = 2\Delta P/\rho_0 u_0^2 L_h$]
g	Accélération de pesanteur [m s^{-2}]
Gr	Nombre de Grashof [$Gr = g\beta(T_w - T_0)d^3/\nu^2$]
h_b	Hauteur de chicane [m]
H	Hauteur sans dimension de chicane ou rapport de blocage [$H = h_b/d$]
d	Largeur du canal [m]
K	Conductivité thermique [W $m^{-1}K^{-1}$]
L_h	Longueur sans dimensions de la section de la section chauffée [$L_h = l_h/d$]
L_e	Longueur sans dimensions de la section de l'entrée [$L_e = l_e/d$]
L_s	longueur sans dimensions de la section de sortie [$L_s = l_s/d$]
Nu_X	Nombre de Nusselt local
$\overline{Nu_X}$	Moyenne temporelle du nombre de Nusselt local
Nu	Nombre de Nusselt moyen
$\overline{Nu}$	Moyenne de la moyenne temporelle du nombre de Nusselt
p	Pression [Pa]
Pe	Nombre de Péclet [$Pe = RePr$]
Pr	Nombre de Prandtl [$Pr = \nu/\alpha$]
Re	Nombre de Reynolds [$Re = u_0 d/\nu$]
Ri	Nombre de Richardson [$Ri = Gr/Re^2$]

St	Nombre de Strouhal
T	Température [K]
t	Temps [s]
u,*v*	Composantes de vitesse dans les directions *x et y* [ms^{-1}]
U, *V*	Composantes adimensionnelles de vitesse selon *X* et *Y* [$U = u/u_0$, $V = v/u_0$]
x, *y*	Coordonnées cartésiens dimensionnelles[m]
X, *Y*	Coordonnées cartésiens adimensionnels [$X = x/d, Y = y/d$]

Symboles grecs

μ	Viscosité dynamique de l'air [$kg\ s^{-1}m^{-1}$]
α	Diffusivité thermique de l'air [$m^2\ s^{-1}$]
β	Coefficient d'expansion thermique de l'air [K^{-1}]
ν	Viscosité dynamique de l'air [$m^2\ s^{-2}$]
ρ	Masse volumique de l'air [$kg\ m^{-3}$]
θ	Température adimensionnelle [$\theta = (T - T_0)/(T_w - T_0)$]
τ	Temps adimensionnel [$\tau = tu_0/d$]
$\Delta\tau$	Pas de temps
τ_p	Période de temps

Indices

P	Noeud P
w	Parois
w, e, n, s	Interface du volume de contrôle entre P et W, E, N, S respectivement
W, E, N, S	Noeuds voisins du noeud P à l'ouest, est, nord, sud respectivement
0	A l'entrée du canal

Abréviations

CFD	Dynamique des fluides computationnels
CVD	Chemical vapor deposition

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Depuis plus d'un siècle, les scientifiques se penchent sur l'étude des écoulements avec transfert de chaleur, par différents modes de convection (naturel, forcé et mixte). Ces écoulements sont étudiés à travers des géométries connues, en raison de leurs applications pratiques telles que les échangeurs de chaleur, les équipements électroniques, les réacteurs nucléaires et d'autres systèmes thermiques. En effet, la maitrise et la compréhension du transfert de chaleur, notamment par convection mixte, joue un rôle très important dans la conception et l'amélioration de l'efficacité des systèmes thermiques tout en augmentant leur performance énergétique (Kumar et Kim (2015), Valencia et Calderon (2004)). Surtout la convection mixte entre deux plans parallèles est rencontrée dans nombreuse applications industrielles, tel que le refroidissement des composants électroniques, les capteurs solaires à air, les réacteurs chimiques (CVD), etc…. (Moffat et Jensen (1988), Kleijn(1991), Mahajan (1996), Nicolas et Margui (2014).

L'amélioration des transferts thermiques dans ces systèmes constitue un enjeu économique et chimique majeur. En effet, la longévité des installations est intimement liée à leurs températures de fonctionnement. Aussi, les gains énergétiques obtenus par l'optimisation de composants des installations sont non négligeables et peuvent inverser leurs rendements.

L'ajout d'organes mécanique mobiles dans des catégories d'installations, dans le but de d'accroitre le transfert thermique, peut être heurté à des contraintes techniques et de cout insurmontable. De ce fait, le recours à des moyens passifs pour améliorer le transfert thermique constitue un choix de taille.

L'objectif de ce travail est de tester une méthode passive, par la perturbation de couche limite, pour améliorer le transfert de chaleur en mode mixte stationnaire et instationnaire dans un canal composé de deux plans parallèles. L'étude consiste à montrer l'effet de l'installation de chicanes sur une paroi du canal, la dynamique de l'écoulement et le transfert de chaleur mis en jeu**.** Également l'effet des paramètres les plus importants sur le phénomène sera étudié. Notamment, le nombre de Reynolds qui caractérise la vitesse d'écoulement et le

nombre de Grashof qui caractérise l'intensité de chauffage. Aussi, la hauteur des chicanes seront examinés.

Cette étude est réalisée numériquement au moyen d'un code de calcul libre *OpenFOAM* qui est un outil de simulation numérique orientée objet écrit en langage C++ (open source) et basé également sur la méthode des volumes finis. Les algorithmes *SIMPLE* et *PIMPLE* sont utilisés pour le couplage vitesse-pression. Avant l'utilisation de ce code, une étude de faisabilité était nécessaire afin de tester aussi bien l'efficacité de prédiction de ce code que nos capacités à l'utiliser pour un problème aussi complexe.

Afin de mener à bien ce travail, nous avons opté à diviser ce manuscrit en quatre chapitres qui sont structurés de la manière suivante :

En prime d'abord, Un premier chapitre qui présente des généralités en rapport avec le phénomène et qui sera suivie d'une revue bibliographique synthétisant les principaux travaux en rapport avec le sujet, puis, un deuxième chapitre qui présente en détail la configuration physique qui y sera étudiée, le modèle mathématique régissant le phénomène ainsi que les conditions aux limites associées, Et un troisième chapitre qui détaille la modélisation numérique du modèle physique, et traite de la méthode des volumes finis utilisées dans ce travail et une description globale du code de calcul (*OpenFOAM*), par la suite Le quatrième et le dernier chapitre est consacré, après une validation de code de calcul et à l'indépendance du maillage, à La présentation et la discutions des résultats.

Enfin, la conclusion de cette thèse, rappelant les principaux résultats obtenus, et les recommandations en perspectives pour des futurs travaux.

CHAPITRE I :

GENERALITE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

GENERALITE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 Introduction

Le transfert de chaleur est un phénomène physique qui intervient dans de nombreuses applications naturelles et industrielles qui couvrent de larges gammes d'échelles, du micro voire même nano-échelle à la méso-échelle. L'étude du transfert de chaleur consiste à prédire le comportement thermique et dynamique mise en jeu et évaluer la quantité d'énergie de chaleur échangée entre les molécules de la matière à différentes températures, c'est la transmission de l'énergie d'une région à une autre région des milieux, Kumar et Vengadesan (2019). Il peut s'effectuer au moyen de trois modes différents, la conduction, la convection et le rayonnement.

L'étude et le fonctionnement des appareils tels que ; les générateurs de vapeur, les fours, les échangeurs de chaleur, les condenseurs, etc. sont devenus dépendants des phénomènes de transfert de chaleur due à leur importance décisive.

Ce chapitre est composé de deux parties.

- La première partie est constituée d'un rappel sur le phénomène de la convection ainsi les lois fondamentales de transfert de chaleur par convection dans ses différents types : naturelle, forcée et mixte.
- La deuxième partie est consacrée à une synthèse bibliographique où une revue générale sur les différents travaux concernant le transfert de chaleur par convection forcée et mixte dans les canaux à l'aide d'ailettes qui présentée.

1.2 Notion sur la convection

1.2.1 Définition

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et de mouvement de milieu fluide, elle est considérée comme le mécanisme le plus important de transport de l'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le transport d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacent. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces

molécules de fluide. Ensuite les molécules vont se mélanger avec d'autres molécules et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas l'écoulement transporte simultanément, le fluide et l'énergie. L'énergie est à présent, emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement kreith et khodja (1967).

1.2.2 Types de convection

La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre (naturelle), convection forcée et convection mixte.

1.2.2.1 Convection naturelle

En convection naturelle, les mouvements du fluide sont provoqués par des gradients de densité due à la non uniformité du champ de température. Les couches chaudes, donc de poids spécifique plus faible, sont soumises à des forces dirigées vers le haut, suivant le mécanisme de la poussée d'Archimède. Dans les régions à température élevée, le fluide prend donc un mouvement ascendant. Le phénomène inverse de courants descendants se produit pour les parties du fluide dont la température est inférieure à celle du fluide chaud.

Les courants de convection naturelle sont alors dus à des différences de poids spécifique et par conséquent le phénomène se produit en raison de l'existence du champ de pesanteur terrestre Bejan (1993). Cette forme d'échange dépend principalement du nombre de Grashof (*Gr*) définie par :

$$Gr = \frac{\text{forces de flottabilité}}{\text{forces visqueuses}}$$

$$Gr = \frac{g\beta L^3(T_w - T_0)}{\nu^2}$$

$$\Delta T = T_P - T_\infty$$

Avec :

g : Accélération de la pesanteur [$m^2.s^{-1}$] ;

β: Coefficient de dilatation thermique volumétrique [K^{-1}] ;

L: Longueur caractéristique[m] ;

ΔT: différence de températures entre la surface du solide et la surface libre du fluide [°C ou K] ;

T_P: Température de la paroi [°C ou K] ;

T_∞: Température du fluide loin de la paroi [°C ou K] ;

ν: Viscosité cinématique du fluide [$m^2.s^{-1}$].

1.2.2.2 Convection forcée

La convection forcée le mouvement provoqué par un procédé mécanique indépendant des phénomènes thermiques (par l'action des forces extérieures par exemple pompe, ventilateur, etc.…), c'est donc un gradient de pression extérieur qui provoque les déplacements des particules du fluide. L'étude de la transmission de chaleur par convection est donc étroitement liée à celle de l'écoulement des fluides.

En d'autres termes, la convection est dite forcée quand il existe une cause du mouvement autre que les variations de températures du fluide, cette cause étant la seule à prendre en compte en raison de son importance relative, (Favre Marinet (1990), Bejan (1995)). Pour ce mode de convection, c'est le nombre de Reynolds qui gouverne l'écoulement.

$$Re = \frac{force\ d'inertie}{force\ de\ dissipation\ visqueuse}$$

$$Re = \frac{u_0 H}{\nu} \tag{1.1}$$

Avec

u_0: Vitesse caractéristique du fluide [$m.s^{-1}$] ;

H: Dimensien caractéristique[m] ;

ν: Viscosité cinématique du fluide [$m^2.s^{-1}$] ;

1.2.2.3 Convection mixte

Lorsque les deux formes de convection, forcée et naturelle coexistent en même temps, on parle de la convection mixte. La distinction entre ces trois formes d'échange thermique se fait sur l'origine des mouvements permettant le transfert de chaleur d'une région à une autre. Selon l'importance des effets des gradients thermiques par rapport à ceux des gradients de pression, caractérisés par le rapport *Gr/Re2*, le transfert se fait par la convection naturelle, forcée ou mixte, Bejan A (2004).

Ce problème de convection est généralement tridimensionnel ; dans certain cas d'hypothèse ; il peut se restreindre au cas bidimensionnel. La convection mixte dépend essentiellement du nombre de *Richardson,* Incropera et Dewitt (1996).

Si : $Ri > 10$ la convection naturelle est dominante.

Si : $Ri < 0{,}1$ la convection forcée est dominante.

Si : $0{,}1 < Ri < 10$ la convection est dite mixte.

Avec $$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \tag{1.2}$$

Dans la plupart des cas traités de convection thermique, la convection mixte occupe (si elle n'est pas purement et simplement omise) une place modeste après la convection forcée, puis la convection naturelle. C'est qu'il s'agit d'un sujet encombrant et complexe, sur lequel on manque d'éléments pour en présenter une vue générale et cohérente.

1.3 Revues bibliographiques

Les processus de transfert de chaleur se produisent dans une variété d'applications naturelles et industrielles qui incluent l'énergie sous forme de chaleur, telles que les échangeurs de chaleur compacts, les systèmes de capteurs solaires, les réacteurs chimiques et le refroidissement électronique. Pendant des décennies, la gestion thermique, notamment la réduction des pertes de chaleur ou l'amélioration des échanges thermiques dans de tels systèmes, a suscité l'intérêt des scientifiques. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour obtenir une amélioration du transfert de chaleur dans de tels systèmes. Il existe des méthodes passives par perturbation des couches limites à l'aide de générateurs de vortex (barres, cylindres, épingles, etc.) et des méthodes actives à écoulement mobile ou modulé (Valencia (1996), Ishino et al (1996), Wang et al (1996), Yilmaz (2023))**.** L'une des méthodes les plus efficaces pour l'amélioration du taux de transfert de chaleur dans un canal lisse d'utiliser des obstacles (des ailettes, des nervures, des chicanes et d'autres dispositifs…) placés sur les parois du canal, suivant des configurations où ces obstacles sont disposés en ligne ou en quinconce. La raison en est que les obstacles aident à changer la direction du champ d'écoulement, augmenter le mélange du fluide, perturber ou interrompre le développement des couches hydrodynamiques et thermiques, augmenter l'intensité de la turbulence, augmenter la surface d'échange thermique et forcer les zones de recirculation ou les tourbillons à circuler derrière les obstacles. Le rattachement de l'écoulement en aval de

l'obstacle provoque un mouvement en amont et en aval du fluide le long des parois du canal, ce qui engendre une augmentation du taux de transfert de chaleur.

La convection forcée pure dans les canaux à chicanes est largement étudiée par rapport à la convection mixte. Dans la plupart des travaux antérieurs, ils sont concentrés sur l'étude des comportements d'écoulement et les caractéristiques de transfert de chaleur.

Les différentes formes, orientations et emplacement des chicanes ont fait l'objet de plusieurs recherches. En convection forcée dans les conduites en présence des obstacles ou chicanes, de nombreuses études numériques ont vu le jour depuis les années 1977. La plupart des études numériques comportant des obstructions ont été, le plus souvent, limitées aux cas bidimensionnels. Commençant par Patankar et al (1977). Les auteurs ont rapporté le premier travail sur l'analyse numérique de l'écoulement en convection forcée dans un canal (figure 1.1). Ils ont présenté le concept de l'écoulement périodique entièrement développé. Ils ont trouvé que le champ d'écoulement est caractérisé par de forts effets de blocage et des grandes zones de recirculation. Le nombre de Nusselt et la chute de pression pour le canal chicané sont sensiblement supérieurs à ceux calculés dans le canal lisse.

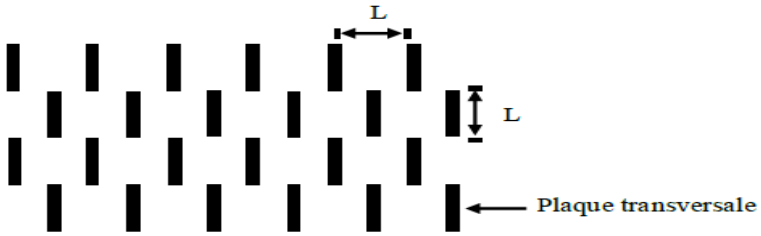


Figure 1.1 : Configuration étudiée par Patankar et al. (1977).

Berner et al (1984) ont utilisé la technique de l'Anémométrie Laser Doppler (ALD) en vue d'obtenir des valeurs expérimentales sur la vitesse moyenne à l'intérieur d'un canal comportant de nombreuses plaques de chicane segmentées (figure 1.2). Un comportement laminaire d'écoulement a été trouvé avec un nombre de Reynolds inférieur à 600.Cependant, le passage d'écoulement de l'état stable (vortex stable) à l'état périodique (perte de vortex) dépend du nombre de Reynolds et du nombre de chicanes.

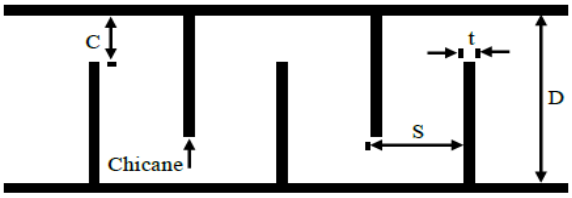


Figure 1.2 : Configuration étudiée par Berner et al. (1984).

Les caractéristiques de l'écoulement laminaire et du transfert thermique conjugué à l'intérieur d'un canal lisse comportant des chicanes (nervures) transversales alternées avec un flux thermique constant le long des deux parois ont été simulées par Webb et Ramadhyani (1985). (figure 1.3). Les calculs ont été effectués en régime pleinement développé, pour différents nombres de Reynolds, nombres de Prandtl et diverses dispositions géométriques. Ces chercheurs sont constatés qu'une augmentation appréciable du transfert de chaleur est obtenue pour les fluides, tels que l'eau ou les fluorocarbures, dont le nombre de Prandtl est élevé. Ils ont aussi trouvé que la conduction dans les parois du canal joue un rôle très bénéfique dans l'amélioration du transfert thermique.

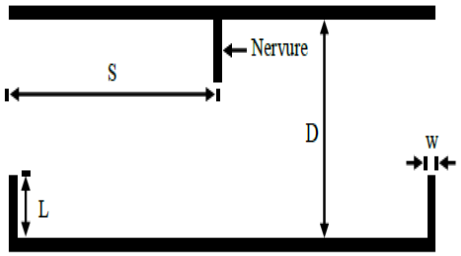


Figure 1.3 : Transfert conjugué dans un canal avec chicanes étudiée par Webb et Ramadhyani (1985).

Une étude numérique a été effectuée par Kelkar et Ptankar (1987) de l'écoulement laminaire à l'intérieur d'un conduit à plaques parallèles et comportant des ailettes alternées pour un fluide ayant des propriétés constantes (figure 1.4). Les calculs ont été effectués pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, du nombre de Prandtl, des paramètres géométriques et du paramètre de la conductivité thermique de l'ailette. Les résultats ont montré que l'écoulement est caractérisé par de fortes déformations et la présence de grandes zones de recirculation. Une augmentation substantielle du transfert thermique est particulièrement observée pour un nombre de Prandtl élevé. Cependant, l'utilisation des chicanes de courte taille peut en effet diminuer le transfert thermique pour un faible nombre de Prandtl. En général, le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement augmentent avec le Nombre de Reynolds. Leurs résultats ont montré aussi que les performances thermiques augmentent avec l'augmentation de la taille des chicanes et avec la diminution de l'espacement entre les chicanes.

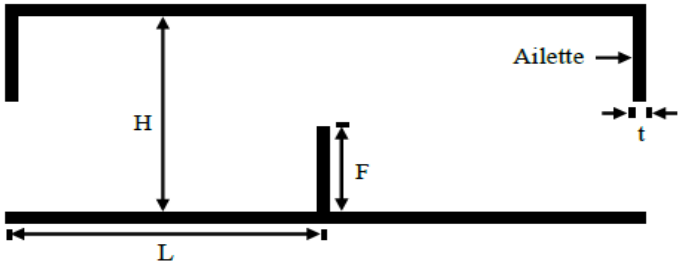


Figure 1.4 : Configuration étudiée par Kellar et Patankar (1987).

Cheng et Huang (1991)**.** Ont effectué une analyse numérique sur la convection forcée d'un écoulement laminaire dans des canaux à plaques parallèles comportant deux séries d'ailettes transversales (figure 1.5).

Aussi, généralement la disposition en ligne est plus inefficace en raison de la recirculation remarquable de l'écoulement recouvrant les surfaces des parois.

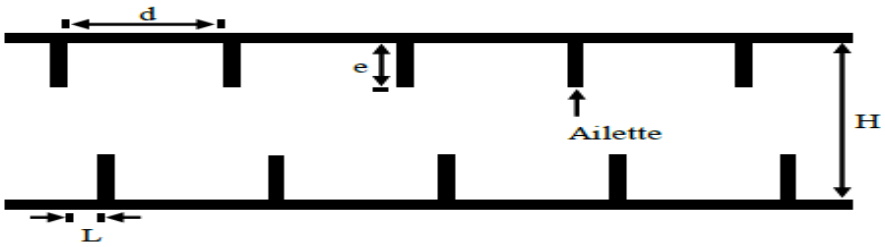


Figure 1.5 : Configuration étudiée par Cheng et Huang (1991)**.**

Une méthode pour le calcul de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal contenant des chicanes placées de manière décalée sur les deux parois opposées (figure 1.6) en induisant un écoulement périodique continu été développée et évaluée par Habib et al (1992)**.** Le calcul est effectué pour différentes valeurs des nombres de Reynolds et Prandtl. Les résultats obtenus indiquent que les coefficients de transfert de chaleur local et global augmentent lorsque les nombres de Reynolds et Prandtl ainsi que la hauteur de des chicanes augmentent et l'espacement entre éléments diminue. Dans leurs travaux expérimentaux, Habib et al (1993 ,1994). Ont mené des expériences afin d'étudier les caractéristiques de l'écoulement turbulent et du transfert thermique à l'intérieur de cellules périodiques qui se trouvent entre les chicanes segmentaires alternées dans un canal rectangulaire. L'influence de la taille de la chicane et du nombre de Reynolds sur les coefficients de transfert thermique local et global, ainsi que les mesures de la chute de pression, ont été décrite.

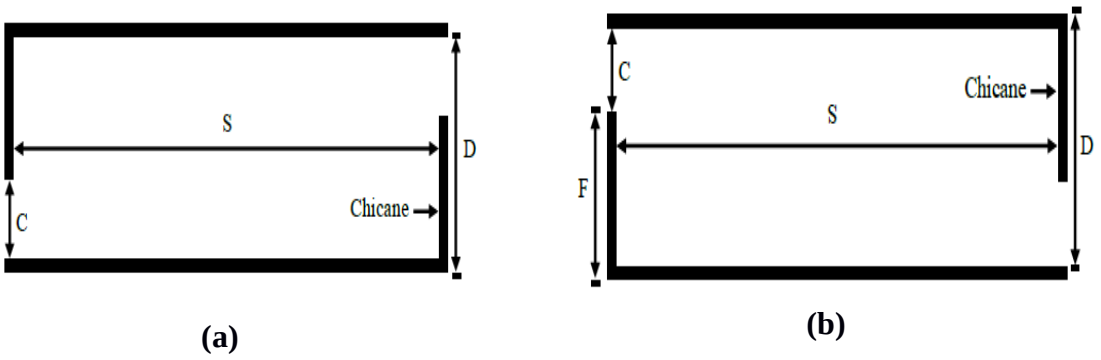


Figure 1.6 : Configuration étudiée par Habib et al. (a) (1992)], (b) (1993).

Lopez et al (1996) ont évoqué une étude numérique du transfert de chaleur par convection forcée laminaire dans un canal tridimensionnel comportant des chicanes en arrangement décalé (figure 1.7), en utilisant les conditions d'un écoulement périodique pleinement développé précédemment par Patankar et al. (1977). Les auteurs ont indiqué que les effets tridimensionnels sur le facteur de frottement du canal, qui a un rapport d'aspect égal à l'unité et un taux de blocage égal à 0.5, deviennent plus importants au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Ils ont trouvé que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du rapport de blocage et l'augmentation de la conductivité thermique de la chicane.

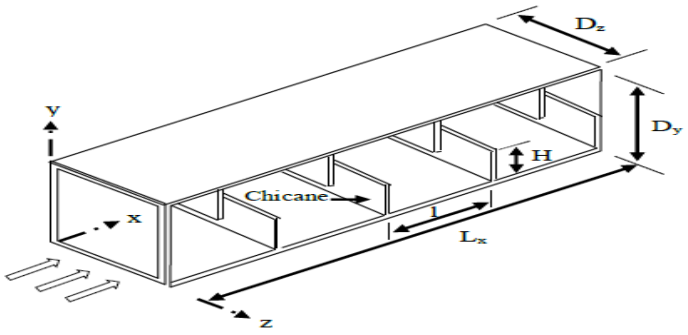


Figure 1.7 : Configuration étudiée par Lopez et al. (1996).

L'écoulement tridimensionnel par convection forcée laminaire a été étudié par Guo et Anand (1997) dans un conduit comportant une seule chicane au niveau de la région d'admission (figure 1.8). L'impact du nombre de Reynolds, du nombre de Prandtl, de la hauteur de la chicane et du rapport de conductivité thermique a été examiné. En général, les longueurs de séparation et de recirculation autour des chicanes augmentent toutes les

deux avec l'augmentation du nombre de Reynolds et celle de la hauteur de la chicane. En outre, le nombre de Nusselt moyen augmente avec la conductivité thermique de la paroi.

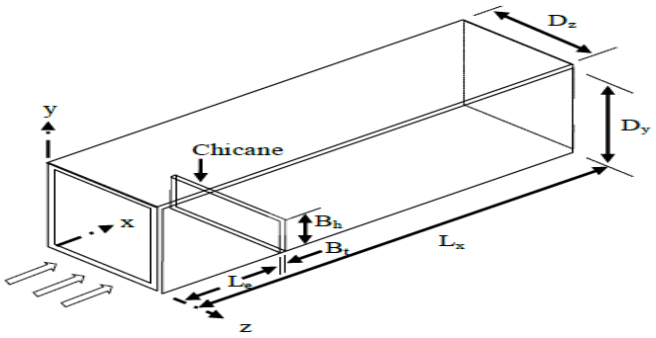


Figure 1.8 : Configuration étudiée par Guo et Anand (1997).

Dutta et al. (1997), Dutta et Dutta (1998) ont présenté des résultats expérimentaux sur l'amélioration du coefficient de transfert thermique à l'aide d'une chicane perforée inclinée (figure 1.9). Ils ont montré qu'une chicane avec perforations permet d'avoir une meilleure augmentation du transfert thermique par rapport à une chicane sans perforation, si la plaque est attachée à la surface chauffée et est correctement alignée sur la trajectoire de l'écoulement. Cette position de chicane est considérée comme une orientation qui permet d'améliorer le coefficient de transfert thermique local jusqu'à cinq fois les valeurs obtenues dans un canal lisse.

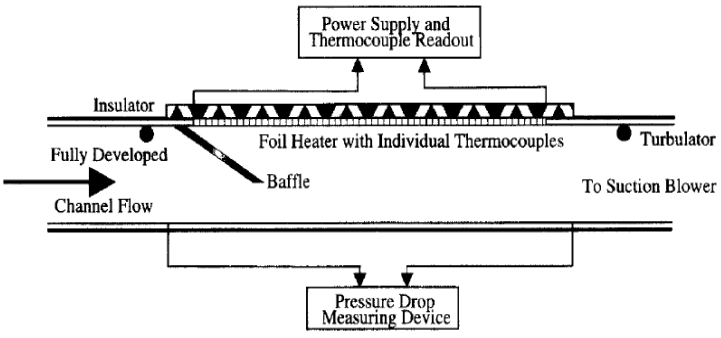


Figure 1.9 : Dispositif expérimental utilisée par Dutta et Dutta (1998).

Pour leur part, Ko et Anand (2003) ont mené une étude expérimentale en vue de mesurer les coefficients de transfert thermique et la perte de pression dans un canal rectangulaire chauffé uniformément, et comportant des chicanes poreuses disposées de façon alternée sur les parois (figure 1.10). Les expériences ont été réalisées avec des nombres de Reynolds dans l'intervalle 20.000-50.000. L'utilisation de chicanes poreuses a permis d'améliorer le transfert thermique jusqu'à 300% par rapport au transfert thermique dans un

canal droit sans chicanes. L'analyse des résultats expérimentaux a montré que l'augmentation du transfert thermique lorsque la puissance de pompage croît d'une unité, est inférieure à l'unité (1) pour la gamme de paramètres étudiés.

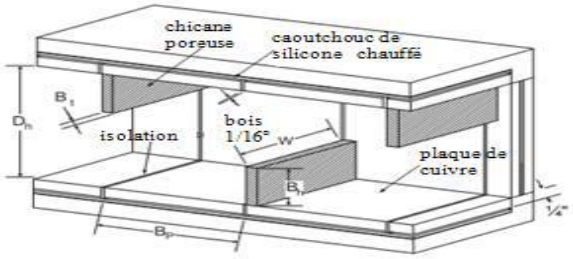


Figure 1.10 : Configuration étudiée par Ko et Anand (2003).

Bazdid et Naderi (2004) ont fait une simulation de l'écoulement laminaire et du transfert thermique dans la région d'entrée d'un canal horizontal bidimensionnel, comportant des ailettes alignées (figure 1.11). Les effets des rapports de blocage et des nombres de Reynolds ont été analysés. Les résultats numériques obtenus indiquent que les obstacles en forme d'ailette ne sont pas pleinement efficaces pour des valeurs élevées du rapport de blocage.

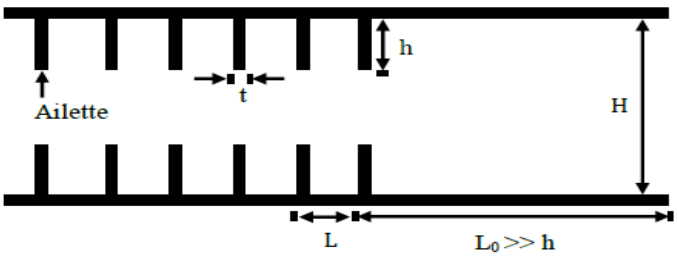


Figure 1.11 : Configuration étudiée par Bazdid et Naderi (2004)**.**

Une étude numérique détaillée été réalisée par Da Silva Miranda et Anand (2004) sur l'écoulement des fluides et le transfert de chaleur par convection forcée laminaire dans un canal bidimensionnel à plaques parallèles, et muni de 16 chicanes poreuses montées de façon alternée sur les parois inférieure et supérieure (figure 1.12). Les effets de quelques paramètres adimensionnels, tels que le nombre de Reynolds, l'espacement entre les chicanes et le rapport de la conductivité thermique, sur les champs d'écoulement et de température ont été examinés. Il a été trouvé que les pourcentages d'augmentation du transfert thermique pour les chicanes solides sont plus élevés que ceux pour les chicanes poreuses correspondantes.

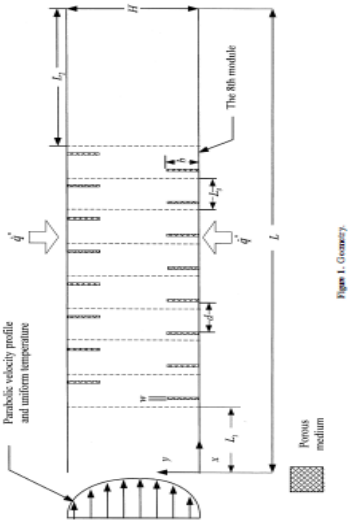


Figure 1.12 : Configuration étudiée par Da Silva Miranda et Anand (2004).

Dutta et Hossain (2005) ont mené une étude expérimentale sur les caractéristiques locales du transfert de chaleur et la perte de charge par frottements à l'intérieur d'un canal rectangulaire équipé de chicanes solides, perforées et inclinées (figure 1.13). Ils ont utilisé deux chicanes de même taille dans leur expérience. La chicane en amont est attachée à la surface supérieure qui est chauffée ; tandis que la position, l'orientation et la forme de l'autre chicane sont variées de manière à identifier la configuration optimale qui permet d'améliorer le transfert de chaleur. On a utilisé un flux de chaleur superficiel constant provenant de la surface supérieure ; par contre les surfaces latérales et la paroi inférieure ont été maintenues adiabatiques. La disposition des chicanes en ligne augmente considérablement le transfert de chaleur global en utilisant à la fois l'impact du jet et la séparation de la couche limite. Ils ont également montré que la répartition locale du nombre de Nusselt dépend fortement de la position, de l'orientation et de la géométrie du deuxième déflecteur. Pour les deux cas de chicanes inclinées (solides ou perforées), la perte de charge par frottement est beaucoup plus importante que celle d'une seule chicane. En outre, dans les deux cas de chicane, le rapport des facteurs de frottement est plus élevé si la deuxième chicane est fixée à la plaque inférieure plutôt qu'à la paroi supérieure qui est chauffée.

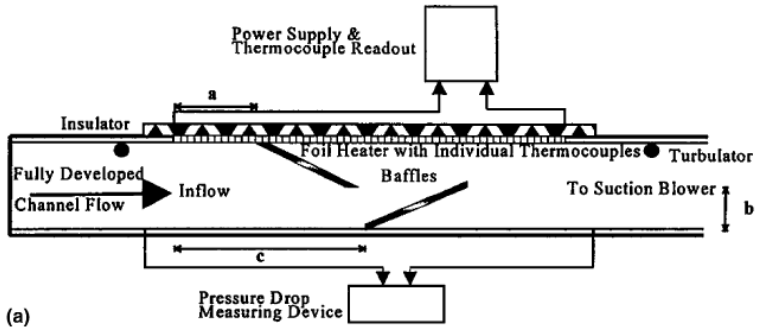


Figure 1.13 : Dispositif expérimental utilisée par Dutta et Hossain (2005).

Mousavi et Hooman (2006) ont effectué des simulations numériques de l'écoulement laminaire et du transfert de chaleur dans un canal horizontal bidimensionnel contenant des chicanes et des ailettes solides décalées (figure 1.14). Différents paramètres géométriques du modèle et différents paramètres de fonctionnement ont été considérés dans cette étude. Les résultats ont prouvé que le nombre de Reynolds et le rapport de blocage influent sur la longueur du développement périodique de l'écoulement (champ de vitesse qui se répète d'une cellule à l'autre). L'augmentation de l'un ou des deux paramètres a un effet retardateur sur développement périodique et entraine l'augmentation du nombre de Nusselt. La longueur de développement dépend aussi du nombre de Prandtl, plus ce dernier est élevé, plus la longueur d'entrée thermique est longue.

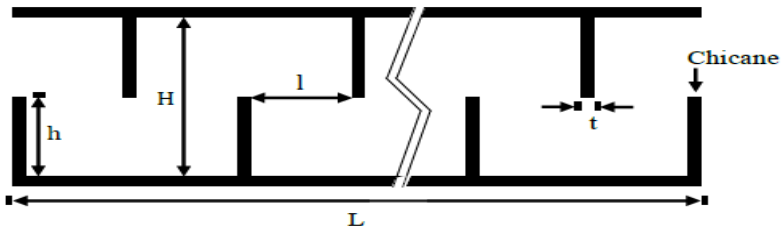


Figure 1.14 : Configuration étudiée par Mousavi et Hooman (2006)**.**

Santos et de Lemos (2006) ont effectué des simulations afin d'étudier et de documenter une analyse numérique de l'écoulement laminaire et du transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal comportant des chicanes poreuses et solides (figure 1.15). En comparant les résultats numériques pour le facteur de frottement et le nombre de Nusselt avec les données disponibles, il a été trouvé que les valeurs obtenues diffèrent de moins de 5% par rapport aux résultats publiés. D'autres simulations, comparant l'efficacité de la matière poreuse

utilisée, ont montré que l'utilisation de chicanes de faible porosité et de faible perméabilité d'un régime d'écoulement laminaire n'améliore pas les résultats.

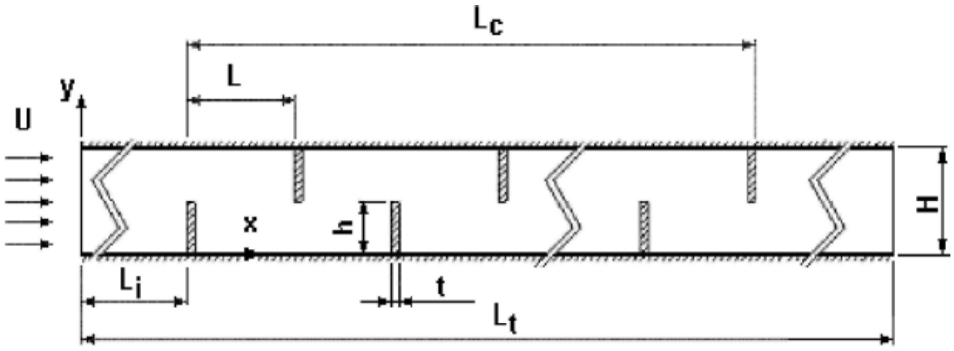


Figure 1.15 : Configuration étudiée par Santos et de Lemos (2006).

Sripattanapipat et Promvonge (2009) ont simulé l'écoulement laminaire périodique et le transfert thermique dans un canal horizontal bidimensionnel, avec des parois isothermes et des chicanes décalées en forme de losange, (figure 1.16). Ils ont trouvé que la forme en losange de la chicane, avec des angles aigus variant de 5 à 35 ° peut améliorer le transfert thermique de 200 à 680% pour un nombre de Reynolds allant de 100 à 600. Cette augmentation est cependant liée à une perte par frottement qui est de 20 à 220 fois plus grande que celle d'un canal lisse.

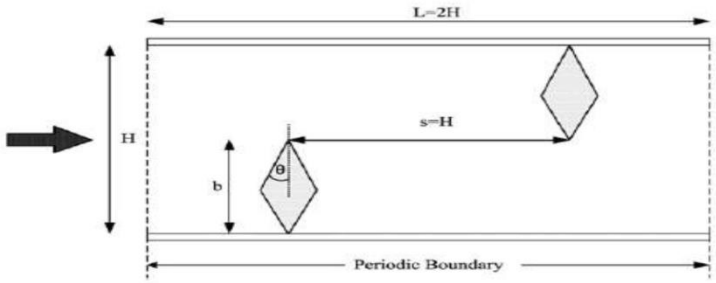


Figure 1.16 : Configuration étudiée par Sripattanapipat et Promvonge (2009).

Promvonge et al (2010) ont mené une étude numérique sur l'écoulement périodique laminaire et sur le transfert thermique dans un canal tridimensionnel carré à paroi isotherme, comportant des chicanes inclinées à 45° et fixées sur la paroi du canal. Les effets des taux de blocage de l'écoulement (BR = 0.1-0.5) sur le transfert thermique et la perte de pression dans le canal ont été examinés et comparés dans le cas typique du déflecteur transversal (figure 1.17). Les auteurs ont montré que, mise à part l'augmentation du nombre de Reynolds, l'augmentation du taux de blocage avec un angle

d'attaque égale à 45° entraîne des augmentations importantes du nombre de Nusselt et des facteurs du frottement. Le facteur d'amélioration pour le cas de la chicane à 45°, précédemment considéré, s'est avéré être plus élevé que celui d'une chicane verticale à 90°, pour toutes les valeurs des nombres de Reynolds et toutes les hauteurs de la chicane étudiées.

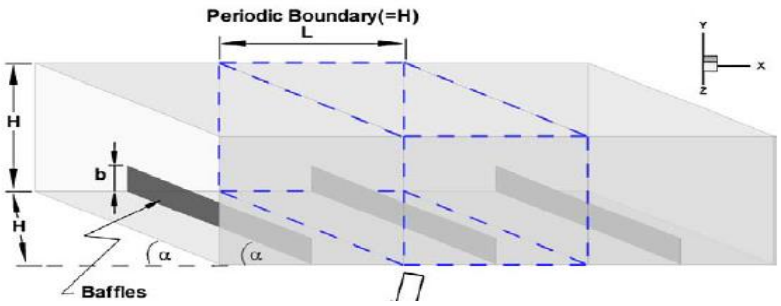


Figure 1.17 : Configuration étudiée par Promvonge et al. (2010).

Promvonge et al (2010) ont également étudié numériquement le comportement de l'écoulement périodique tridimensionnel laminaire stable et du transfert de chaleur dans un canal comportant des chicanes inclinées à 90° et 45°, placées en tandem, alignées et décalées l'une par rapport l'autre, sur deux parois opposées (figure 1.18). Les effets des différentes hauteurs de la chicane sur le transfert thermique et la perte de pression dans le canal ont été analysés. En outre, les résultats obtenus pour la chicane inclinée à 45° ont été comparés avec ceux de la chicane transversale à 90° et de la chicane inclinée à 45° et décalée. Ils ont montré que pour les deux cas de chicanes considérées (transversales et inclinées), une augmentation de la hauteur du déflecteur entraine une augmentation substantielle du nombre de Nusselt, et une perte de pression, qui était également très importante. Les facteurs d'amélioration thermique pour les deux séries de chicanes inclinées à 45° se sont avérés être presque identiques et beaucoup plus importants que l'unité ; leurs valeurs maximales étaient égales à 2.6 environ, ce qui témoigne d'une performance thermique plus élevée que dans le cas d'un canal lisse.

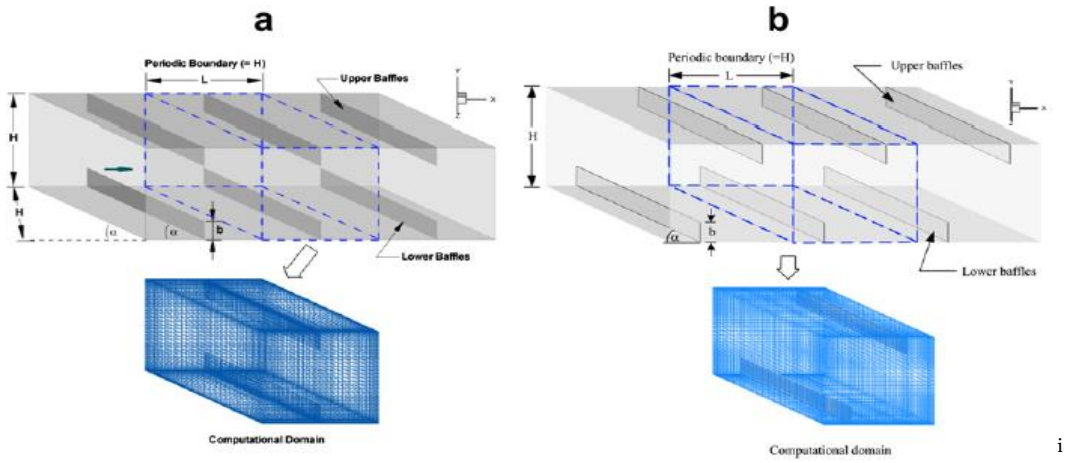


Figure 1.18 : Configuration étudiée par Promvonge et al. (2010).

Jedsadaratannchai et al (2011) ont présenté une analyse numérique sur l'écoulement laminaire périodique et les caractéristiques de transfert de chaleur dans un canal carré incliné à 30 ° et équipé des chicanes insérées périodiquement dans le canal (figure 1.19). Les chicanes inclinées sont placées de façon répétée sur les parois inférieures et supérieures du canal avec agencement en ligne pour générer des vortex rotatifs. Ces tourbillons longitudinaux ont aidé à augmenter considérablement le taux de transfert de chaleur dans le canal. L'ordre de mise en valeur du transfert de chaleur est d'environ 1 à 9.2 fois le canal lisse. Toutefois, l'augmentation du transfert de chaleur est associée à la perte de pression élargie allant de 1 à 21.5 fois au-dessus du canal lisse.

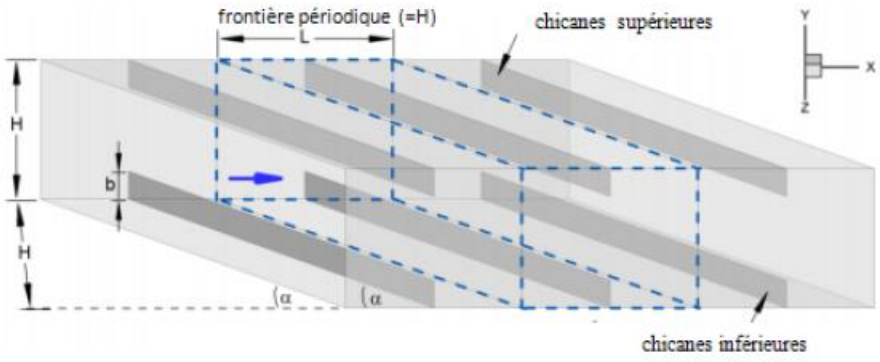


Figure 1.19 : Configuration étudiée par Jedsadaratannchai et al. (2011).

Ary et al (2012) ont présenté une analyse numérique du transfert de chaleur et la perte de charge par frottement dans un canal rectangulaire muni des chicanes perforées, avec des trous en forme de losange, inclinés à 5° (figure 1.20). Des études expérimentales ont également été effectuées afin de confirmer les caractéristiques recherchées pour

l'amélioration du transfert thermique et pour la perte de charge par frottements correspondants, pour une et deux chicanes, respectivement.

Les résultats obtenus ont montré que les structures d'écoulement autour des trous sont complètement différentes, selon le nombre de trous, et ceci doit affecter d'une manière considérable le transfert thermique local. Il est important à noter que deux chicanes donnent des performances de transfert thermique qui sont supérieures à celles données par une seule chicane.

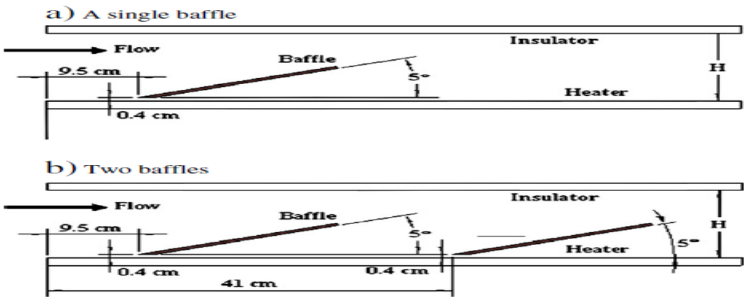


Figure 1.20 : Configuration étudiée par Ary et al. (2012).

Eiamsa-ard et Promvonge (2012) ont rapporté une analyse numérique de l'écoulement périodique laminaire et de transfert thermique dans un canal rectangulaire chauffé à une température constante imposée aux parois avec des chicanes triangulaires ondulées (figure 1.21). Les chicanes ont été montées sur les deux parois opposées du canal rectangulaire et inclinées d'un angle d'attaque de 45°pour $100 \leq Re \leq 1000$. Les résultats numériques ont montré que le transfert thermique dans le canal avec les chicanes est plus efficace que celui sans chicanes. L'augmentation du rapport de blocage, mène à une augmentation considérable du nombre de Nusselt et du facteur de frottement.

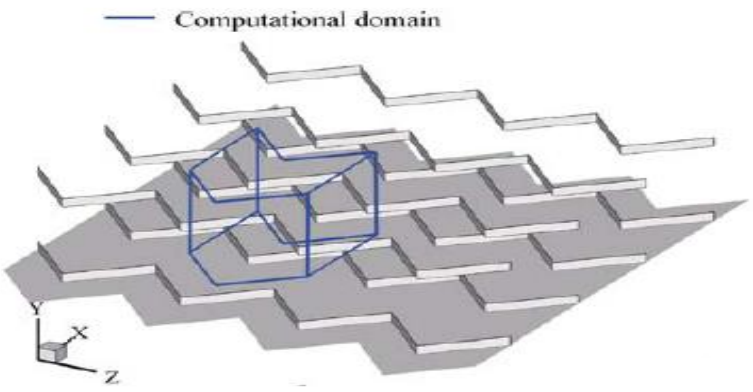


Figure 1.21 : Configuration étudiée par Eiamsa-ard et Promvonge (2012).

Jedsadaratanachai et Boonloi (2014) ont effectué des recherches sur le transfert thermique par convection forcée laminaire, et sur les caractéristiques d'écoulement et le facteur de rehaussement thermique dans un canal carré isotherme, comportant des chicanes en 'V', doubles et alignées (la pointe du 'V' orientée vers l'aval) pour Re entre 100 et 1.200, BR entre 0.05 et 0.25 et PR entre 1.00 et 2.00, avec $\alpha = 30°$ (figure 1.22). Ces chercheurs ont constaté que l'utilisation de chicanes en 'V' doubles donne un taux de transfert thermique et une perte de pression plus élevée que ceux obtenus avec un canal lisse sans chicanes. Le facteur de rehaussement thermique optimal a été trouvé autour de 3.2 pour PR = 1, BR = 0.10 et Re = 1.200.

.

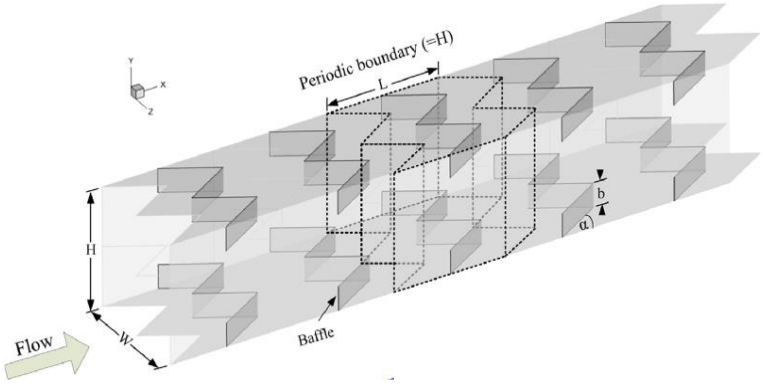


Figure 1.22 : Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et Boonloi (2014).

Zhang et al (2015) ont mené une investigation numérique sur l'amélioration du transfert de chaleur dans un canal avec dix chicanes solides/poreuses attachées aux parois supérieures et inferieures du canal de manière décalée (figure 1.23). Leurs résultats montrent que les chicanes causent le rattachement/ séparation de l'écoulement et affectent la performance locale du transfert thermique. Ils ont constaté également que le taux de transfert de chaleur obtenu à l'aide des chicanes solides est beaucoup plus grand que celui obtenu lors de l'utilisation de chicanes poreuses.

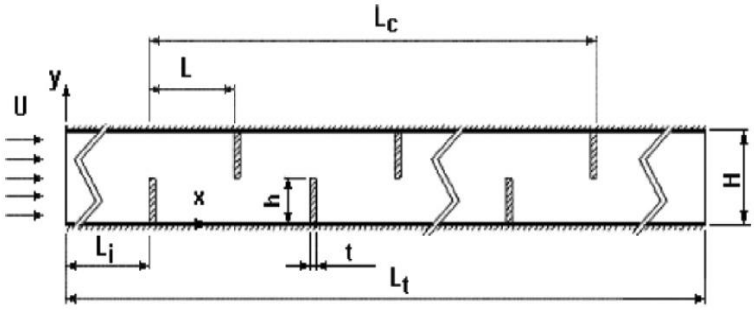


Figure 1.23 : Configuration étudiée par Zhang et al. (2015).

Il est à noter que l'ensemble des travaux cités ci-dessus se sont intéressés à la convection forcée pure. Les travaux en convection mixte sont moins nombreux et les plus remarquables sont présentés dans ce qui suit.

Cheng et al (1992) ont analysé numériquement l'effet de la force de flottabilité sur la structure d'écoulement et le transfert thermique dans un canal vertical chauffé asymétriquement avec une série de chicanes conductrices (figure 1.24). Les chicanes identiques sont attachées à la paroi chaude avec des espacements égaux. Ils ont trouvé que dans un module, en plus de l'écoulement typique de recirculation en aval de chaque chicane, un vortex secondaire qui apparait près de la paroi froide quand le chauffage de la paroi chaude est suffisamment intense. Leurs résultats ont montré également que l'intensité et la configuration du vortex sont gouvernées par le nombre de Grashof, le nombre de Reynolds et les paramètres géométriques tels que la distance entre les chicanes, leurs auteurs et l'angle d'inclinaison du canal.

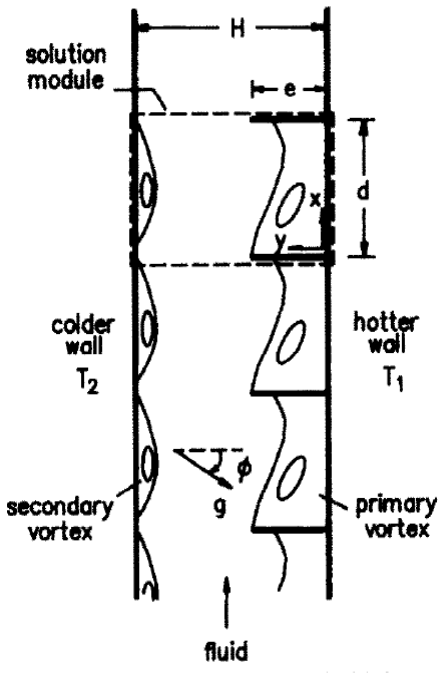


Figure 1.24 : Configuration étudiée par Cheng et al. (1992).

Cheng et Yang (1994) ont analysé numériquement Les caractéristiques de l'écoulement développé et du transfert thermique en convection mixte dans un canal vertical à plaques parallèles en présence des chicanes (figure 1.25). Les parois du canal sont maintenues à des températures uniformes mais inégales, et les chicanes de conductivité

thermique élevée sont placées sur la paroi la plus chaude. Les résultats ont prouvé que la variation périodique est atteinte après un certain nombre de modules de l'entrée. En outre, si le chauffage de la paroi est suffisamment fort, un gradient opposé de pression peut être développé en aval du canal, et une série de vortex peut apparaître à côté de la paroi la plus froide.

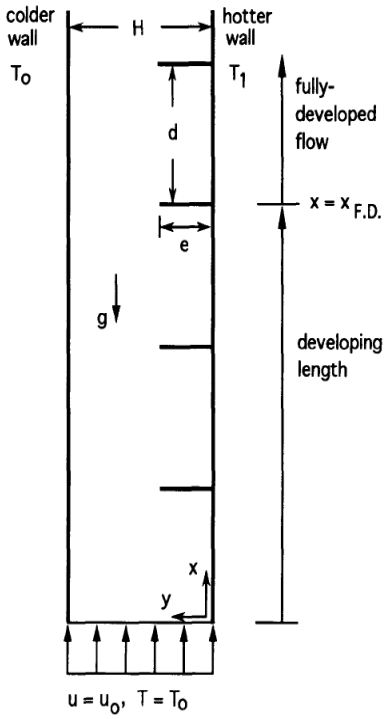


Figure 1.25 : Configuration étudiée par Cheng et Yang (1994).

L'écoulement laminaire périodiquement développé et le transfert de chaleur en convection mixte dans un canal vertical bidimensionnel chauffé asymétriquement en présence des chicanes identiques attachées à la paroi chaude avec des espacements égaux (figure 1.26) sont étudiés numériquement par Fung et Lazaridis (1994). Les effets du nombre de Reynolds, nombre de *Grashof*, la hauteur de chicanes et l'espacement entre les chicanes sont évalués. Ils ont trouvé qu'en plus de la recirculation de l'écoulement en aval de chaque chicane, un vortex secondaire commence à se développer à mesure que le nombre de *Grashof* augmente près du mur froid. Le vortex primaire a la tendance à ralentir le transfert thermique entre le fluide et la paroi froid. Cependant, le vortex secondaire près de la paroi froide diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente jusqu'à sa disparition totale. Ils ont constaté, également que lorsque la hauteur des chicanes augmente, la taille du vortex derrière chaque chicane augmente et dépend du vortex secondaire près

du mur froid tandis qu'un résultat opposé est obtenu lorsque l'espacement entre les chicanes augmente.

La taille du vortex secondaire près de la paroi froide diminue avec la diminution de l'angle d'inclinaison du canal et la disparition complète en position horizontale.

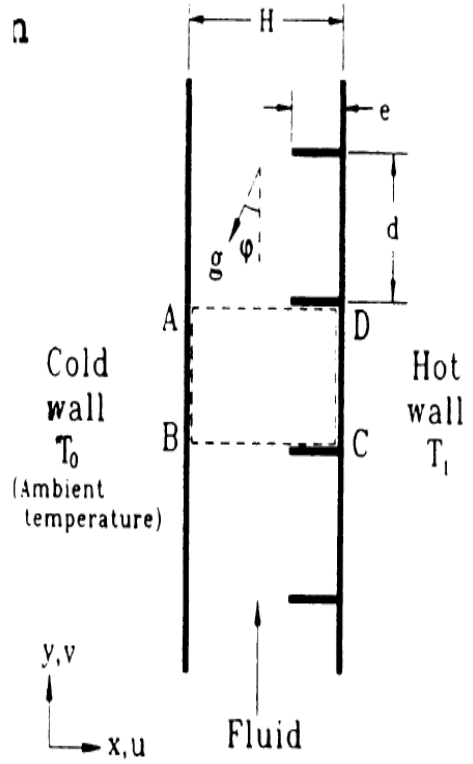


Figure 1.26 : Configuration étudiée par Fung et Lazaridis (1994).

Chang and Shian (2005) ont présenté une étude numérique de la convection mixte avec écoulement pulsatif dans un canal vertical ouvert, pour étudier l'effet d'une cloison horizontale sur les caractéristiques du transfert de chaleur (figure 1.27). Ils ont exploré les influences des fréquences de pulsation, de l'augmentation du nombre de Prandtl et de la position de cloison pour différents nombres de Richardson. Les résultats obtenus montrent que le transfert de chaleur est meilleur lorsqu'on utilise la cloison et l'écoulement pulsatif.

Aussi, le nombre de Nusselt moyen augmente pour des grandes valeurs du nombre de Reynolds, de la variation de pulsation et du nombre de Prandtl.

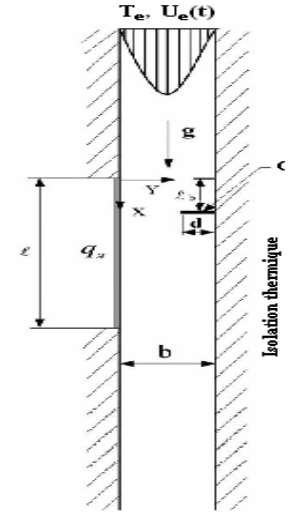


Figure 1.27 : Configuration étudiée par Chang and Shian (2005).

Tsay et al (2005) ont mené une étude numérique sur l'amélioration du transfert thermique due à une chicane verticale dans un canal à marche d'escalier descendant traversée par un écoulement (figure 1.28). Ils ont analysé les effets des paramètres géométriques ainsi que les paramètres de fonctionnement sur la structure de l'écoulement. Ces mêmes auteurs ont montré que la valeur moyenne du nombre de *Nusselt* pourrait augmenter à 190% en plaçant une chicane dans le champ dynamique de l'écoulement. Les résultats numériques obtenus indiquent que les paramètres caractérisant l'écoulement et les caractéristiques du transfert thermique dépendent fortement de la position de la chicane à l'intérieur du canal.

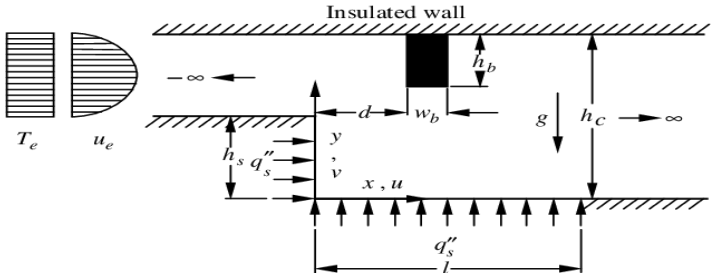


Figure 1.28 : Configuration étudiée par Tsay et al. (2005).

Sharma et al (2015) ont examiné numériquement les caractéristiques du transfert thermique et la structure d'écoulement en convection mixte dans un canal cannelé avec chicane (figure 1.29). Ils ont étudié l'effet de la position et la taille de la chicane dans la gamme du nombre de Richardson de 0.1 à 10. Les résultats ont montré que les chicanes entrainent une augmentation remarquable du transfert thermique. L'étude a également souligné que pour avoir des performances optimales, la position et la hauteur du déflecteur

doit être ajustée en fonction de la direction de l'écoulement externe. Les résultats ont montré également que pour un écoulement externe, il est préférable de placer la chicane (H = 0.5) plus près de la paroi droite froide pour Ri = 0.1–1. A des valeurs plus élevées de Ri (Ri = 10), et aussi de placer la chicane (H = 0.5) plus près de la paroi chaude gauche.

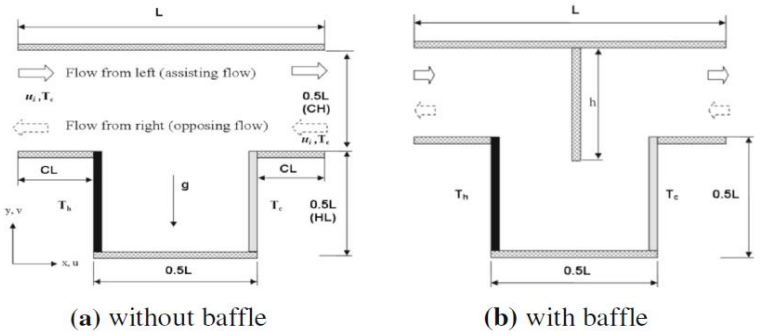


Figure 1.29 : Configuration étudiée par Sharma et al. (2015).

Nemitallah et Zohir (2016) ont effectué une simulation numérique de la convection mixte ascendante dans un canal vertical avec une rangée de chicanes attachées à la paroi chauffée (figure 1.30). Ils ont noté que le transfert thermique par rayonnement ne peut pas être négligé à des valeurs plus élevées du nombre de Grashof. En outre, ils ont constaté que lorsque la valeur de Gr/Re^2 dépasse une valeur critique, le chauffage cause un gradient positif de pression selon le sens d'écoulement et une zone de recyclage apparaît près de la paroi la plus froide, dont la taille augmente avec l'augmentation du chauffage.

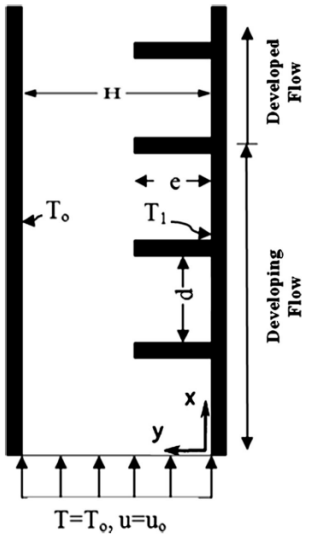


Figure 1.30 : Configuration étudiée par Nemitallah et Zohir (2016).

Henniche et korichi (2017) ont étudié numériquement l'écoulement laminaire du fluide et l'amélioration du transfert de chaleur par convection mixte instationnaire dans un canal vertical chicané et chauffé asymétriquement (figure 1.31). Les chicanes sont installées sur les deux parois de façon alternée avec différentes conditions. Les résultats obtenus ont indiqué que l'écoulement passe à l'écoulement oscillant auto-assisté au nombre de *Reynolds* modéré (au-dessous de 600 pour un rapport de blocage de 0.25). L'écoulement auto-assisté instable mène à une amélioration du transfert thermique jusqu'à 2.8 fois pour la hauteur de chicane h_b = 0.25 et jusqu'à 3.7 fois pour la hauteur de chicane h_b = 0.5 une fois comparé au canal lisse. Les résultats montrent également qu'un espacement entre chicanes de D = 1 offre le bon transfert thermique.

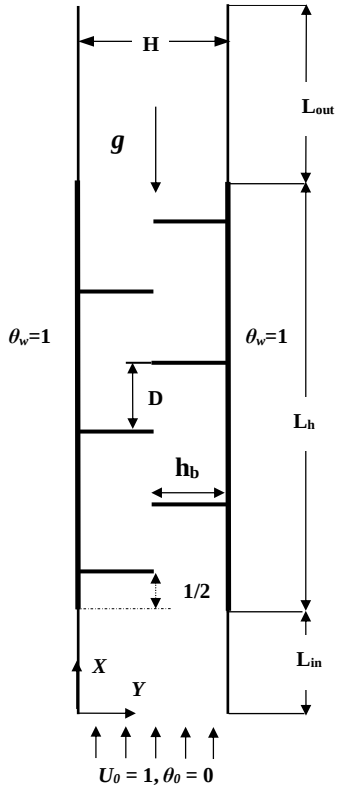


Figure 1.31 : Configuration étudiée par Henniche et korichi (2017).

1.4 Conclusion

Ce chapitre propose une revue détaillée des études numériques et expérimentales réalisées par différents chercheurs en vue d'obtenir un transfert de chaleur amélioré en insérant des chicanes en différentes positions, avec des formes, tailles, angles, arrangements et orientations variés. Les effets des paramètres géométriques des chicanes et des paramètres de fonctionnement sur les processus de transfert de chaleur et d'écoulement des fluides ont été discutés en détail. Les résultats obtenus à partir de ces recherches constituent une contribution importante à l'enrichissement des connaissances. Des travaux de recherche relatifs au transfert de chaleur par convection forcée sont largement discutés, sauf certains cas seulement en convection mixte. Encore plus, une analyse critique des différents résultats a révélé que certaines études présentent des résultats contradictoires. En particulier l'effet des chicanes poreuses par rapport aux chicanes solides et en convection mixte.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons la configuration de la problématique et le modèle mathématique régissant les équations gouvernantes de ce problème et les conditions aux limites à utiliser.

1.5 Objectifs

L'objectif de notre travail consiste à analyser et la comprendre des mécanismes de l'écoulement ainsi qu'à l'amélioration du transfert de chaleur en mode de convection mixte dans un canal avec des chicanes attachées à un des deux parois, notamment par le suivi de l'écoulement du régime stationnaire vers le régime auto-assisté qui donne naissance à un régime d'écoulement instationnaire à cause de l'effet combiné de la chicane et des effets de flottabilité.

Ainsi, on procédera à examiner l'influence de quelques paramètres sur le taux de transfert de chaleur tel que : le nombre de Reynolds, de *Grashof* et Richardson, et la hauteur des chicanes.

CHAPITRE II :

MODELE MATHEMATIQUE

MODELE MATHEMATIQUE

2.1 Introduction

Le présent travail a pour but la prédiction de l'écoulement et le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal vertical équipé par des chicanes. L'étude sera étendue à l'écoulement laminaire ascendant et descendant dans les deux régimes stationnaires et instationnaires.

Dans ce chapitre, nous présentons la configuration du problème à étudier, nous exprimons ensuite les équations gouvernantes et les hypothèses simplificatrices dans ce genre de problème ainsi que les conditions aux limites associées en s'inspirant des lectures littératures discutées dans le premier chapitre.

2.2 Modèle physique

La géométrie considérée dans cette étude est schématisée par la figure (2.1), Il s'agit d'un canal vertical composé de deux plans parallèles séparés par une distance d, soit l'espacement $D=d/d=1$. La paroi chauffée est équipée de quatre chicanes identiques en hauteur H ($H = h_b/d$), équidistants d'espacement S ($S = s/d = 1$) ou la première chicane est située à (X=5). Cette paroi est maintenue à une température constante (θ_w), tandis que l'autre paroi est adiabatique. Les longueurs d'entrée et de sortie sont soigneusement choisies pour éviter toute condition aux limites irréaliste à l'entrée et la zone de recirculation est à l'intérieur du domaine de calcul**.** Ainsi, les longueurs non dimensionnelles sont les suivantes: la section chauffée de $(Lh = 6D)$, située à ($Le= 4D$) de la position d'entrée et à $(Ls = 12D)$ de la sortie, ce qui donne la longueur totale ($L = 22D$).

Les chicanes sont supposées être d'épaisseur négligeable et constituées d'un matériau à haute conductivité thermique, donc aucune condition aux limites n'est nécessaire pour la température, L'air pénètre à l'intérieur du canal avec une vitesse et une température constante (U_0, θ_0). Comme l'indique-la (figure 2.1), il entre par le bas et en sort vers le haut ce qui correspond à un écoulement de convection mixte assisté. L'écoulement du fluide (air, Pr=0,71) est considéré comme laminaire, incompressible et visqueux (newtonien).

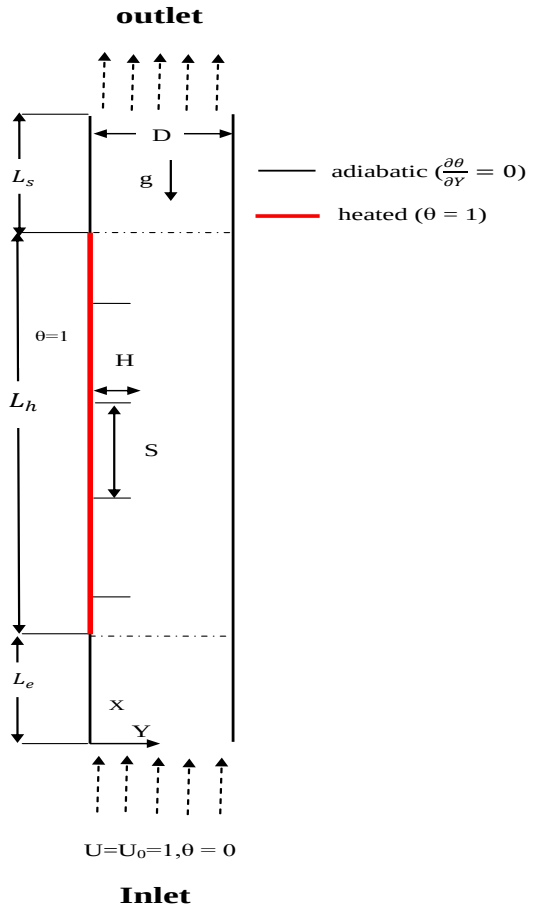


Figure 2.1 : Configuration géométrique du problème étudie.

2.3 Equations gouvernantes

La formulation mathématique des phénomènes de convection repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. Ces équations sont obtenues à partir de :

2.3.1 Equation de conservation de la masse

Cette équation est déduite du premier principe de conservation de masse. Elle s'exprime sous forme tensorielle comme suit, Cebeci (1984), White (1991) **:**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = div\, \rho \vec{V} \qquad (2.1)$$

Où ρ est la masse volumique et $\vec{V}$ est la vectrice vitesse.

2.3.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement

Cette équation est déduite de la deuxième loi de la dynamique, qui stipule que la variation de la quantité de mouvement d'une particule fluide est égale à la somme des forces extérieures sur cette particule. Elle s'écrit comme suit, White (1991) :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho\vec{g} - \nabla p + \nabla.(\mu\, \nabla\vec{V}) \tag{2.2}$$

Avec :

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \vec{V}.\nabla\vec{V} \tag{2.3}$$

Où :

$\rho\vec{g}$: est le vecteur des forces de volume.

$\vec{g}$: vecteur de gravité

μ : est la viscosité dynamique du fluide.

$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt}$: représente le taux de variation de quantité de mouvement.

$\nabla.(\mu\, \nabla\vec{V})$: représente les forces nettes de viscosité.

∇p : représente les forces dues à la pression.

Les équations (II.3) ne sont autres que les équations de Navier-Stokes, qui représentent la conservation de la quantité de mouvement d'un fluide visqueux incompressible pour le régime transitoire.

2.3.3 Equation de conservation de l'énergie

L'équation de l'énergie est obtenue en appliquant le premier principe de la thermodynamique Cette équation exprime la conservation de l'énergie totale du système, elle s'écrit comme suit, White (1991) :

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla.(k\nabla T) + \frac{Dp}{Dt} + \Phi \tag{2.4}$$

Avec :

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}.\nabla T \tag{2.5}$$

Avec :

$\rho c_p \frac{DT}{Dt}$: La variation totale d'énergie.

$\nabla.(k\nabla T)$: La variation d'énergie par conduction.

k : Conductivité thermique du fluide.
c_p : Chaleur spécifique à pression constante.
$\frac{Dp}{Dt}$: La variation d'énergie due à la compressibilité.
p : la pression.
Φ : La dissipation de la chaleur due au frottement visqueux.

2.4 Hypothèses simplificatrices

Afin de permettre une résolution acceptable de ces équations à travers un domaine fluide, il est nécessaire d'en mètre certains. Ces hypothèses sont inspirées du problème réel et doivent être vérifiées expérimentalement. Elles sont étudiées en détail par plusieurs auteurs dans le but de simplifier la formulation mathématique des équations de conservation couplées et sont largement utilisées dans des études des écoulements et du transfert de chaleur dans différents domaines, Bejan (1993), Mohamed et al (1998), Roche (2001), Zeytounian (2003) **ces** hypothèses sont énumérées comment suit :

- Fluide visqueux, newtonien et incompressible (air).
- Régime laminaire stationnaire et instationnaire.
- Ecoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées cartésiennes x et y) pour le cas canal 2D.
- Le terme de dissipation visqueuse dans l'équation d'énergie est négligeable(μΦ=0).
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- Les propriétés thermo physiques du fluide (c_p, μ, k, ρ et β) sont constantes et sont évaluées à la température moyenne sauf la masse volumique ρ, dans le terme des forces volumiques dans les équations de mouvement ou l'approximation de *boussinesq* est adoptée, Boussinesq (1903).

  L'approximation de *Boussinesq* consiste à considérer que les variations de masse volumique sont négligeables au niveau de tous les termes des équations de quantités de mouvement ($\rho = \rho_0$), sauf au niveau du terme de gravité. La variation de la masse volumique ρ en fonction de la température est donnée par,Gray et Giorgini (1976) , Bejan.(1993) :

$$\rho = \rho_0 \ (1 - \beta(T - T_0)) \tag{2.6}$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \tag{2.7}$$

Avec :
T_0 : Température de référence

ρ_0 : Masse volumique du fluide à la température de référence T_0.

β : Coefficient d'expansion thermique à pression constante donné par :

- Le fluide forcé pénètre à l'entrée du canal avec une température constante ($\theta_0 = 0$) et une vitesse constante et uniforme ($U_0 = 1$).

2.5 Equations simplifiées du problème

Après l'application des hypothèses posées ci-dessus les équations précédentes qui gouvernent le phénomène physique étudié sont simplifiées et prennent les formes suivantes :

2.5.1 Equation de continuité

D'après les hypothèses, l'équation de continuité s'écrit comme suit, Fox et McDonald (1978) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{2.8}$$

u et *v* étant les composantes du champ de vitesse dans la direction *x* et *y*, respectivement.

2.5.2 Equations de quantité de mouvement

En convection mixte, l'introduction de l'hypothèse de *Boussinesq* dans le terme des forces de volume fait intervenir la température dans les équations de mouvement. Les forces de volume varient en fonction de la température. Leurs projetions selon les axes donnent.

Suivant *x* : $F_x = \rho \times g_x = \rho_0 \ (1 - \beta(T - T_0))g$ (2.9)

Suivant *y* : $F_y = \rho g_y = 0$ (2.10)

La projection de l'équation de quantité de mouvement selon les axes, On obtient Patankar (1980) :

Suivant (x) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x} + \nu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] + g\beta(T - T_0) \tag{2.11}$$

Suivant (y) :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y} + \nu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \quad (2.12)$$

2.5.3 Equation de l'énergie

L'introduction des hypothèses précédentes dans l'équation (2.3) donne l'équation suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \quad (2.13)$$

Avec : $$\alpha = \frac{k}{\rho\, C_p} \quad (2.14)$$

α : la diffusivité thermique du fluide [$m^2.s^{-1}$].

2.6 Formulation adimensionnelle

La forme adimensionnelle est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes physiques indépendamment des systèmes de mesure et permettre ainsi la comparaison des résultats avec d'autres études. Cette opération fait apparaître les paramètres de contrôle du problème étudié. Avant l'adimensionnement de ces équations, il est nécessaire de fixer les grandeurs de référence pour chaque dimension.

Les valeurs de références pour la longueur, le temps, la vitesse, la pression et la température sont choisies comme suit :

$X = \frac{x}{d}$; $Y = \frac{y}{d}$; $\tau = \frac{t\,u_0}{d}$; $U = \frac{u}{u_0}$; $V = \frac{v}{u_0}$; $P = \frac{(p+\rho_0 g x)}{\rho_0 u_0^2}$; $\theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$

Avec :

d : Hauteur caractéristique

$p_0 u_0^2$: Pression caractéristique

$T_w - T_0$: Température caractéristique

T_0 : Température caractéristique à l'entrée du canal

T_w : Température caractéristique des parois chauffées

u_0 : Vitesse caractéristique à l'entrée du canal

Après la substitution des variables adimensionnelles dans les équations du modèle mathématique, on obtient le système d'équations adimensionnelles suivant :

2.6.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{2.15}$$

2.6.2 Equations de quantité de mouvement (Navier-Stokes)

- *Suivant X*

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial p}{\partial X} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) + \frac{Gr}{Re^2}\theta \tag{2.16}$$

- *Suivant Y*

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial p}{\partial Y} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) \tag{2.17}$$

2.6.3 Equation de l'énergie

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U\frac{\partial \theta}{\partial X} + V\frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{PrRe}\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right) \tag{2.18}$$

Les équations précédentes forment le système d'équations qui régit notre problème. Remarquons que toutes ces équations sont de la forme des équations de transport qui s'écrivent sous la forme générale Patankar (1980) **:**

$$\underbrace{\frac{\partial \phi}{\partial \tau}}_{\text{I}} + \underbrace{U\frac{\partial \phi}{\partial X} + V\frac{\partial \phi}{\partial y}}_{\text{II}} = \underbrace{\Gamma_\phi\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2}\right)}_{\text{III}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{IV}} \tag{2.19}$$

On peut l'écrire sous forme simplifier

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + div(\bar{V}\phi) = \Gamma_\phi(\nabla^2\phi) + S_\phi \tag{2.20}$$

Ou 1 **:** terme transitoire

2 **:** terme de transport par convection

3 **:** terme de transport par diffusion

4 **:** terme source

ϕ: est la variable indépendante ;

Γ_ϕ: est le coefficient de diffusion;

S_ϕ: est le terme source.

Apres identification avec le système d'équation précédent, on peut établir le Tableau (2.1) dans lequel on donne pour chaque équation le coefficient de diffusion et le terme source relatif à la variable indépendante ϕ.

Tableau 2.1: Identification des équations par rapport à l'équation générale de transport.

Equations		ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
De continuité (II.12)		1	0	0
De quantité de mouvement	**Selon *X* (II.13)**	*U*	*1/Re*	S_U
	Selon *Y* (II.14)	*V*	*1/Re*	S_V
De l'énergie (II.15)		Θ	$\frac{1}{Pe} = \frac{1}{Re\ Pr}$	0

Les termes sources présentes dans le tableau précèdent sont donnes par les expressions suivantes :

$$S_U = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{Gr}{Re^2}\theta \quad , S_V = -\frac{\partial P}{\partial Y} \quad , \; S_\theta = 0$$

2.6. Nombres sans dimensions

Les nombres adimensionnels apparus dans les équations sont :

- **Nombre de Reynolds :**

  Le régime d'écoulement d'un fluide peut être laminaire ou turbulent. Le passage d'un régime à un autre est caractérisé par le nombre de Reynolds qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité, il est donné d'après la formule suivante :

$$Re = \frac{\rho_0 u_0 d}{\mu} = \frac{u_0 d}{\nu} \tag{2.21}$$

L'expérience montre que pour Re inférieur à une valeur critique Rec, l'écoulement dans une conduite est toujours laminaire

- **Nombre de Grashof :**

Ce nombre adimensionnel caractérise la force de viscosité du fluide.

Il représente le rapport entre les forces de flottabilité et les forces de viscosité.

Il est donné d'après la formule suivante :

$$Gr = \frac{g\beta d^3(T_w - T_0)}{\nu^2} \quad (2.22)$$

Avec :
T_w: Température de la paroi chauffée.
T_0: Température ambiante.

- **Nombre de Prandtl *:***

Il caractérise la distribution des vitesses par rapport à la distribution de la température (caractérise les propriétés thermiques du fluide).

C'est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité thermique, comme l'indique la formule suivante :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (2.23)$$

- **Nombre de Péclet** :

Il représente le rapport entre les forces d'inertie et la diffusivité thermique.

$$Pe = Re\ Pr = \frac{u_0 d}{\alpha} \quad (2.24)$$

- **Nombre de Richardson** :

Il représente l'importance relative de la convection naturelle (forces de flottabilité) par rapport à la convection forcée (forces d'inertie) pour un écoulement donné. Il définit précisément les domaines de prépondérance de la convection forcée et de la convection naturelle. Selon la magnitude relative de Gr par rapport à Re^2, on distingue trois cas de figure.

Si $Gr << Re^2$, la convection forcée l'emporte alors que dans le cas où $Gr >> Re^2$, c'est la convection naturelle qui l'emporte. Si : $Gr \approx Re^2$, on est dans le domaine de la convection mixte, Bejan (2004).

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (2.25)$$

- **Nombre de Nusselt** :

Le nombre de Nusselt (Nu) est un nombre adimensionnel utilisé dans les opérations de transfert thermique. Il caractérise l'importance de la convection par rapport à la conduction. Le taux de transfert de chaleur est quantifié par le nombre Nusselt local, qui représente le rapport du flux transmis par convection thermique et

celui transmis par conduction à l'interface fluide–solide, est donné par l'expression suivante :

$$Nu_X = \frac{hd}{k} = \frac{\frac{-k\frac{\partial T}{\partial y}\Big|_w}{T_w - T_0}d}{k} = -\frac{\partial T}{\partial y}\Big|_w \frac{d}{T_w - T_0} = -\frac{\partial \theta}{\partial Y}\Big|_w \quad (2.26)$$

h : le coefficient de transfert de chaleur et est évalué à partir du gradient de température sur la paroi chauffée comme:

$$h = \frac{-k\frac{\partial T}{\partial y}\Big|_w}{T_w - T_0} \quad (2.27)$$

Le nombre de Nusselt moyen pour une longueur L_h donnée (cas2D), est exprimé par la relation suivante :

$$Nu = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h} Nu_X \, dX \quad (2.28)$$

Pour l'écoulement instationnaire le nombre de Nusselt local moyenne par période est donné par :

$$\overline{Nu_X} = \frac{1}{\tau_p}\int_0^{\tau_p} Nu_x \; d\tau \quad (2.29)$$

En fin. La moyenne de la moyenne temporelle du nombre de Nusselt est définie par :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h} \overline{Nu_X} \, dX \quad (2.30)$$

Le nombre de Nusselt moyen pour l'écoulement stationnaire ou instationnaire le long de la section chauffée (L_h) est défini par l'expression suivante :

$$Nu = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h} Nu_{X,m} \, dX \quad (2.31)$$

- **Coefficient de frottement** :

Le coefficient de frottement qui représente le rapport entre la chute de pression et la pression caractéristique le long de la section chauffée (L_h), est donné par :

$$f = \frac{2\Delta P}{\rho u_0^2 L_h} \quad (2.32)$$

Où ΔP est la perte de charge sur la section d'essai et L_h

- **Le nombre de Strouhal** :

Caractérisant l'oscillation de l'écoulement est défini comme :

$$St = \frac{f_r d}{u_0} \tag{2.33}$$

2.8 Conditions aux limites

Le système d'équations précédent doit être résolu sous certaines conditions aux limites bien déterminées. Ces conditions correspondent aux caractéristiques du problème étudié. Dans le cas de la présente étude, la convection mixte instationnaire dans un canal vertical, les valeurs de grandeurs recherchées aux limites du domaine pour ($\tau > 0$) doivent être spécifiées. Des conditions initiales pour tout le domaine de calcul sont aussi nécessaire ($\tau = 0$) qui correspondent à l'état initial des grandeurs. Ces deux types de condition doivent être imposés pour toutes les variables de l'écoulement.

2.8.1 Conditions hydrodynamiques

- A l'entrée du canal, un gradient de pression est nul et une vitesse constante U_0 est imposée.

$$\frac{\partial P}{\partial X} = 0$$

$$U = U_0 = 1; V = 0$$

- A la sortie du canal, les gradients de vitesses sont nuls, tandis que la pression égale à la pression ambiante.

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0; \frac{\partial V}{\partial X} = 0; P = 0$$

- Aux parois du canal et à la surface des chicanes, la condition de non glissement est imposée pour la vitesse :

$$U = V = 0$$

2.8.2 Conditions thermiques

- Sur la surface des parois de la partie chauffée, la température $\theta = \theta_w = 1$, à l'entrée du canal : $\theta_0 = 0$
- Sur les portions adiabatiques en amont et en aval de la section chauffée, ainsi qu'à la sortie du canal le gradient de température est nul (flux nuls).

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$$

Les différentes conditions aux limites pour le champ dynamique et le champ thermique sont résumés dans le tableau (2.2).

Tableau 2.2 : Conditions aux limites sous forme adimensionnelle.

Limite		**Conditions hydrodynamiques**	**Conditions thermiques**
X = 0, 0 ≤ Y ≤ 1 (à l'entrée)		U = 1, V = 0, $\frac{\partial P}{\partial X} = 0$	θ = 0
X= L_{in}+L_h+L_{out}, 0 ≤ Y ≤ 1 (à la sortie)		$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = 0, P = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
Y=0 et Y=1 (Aux parois)	0 ≤ X ≤ L_{in}	U = V = 0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
	L_{in} < X ≤ L_h		θ = 1
	L_h <X ≤ L_{out}		$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$

2.9 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les équations régissant la convection mixte, Ensuite les hypothèses et les équations simplifiées pour le cas d'un canal bidimensionnel (*2D*). La forme adimensionnelle des équations de conservation constituant le modèle mathématique a permis de faire ressortir les paramètres de contrôle, à savoir, *Re, Gr, Pr et Ri*.

La résolution analytique d'un tel système d'équation est impossible. On fera donc appel aux méthodes numériques pour la recherche de la solution de notre problème physique. Donc, dans le chapitre suivant, nous allons étudier les méthodes numériques utilisées dans le code de calcul, ainsi que le processus de calcul numérique en dynamique des fluides, cette étape est nécessaire avant de passer à la résolution du problème dans le dernier chapitre.

CHAPITRE III :

METHODE NUMERIQUE ET CODE DE CALCUL

METHODE NUMERIQUE ET CODE DE CALCUL

3.1 Introduction

Ce chapitre traite la méthodologie numérique utilisée dans ce travail. L'étude numérique a été réalisée en CFD (Computational Fluid Dynamic), une approche relativement nouvelle pour l'étude des écoulements des fluides et le transfert de chaleur et de masses associées, ainsi que le changement de phase et divers autres phénomènes liés à la dynamique des fluides en utilisant une simulation numérique. Cette simulation résout les équations régissant les problèmes rencontrés en utilisant des algorithmes numériques spécifique qui permettent de surmonter la non linéarité des équations et l'hyperstatique rencontré. L'avantage de réaliser des simulations numériques par rapport à l'expérimentation réside dans la possibilité de changer les paramètres et des optimiser sans avoir à exiger des modifications physiques, ce qui permet d'économiser le temps et l'argent. En outre, cette technique a été largement appliquée à diverses applications d'ingénierie, en raison du niveau élevé de détails générés par les résultats.

Cette étude s'est appuyée sur l'utilisation du code libre *OpenFOAM*, qui est un outil open source qui fonctionne sous un environnement linux, et basé sur la méthode des volumes finis. Il permet d'effectuer des simulations pour différents domaines. Dans ce chapitre on présente les détails sur la discrétisation des équations de bilans ainsi que le processus de simulation et de l'algorithme utilisé sont présentés.

3.2 Choix de la méthode numérique

La résolution des équations d'un phénomène physique de convection thermique mixte se fait par l'utilisation d'une méthode numérique. Cette dernière consiste à développer les étapes et les expressions nécessaire pour la résolution de ces équations.

A cette étape, intervient le concept de la discrétisation. Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport donne un système d'équations algébriques non linéaires, ces équations décrivent les propriétés discrètes du fluide aux nœuds dans le domaine de solution.

Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles, à savoir :

3.2.1 Méthodes des différences finies :

La méthode des différences finies est une technique courante de recherche de solutions approchées d'équations aux dérivées partielles qui consiste à résoudre un système de relations (schéma numérique) liant les valeurs des fonctions inconnues en certains points suffisamment proches les uns des autres.

Cette méthode apparaît comme étant la plus simple à mettre en œuvre car elle procède en deux étapes : d'une part la discrétisation par différences finies des opérateurs de dérivation/différentiation, d'autre part la convergence du schéma numérique ainsi obtenu lorsque la distance entre les points diminue, son inconvénient majeur c'est qu'elle est limitée à des géométries non complexes Eric Goncalvès (2007), Taylor (1717), Peyret et Taylor (2012).

3.2.2 Méthodes des éléments finis

La méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles. Celles-ci peuvent par exemple représenter analytiquement le comportement dynamique de certains systèmes physiques (mécaniques, thermodynamiques, acoustiques, etc.).

Concrètement, cela permet par exemple de calculer numériquement le comportement d'objets même très complexes, à condition qu'ils soient continus et décrits par une équation aux dérivées partielles linéaire : mouvement d'une corde secouée par l'un de ses bouts, comportement d'un fluide arrivant à grande vitesse sur un obstacle, déformation d'une structure métallique, etc. en revanche elle a des inconvénients comme la complexité de mise en œuvre et un grand coup en temps de calcul et mémoire. Baranger (1988), Chung (1978), Zienkiewicz et al (2005).

3.2.3 Méthode des volumes finis

La méthode de discrétisation utilisée dans le cadre de notre étude est celle des volumes finis (MVF) principalement appliquée dans la simulation des écoulements de fluide et la modélisation de la dispersion atmosphérique qui a l'avantage d'être facilement utilisable avec des maillages non structurés car, en matière de discrétisation des lois de conservation, sa formulation ne tient aucun compte de la complexité du maillage et aussi son

faible coût en temps et en espace et ces performances de calcul et d'optimisation de résultat, cette méthode est donc intégrée dans beaucoup de logiciels . Baranger (1988), Versteeg et Malalasekera (2007), Ferziger et Peric (2012)**.**

Dans notre étude, on a utilisé la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôles quadrilatéraux et un maillage non uniforme. Le schéma de discrétisation employé est de type polynomial et le couplage vitesse-pression est calculé selon l'algorithme *SIMPLE* développée par Patankar et Spalding (1980)**.** Sa grande simplicité de mise en œuvre a fait qu'elle a connu un essor depuis les années 1970-1980. Elle est à l'origine de la majorité des codes de calculs (***Fluent*** **(**ANSYS Fluent (2014)), ***CFX*** **(**ANSYS CFX (2015), ***OpenFOAM*** (OpenFOAM (2013) ,...). La méthode des volumes finis qui se distingue par sa fiabilité des résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.

3.3 Procédure numérique

Afin de résoudre numériquement les équations aux dérivées partielles établies dans le chapitre 2, nous allons procéder à leurs discrétisations dans le but d'obtenir un système d'équations algébriques dont la résolution nous permet de déterminer les champs de toutes les variables du problème considéré. La méthode de volumes finis a été adoptée pour accomplir cette discrétisation, et l'utilisation de l'algorithme *SIMPLE* (Patankar et Spalding (1980)) pour la correction de pression sur un maillage non uniforme.

La méthode des volumes finis a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar, et développée plus tard dans d'autre références (Patankar (1967), Gosman (1969)) le principe de méthode des volumes finis basé sur une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement.

Les différentes étapes de la méthode des volumes finis sont :

- La discrétisation du domaine considéré en volume de contrôle ;
- La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles ;
- Écriture des équations algébriques aux nœuds du maillage ;
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

Les Principes fondamentaux de la méthode des volumes finis sont brièvement rappelés ici. Pour plus de détail, on pourra se référer aux ouvrages de Patankar et Spalding (1980), Lascaux et Theodor (1986), Hirsch (1986), Versteeg et Malalasekera (1995), Moukalled et al (2016).

3.4 Maillage

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volume de contrôle, Chacun de ces derniers englobe un nœud dit nœud principal, comme indiqué dans (la figure 3.1). La technique des volumes de contrôle consiste dans l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle.

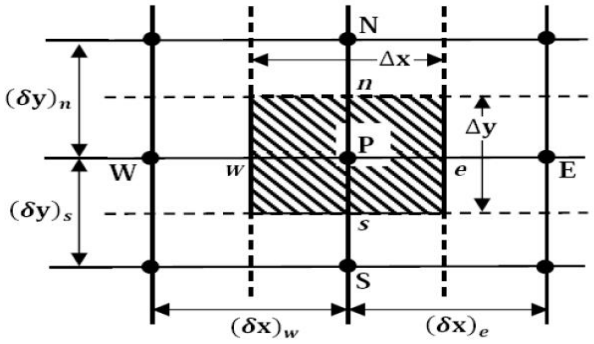


Figure 3.1: Volume de contrôle bidimensionnel.

Le volume de contrôle est montré par la figure précédente, Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points *e* et *w* dans la direction x, *n* et *s* dans la direction y.

Ainsi, un élément de volume de contrôle est défini autour de chaque nœud. Les grandeurs scalaires pression et température sont stockées dans le nœud P du maillage (figure 3.2), tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockés aux milieux des segments reliant les nœuds. L'équation générale du transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de vitesse, Ferziger et Peric (2012)**.**

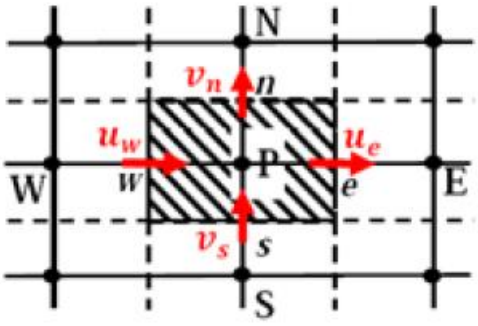
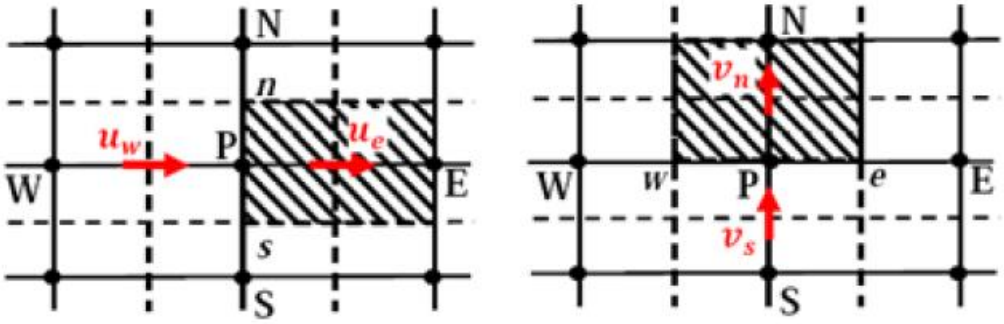


Figure 3.2: Volume de contrôle typique

Le volume de contrôle de la composante longitudinale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principale (figure 3.2 (a)), celui de la composante transversale v est décalé suivant la direction de y (figure 3.2 (b)).

Ce type de maillage dit “maillage décalé” permet une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression ainsi qu’une stabilisation numérique de la solution Patankar et Spalding (1980)**.**



Volume de contrôle d’écalé vers le haut. Volume de contrôle d’écalé vers la droite.

Figure 3.3: Volumes de contrôle décalés pour localisés les quantités vectorielles. (U, V).

3.5 Discrétisation de l’équation générale de transport

Les phénomènes physiques impliquant l'écoulement d'un fluide et le transfert de chaleur sont régis par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations se présentent sous la forme générale d'une équation de transport *(équation 2.19),* soit :

$$\underbrace{\frac{\partial \phi}{\partial \tau}}_{\text{I}} + \underbrace{U\frac{\partial \phi}{\partial X} + V\frac{\partial \phi}{\partial Y}}_{\text{II}} = \underbrace{\Gamma_\phi\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2}\right)}_{\text{III}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{IV}}$$

En intégrant sur un volume de contrôle typique (voir figure 3.2) ; on obtient

ΔV=ΔXΔY.1

$$\oint_V \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau + \oint_V div\left(\overline{V}\,\phi\right) dXdYd\tau = \oint_V \left(\Gamma\,\nabla^2\phi + S_\phi\right) dXdYd\tau \qquad (3.1)$$

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial (U\phi)}{\partial X} dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial (V\phi)}{\partial Y} dXdYd\tau =$$

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial X}\right) dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right) dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e S_\phi\, dXdYd\tau \qquad (3.2)$$

Où : n : correspond au temps (τ).

n+1 : correspond au temps (τ+$\Delta\tau$)

En évaluant chaque terme séparément, nous obtenant :

- ***Le terme transitoire***

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau = (\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\Delta X\Delta Y \qquad (3.3)$$

- ***Le terme convectif***

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial (U\phi)}{\partial X} dXdYd\tau = (U_e\phi_e + U_w\phi_w)\Delta Y\Delta\tau \qquad (3.4a)$$

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial (V\phi)}{\partial Y} dXdYd\tau = (V_n\phi_n + V_s\phi_s)\Delta X\Delta\tau \qquad (3.4b)$$

- ***Le terme diffusif***

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial X}\right) dXdYd\tau = \left[\left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)_e - \left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)_w\right]\Delta Y\Delta\tau \qquad (3.5a)$$

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right) dXdYd\tau = \left[\left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)_n - \left(\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)_s\right]\Delta X\Delta\tau \qquad (3.5b)$$

- ***Le terme source***

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau}\int_{s}^{n}\int_{w}^{e} S_{\phi}\, dXdYd\tau = \overline{S}_{\phi}\Delta X\Delta Y\Delta\tau \tag{3.6}$$

En réduisant les termes semblables, nous obtenant :

$$(\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\frac{\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau} + (U_e\phi_e + U_w\phi_w)\Delta Y + (V_n\phi_n + V_s\phi_s)\Delta X =$$

$$\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)_e - \left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)_w\right]\Delta Y + \left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)_n - \left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)_s\right]\Delta X + \overline{S}_{\phi}\Delta X\Delta Y \tag{3.7}$$

Le terme source $\overline{S}_{\phi}$dans chaque équation de conservation doit être linéarisé afin que tout le système d'équations prenne la forme linéaire et la résolution devient ainsi simplifiée. Donc le terme $\overline{S}_{\phi}$ peut se mettre sous la forme suivante :

$$\overline{S}_{\phi} = S_c + S_P\phi_P \tag{3.8}$$

$\overline{S}_{\phi}$: doit être négatif afin de répondre aux règles de la méthode des volumes finis, et faciliter ainsi la convergence du système (la diagonale de la matrice du système à résoudre devient dominante**),** Open FOAM (2014)**.**

Où :

S_P : est le coefficient de ϕ_P

S_c : est la partie constante de $\overline{S}_{\phi}$ qui ne dépend pas explicitement de ϕ_P

En posant :

$$\left.\begin{aligned} J_x &= U\phi - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X} \\ J_y &= V\phi - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y} \end{aligned}\right\} \tag{3.9}$$

J_x *et* J_y, sont les flux totaux (convection et diffusion) par unité de surface dans les directions x et y.

Donc l'équation (3.7) peut être écrite comme suit :

$$(\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\frac{\Delta V}{\Delta\tau} + J_e - J_w + J_n - J_s = \overline{S}_{\phi}\Delta V \tag{3.10}$$

Où :

$$\left.\begin{aligned} J_e &= U_e\phi_e\Delta Y - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\Big|_e \Delta Y \\ J_w &= U_w\phi_w\Delta Y - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\Big|_w \Delta Y \\ J_n &= U_n\phi_n\Delta X - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\Big|_n \Delta X \\ J_s &= U_s\phi_s\Delta X - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\Big|_s \Delta X \end{aligned}\right\} \quad (3.11)$$

Les quantités J_e,J_w,J_n,J_s sont les flux aux interfaces (e, w, n, s).

Lorsqu'on intègre l'équation de conservation de la masse sur un volume de contrôle on aboutit à une égalité de la forme :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (3.12)$$

Où : F_i représente les flux massiques à travers les faces de la maille de contrôle.

Avec :

$$\begin{cases} \mathrm{F_e} = \mathrm{u_e}\Delta\mathrm{y} \\ \mathrm{F_w} = \mathrm{u_w}\Delta\mathrm{y} \\ \mathrm{F_n} = \mathrm{v_n}\Delta\mathrm{x} \\ \mathrm{F_s} = \mathrm{v_s}\Delta\mathrm{x} \end{cases} \quad (3.13)$$

On multiple l'équation (3.12) par la variable ϕ_P et l'en soustrayant de l'équation (3.10), on obtient.

$$(\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\frac{\Delta V}{\Delta\tau} + (J_e - F_e\phi_P) - (J_w - F_w\phi_P) + (J_n - F_n\phi_P) - (J_s - F_s\phi_P) = (S_c + S_P\phi_P)\Delta V \quad (3.14)$$

On peut écrire les termes entre parenthèses de l'équation (3.10) $J_i - F_i\phi_P$ sous la forme :

$J_i - F_i\phi_P = a_I(\phi_P - \phi_I)$ Où *i= e, w, n, s* et *I= E, W, N, S* comme suit:

$$\left.\begin{aligned} (J_e - F_e\phi_P) &= a_E(\phi_P - \phi_E) \\ (J_w - F_w\phi_P) &= a_W(\phi_P - \phi_W) \\ (J_n - F_n\phi_P) &= a_N(\phi_P - \phi_N) \\ (J_s - F_s\phi_P) &= a_S(\phi_P - \phi_S) \end{aligned}\right\} \quad (3.15)$$

3.6 Les schémas numériques

Pour évaluer la valeur de variable dépendante ϕ aux interfaces des volumes de contrôle on utilise un des schémas de discrétisation (upwind, exponentiel, power law, hybride, quick,…). Ces schémas différents par la façon avec laquelle, on prend en compte les termes de convection et de diffusion. Pour les flux aux interfaces des volumes de contrôle on choisit une interpolation entre les nœuds voisins. Pour simplifier l'équation (3.3*)* nous appliquons un schéma centré d'ordre deux pour remplacer les dérivés premiers sur les facettes du volume de contrôle.

La forme générale de l'équation algébrique discrétisée où le flux total de convection et de diffusion sont calculés par une fonction $A(P)$ (voir tableau 3-1), présentée comme suit :

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + b \tag{3.16}$$

Où :

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - S_P\Delta V \tag{3.17}$$

Les coefficients $a_{E,}\, a_{W,}\, a_{N,}\, a_S$ sont définies en fonction de l'interpolation utilisée pour la variable ϕ entre deux points voisins du maillage, b est le groupement qui contient le terme source et le terme $a_P^0\phi_P^0$ (calculé au pas précédent).

$$b = S_C + a_P^0\phi_P^0 \quad \text{Où} \quad a_P^0 = \frac{\Delta V}{\Delta\tau} \tag{3.18}$$

$$\left.\begin{aligned} a_E &= D_e A(|P_e|) + \|-F_{e,}0\| \\ a_W &= D_w A(|P_w|) + \|-F_{w,}0\| \\ a_N &= D_n A(|P_n|) + \|-F_{n,}0\| \\ a_S &= D_s A(|P_s|) + \|-F_{s,}0\| \end{aligned}\right\} \tag{3.19}$$

- **Les flux convectifs**

$$\begin{cases} \mathrm{F_e} = \mathrm{u_e}\Delta\mathrm{y} \\ \mathrm{F_w} = \mathrm{u_w}\Delta\mathrm{y} \\ \mathrm{F_n} = \mathrm{v_n}\Delta\mathrm{x} \\ \mathrm{F_s} = \mathrm{v_s}\Delta\mathrm{x} \end{cases} \tag{3.20}$$

- **Les flux diffusifs :**

$$\begin{cases} D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{\delta x_e} \\ D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{\delta x_w} \\ D_n = \frac{\Gamma_n \Delta x}{\delta y_n} \\ D_s = \frac{\Gamma_s \Delta x}{\delta y_s} \end{cases} \quad (3.21)$$

- **Rapport flux convectifs aux flux diffusifs**

$$\begin{cases} P_e = \frac{F_e}{D_e} \\ P_w = \frac{F_w}{D_w} \\ P_n = \frac{F_n}{D_n} \\ P_s = \frac{F_s}{D_s} \end{cases} \quad (3.22)$$

$A(|P_i|)$ (i = *e, w, n, s*) est la fonction d'interpolation et P_i désignent le rapport du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle.

a_E, a_W, a_N, a_S, a_P: Coefficients correspondants, respectivement, aux nœuds est, ouest, nord, sud et centre du volume de contrôle ;

***Fe, Fw, Fn, Fs* :** termes convectifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud

***De, Dw, Dn, Ds* :** termes diffusifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud.

***Pe, Pw, Pn, Ps* :** rapports du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle.

b : est un terme de source

Les expressions de $A(|P_i|)$ correspondant aux différents schémas numériques sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Tableau 3.1: Les expressions de la fonction $A(|P_i|)$ pour différents schémas numériques Patankar et Spalding (1980).

Schéma	Formule de la fonction
Upwind	1
Hybride	Max $(0.1 - 0.5\|P\|)$
Différence centrée	$1 - 0.5\|P\|$
Puissance	Max $(0, (1 - 0.5\|P\|)^5)$

Patankar propose le schéma d'approximation de la loi de puissance (Power Law Schème) qui s'avère très efficace puisqu'il approche beaucoup mieux la solution exacte. Ce schéma a été développé à partir du schéma exponentiel exact (Exponential Schème). Ce dernier n'a pas été utilisé à cause du temps de calcul important nécessaire au calcul des exponentielles, Baliga et Patankar (1983).

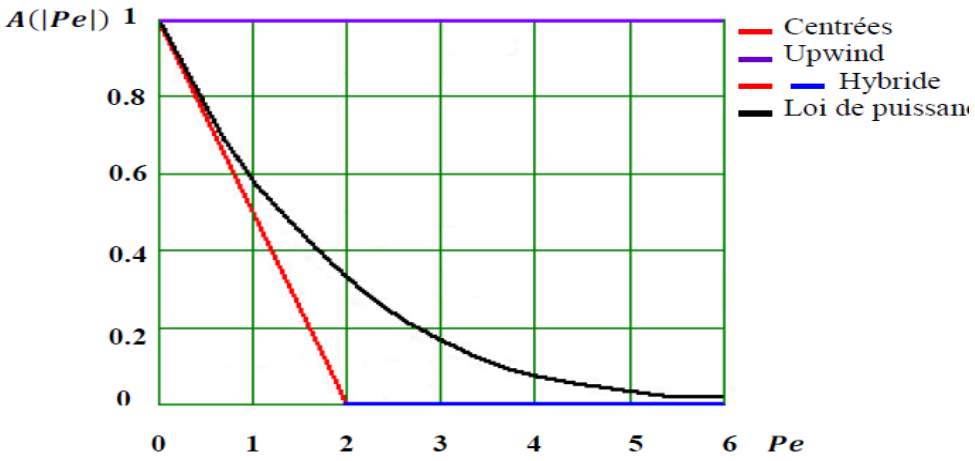


Figure 3.4. La valeur de $A(|P_i|)$ pour chaque schémas.

3.7 Présentation le code OpenFOAM

3.7.1 Historique du logiciel

OpenFOAM (Open Field Operation and Manipulation) est une boite à outils de simulation multi-physiques principalement axée sur la résolution des équations de la mécanique des fluides. Était amorcée en 1989 par l'Imperial Collège London qui souhaitait

un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis et bénéficiant des dernières innovations en termes de langage informatique. La Première version de FOAM en 1996, mais la distribution était en 2004 sous licence libre et open source GNU GPL par la société Britannique OpenCFD Ltd , en 2011 l'acquise était par SGI , puis par ESI Groupe le 11 septembre 2012 . La dernière version v2.1.1.2 d'OpenFOAM est sortie en décembre 2021.

3.7.2 Définition du logiciel

OpenFOAM est un outil **open source** orienté **CFD** intéressant à plusieurs égards : fonctionne sous le système d'exploitation **Linux** il est constitué d'une suite de librairies écrite en langage C++ rapide à mettre en place, large et évolutive, qui ne peut que s'étoffer et se perfectionner au cours du temps à l'aide de la communauté d'utilisateurs et de programmeurs indépendants qui entourent ce projet ; c'est également un outil inédit qui permet, en plus de la CFD, de faire de véritables maillages comme d'importer des maillages faits avec d'autres logiciels. Quant au post-traitement des résultats de calcul d'OpenFOAM, il peut se faire sans conversion avec le logiciel Paraview qui est déjà standard dans le monde de la CFD.

Cependant, son apparente complexité peut rebuter certains utilisateurs à se tourner vers lui. En effet, ne disposant pas d'interface graphique mais fonctionnant avec un système de fichiers, il nécessite un véritable savoir-faire et une véritable motivation de la part des utilisateurs pour être utilisé sans problèmes.

Grâce à la puissance des langages de haut niveau, l'utilisateur peut donc tester différentes discrétisations sans passer des heures à les programmer. S'il désire une discrétisation qui n'est pas pris en compte dans le code, rien ne l'empêche de l'ajouter à la classe de l'opérateur correspondant, elle sera alors valable pour l'ensemble de ses codes OpenFOAM.

L'environnement OpenFOAM utilise la méthode des volumes finis pour la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles mise en œuvre sur nombre de maillages non structurés en 3D constitués de cellules polyédriques. Le parallélisme utilise la méthode de décomposition du domaine. Ce désigne est intégré à un niveau inférieur de sorte que les solveurs puissent être développés en parallèle sans avoir recours à une programmation supplémentaire, OpenFOAM (2014)**.** Une discrétisation de type volume finis d'opérateurs implicite et explicite de deuxième et quatrième ordre sur surface courbée ou en 3D est

implémentée dans cette boite à outils. On peut traiter les opérateurs différentiels d'un champ (par exemple, ($\nabla.$, ∇, ∇^2, $\frac{\partial}{\partial t}$ …) comme un calcul de volume finis **(fvc)** ou des opérateurs de volume finis (**fvm)**. La première approche opère des dérivées explicites en rendant un champ. Les dérivées explicites calculées peuvent être utilisées quelle que soit la position dans le code. La deuxième fonction est une dérivation implicite convertissant l'expression en des coefficients de matrice du système linéaire à résoudre. En fait, les termes sources implicites du système linéaire peuvent aussi être définis en utilisant la fonction fvm. En conséquence, la fonction fvm fournit la discrétisation des équations aux dérivées partielles par l'utilisation de la méthode des volumes finis et de la construction de systèmes linéaires résultant, Baudouin et al (2011).

L'idée est de considérer les équations aux dérivées partielles comme une somme d'opérateurs différentiels simples qui peuvent être discrétisés séparément avec différents schémas.

Exemple

- ✓ *fvm* :: *ddt* = $\frac{\partial}{\partial t}$;
- ✓ *fvm* :: *d2dt2* = $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$;
- ✓ *fvm* :: *div* = $\sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}$;
- ✓ *fvm* :: *laplacian* = $\sum_i \frac{\partial^2}{\partial {x_i}^2}$;

Comme exemple, la discrétisation de l'équation de conservation de quantité de mouvement (3.19) au sein du code de calcul *OpenFOAM* est donnée par, OpenFOAM (2014)**.**

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla . \rho UU - \nabla . \mu \nabla U = -\nabla p \qquad (3.19)$$

Est discrétisé sous la forme, OpenFOAM (2014), Hrvoje et al (2007).

```
solve
(
    fvm: :ddt(rho, U)
 + fvm: :div(phi, U)
 - fvm: :laplacian(mu, U)
 ==
```

```
 - fvc: :grad(p)
);
```

L'exemple montre clairement que dans OpenFOAM on ne pense pas aux termes des cellules ou des faces mais aux objets (U, rho, phi, etc..) définis comme des valeurs de champs. On remarque encore que OpenFOAM utilise deux fonctions, la fonction 'fvm' est utilisée pour les opérateurs de volume finis et la fonction fvc est utilisée pour le calcul de volume finis, Moulkalled et al (2016), OpenFOAM(2014) , Baudouin et al (2011).

3.7.3 Les fonctionnalités d'OpenFOAM

Le logiciel est considéré comme une boite à outils CFD, avec 200 programmes totalement accessibles, l'utilisateur à l'avantage de modifier ou créer ses propres solveurs qui conviennent au cas étudié

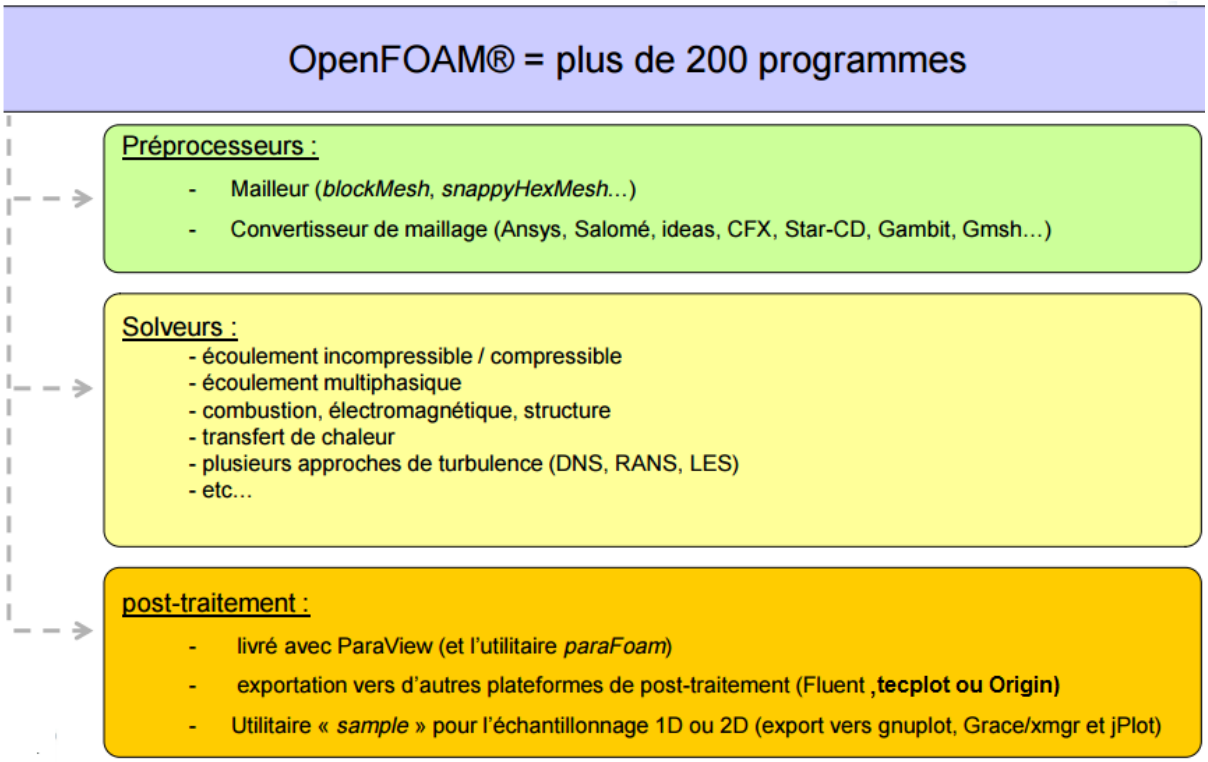


Figure.3.5 : La boite à outil d'OpenFoam

Ce code est un outil inédit qui a plusieurs fonctionnalités. Il permet à la fois de générer des maillages (ou de les importer), de faire de la CFD et offrir des outils pour la visualisation et le post-traitement des résultats, Baudouin et al (2011).

a. Génération du maillage :

Ce logiciel permet de générer des maillages non structurés à partir de deux outils, Baudouin et al (2011)**.**

- blockMesh : générateur de maillage multi-block (c'est l'outil que nous utiliserons dans notre projet).
- snappyHexMesh : Cet outil est très important et permet un raffinement de maillage automatique.

OpenFOAM est capable d'utiliser des maillages faits avec d'autres maillures tels que Gambit, Ansys, CFX, Star-CD…

b. Calcul CFD

OpenFoam en tant que code de calcul permet de résoudre un problème de mécanique des fluides via la méthode des volumes finis, quel que soit le problème étudié (stationnaire ou instationnaire, compressible ou incompressible, monophasique ou multiphasique.), en choisissant un solveur bien adapté au problème, en modifiant un solveur déjà existant ou même en créant un nouveau solveur qui décrit le mieux de problème étudié.

c. Post-traitement des résultats

OpenFOAM fournit aussi des outils de post-traitement et de visualisation des résultats, le plus utilisé est ParaView. Outil d'une grande utilité et puissance, qui permet de visualiser facilement les grandeurs qui intéressent l'utilisateur, leur évolution suivante n'importe quelle variable, et extraire les données désirées.

La structure du logiciel est illustrée dans la figure (3.6), le code est séparé en trois parties distinctes ; l'étape du pré-processing, processing et l'étape du post processing consiste, entre outre, à définir la géométrie du problème, le maillage ainsi que les conditions aux frontières sur le domaine. La partie processing (solving) est la partie de la résolution du problème par le solveur défini et les résultats sont obtenus par l'étape d'analyse et visualisation des résultats (post-precessing).

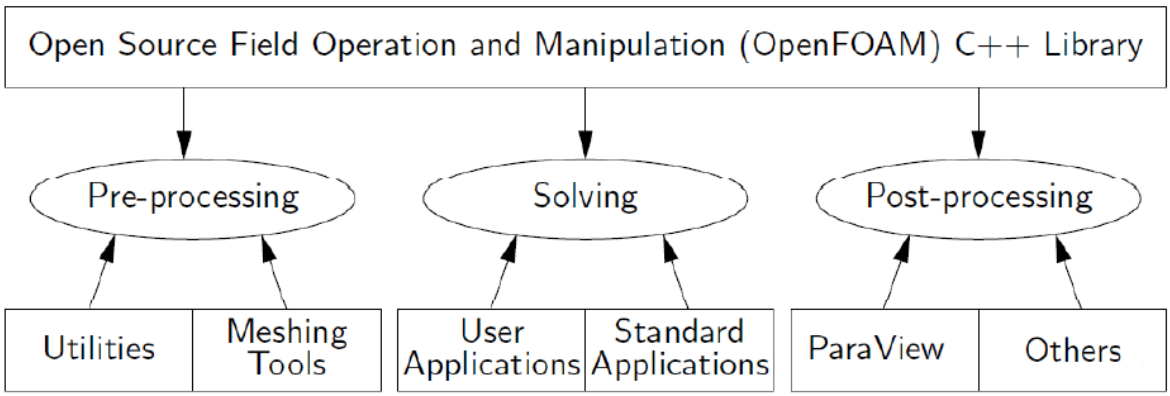


Figure.3.6 : Structure du code de calcul OpenFOAM

3.7.4 Fonctionnement du code

Pour résoudre un système d'équations aux dérivées partielles sur OpenFOAM on a besoin d'un maillage, de conditions initiales, de conditions aux limites et de solveur spécifique liés à la physique de ce que nous étudions.

Un cas typique d'utilisation d'OpenFOAM exige d'avoir 3 répertoires dont le fichier utilisé par OpenFOAM pour lire les conditions initiales, aux limites et les données pour la construction du maillage, voir figure (3.7) :

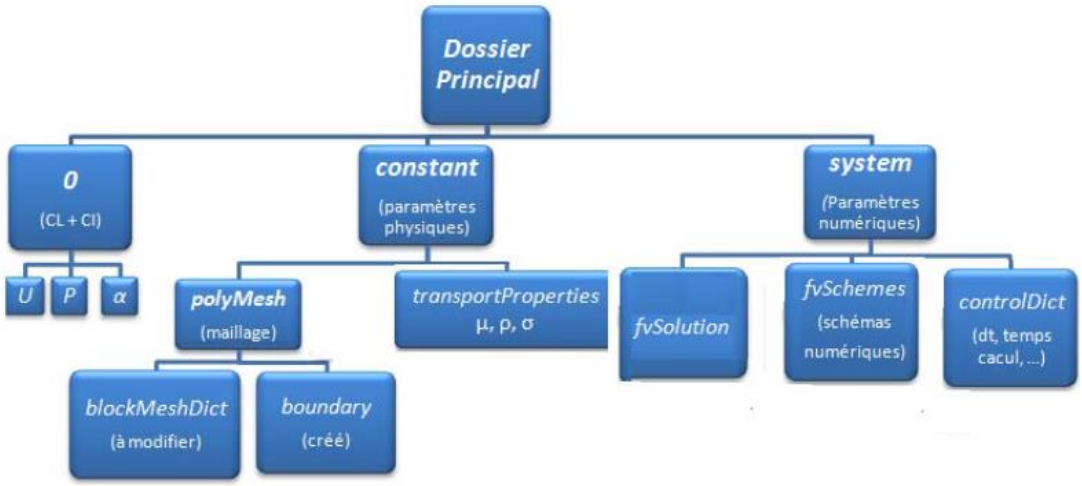


Figure.3.7 : Structure d'un répertoire de calcul pour un cas d'OpenFOAM

- **Le dossier 0 :** Le répertoire qui comporte les conditions initiales et les conditions aux limites du cas d'étude **(Annexe 3.1)**, il est possible de changer le nom du répertoire.

- **Constant :** *polyMesh* **(Annexe 3.2)** stocke les informations aux points du maillage (fichier *points, faces, boundary* etc). Et *transportProperties* **(Annexe 3. 3)** décrit les

propriétés du fluide (Ex : Newtonien ou non-Newtonien)

- **System *:*** les fichiers de configurations pour l'utilisation d'un solveur sont dans *system* où il y a *controlDict* **(Annexe 3.4)** : temps initial qui pointe vers le répertoire *0*, temps final, pas de temps *deltaT* etc…), *fvSchemes* **(Annexe 3.5)** : le choix de schémas numérique en temps et en espace pour les différents termes de diffusion, de gradient etc…) et *fvsolution* **(Annexe 3.6)** : qui définit le solveur choisi pour le calcul numérique.

Une fois que nous avons préparé ce fichier texte et que nous lançons le solveur, le code va vérifier si ces configurations sont complètes pour lancer la simulation et il va également vérifier si les bibliothèques de liens dynamiques trouvés dans la librairie d'OpenFOAM correspondent aux configurations des conditions aux limites et des schémas numériques. Si tout est préparé correctement, le solveur lance le calcul de sort les informations relatives à l'état des premiers pas de temps et des pas de temps qui suivent, le code sort des informations d'erreurs.

3.7.5 Préparation des données (Pré-processing) :

3.7.5.1 Génération du maillage :

OpenFOAM fonctionne toujours dans un système de coordonnées cartésien tridimensionnel, donc automatiquement toutes les géométries sont produites en trois dimensions. *OpenFOAM* résout le cas étudié en trois dimensions par défaut mais peut être chargé de le résoudre en deux dimensions en indiquant un état de frontière vide sur des frontières normales à la 3ème dimension pour laquelle aucune solution n'est exigée.

Le générateur de maillage fourni avec *OpenFOAM*, *blockMesh* produit des mailles d'une description indiquée dans un dictionnaire d'entrée, *blockMeshDict* **(Annexe 3.2)** situé dans le répertoire *constant/polyMesh* pour un cas donné. Le fichier contient d'abord les informations d'en-tête (lignes 1-7), puis les informations du contenu de fichier se trouvent dans le sous-dictionnaire *FoamFile*.

Le fichier indique d'abord les coordonnées des sommets des blocs, il définit alors les blocs par les étiquettes des sommets puis le nombre de mailles dans chaque direction axiale pour chaque bloc ; à la fin, il définit les patches rapportés aux frontières.

Le maillage s'est produit en exécutant la commande *blockMesh* du répertoire de cas dans la ligne de commande du terminal.

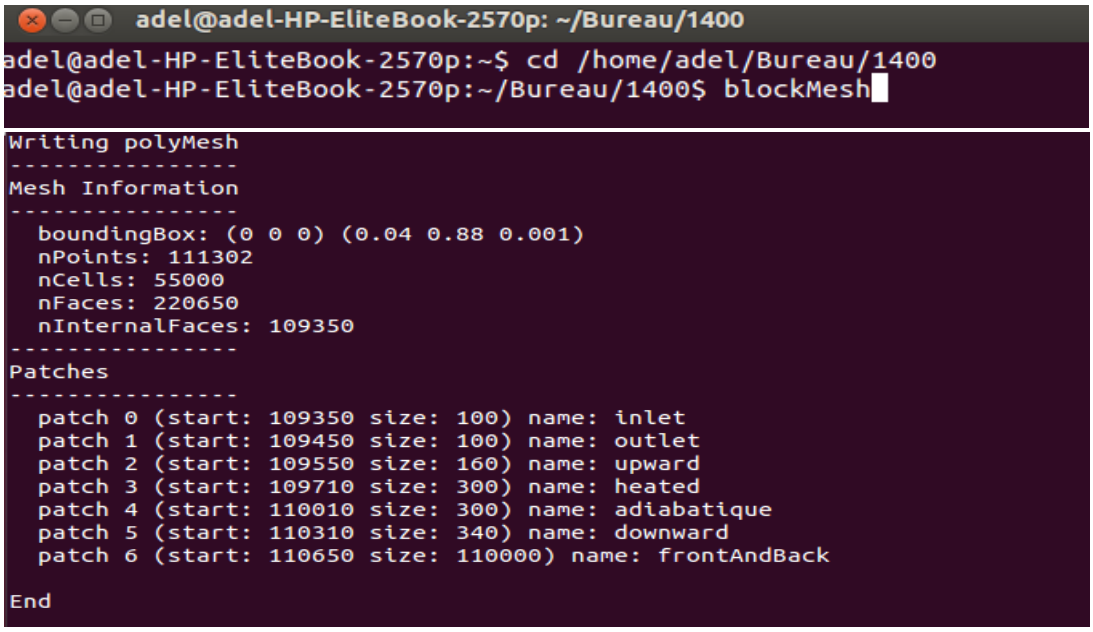


Figure 3.8 : Exemple d'un terminal pour l'exécution d'un maillage via la commande blockMesh

3.7.5.2 Conditions initiales et aux limites :

Une fois la génération du maillage est complète, l'utilisateur peut voir les premiers champs installés pour le cas étudié. Le cas est installé pour commencer au temps t = 0 s, ainsi les données initiales des champs sont stockées dans le sous-répertoire *0* du répertoire du cas étudié. Pour notre cas d'étude, le sous répertoire *0* contient 4 fichiers, *P*, *P-rgh*, *T* et *U*, pour la pression statique, la pression motrice, la température et le champ de vitesse respectivement dont les valeurs initiales et les conditions des frontières doivent être spécifiés **(Annexe 3.1)**. Chaque fichier se forme de deux parties :

- **internalField :** Les données internes du champ initial qui sont uniformes décrites par une valeur simple dans notre cas.
- **boundaryField :** Les données du champ aux frontières qui incluent les conditions aux limites et les conditions rapportées pour tous les patches aux frontières. Pour notre cas, la frontière se compose de :

Inlet et *outlet* pour l'entrée et la sortie du canal, *upward*, *heated* et *downward* pour les parties *de* préchauffage, chauffée et postchauffage du canal. La condition à la limite de type *zeroGradient* indique que le gradient normal de pression ou de la température est nul. La partie *frontAndBack* représente les plans avant et arrière pour le cas en 2D et doit donc être placé comme vide par la spécification *empty*.

Voici un tableau représentant conditions aux limites les plus utilisées dans notre cas

Tableau 3.2 : Description les types des conditions aux limites à implantées pour les grandeurs physiques dans le dossier 0, OpenFOAM(2014).

Type	**Description**
fixedValue	Valeur fixée par l'utilisateur.
zeroGradient	Gradient normal à la zone nul.
fixedGradient	Gradient normal à la zone fixé.
inletOutlet	fixedValue lorsque la zone est une inlet et zeroGradient dans le cas contraire.
totalPressure	La pression totale est constante, quand U changes, p est ajusté (vice-versa).
pressureInletVelocity	Quand p est connu à l'entrée, U est évaluée à partir du flux normal à la frontière en question.
pressureInletOutletVelocity	Combinaison de pressureInletOutlet et InletOutlet.
Calculated	La grandeur est déduite des autres grandeurs.

3.7.6 Traitement (Processing) :

3.7.6.1 Solveur :

L'utilisation du code de calcul *OpenFOAM*, nécessite en premier lieu le bon choix du solveur à utiliser. Contrairement aux autres code de CFD (par exemple, fluent), *OpenFOAM* a du point de vue utilisateur, puisque autant de solveurs relatifs à différents domaines d'application existent dans la librairie *OpenFOAM*, ces différents solveurs sont disponibles pour effectuer des calculs incompressibles, compressibles, monophasiques, multiphasiques, avec transfert de chaleur, avec des réactions chimiques…etc**,** Aufiero (2014); Le tableau 3.1 présente quelques solveurs destinés aux écoulements non-isothermes.

Tableau 3. 3 : Exemples des Solveurs disponibles, OpenFOAM(2014).

Nom du solveur		**Type d'écoulement lié**
Basique	« laplacianFoam »	Diffusion thermique dans un solide.
	« potentielFoam »	Pour initialiser un écoulement potientiel simple avant la résolution des équations de Navier-Stockes.
Incompressible	« boundaryFoam »	Écoulement permanent 1D avec turbulences.
	« channelFoam »	Pour un écoulement dans un tube avec de grandes turbulences.
	« icoFoam »	Transitoire, Laminaire et isotherme pour fluide Newtonien.
	« nonNewtonianIcoFoam »	Transitoire, laminaire, isotherme, non-Newtonien.
	« pimpleDyMFoam »	Transitoire, fluide Newtonien sur parois en translation.
	« pimpleFoam »	Transitoire, grand pas de temps.
	« pisoFoam »	Transitoire.
	« shallowWaterFoam »	Transitoire, fluide non visqueux et peu profond, rotation.
	« simpleFoam »	Permanent, turbulent.
Compressible	« rhoCentralFoam »	Solveurs basés sur l'algorithme de Kurganov&Tadmor.
	« rhoPimpleFoam »	Laminaire ou turbulent pour chauffage, climatisation et ventilation.
	« rhoPisoFoam »	Non permanent, laminaire ou turbulent.

	« rhoPorousMRFPimpleFoam »	Géométrie poreuse et MRF, chauffage, climatisation, ventilation, laminaire ou turbulent.
	« rhoPorousSimpleFoam »	Fluide permanent avec turbulence RANS et traitement poreux géométrie.
	« rhoSimpleFoam »	Permanent, SIMPLE pour laminaire ou turbulent RANS.
	« sonicDyMFoam »	Maillage en mouvement, transitoire, gaz transsonique/supersonique, laminaire ou turbulent.
	« sonicFoam »	Transitoire, gaz transsonique/ supersonique, laminaire ou turbulent.
	« sonicLiquidFoam »	Transitoire, transonqiue/supersonique, laminaire, fluide liquide

Multiphase	« bubbleFoam »	2 fluides incompressibles non miscibles (ex : eau gazeuse)
	« cavitatingFoam »	Transitoire, cavitation.
	« compressibleInterFoam »	2 fluides compressibles, isothermes.
	« interFoam »	2 fluides incompressibles, isothermes.
	« interMixingFoam »	3 fluides incompressibles dont 2 miscibles.
	« interPhaseChangeFoam »	2 fluides incompressibles isothermes avec échange de phase.
	« multiphaseInterFoam »	n fluides incompressibles.
	« twoLiquidMixingFoam »	2 fluides incompressibles.
	« twoPhaseEulerFoam »	2 fluides incompressibles dont une sous forme de gaz ou de bulles dispersés.

La résolution de notre problème physique en convection mixte nécessite le choix de deux solveurs, l'un pour traiter le cas stationnaire et l'autre destiné au cas instationnaire.

- **Solveur stationnaire**

Parmi les différents solveurs proposés par *OpenFOAM*, nous avons choisi le solveur "*buoyantBoussinesqSimpleFoam"* pour l'étude stationnaire. *"buoyantBoussinesqSimpleFoam"* est un solveur stationnaire destiné aux écoulements incompressibles d'un fluide Newtonien

avec l'approximation de Boussinesq. Il est basé sur l'algorithme *SIMPLE* (Semi-Implicit Method for a Pressure-Linked Equations) pour le couplage pression-vitesse.

- **Solveur instationnaire**

Pour mieux capturer les champs simulés (vitesse, température, pression), les simulations doivent être réalisées avec un solveur instationnaire dans le cas d'un écoulement périodique/chaotique. Il existe plusieurs solveurs instationnaires pour les écoulements incompressibles d'un fluide Newtonien. Le solveur "*buoyantBoussinesqPimpleFoam"* a été choisi pour notre cas d'étude. Il s'agit d'un solveur standard fourni avec *OpenFOAM* permettant de réaliser des calculs instationnaires incompressibles avec l'approximation de Boussinesq. Il utilise l'algorithme "*PIMPLE*" basé sur un mélange des algorithmes "*SIMPLE*" et "*PISO*" (Pressure Implicit with Splitting of Operators).

Le principe de ces deux solveurs est le même. La seule différence provient de leur algorithme de résolution générale. Le solveur *buoyantBoussinesqSimpleFoam* utilise l'algorithme de résolution *SIMPLE*, tandis que *buoyantBoussinesqPimpleFoam* utilise l'algorithme *PIMPLE*. Le détail de ces deux algorithmes est donné dans la section suivante.

3.7.6.2 Algorithmes utilisés

La résolution des équations de Navier Stokes est une tâche compliquée pour les fluides incompressibles. La pression est définie par une équation d'état, comme étant une fonction des autres variables (température, masse volumique) pour les fluides compressibles, ce qui, à leur tour, est trouvé comme solution des équations. Si on travaille avec les fluides incompressibles il n'y a plus d'une fonction d'état, à l'exception de ρ = constante. La valeur de la pression doit être déterminée à partir des équations de mouvement et de continuité. Puisque la pression n'est pas connue dans ces équations. La pression, qui est une fonction de l'espace et de temps doit être toujours calculée à chaque pas de temps, est maintenant déterminée comme partie de la solution générale des équations de mouvement et de continuité, Zikanov (2010). Dans le cas où la pression correcte est connue, le champ de vitesse obtenu après la résolution du système algébrique linéaire satisfera l'équation de continuité. Comme la pression n'est pas connue, il est nécessaire d'utiliser une procédure pour le calcul de la pression.

Pour résoudre le problème de couplage pression-vitesse, plusieurs algorithmes ont été mis en place. Cette étude est basée sur le choix d'utiliser des algorithmes dits "séparés" c.-à-d. La résolution de l'équation de quantité de mouvement se fait d'une manière isolée, puis corrigée ; ce type de solution est dénoté dans la littérature par l'approche isolée. Les deux principaux algorithmes présents dans *OpenFOAM* sont *SIMPLE* et *PISO*, le mélange entre ces deux algorithmes donne un autre algorithme appelé "*PIMPILE*" qui existe également dans *OpenFOAM*. Le détail des deux algorithmes "*SIMPLE*" et "*PISO*" est présenté dans de nombreuses littératures, Patankar et Spalding (1980), Versteeg et Malalasekera (1995), Moukalled et al (2016).

- **L'algorithme *SIMPLE***

La procédure de l'algorithme *SIMPLE* est basée sur une série d'opérations itératives de prédiction-correction pour résoudre les équations régissant. Grâce à un champ de pression prédit, les composantes de la vitesse sont d'abord calculées à partir de l'équation de quantité de mouvement. Le terme de pression est ensuite lié entre l'équation de continuité et l'équation dynamique, en transformant l'équation de continuité dans une équation de Poisson pour la pression. L'équation de Poisson applique une correction de pression pour le champ de vitesse trouvé, et les nouvelles valeurs sont ensuite utilisées pour résoudre les équations discrétisées de quantité de mouvement pour le calcul du champ de vitesse ainsi que l'équation d'énergie pour le champ de température, (la résolution de l'équation d'énergie est effectuée pour chaque étape à cause de l'influence de la variation de température sur le champ d'écoulement à travers les propriétés du fluide). Le champ de pression trouvé est ensuite pris pour un champ prédit, et le processus se répète jusqu'à l'obtention d'une solution convergée. Beaucoup de livres populaires sur la dynamique des fluides computationnelle discutent en détail de l'algorithme *SIMPLE*

La séquence d'opérations dans l'algorithme *SIMPLE* peut être récapitulée comme suit :

1. L'initialisation de l'algorithme nécessite une prédiction de la pression P^n.
2. La résolution de l'équation de quantité de mouvement avec la valeur de la pression prédite permet de calculer le champ de vitesse. Des facteurs de corrections sont appliqués sur la pression et la vitesse pour forcer la solution à respecter l'équation de continuité.

3. Les facteurs de corrections (relaxations) trouvés dans l'équation précédente (étape 2) permettent la correction des champs de vitesse et de pression.
4. Calcul des différents paramètres du cas étudié, Versteeg et Malalasekera (1995).

   - ***Facteurs de relaxation :*** Afin d'éviter la divergence due aux fortes corrections entre deux itérations, les facteurs de relaxation peuvent être ajoutés. La nouvelle pression est Calculée selon la relation suivante :

$$P^{new} = P^{*} + \alpha P^{n}$$

Avec α qui est le facteur de relaxation. Le facteur de relaxation doit être assez élevé pour que le processus se poursuive, mais assez faible pour éviter la divergence.

- **L'algorithme *PISO***

L'algorithme "*PISO*" est une manière de couplage pression-vitesse dans le domaine de calcul. Il a été développé par Issa et al (1986), à base de l'algorithme *SIMPLE* qui a été développé précédemment par Patankar et Spalding (1980). La méthode *PISO* peut être décrite comme suit :

1. Le champ de pression pour l'étape courant de temps est prédit, souvent en le plaçant égale à la valeur de l'étape de temps précédent.
2. L'équation de mouvement, est résolue pour obtenir le champ de vitesse, en chaque volume de contrôle.
3. L'équation discrétisée d'énergie est résolue.
4. Le champ de pression est corrigé en utilisant le champ de vitesse obtenu pour satisfaire l'équation de continuité.
5. Le champ de vitesse est corrigé en utilisant le champ nouvellement corrigé de pression.

Les étapes 4 et 5 de l'algorithme "PISO" sont répétés simplement en corrigeant le champ de pression encore une fois, et en mettant à jour le champ de vitesse pour la deuxième fois, avec le champ nouvellement corrigé de pression jusqu'à la convergence de la solution, Aguerrea et al (2013)**.**

- **L'algorithme *PIMPLE***

L'algorithme "*PIMPILE*" est un mélange entre les deux algorithmes cités précédemment. Il est utilisé dans le solveur *buoyantBoussinesqPimpleFoam* que l'on utilise

pour l'écoulement instationnaire dans cette étude. L'algorithme *PIMPLE* nécessite l'exécution successive de deux boucles "*SIMPLE*" et "*PISO*", les champs de vitesse et de pression proviennent de la dernière étape de la première boucle "*SIMPLE*" sont utilisés pour la résolution de l'équation de quantité de mouvement dans la deuxième boucle "*PISO*" d'une manière explicite. Les nouvelles valeurs provenant de la résolution de l'équation de quantité de mouvement conduit à la correction du champ de pression en utilisant l'équation de correction de pression. La correction du champ de vitesse provient des cellules voisines. La correction des champs de vitesse et de pression doit être continue jusqu'à la convergence de la solution.

L'algorithme *PIMPLE* du solveur *"buoyantBoussinesqPimpleFoam"* d'*OpenFOAM* se réalise en deux étapes :

Une première prédiction de la vitesse $\boldsymbol{U}^*$ est réalisée dans la partie **"predictor"** à partir de la vitesse et de la pression du pas de temps précédent *n*, $\boldsymbol{U^n}$ et $\boldsymbol{P^n}$. A ce niveau, deux approximations qui seront corrigées dans les boucles suivantes sont faites. Tout d'abord les variations de pression liées au changement de vitesse ne sont pas prises en compte ; cela implique que la solution apportée ne vérifie pas l'équation de continuité. Ensuite la méthode de résolution matricielle ne prend pas en compte les termes non linéaires de l'équation de la quantité de mouvement ($\nabla .\ (UU)$) ; Ces termes sont donc linéarités autour de la valeur précédente $\boldsymbol{U^n}$. Cependant en dehors de ces approximations, la prédiction de $\boldsymbol{U}^*$ est alors faite de façon implicite.

La seconde étape est appelée **"pressure corrector"**, elle vise à calculer la pression $\boldsymbol{P}^*$ qui est un paramètre libre permettant de vérifier l'équation de continuité. Cela est réalisé en prenant la divergence de l'équation de la quantité de mouvement de l'étape précédente pour faire disparaitre les termes en vitesse grâce à l'équation de continuité. La vitesse corrigée $\boldsymbol{U}^{**}$ peut alors être calculée avec la bonne pression vérifiant l'équation de continuité. Cependant, durant cette étape, seuls les termes diagonaux sont traités de façon implicite dans l'équation de la quantité de mouvement, les termes non diagonaux sont traités à part pour faciliter l'inversion de la matrice. Pour cette raison, cette étape de correction doit être réalisée un certain nombre de fois, il s'agit du "n corrector" d'*OpenFOAM*. On peut également trouver une boucle "non orthogonal corrector" dans la **"pressure corrector"** nécessaire pour

des maillages non cartésiens en raison des approximations lors des calculs de flux entre les mailles.

Une boucle externe appelée "outer corrector" permet de réitérer toutes ces opérations pour prendre en compte les variations des termes non linéaires ($\nabla .\ (UU)$). Cette boucle permet également d'assurer la convergence simultanée des autres paramètres couplés tels que la température qui génère un terme source de quantité de mouvement en raison des effets de flottabilité, et inversement avec l'influence de la distribution de vitesse sur le transport de l'énergie, Laureau (2015).

Dans *OpenFOAM*, il est nécessaire de placer le nombre de correction des boucles (***nCorrectors***). Dans le travail courant, un nombre de correction égale à 2 a été employé pour l'algorithme "*PIMPLE*".

3.7.6.3 Boucles de correction

L'exécution de ces deux algorithmes nécessite plusieurs boucles à réaliser afin d'atteindre une solution convergée. *OpenFOAM* propose les boucles de correction suivantes: *nCorrectors*: définit le nombre de correction des champs de pression et de vitesse, l'algorithme *SIMPLE* a besoin d'une seule correction tandis que l'algorithme " *PIMPLE* " exige plus d'une correction, mais typiquement pas plus de quatre.

nOuterCorrectors : qui contrôle le nombre d'itérations réalisées pour la résolution de l'équation de Navier-Stokes

nNonOrthogonalCorrectors : correspond à la type du maillage pour le cas résolu, par exemple 0 pour un maillage orthogonal et augmente avec le degré de non-orthogonalité jusqu'à par exemple 20 pour les maillages non plus orthogonales. Autrement dit, il définit le nombre de résolution de l'équation de pression dans le cas d'un mauvais maillage, OpenFOAM(2014).

3.7.6.4 Choix de schéma d'interpolation :

Le fichier ***fvschemes*** permet de choisir les schémas numériques pour la résolution discrétisée des équations aux dérivées partielles. Dans ce fichier l'utilisateur détermine la méthode de résolution des opérateurs mathématiques (divergence, laplacien, gradient), ainsi que le type d'interpolation des valeurs.

OpenFOAM offre un large choix que ce soit pour le type d'interpolation, ou pour le type de discrétisation. Les tableaux suivants montrent les différents types de schéma utilisés par ce code de calcul.

Tableau 3.4 : Les différents schémas d'interpolation d'OpenFOAM.

Les schémas centrés	
Linear	Interpolation linéaire (différence central)
cubicCorrection	Schéma cubique
midpoint	Interpolation linéaire avec la pondération symétrique
Les schémas de convection Upwinded	
Upwind	Schéma de différence upwind
linearUpwind	Schéma de différence upwind linéaire
skewLinear	Linéaire avec la correction d'obliquité
QUICK	Schéma de différence upwind quadratique
Les schémas TVD	
limitedLinear	différence linéaire limitée
vanLeer	limiteur de van Leer
MUSCL	Limiteur de MUSCL
limitedCubic	Limiteur cubique
Les schémas NVD	
SFCD	différence central Self-filtered
Gamma ψ	Différence gamma

Nous avons opté pour le schéma de différence amont (Gauss Upwind) qui minimise l'erreur de diffusion numérique.

3.7.6.5 Tolérances de la solution

Les solveurs de la matrice sont itératifs, c'est-à-dire ils sont basés sur réduire le résiduel d'équation à cause d'une succession des solutions. Le résidu est en apparence une mesure de l'erreur dans la solution de sorte que plus il est petit, plus la solution est plus précise. Plus précisément, le résidu est évalué en substituant la solution courante dans

l'équation et en prenant l'importance de la différence entre les côtés gauches et droits ; il est également normalisé pour le rendre indépendant de la balance du problème analysé.

Avant de résoudre une équation pour un champ particulier, le résidu initial est évalué à base des valeurs courantes de ce champ. Après chaque itération du solveur le résiduel est réévalué.

Le solveur s'arrête si l'une ou l'autre des conditions suivantes sont atteintes :

- Le résiduel atteint une valeur inférieure à la tolérance du solveur, *tolérance*.
- Le rapport du résiduel courant au résiduel initial atteint une valeur inférieure à la tolérance relative du solveur, *relTol*.

La tolérance du solveur doit représenter le niveau auquel le résiduel est assez petit que la solution peut être considérée suffisamment précise. Les limites de la tolérance relative du solveur améliorent le progrès relatif de la solution initiale à la solution finale. Dans des simulations instationnaires, il est habituel de placer la tolérance relative du solveur à 0 pour forcer la solution de se converger à la tolérance du solveur en chaque pas de temps (notre cas d'étude). Les tolérances, *tolérance* et *relTol* doivent être indiqués dans les dictionnaires pour tous les solveurs.

Nous avons fixé les tolérances à 10^{-6} pour la vitesse, la température et la force de flottabilité afin d'assurer une bonne précision.

3.7.7 Visualisation et analyse des résultats (*post-processing*)

L'outil de post-traitement et de visualisation des résultats fourni avec *OpenFOAM* est *ParaFOAM*. L'outil a une grande utilité et puissance, permet de visualiser facilement les grandeurs essentielles calculées lors de l'étape de traitement (*processing*). Grâce à cet outil l'utilisateur peut extraire les données des variables désirées. Il est facile d'extraire les données des variables désirées et les exporter pour les traiter par un autre outil de visualisation (dans notre cas nous avons utilisé *Tecplot360* en utilisant la commande *faomToTecplot*). Les résultats obtenus pour notre cas d'étude seront analysés et interprétés dans la partie résultats et discutions dans le chapitre suivant.

3.7.8 Avantages et inconvénients d'OpenFOAM :

3.7.8.1 Avantages :

Les principaux intérêts d'OpenFOAM sont comme suit :

- La gratuité, ce qui n'est pas négligeable devant le coût exorbitant des licences de logiciels de CFD comme Ansys, Fluent ou Star-CCM+.
- La puissance, c'est un outil puissant qui contient des algorithmes intelligents permettant de réduire les temps de calcul en fonctionnant sous forme de pas de temps dans lequel chaque grandeur a un nombre propre d'itérations. Ainsi, dans un même pas de temps, l'équation de continuité selon x peut être itérée 2 fois et celle selon y 10 fois.
- Accès aux sources, OpenFOAM n'est pas une « boite noire », et on peut programmer ou modifié des programmes qui existent selon notre désire.
- Le support technique, vu que ce code est Open-source, OpenFOAM est entouré par une communauté d'utilisateurs qui peut donner gratuitement des cours et des précieux conseils d'utilisation de ce produit, notamment sur le forum du site CFD Online.
- Rapide comparant à d'autres logiciels commerciaux pour une géométrie et maillage identique.
- Facilité de programmer des équations.

3.7.8.2 Inconvénients :

- La complexité, par contre, le principal défaut d'OpenFOAM est sans aucun doute sa grande complexité qui peut repousser aux premiers abords les personnes inexpérimentées. Contrairement aux autres logiciels de CFD payants, OpenFOAM ne bénéficie pas d'une interface graphique intuitive, mais fonctionne avec un système de fichier difficile à prendre en main et recelant de nombreuses subtilités qui ne peuvent être appréhendées que par le biais de l'expérience.
- Le système d'exploitation, aussi, OpenFOAM étant sous Linux, il peut être long, pour un néophyte, de prendre en main ce système d'exploitation. En effet, bien qu'il existe une émulation d'OpenFOAM sous Windows mais l'utilisation sous Linux est, sur le long terme, bien plus simple et permet surtout de ne pas dépendre d'une compagnie privée pour avoir la dernière version du logiciel, il peut être aussi contraignant de jongler entre le système d'exploitation Linux et Windows dans le cas où l'utilisateur voudrait utiliser sur le même poste.
- Manque de documentation.

3.8 Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté brièvement les étapes de discrétisation de modèle mathématique ainsi la résolution du système d'équations algébriques obtenu au chapitre II, La méthode des volumes finis a été choisie pour la discrétisation des équations.

Nous avons passé à la discrétisation du maillage et l'intégration des équations de ce système sur les volumes de contrôles.

Une résolution numérique bidimensionnelle a été effectuée par le code de calcul OpenFoam qui sera utilisé pour faire une simulation de problème de la convection mixte, qui est l'objectif de ce travail.

CHAPITRE IV :

RESULTATS ET DISCUSSION

RESULTATS ET DISCUSSION

4.1 Introduction

Dans ce chapitre seront présentés, les résultats obtenus par simulations numériques de l'écoulement en convection mixte aidée dans un canal vertical avec chicanes attaché à la paroi chaude, comme expliqué dans le deuxième chapitre. Les résultats seront présentés sous forme de lignes de courant et de contours de température dans l'ensemble du canal afin d'appréhender la structure générale de l'écoulement avec ces champs dynamique et thermique qui l'accompagne. L'évaluation du taux de transfert de chaleur obtenu sera quantifiée par le nombre de Nusselt le long de la paroi chaude ainsi que sa valeur moyenne pour les différentes combinions des paramètres étudiés. Les paramètres tester dans cette étude sont en premier lieu les groupes adimensionnels gouvernant le phénomène, à savoir le nombre de Reynolds qui reflète la vitesse du fluide et le nombre de Grashof qui cratérisé le taux de chauffage ainsi que les paramètres géométriques de la configuration étudiée, la hauteur et l'espacement des. Le détail de ces différents paramètres sera présenté dans la section suivante.

Avant d'effectuer les simulations numériques, des études préliminaires de faisabilité et d'optimisation du maillage sont nécessaires. A cet effet et en premier lieu, l'indépendance du maillage est étudiée pour optimiser le temps de simulation et assurer que la solution est de précision acceptable avec une taille de données optimale afin d'économiser en temps de calcul et en ressources matérielles. Le second réglage consiste à valider le modèle numérique par la comparaison de nos résultats avec des travaux expérimentaux et numériques trouvés dans la littérature pour assurer nos capacités d'utilisation à la résolution de notre problème.

Une fois ces étapes accomplies, l'étude du comportement global du phénomène sera réalisée et suivie d'une étude paramétrique afin de mettre la lumière sur les différents paramètres qui peuvent affecter le transfert de chaleur et l'écoulement.

La base de l'étude est l'influence du nombre de Richardson ($Ri=Gr/Re^2$) qui provient de plusieurs combinaisons entre le nombre de Reynolds (Re) et le nombre de Grashof (Gr), le rapport de blocage ou bien la hauteur de la chicane (H) sur l'aspect thermique et dynamique de l'écoulement stationnaire et instationnaire le long du canal.

4.2 Etude préliminaire

4.2.1 Sélection des paramètres adimensionnels

Les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur dans ce genre de problème à étudier peuvent être influencés par des paramètres indépendants ou groupement adimensionnels. Pour des raisons de clarté et d'efficacité, une présélection de ces paramètres a été engagée. Les principaux paramètres étudiés dans ce travail sont les suivants :

1. **Nombre de Reynolds (*Re*),** basé sur la largeur du canal (*D*)qui caractérise la vitesse de l'écoulement (les forces d'inerties). Il est varié entre *200* et *1800* afin d'étudier les deux régimes d'écoulement (stationnaire et instationnaire). L'intervalle de variation de la vitesse est choisi de telle sorte que l'écoulement resterait toujours laminaire.

2. **Nombre de Grashof(*Gr*)**, lie les forces de flottabilité aux forces de viscosité. Il est basé sur la différence entre la température de l'entrée de canal et celle imposée sur la surface externe des parois de la section chauffée. Il caractérise principalement l'intensité des forces de flottabilité. Quatre valeurs sont choisies, $Gr = 10^4$, 5×10^4, 8×10^4 et 2×10^5. Les limites de cette gamme de valeurs sont dictées par la contrainte du régime laminaire qui ne sera plus valide si des valeurs très élevées seront adoptées.

   Le nombre de Reynolds et celui de nombre de Grashof sont combinés pour donner le nombre de Richardson ($Ri = Gr/Re^2$) mentionné dans le deuxième chapitre. Ce groupe adimensionnel estime le rapport des forces de flottabilités au forces inertiels. Ces trois nombres (*Re, Gr* et *Ri*) sont des paramètres typiques des problèmes de la convection mixte (chapitre II).
   La combinaison des valeurs de Re et Gr se trouve dans l'intervalle [*0.1* et *10*], de telles valeurs assurent des effets inertiels comparables aux effets de flottabilités.
3. **Taille non-dimensionnelle de la chicane ou le rapport de blocage** qui représente le rapport entre la hauteur de chicane (*H*) et la largeur du canal (*D*) avec $H= h_b /d$. Pour cette étude, trois valeurs du rapport de blocage ont été considérées ($H= 0.25, 0.5$ et 0.75).

4. On ajoute à ces paramètres, le nombre de Prandtl qui caractérise la nature de fluide utilisé, il est pris comme constant et est égale à *0.71* (l'air).

5. Dans ce type de phénomène, d'autres paramètres qui peuvent avoir une influence sur la solution numérique, tels que les longueurs des zones d'entrée (L_e) et celle de sortie (L_s). Ces paramètres doivent être bien choisis afin d'assurer une solution indépendante qui décrit correctement le phénomène physique réel de telle sorte que les hypothèses émises lors de la mise en équations soient valides. La longueur d'entrée doit être suffisamment élevée pour avoir un écoulement développé et la longueur de sortie pour avoir des gradients nuls à la sortie. Après une série de test, les données longueurs suivantes sont jugées suffisantes pour que les hypothèses déjà énumérées soient satisfaites : La section de préchauffage a été choisie quatre fois la largeur du canal (L_e = 4 d), la section de post-chauffage (L_{out} = 12 d). La première chicane est située à une distance de 6 à partir de l'entrée et la dernière à une distance de 14 de la sortie, pour assurer que la zone de recirculation en aval de la dernière chicane est à l'intérieur du domaine de calcul à l'entrée et à la sortie qui n'ont aucun effet sur les variables physiques étudiées (voir figure 2.1 chapitre2).

4.2.2 Indépendance du maillage

Le choix de la distribution et de l'intensité du maillage a une grande influence sur la précision des résultats d'une part, et sur le temps de calcul et la capacité de stockage, d'autre part. En effet, un maillage grossier donne des résultats erronés et irréalistes, tandis qu'un maillage très fin occupe trop d'espace mémoire et prend beaucoup de temps de calcul. Pour un souci de compromis entre temps de calcul et précision des résultats, une série de test de calculs pour différents maillages a été effectuée, 330 × 60, 440 × 80, 550 × 100 et 660 × 120 pour les conditions suivantes : $Gr = 2 \times 10^5$, $Re = 1400$, $H = 0.25$ et $Pr = 0.71$(cas de l'air). Les résultats obtenus en termes de nombre de Nusselt moyen dans le temps pour les différentes tailles de maillage sont présentées dans le tableau 4.1.

L'écart relatif dans le nombre Nusselt moyen entre les deux derniers maillages ne dépasse pas les 0.25 %. Ainsi, une taille de grille de 550 × 100 est adoptée et utilisée dans

les calculs pour toutes les combinaisons de paramètres. La distribution du maillage est dense près des parois solides afin de capter les hauts gradients de température, de pression et de vitesse. Il convient de noter que le rapport d'expansion entre deux cellules voisines ne dépasse pas 1.02 pour éviter les variations inattendues de la taille des mailles dans tous les cas. Aussi l'erreur relative de coefficient de friction ne dépasse pas les 1.2% et pour le Nombre de Strouhal ne dépasse pas le 0.4%. La distribution des mailles sur la partie chauffée est illustrée sur la figure 4.1.

Pour les autres parties du canal, des tailles de grille adéquates avec la même distribution ont été utilisés. Les chicanes sont très fines, elles sont créées en convertissant les faces internes en deux faces limites à l'aide des outils Create-Baffles sous l'environnement OpenFOAM® avec un fichier de script spécifique.

Tableau 4.1 : Effets de la taille de grille sur les quantités de nombre adimensionnels de Nusselt moyen $\overline{(Nu)}$, de Strouhal (St) et de friction (f) pour Re = 1400, Gr = 2×10^5 et H= 0.25. Où l'erreur relative est $e(\phi_i, \phi_{i-1}) = |(\phi_i - \phi_{i-1})/\phi_i|$, ϕ = Nu, f, St.

Nombre de cellules	330×60	440×80	550×100	660×120
Indice de maillage, i	1	2	3	4
$\overline{Nu}$	14.5333	14.6468	14.7055	14.7378
Erreur relative (%)	—	0.77	0.4	0.22
f	0.0915	0.0954	0.0973	0.0985
Erreur relative (%)	—	4.4	1.9	1.2
St	0.1488	0.1458	0.1439	0.1433
Erreur relative (%)	—	2.5	1.3	0.4

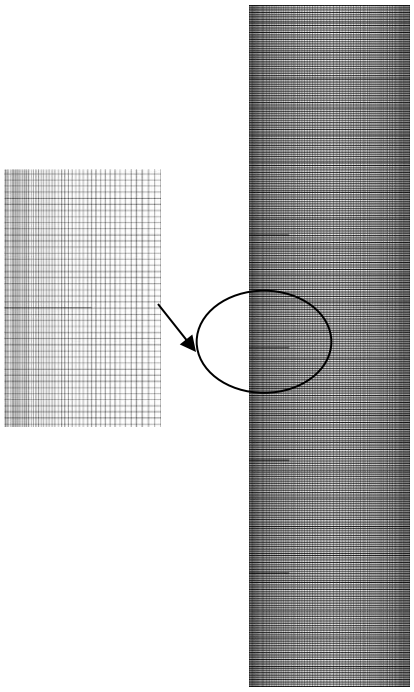


Figure 4.1 : Distribution du maillage choisi pour

550 × 100 mailles.

4.2.3 Validation du modèle :

Il est nécessaire de confronter les résultats obtenus avec des résultats publiés de la littérature pour assurer une précision acceptable du travail. Cette confrontation peut être faite, soit par rapport à un autre modèle, dont la validité n'a pas été mise en défaut, soit par rapport à un montage expérimental, où est réalisé le problème posé et munis de suffisamment de points de mesures qui assure une comparaison objective. Pour cela, deux cas de validation ont été considérés. Une première validation par la comparaison a été faite avec les résultats numériques et expérimentaux obtenus par Armaly et al. (1983) relatif à l'écoulement laminaire isotherme dans un canal à élargissent brusque en marche descendante dans des conditions identiques pour Re = 50 et Pr = 0.71.

La comparaison des profils de la vitesse transversale entre nos résultats de simulation et les résultats expérimentaux obtenus par Armaly et al. (1983). La figure 4.2(a) valide notre modèle par rapport aux résultats expérimentaux par Armaly et al. (1983).

Une seconde validation est faite par la comparaison du nombre de Nusselt obtenue en convection mixte dans un canal vertical avec chauffage asymétrique. Il s'agit du travail présenté par Desrayaud et lauriat (2009) dans les mêmes conditions (Re =150, Gr = 1.59 ×

10^5et *Pr* = 0.71). La comparaison des résultats en termes de profil de vitesse et nombre de Nusselt local est présenté sur la figure 4.2 (b), la comparaison indique la bonne concordance en quantité et en qualité, où la divergence maximale n'a pas dépassé 0.5 %.

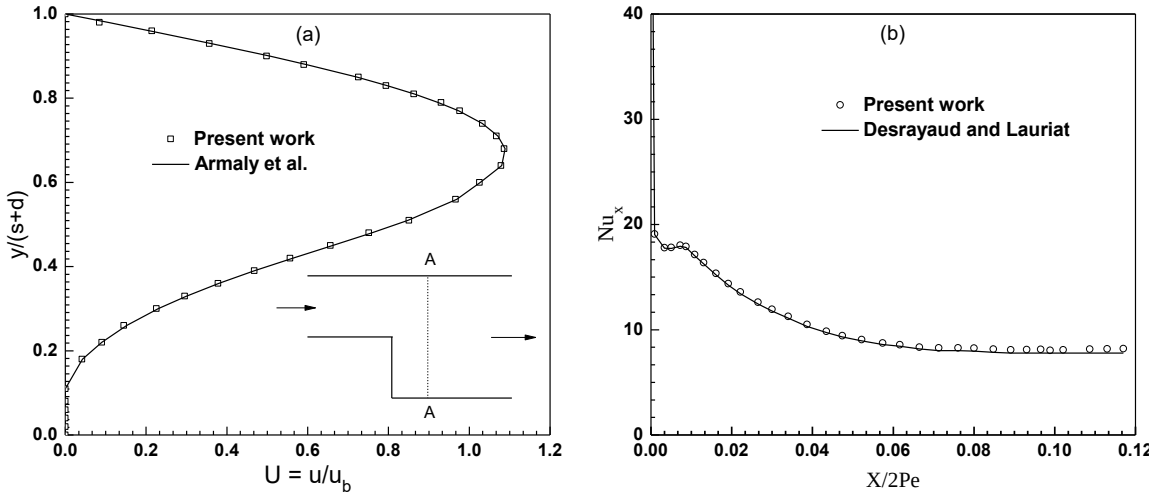


Figure 4.2: Comparaison des résultats obtenus avec ceux de la littérature : a) comparaison du profil de vitesse longitudinale en a x/s = 2.55 avec celui d'Armaly et al. (1983) ; b) comparaison du nombre de Nusselt local avec celui obtenu par Desrayaud et Lauriat (2009).

4.3 Présentation des résultats

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus par simulations numériques de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection mixte dans la géométrie définie auparavant avec les différentes combinaisons de paramètres.

Il est à noter que, pour un nombre de Reynolds élevé (Re > 800), le nombre de Richardson prend de faibles valeurs en raison de la contrainte imposée par l'hypothèse de Boussinesq (Gray et Giorgini (1976), De Boer (1984), Bejan (1995)). Des valeurs élevées de la différence de température nous font sortir de la modélisation des forces de flottabilités par la loi de Boussinesq et nous obligent à faire à d'autres modèles plus compliqués et tenir en compte de la compressibilité du fluide.

Rappelons que dans cette étude toutes les grandeurs sont adimensionnées et tous les résultats obtenus par nos simulations sont adimensionnelles.

Pour l'analyse de l'écoulement et du transfert de chaleur, la méthodologie décrite en début du chapitre sera appliquée. Dans certains cas selon la nécessité, l'évolution de la

composante de vitesse axiale en fonction du temps sera utilisée, de même que son analyse en FFT sera appliquée pour apporter plus de clarifications.

4.3.1 Ecoulement général et caractéristiques thermiques

Tous les calculs sont effectués dans des conditions instationnaires jusqu'à la convergence vers un écoulement en état stationnaire ou la vers bifurcation d'un écoulement instationnaire oscillatoire auto-assisté. Les pas de temps sont adaptés selon la condition du nombre de Courant CFL (Courant–Friedrichs–Lewy condition) pour le nombre de Reynolds le plus élevé ($C < 1$) à$\Delta\tau$*=0. 068.* Puisqu'un écoulement périodique instable est attendu, la condition CFL peut être utilisée comme contrainte de référence pour définir le pas du temps afin que certaines fluctuations ou caractéristiques transitoires ne soient pas manqués.

4.3.1.1 Régime stationnaire

Les calculs numériques montrent qu'au faible valeurs du nombre de Reynolds l'écoulement atteint un état d'équilibre et devient stationnaire après une période de temps passé qui correspond au temps de développement de l'écoulement. Les différentes simulations ont montré que pour un rapport de blocage de 0.25, l'écoulement reste stationnaire pour des valeurs de Reynolds inférieures à 1000 à toutes les valeurs de Gr dans la gamme choisie.

Pour le cas de $Re = 500$ et $Gr = 2 \times 10^5$à $H = 0.25$, l'écoulement est stable, comme il montre l'évolution temporelle de la composante de vitesse U en fonction du temps à un point de référence ($X = 9.5, Y = 0.0625$) (voir figure. 4.3). Ce point est situé en aval de toutes les chicanes au voisinage de la paroi ; les caractéristiques d'écoulement en ce point sont extrêmement sensibles à toutes les perturbations amont. Partant du fluide au repos, la composante de vitesse (U) a évolué pour converger vers une valeur stable après environ 150 unités de temps adimensionnels.

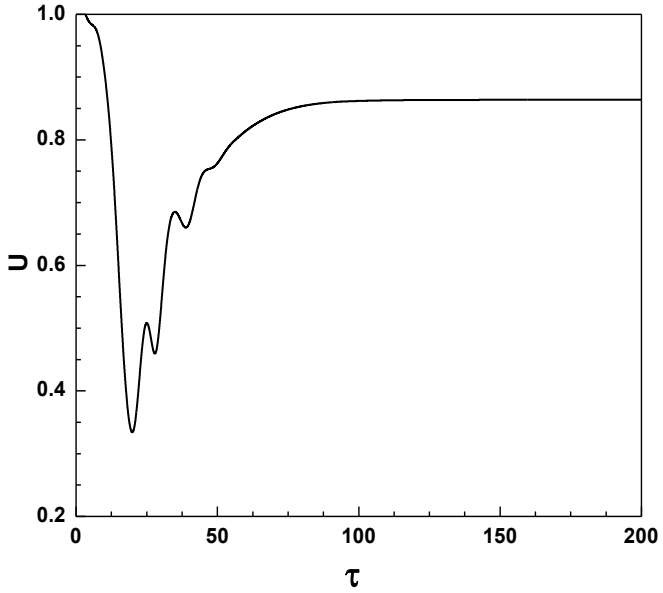


Figure 4.3 : Evolution de la vitesse (U) en fonction de temps au point (*X*=9.5, *Y*=0.0625) pour *Re*=500 et*Gr*=2×10^5

L'écoulement et le champ thermique sont visualisés par des lignes de courant et les contours isothermes dans l'ensemble du canal, un zoom dans certaines régions est utilisé lorsque cela est nécessaire. Pour de faibles valeurs du nombre de Reynolds/Grashof, le scénario est le même avec des légers changements dans la variation de la vitesse et du temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire.

a. Cas de Gr fixe

En régime stationnaire, les valeurs choisies pour le nombre de Reynolds sont 200, 500, 900, pour un nombre de Grashof(*Gr*) est égal à 8×10^4et un rapport de blocage *H*= 0.25.

- **Champ dynamique**

Les schémas de figure 4.4 montrent les lignes de courant pour Re=200, 500 et 900 à Gr=8×10^4 et un rapport de blocage de 0.25.

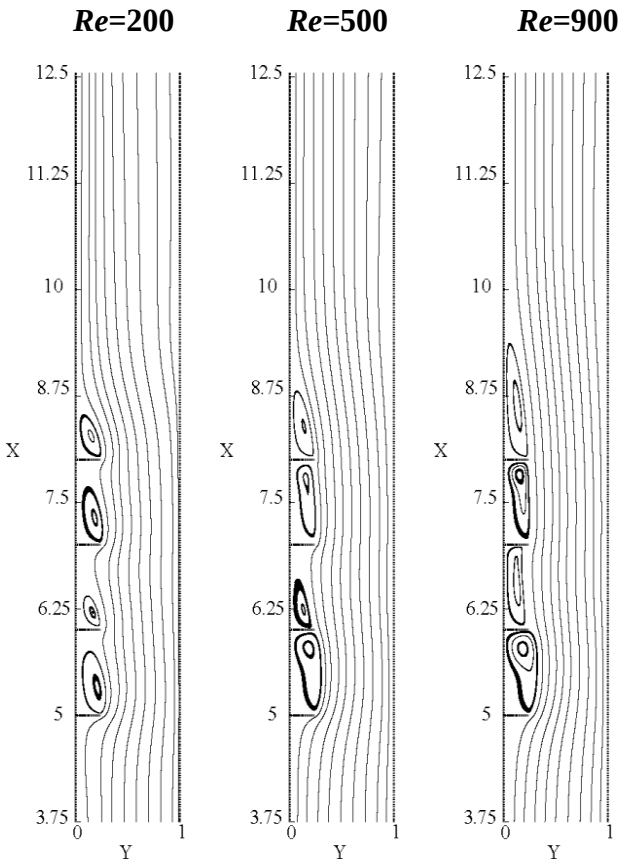


Figure 4.4 : Effet du nombre de Reynolds sur les lignes de courant à $Gr = 8\times10^4$ et $H = 0.25$.

Comme on peut voir, le comportement en régime permanent est évident. Les lignes de courant sont parallèles dans tout le canal, sauf dans les régions situées en proximité en amont et en aval des chicanes, où une zone de recirculation est générée par la variation de la pression provoquée par le changement soudain de la section de passage.

A faible nombre de Reynolds (*Re=200*), les vortex prennent une forme ovale ; à mesure que le nombre de Reynolds augmente, ces vortex sont piégés par l'écoulement principal et s'allongent. Cette situation est la conséquence directe de l'augmentation des forces inertielles qui dominent par rapport aux forces de flottabilité. La longueur de ces vortex augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds notamment pour celui situé en aval de la dernière chicane, du fait de l'absence de contraintes spatiales.

- **Champ thermique**

Les contours isothermes correspondants pour les mêmes conditions sont illustrées sur la figure 4.5. Pour des faibles valeurs de Re, l'écoulement est dominé par la poussée d'Archimède et tend à longer la chicane, puis à pénétrer dans les régions de la cavité. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les forces d'inertie prédominent et empêchent l'écoulements principal de pénétrer dans la cavité.

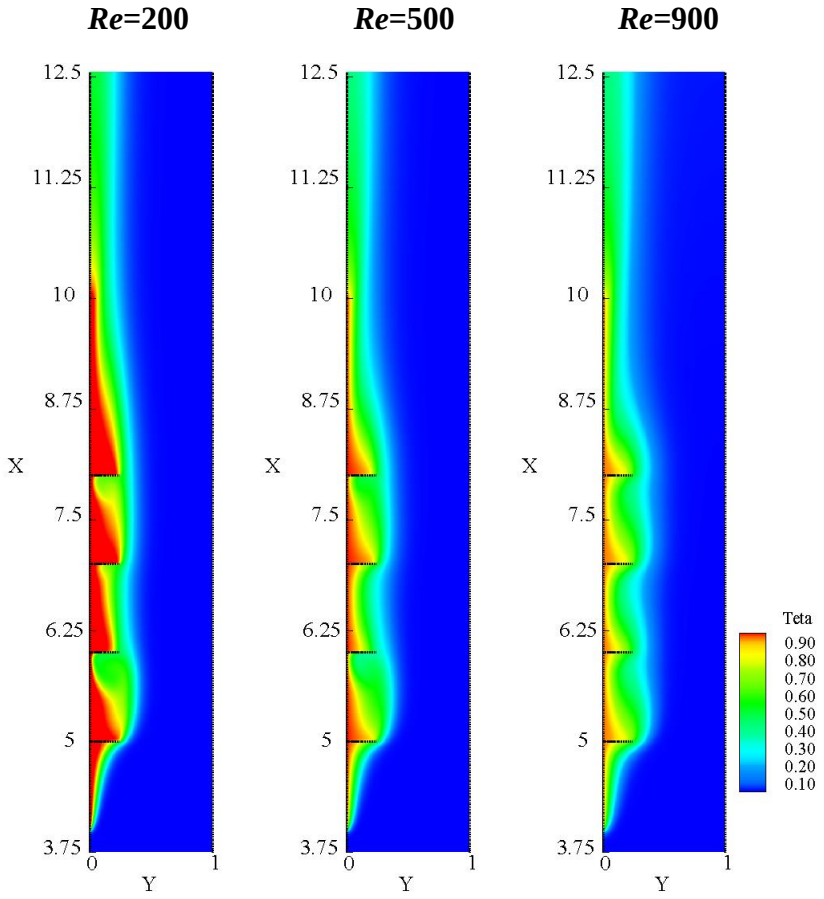


Figure 4.5 : Contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre Reynolds à $Gr = 8 \times 10^4$ et $H = 0.25$.

Ces illustrations montrent que l'insertion de chicanes modifie l'écoulement et par conséquent les structures thermiques

Les vortex formés par les zones de recirculation sont constitués d'un fluide emprisonné et circule en boucle, ils agissent donc comme des zones de stagnation enveloppant le fluide chaud. En raison de la faible vitesse dans ces régions, la chaleur est

transférée principalement par conduction qui est marquée par un faible nombre de Nusselt (de l'ordre de l'unité). A l'approche des deuxième, troisième et quatrième chicane, les isothermes se condensent formant des couches thermiques plus minces près des parois. Cela produit une augmentation du nombre de Nusselt, comme il sera expliqué plus tard.

b. Cas de Re fixe

L'étude de l'effet du nombre de Grashof sur le phénomène est obtenue par des simulations pour quatre valeurs de Gr 10^4, 5×10^4, 8×10^4 et 2×10^5 et Re=500. Ces valeurs correspondent aux valeurs de Ri=0.25 (dominance relative des forces inertielles) a Ri=5, une dominance des forces de flottabilité provoquée par la dilatation thermique du fluide à cause du chauffage. Les simulations numériques ont montré que le régime d'écoulement reste toujours stationnaire pour toutes ces valeurs. En effet, la vitesse du fluide provoqué par la convection naturelle reste modérée comparée à l'écoulement forcée, notamment à cause du chauffage pariétal localisé sur une seule paroi.

- **Champ dynamique**

La figure 4.6 illustre l'effet du nombre de Grashof sur les lignes de courant pour *Re=500, H=0.25*. L'allure globale est similaire pour tous les cas, avec une modification progressive avec l'augmentation de Gr. Il est apparu que les lignes de courant sont parallèles dans tout le canal ; cependant à, l'approche de la première chicane, elles subissent une distorsion. Une zone de recirculation est observée derrière chaque chicane est observée. Avec l'augmentation de l'importance des forces de flottabilité, un rattachement de l'écoulement est constaté. Le point de rattachement se déplace vers l'amont avec l'augmentation de Gr. Il est à noter que la taille des zones de recirculation dépend du rapport de ($Gr/Re^2=Ri$). Pour une valeur de Re constante, la taille de ces zones diminue avec l'augmentation de Gr. En effet, l'écoulement naturelle convectif en provenance des cavités tend à réduire la quantité du fluide du flux rotatif emporté par les vortex.

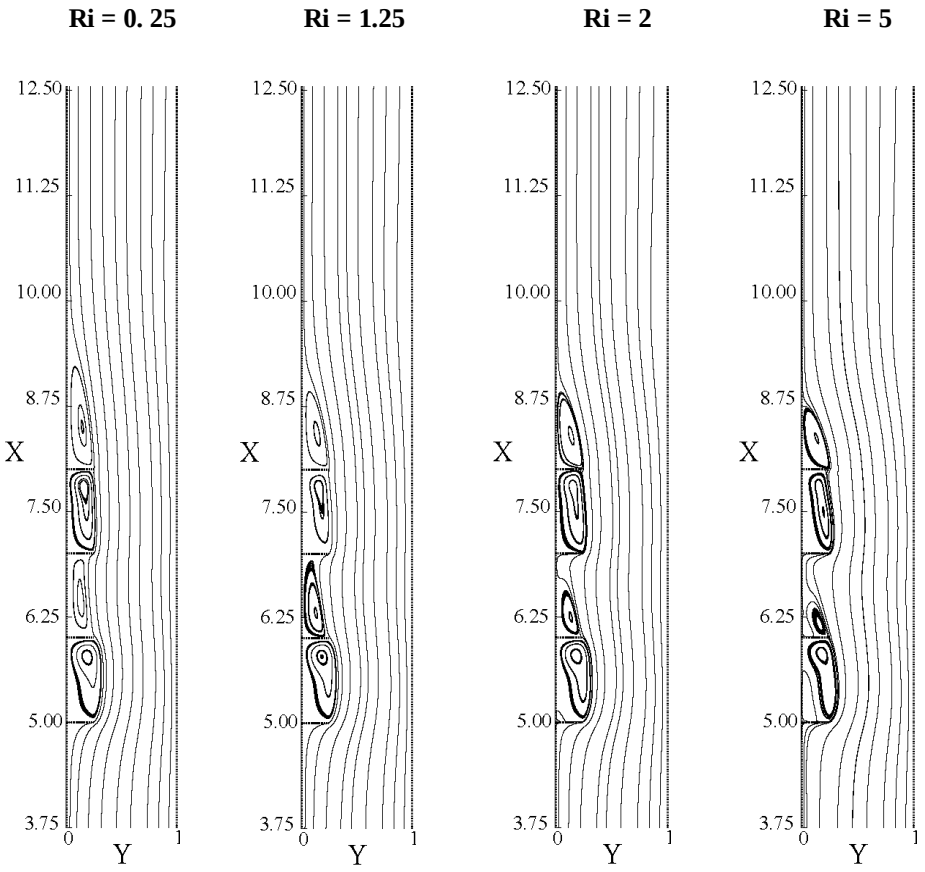


Figure 4.6 : Lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Grashof

à Re = 500, H = 0.25.

- **Champ thermique**

Les contours des isothermes obtenus sous les mêmes conditions sont représentés sur la figure (4.7). Il est évident que l'augmentation du nombre de Grashof, pour Re constant, est synonyme de l'augmentation du taux de chauffage à la paroi, cela va dans le sens de l'augmentation de la température du fluide dans la proximité immédiate de la paroi qui va être diffusée et convectée vers l'ensemble du fluide. Cependant, puisque les contours présentés sont adimensionnés par rapport à la différence de température T_w-T_0, l'augmentation de la température n'est visible sur les figures. Alors, l'augmentation de la température du fluide induit une augmentation de la vitesse du fluide qui donne un panache plus fin. Cela donne une couche limite thermique plus mince avec l'augmentation de Gr, notamment vers l'extrémité de la partie chauffée du canal.

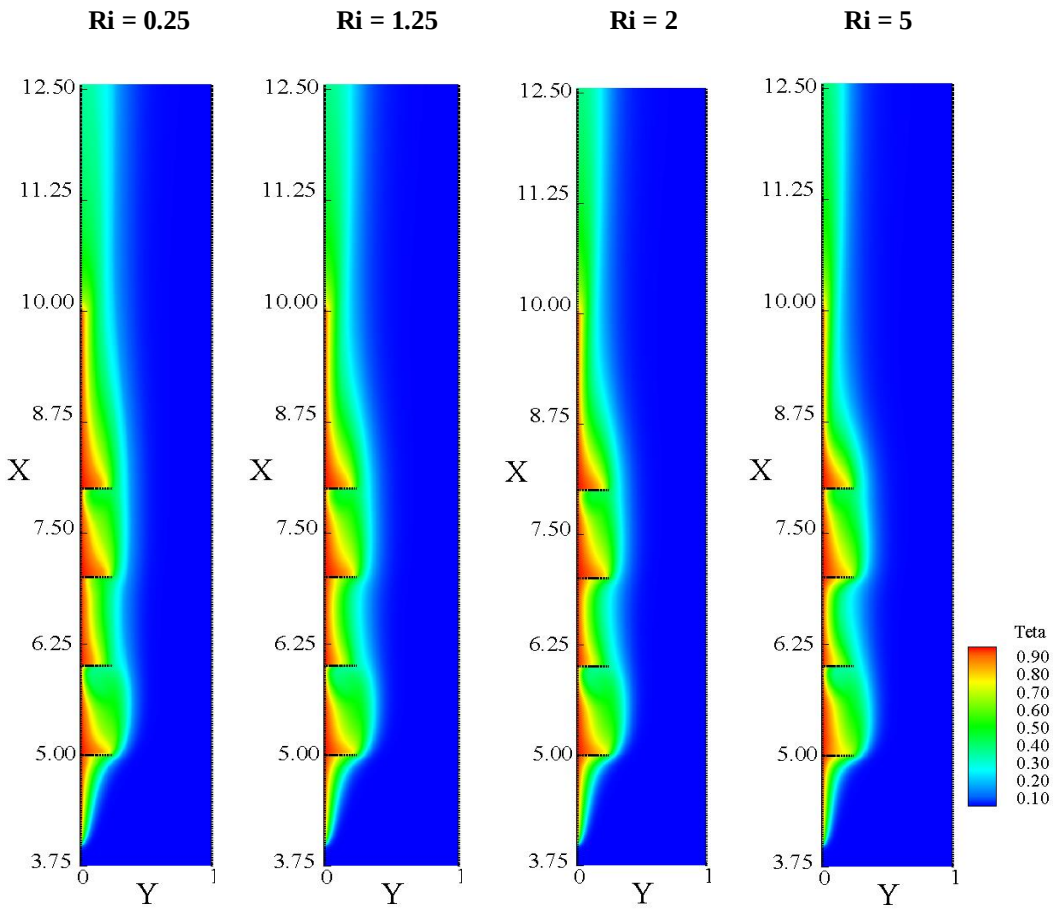


Figure 4.7 : Contours des isothermes pour *Re* = 500, *H*= 0.25, et différentes valeurs du nombre de Grashof.

L'évolution du nombre du Nusselt local en fonction de Gr est présentée sur la figure (4.8). Comme le montre ces courbes, la valeur du nombre de Nusselt local dépend de la vitesse locale du fluide. En aval de la dernière chicane, la distance est assez large pour permettre au fluide de s'accélérer qui produit à son tour de valeur élevées pour Gr=10^5. Une augmentation plus faible est observée en amont de la première chicane, qui correspond à l'entrée libre du fluide (absence d'obstacle), de même une légère augmentation de Nu est enregistrée dans la second cavité (après la seconde chicane), qui est provoquée par une couche limite plus fine pour cette valeur de Gr, comparée aux autres cavités. Vers l'extrémité supérieure de la partie chauffée, les courbes du nombre de Nusslet pour toutes les valeurs de Gr se rapprochent entre elles, car la diffusion thermique est importante à la fin du chauffage.

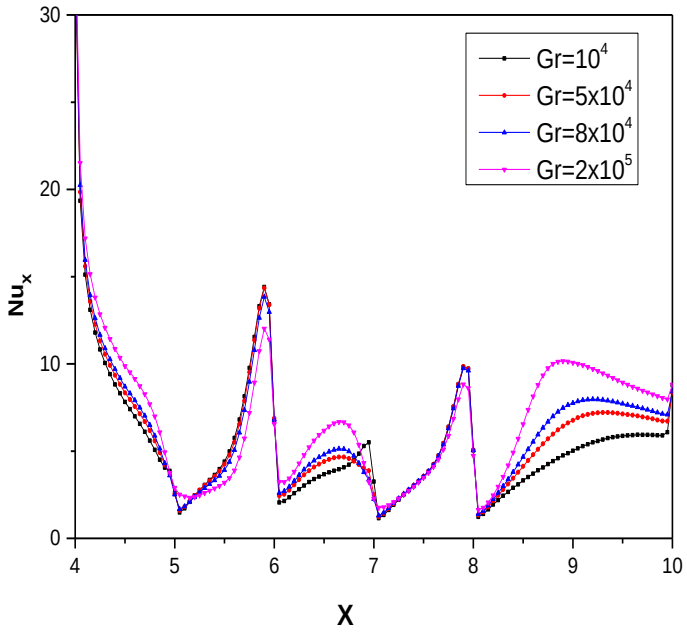


Figure 4.8: Variation du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Reynolds (*Re*) pour $H = 0.25$, et différentes valeurs du nombre de Grashof (*Gr*).

4.3.1.2 Régime instationnaire

Les simulations de la convection mixte assistée dans un canal avec des chicanes à des valeurs élevées du nombre de Reynolds ont révélé que les instabilités Kelvin - Helmholtz (K-H) apparaissent, ce qui force l'écoulement à adopter un comportement oscillatoire auto-entretenu.

Ces instabilités ont été induites par la contraction-expansion successive de la section du canal. Pour mettre en évidence les caractéristiques de l'écoulement en fonction du temps, l'évolution temporelle de la composante de vitesse U à un point de référence (X = 9.5, Y = 0.0625) pour Re = 1400 et Gr = 2×10^5 est présentée sur la Figure 4.9.

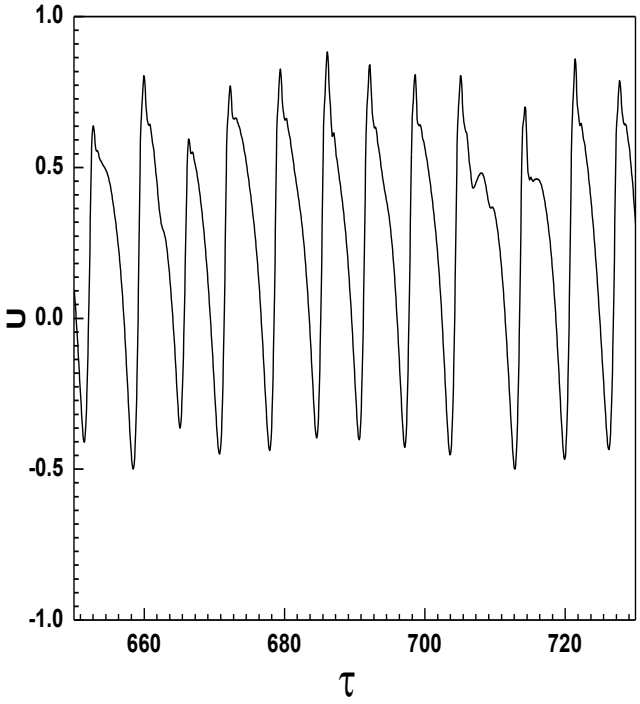


Figure 4.9 : Evolution de la vitesse (*U*) en fonction de temps au point (*X*=9.5, *Y*= 0.0625) pour *Re*=1400, *Gr* = 2×10^5et *H* = 0.25.

Il est noté que seule la phase quasi-périodique temporelle est représentée pour des raisons de clarté. On peut clairement voir que la vitesse a évolué vers un écoulement quasi-périodique instable après un laps de temps correspondant au temps d'établissement du régime.

Le temps de développement dépend du nombre de Reynolds, du nombre de Grashof et des paramètres géométriques. Pour le cas de Re =1400 et Gr = 2×10^5, le temps de développement non dimensionnel est d'environ 412 unité et la période de temps est d'environ 6.94 tout au long de la phase quasi-périodique ($412 < \tau < 730$).

a) Spectre de fréquence

L'analyse en FFT (Fast Fourier Transform) de l'évolution temporelle de la vitesse U, illustrée sur la figure 4.10, révèle une onde de fréquence dominante avec *St = 0.2201* pour *Re = 1000* et Gr = 5×10^4, où St est le nombre de Strouhal.

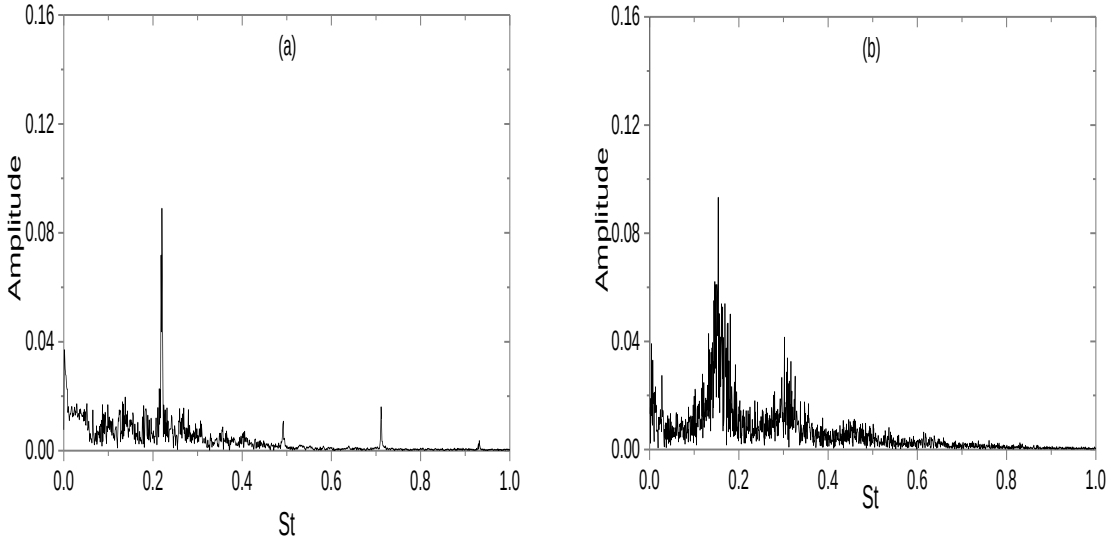


Figure 4.10 : Analyse en FFT de l'évolution de composante de vitesse (U)pour $Gr = 5 \times 10^4$ a) Re=1000, b) Re=1400

Le nombre de Strouhal représente le rapport des forces d'inertie dues à l'accélération locale de l'écoulement aux forces d'inertie causées par l'accélération convective ; en d'autres termes, il se réfère à la fréquence sans dimension avec laquelle les vortex sont libérés. La valeur de St varie avec le nombre de Reynolds et le nombre de Grashof. La même analyse met en évidence la superposition de plusieurs d'ondes induites par des instabilités dues aux forces d'inertie, ou aux forces de flottabilité ou aux interactions entre ces deux forces. Les ondes ont été initiées par des interactions successives entre l'écoulement entrant principal et le fluide recirculant qui tente de quitter le canal et à une contribution mineure de particules de fluide entraînées d'écoulement entrant dans la recirculation. L'amplitude et la fréquence de l'onde dominante diminuent avec l'augmentation du nombre de Reynolds ; cependant, une augmentation du nombre de Grashof conduit à augmenter l'amplitude des ondes harmoniques.

Comme on peut le voir dans le tableau 1, le nombre de Strouhal est plus sensible à Re qu'à Gr, dans les gammes de cette étude. Il diminue de 0.2201 à 0.1535 pour Gr = 5×104 lorsque le nombre de Reynolds augmente de 1000 à 1400.Cependant, il ne diminue que de *0.1535* à *0.1439* pour *Gr* variant de 5×10^4 à 2×10^5 à *Re=1400*.Cette sensibilité devient négligeable à grand nombre de Reynolds. Dans une étude de Perng et Wu (2008***)*** relative à la convection mixte sur des blocs chauffés avec un cylindre rectangulaire comme générateur de vortex, ils ont trouvé que *St = 0.1488* sous un écoulement de convection forcée pure (*Re*

= 500, Gr = 0) et il diminue à *0.1443* pour $Gr = 2 \times 10^5$. Le nombre de Reynolds critique relatif à la transition vers un écoulement oscillatoire auto-entretenu et le nombre de Strouhal n'ont pas de relation directe avec le nombre de Richardson. Il est à noter que les différentes illustrations montrent que l'écoulement reste laminaire pour toutes les combinaisons de nombres de Reynolds/Grashof étudiées dans cette thèse.

Tableau 4.2 : Nombre de Strouhal pour différentes valeurs de nombres Reynolds et Grashof pour $H = 0.25$.

Re	*Gr*	*St*
1000	5×10^4	0.2201
1000	2×10^5	0.1937
1400	5×10^4	0.1535
1400	2×10^5	0.1439
1800	5×10^4	0.1091
1800	2×10^5	0.1053

b) Champs dynamique et thermique :

- **Champ dynamique**

Les ondes itinérantes balayent la face solide le long de la paroi chicanée environnante, provoquant l'évolution en rouleau de l'interruption continue de la région proche de la paroi.

Pour mettre en évidence le caractère oscillatoire de l'écoulement, quatre séquences des lignes de courant couvrant un cycle sont illustrées à la figure 4.11.

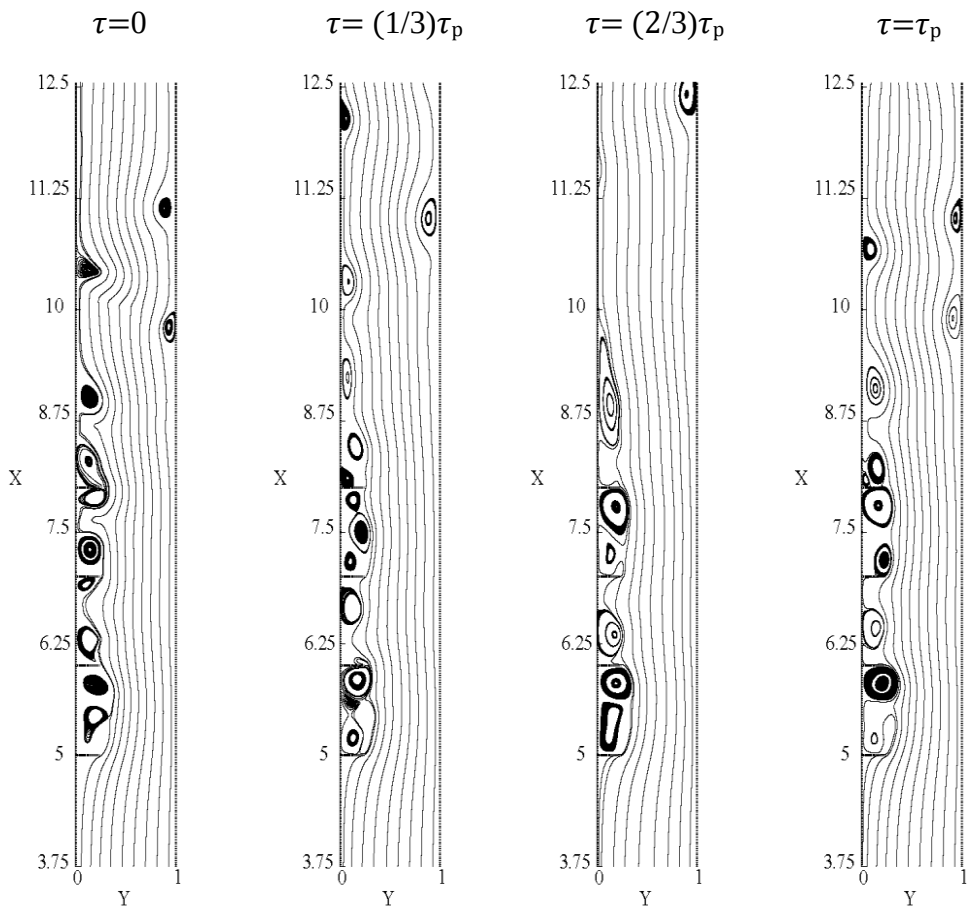


Figure 4.11 : Lignes de courant pour quatre étapes pendant une période d'oscillation à $Gr = 2\times10^5$, *Re=1400* et *H=0.25.*

Comme l'indiquent les fréquences mentionnées, les tourbillons se détachent séquentiellement de manière périodique de l'extrémité des déflecteurs et se déchaînent dans l'écoulement central. Les forces d'inertie générées par l'augmentation de la vitesse du fluide conduisent à une augmentation de la taille de la zone de recirculation. Cette augmentation de taille du vortex rend l'écoulement instable et prépare le vortex à se scinder en deux zones. La première détachée se propage vers l'arrière en donnant naissance à une onde inhérente au voisinage de la paroi chaude. Une deuxième zone de plus petite taille est créée au voisinage de la paroi adiabatique en alternance avec la zone à côté de la paroi chaude.

L'origine de ces vortex sont produits en compensation de l'accélération locale de l'écoulement près de la paroi chaude pour satisfaire l'équation de continuité. Des cellules de vortex similaires ont été observées par d'autres auteurs en convection mixte dans un canal contenant des blocs chauffés utilisant un barreau rectangulaire comme générateur de vortex

à nombre de Reynolds élevé (voir Perng et al. (2012)) et en convection forcée dans un canal équipé de plaques obliques à des valeurs de nombre de Reynolds modérées (voir Cheng and Yang (1994) [, Fung and Lazaridis (1994), Park (2017)).

Une lecture qualitative attentive de l'écoulement oscillatoire confirme les résultats de l'analyse spectrale présentée précédemment. Il découle que l'écoulement se répète après chaque intervalle de temps quasi-constant, d'environ 7. τ_p (τ_p=1/St) correspondant la fréquence modulée de l'onde enveloppant l'onde à fréquence dominante.

- **Champ thermique**

Le champ thermique se corresponde pour les quatre temps, il est donné à la figure 4.12. Comme on peut le voir clairement, les contours isothermes ont imité l'évolution de l'écoulement. En quittant les cavités, des vortex enveloppant le fluide chaud pour l'éjecter dans l'écoulement central. Comme mentionné ci-dessus, la fragmentation dynamique de la zone de recirculation a perturbé le développement de la couche de cisaillement thermique près de la paroi chaude. La combinaison de deux mécanismes a efficacement contribué au mélange des fluides, atténuant la température au voisinage de la paroi chauffée.

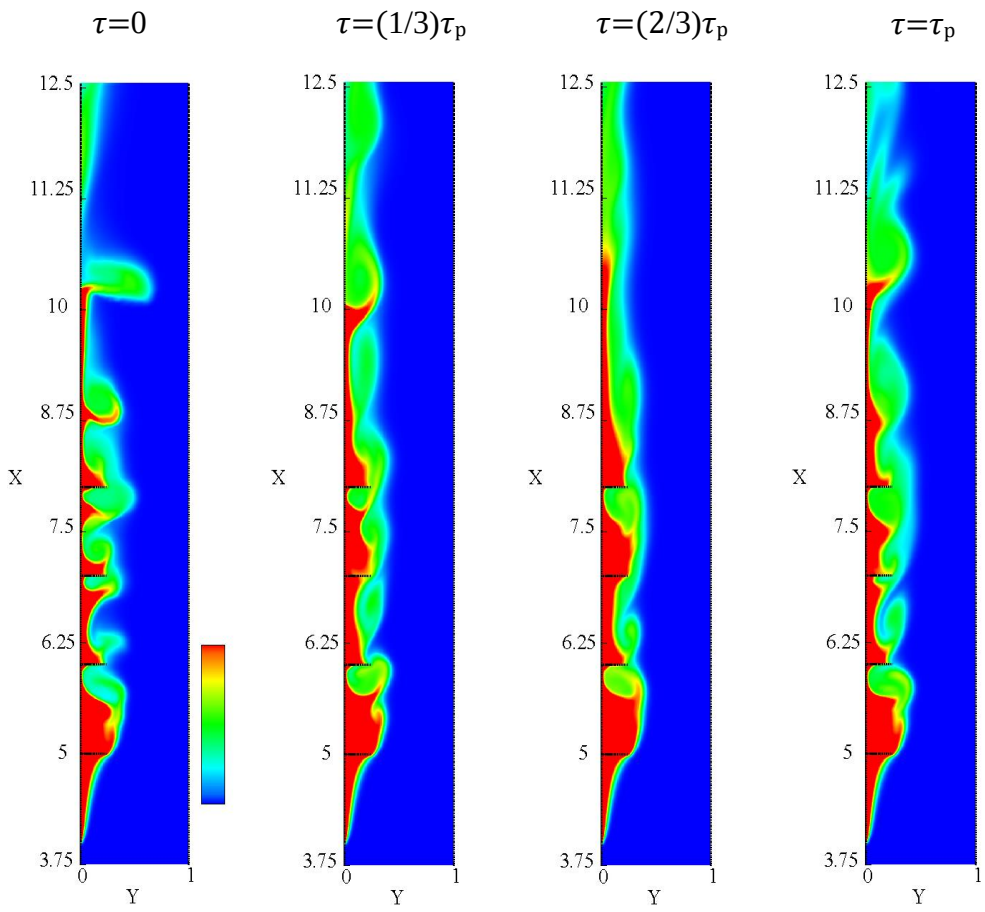


Figure 4.12 : Contours des isothermes pour quatre étapes pendant une période d'oscillation $Gr = 2\times10^5$, *Re=1400* et *H=0.25*.

c) Nombre de Nusselt local moyen

L'évolution du nombre de Nusselt local moyenné dans le temps ($\overline{Nu_X}$) (eq. 2.25) le long de la longueur de la partie chauffée à $Gr=10^4$ et $Gr = 2 \times 10^5$ pour *Re = 500* et *Re=1800* est présentée sur la figure 4.13. Dans ces graphes, les valeurs instantanées sont évaluées après avoir atteint l'écoulement stationnaire pour *Re = 500* et l'écoulement instationnaire oscillatoire pour *Re=1800 à π=730* unités. Le long de la région d'entrée, l'évolution du nombre de Nusselt local moyenné sur le temps est la même, avec une légère augmentation observée pour *Re = 1800*. Cependant, loin de l'entrée, une augmentation considérable est obtenue après l'activation de l'écoulement oscillatoire. En régime instationnaire, le nombre de Nusselt atteint son maximum local juste après la première chicane ; ce point se déplace juste en amont de pour les autres chicanes. Une exception est faite pour la première chicane en régime permanent où le nombre de Nusselt continue de diminuer même avant la chicane.

Les points des maximums et des minimums locaux correspondent, respectivement, à la couche de cisaillement thermique la plus mince et la plus épaisse. L'effet du nombre de Grashof n'est perceptible qu'aux faibles valeurs du nombre de Reynolds ; c'est-à-dire à un nombre de Richardson élevé *($Ri = Gr/Re^2$)*, en aval de la dernière chicane où la flottabilité devient plus importante correspondant à une augmentation de la température dans la région présde la paroi.

A ce niveau élevé de *Ri*, la pression adverse provoquée par l'effet de flottabilité prend un niveau important par rapport aux forces d'inertie conduisant à une augmentation de la vitesse locale. Ce phénomène s'accentue au fur et à mesure que la chaleur s'accumule en aval de la dernière chicane

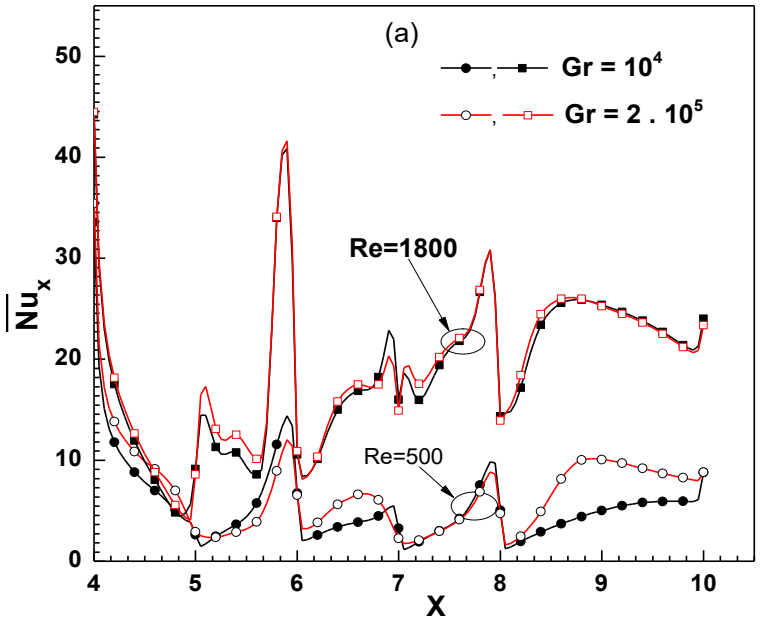


Figure 4.13: Evolution du nombre de Nusselt local pour différentes conditions.

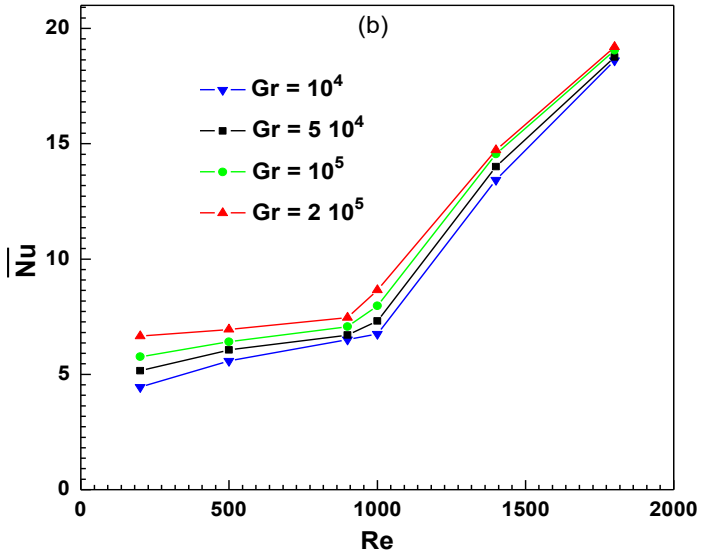
4.3.2. Etude paramétrique

Pour l'évaluation du transfert de chaleur, notamment le taux d'amélioration du transfert dans le canal chicané, ainsi que le coefficient de friction, l'effet des variables indépendantes telles que la hauteur de chicane (*H*), le nombre de Reynolds (*Re*) et le nombre du Grashof (*Gr*), est étudié.

a. Effet des nombres de Re et Gr pour un rapport de blocage constant (H=*0.25*)

- **Nombre de Nusselt moyen**

La variation du nombre de Nusselt global ($\overline{Nu}$)(eq. 2.25) en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs du nombre de Grashof et *H=0.25* est représenté sur la figure 4.14.



. **Figure 4.14:** Variation du nombre de Nusselt global ($\overline{Nu}$)en fonction du nombre de Reynolds pour *H* = 0.25 et différentes valeurs du nombre de Grashof .

Pour un écoulement en régime stationnaire, le nombre de Nusselt augmente lentement avec l'augmentation du nombre de Reynolds (avec Gr fixe) ; après la transition vers le régime d'écoulement instationnaire, l'élévation du nombre de Reynolds conduit à une augmentation substantielle du nombre de Nusselt global. Comme est expliqué ci-dessus, cette augmentation est le résultat d'un mélange et d'une recirculation des fluides, effectué via l'activation d'un écoulement oscillatoire. Néanmoins, ce n'est pas le cas pour le nombre de Grashof ; l'effet du nombre de Grashof n'est plus prononcé que dans l'écoulement en régime permanent.

- **Facteur de frottement**

En général, l'amélioration du transfert de chaleur n'est pas sans coût supplémentaire, elle est toujours accompagnée d'une pénalité induite en terme puissance de pompage estimée à travers le coefficient de frottement.

Pour mettre en évidence l'amélioration du transfert de chaleur obtenue, il est nécessaire de quantifier les pertes de charges associes. Ces pertes de charge caractérisent la puissance de pompage à fournir. Le coefficient de frottement pour un canal chicané par rapport au nombre de Reynolds pour différentes valeurs du nombre de Grashof est tracé sur la figure 4.15.

Comme montre la figure, le facteur de frottement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds (Re) et augmente légèrement avec l'augmentation du nombre du Grashof (Gr).

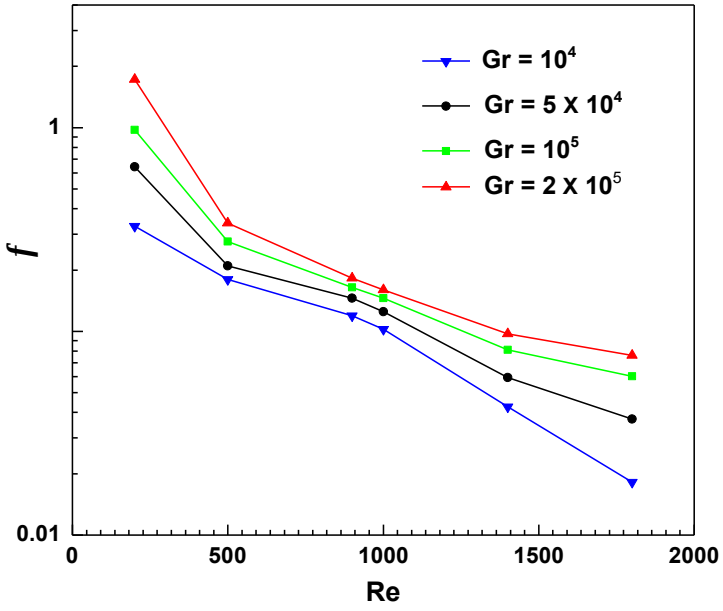


Figure 4.15: Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour H = 0.25 et différentes valeurs du nombre de Grashof.

c. Effet du rapport de blocage

- **Nombre de Nusselt global moyen**

L'effet de la hauteur des chicanes sur le transfert de chaleur est obtenu par le calcul pour trois valeurs de H, *H = 0.25, 0.5 et 0.75* et différentes valeurs du nombre de Reynolds. Les résultats sont résumés dans la figure 4.16. L'augmentation de la hauteur des chicanes a un double impact : elle étend la zone d'échange thermique, car les chicanes sont constituées de matériaux à haute conductivité, et réduit le nombre de Reynolds critique lié au passage vers un écoulement instationnaire. Comme on peut le conclure à partir de la courbe du nombre de Nusselt global, pour *H = 0.25*, la transition vers un écoulement oscillatoire s'est produite à un nombre de Reynolds compris entre *900* et *1000*. Cet intervalle est réduit entre *400* et *500* pour *H = 0.5*, et inférieur à *300* pour *H = 0.75.*

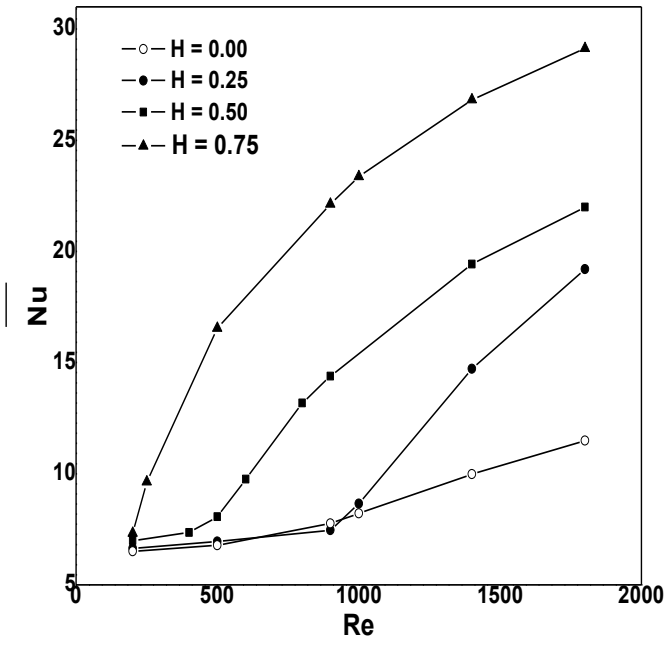


Figure 4.16: Impact de H sur le nombre de Nusselt global moyen ($\overline{Nu}$) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 2\times10^5$.

La transition vers un écoulement oscillatoire entraîne à une augmentation significative du nombre Nusselt global. Pour quantifier l'augmentation du transfert de chaleur, le tableau 3 récapitule les valeurs du nombre de Nusselt global obtenus pour les trois hauteurs de chicanes (*0.25, 0.5 et 0.75*) et différentes valeurs du nombre de Reynolds pour la valeur la plus élevée du nombre de Grashof ($Gr = 2 \times 10^5$). De plus, l'augmentation du

nombre de Nusselt lors du passage d'une hauteur de chicane à une autre est évaluée. On peut conclure de ces résultats qu'à une hauteur de chicane constante, une augmentation du nombre de Reynolds entraîne toujours une augmentation du nombre Nusselt global et que le taux d'intensification du transfert de chaleur est inférieur à *12 %* si l'écoulement est toujours dans le même régime. Cependant, ce taux peut dépasser les*100%* si le régime d'écoulement passe du régime stationnaire vers le régime instationnaire.

Tableau 4.3 : Variation du nombre de Nusselt global en fonction de la hauteur de chicane et du nombre de Reynolds à Gr = 2×10^5 et H = 0.25 où ΔNu1, ΔNu2 sont l'augmentation du transfert de chaleur entre H = 0.5 et H = 0.25 ; H = 0.75 et H = 0.5 ; respectivement.

Re	$Nu_{H=0.25}$	$Nu_{H=0.5}$	$Nu_{H=0.75}$	$\Delta Nu_1(\%)$	$\Delta Nu_2(\%)$
200	6.65	6.99	7.33	5	5
500	6.94	8.06	16.54	16	105
900	7.46	14.38	22.13	93	53
1000	8.65	14.74	23.37	70	58
1400	14.72	19.42	26.82	32	38
1800	19.20	22.00	29.12	15	32

- **Facteur de frottement**

Des résultats similaires peuvent être obtenus en passant d'une hauteur de chicane à une autre. Bien que la surface d'échange (A) ne soit pas visible dans l'expression du nombre de Nusselt, sont effet est significatif dans le calcul du taux de transfert de chaleur (=h.A.ΔT). Le taux de transfert de chaleur est une fonction linéaire croissante de la surface d'échange de chaleur. Malheureusement, comme prévu, l'augmentation du transfert de chaleur s'accompagne toujours de plus de frottement dans l'interface fluide/surface solide d'une part, et dans le fluide en raison de l'interaction des particules elles-mêmes, d'autre part. Cette interaction entraîne une croissance de la chute de pression avec *H* (voir figure 4.17).

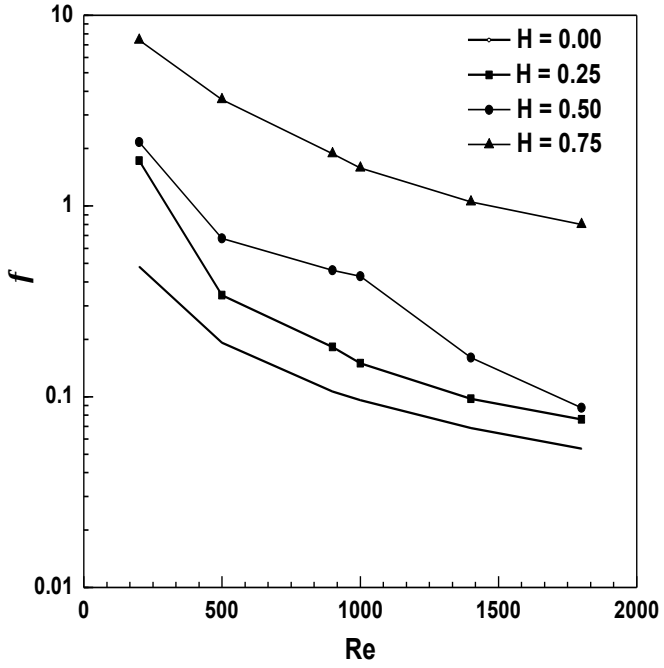


Figure 4.17. Variation du facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs de *H* à Gr = 2×10^5

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans cette thèse a porté sur l'étude de l'écoulement laminaire bidimensionnel ainsi que le transfert de chaleur associé, en convection mixte dans un canal avec une paroi chauffée à chicanes. Ce phénomène est rencontré dans de nombreuse applications technologiques. La résolution numérique a été réalisée au moyen du code de calcul libre (OpenFOAM) basé sur la méthode des volumes finis. Le traitement du couplage vitesse-pression, dans l'équation du mouvement, a été opéré à partir de deux algorithmes SIMPLE et PIMPLE adaptés aux formulations utilisées. Une étude de faisabilité a été effectué comme première étape afin de tester nos capacités à utiliser ce code de calcul pour ce genre de phénomène physique. La comparaison des résultats avec d'autres issus des travaux expérimentaux et numériques de la littérature a montré bon accord. Cette étape est suivie d'une série de tests relative au maillage. Ces tests ont pour but de trouver un compromis entre la taille du maillage et la précision des résultats.

Une fois ces deux étapes étaient accomplies avec succès, des simulations numériques de l'écoulement et du transfert sous régime de convection mixte ont été effectuées pour différentes combinaisons du nombre de Reynolds (*Re*), nombre de Grashof (*Gr*) et un paramètre géométrique, à savoir la hauteur de chicane(*H*). Les résultats ont été présentés sous forme adimensionnelles, des contours de température, des lignes de courants, nu nombre de Nusselt local et moyen ou global ainsi que du coefficient de friction.

L'analyse des différents résultats a permis de tirer les conclusions énumérées dans les points suivants :

1. Sous des conditions constantes dans le temps, le passage vers l'écoulement instationnaire, provoqué par l'utilisation des chicanes, est observé à des valeurs de nombre de Reynolds modérées. Le régime instationnaire apparait pour $Re \geq 1000$ et $Gr/Re^2 > 0.5$ pour $H = 0.25$.
2. La topographie de l'écoulement, illustré par les lignes de courant et les contours des isothermes obéit aux paramètres géométriques et du régime d'écoulement, et ce comme suit :

➢ **En régime stationnaire**

- La structure générale de l'écoulement est marquée par des lignes de courant parallèles dans le canal, sauf dans les régions situées en amont et en aval des chicanes.
- Des vortex sont observés derrière chaque chicane, et prennent une forme ovale, leur longueur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et diminue avec l'augmentation du nombre de Grashof.
- Les contours des isothermes, montrent que la température est basse dans les zones situées entre le sommet de chaque chicane et les parois du canal (vitesse élevée). La température est plus élevée dans les zones situées au voisinage des parois et aux extrémités des chicanes (faible vitesse).

➢ **En régime instationnaire**

- Plusieurs vortex mobiles de différentes tailles sont observés donnant une forme ondulatoire de l'écoulement.
- Les contours des isothermes imitent l'évolution de la structure de l'écoulement dans le temps.
- L'écoulement instationnaire améliore le mélange du fluide et augmente considérablement le transfert de chaleur.

➢ **Pour les deux régimes**

- Les zones de recirculation derrière les chicanes sont responsables des variations du nombre de Nusselt, du facteur de frottement le long des parois et les surfaces des chicanes.
- Le nombre de Nusselt global augmente avec l'augmentation des nombres de Grashof et l'augmentation du nombre de Reynolds.
- Le facteur de frottement (f)augmente avec l'augmentation du nombre du Grashof et diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.
- Le nombre de Nusselt global augmente avec l'augmentation de rapport de blocage.
- Les facteurs de frottement (f)augmentent avec l'augmentation de rapport de blocage.

Les résultats obtenus dans cette étude peuvent être utiles pour le choix des paramètres adéquats, tels que la vitesse d'entrée de l'écoulement du fluide et la hauteur des chicanes afin

d'assurer une bonne évacuation de la chaleur dans les échangeurs de chaleur et les équipements électroniques.

En perspectives, nous comptons, étendre l'étude à la troisième dimension de l'espace (3D) pour une approche plus réaliste du phénomène, passer au régime instationnaire et suivre l'évolution réelle du phénomène à des valeurs de Reynolds et Grashof critique

- valider les résultats obtenus numériquement par étude expérimentale et d'investiguer de larges champs de paramètres.

Ce présent travail a fait l'objet d'une publication internationale dans

Thermophysics and Aeromechanics ISSN 0869-8643

Volume 31,2 p .255-272 in Publishing house ;
https://www.sibran.ru/en/journals/issue.php?ID=188828

L'intitulé de l'article est :

Steady and unsteady numerical investigation of mixed convective heat transfer enhancement in a channel with baffles attached to the heated wall.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIES

[1] Aguerrea H. J., Damiána S. M., Gimeneza J. M., Nigro N. M. (2013), Modeling of compressible fluid problems with Openfoam using dynamic mesh technology, Mecánica Computacional, 32, pp. 995-1011.

[2] ANSYS CFX. (2015), https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-cfx .

[3] ANSYS Fluent. (2014), https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent .

[4] Armaly B. F., Durst F., Pereira J. C. F., Schonung B. (1983), Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow, J. Fluid Mech. Vol. 127, pp. 473–496.

[5] Ary B. K. P., Lee M. S., Lee D. H., Ahn S. W. (2012), The effect of the inclined perforated baffle on heat transfer and flow patterns in the channel, International Communications in Heat and Mass Transfer, 39, pp. 1578–1583.

[6] Aufiero M. (2014), Development of advanced simulation tools for circulating fuel nuclear reactors. Thèse de doctorat, Politecnico Milano, Italie.

[7] Baliga B. R., Patankar S. V. (1983), a control-volume finite element method for tow dimensional fluid flow and heat transfer, Num. Heat transfer,6, pp .245-261.

[8] Baranger J. (1988), Analyse numérique, Hermann

[9] Baudouin Debain M., William Tougeron M., Renan Hilbert M. (2011), présentation, essai et validation du logiciel open-source, Institut Polytechnique des Sciences Avancées.

[10] Bazdidi T. F., Naderi A. M. (2004), Numerical analysis of laminar heat transfer in entrance region of a horizontal channel with transverse fins, Int. Comm. Heat and Mass Transfer, 31, (2), pp. 211-220.

[11] Bejan A. (2004), Convection Heat Transfer, Third ed. Wiley & Sons, New York.

[12] Bejan A. (1995), Convection heat transfer, Second ed. New York: Wiley.

[13] Bejan A. (1993), Heat transfer, John Wiley and Sons, Inc. New York.

[14] Berner C., Durst F., McEligot D.M. (1984), Flow around baffles, Trans. ASME J. Heat Transfer, 106, pp. 743–749.

[15] Boussinesq J. (1903), Théorie analytique de la chaleur. Gauthier-Villars, Paris, France.

[16] Cebci T., Bradshaw P. (1984), physical and computational aspects of heat transfer, Springer-Verlag, New York.

[17] Chang T. S., Shiau Y. H. (2005), Flow pulsation and baffle's effects on the opposing mixed convection in a vertical channel, Int. J. Heat and Mass Transfer, 48, pp. 4190–4204.

[18] Cheng C. H., Don Luy C., Huang W. H. (1992), Buoyancy effect on the heat convection in vertical channels with fin array at low Reynolds numbers, Int. J. Heat Mass Transfer, 35, (10), pp. 2643-2653.

[19] Cheng C. H., Huang W. H. (1991), Numerical prediction for laminar forced convection in parallel-plates channels with transverse fin arrays, Int. J. Heat Mass Transfer, 34 (11), pp. 2739–2749.

[20] Cheng C. H., Yang J.J. (1994), Buoyancy-induced recirculation bubbles and heat convection of developing flow in vertical channels with fin arrays, Int. J. Heat and fluid flow, 15, (1), pp. 11-19.

[21] Chung T. J. (1978), Finite element analysis in fluid dynamics. McGraw-Hill, New York.

[22] Da Silva Miranda B. M., Anand N. K. (2004), Convective heat transfer in a channel with porous baffles, Num. Heat Transfer A, 46, (5), pp. 425-452.

[23] De Boer P. T.C. (1984), Thermally driven motion of strongly heated fluids, Int. J. Hear Mass Transfer, vol. 21, pp. 2239-2251.

[24] Desrayaud G., Lauriat G. (2009), Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels, Int. J. Thermal Sciences vol. 48, pp. 2036–2045.

[25] Dutta P., Dutta S. (1998), Effects of baffle size, perforation and orientation on internal heat transfer enhancement, International Journal of Heat and Mass Transfer, 4, pp. 3005–3013.

[26] Dutta S., Dutta P., Jones R. E., Khan J. A. (1997), Experimental study of heat transfer coefficient enhancement with inclined solid and perforated baffles, in: International Mechanical Engineering Congress and Exposition, ASME paper No. 97-WA/HT-4, Dallas,Texas.

[27] Dutta P., Hossain A. (2005), Internal cooling augmentation in rectangular channel using two inclined baffles, International Journal of Heat and Fluid Flow, 26, pp. 223–232.

[28] Eiamsa-ard S., Promvonge P. (2012), Laminar Periodic Flow and Heat Transfer in a Rectangular Channel with Triangular Wavy Baffles, Journal of Thermal Science, 21(3), pp. 250−261.

[29] Eric Goncalvès da S. (2007), Méthodes et Analyse Numériques, Engineering school, Institut Polytechnique de Grenoble.

[30] Favre-Marinet M. (1990), Convection, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[31] Ferziger J. H., Peric M. (2002), Computational methods for fluid dynamics. Springer-Verlag.

[32] Ferziger J. H., Peric M. (2012), Computational methods for fluid dynamics. Springer Science & Business Media.

[33] Fox R.W., McDonald A.T. (1978), Introduction to Fluid Mechanics. John Wiley and sons, New York.

[34] Fung H. C., Lazaridis A. (1994), Mixed convection of laminar, fully-developed flow in a finned channel, Transactions on Engineering Sciences, 12, PP. 1-7.

[35] Gosman A. D., Pun W. M., Runchal A. K., Spalding D. B., Wolfshtein M. (1969), Heat and mass transfer in recirculating flows. Academic Press, London

[36] Gray D. D., et Giorgini A. (1976), The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases, Int. J. Heat Mass Transfer, 19, pp. 545–551.

[37] Guo Z., Anand N. K. (1997), Three-dimensional heat transfer in a channel with a baffle in the entrance region, Num. Heat Transfer A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology, 31 (1), pp. 21-35.

[38] Habib M. A., Mobarak A. M., Atiya A. M., Aly A. Z. (1992), An experimental investigation of heat transfer and flow in channels with streamwise-periodic flow, Energy, 17 (11), pp. 1049–1058.

[39] Habib M. A., Mobarak A. M., Atiya A. M., Aly A. Z. (1993), Enhanced heat transfer in channels with staggered fins of different spacings, Int. J. Heat and Fluid Flow, 14 (2), pp. 185–190.

[40] Habib M. A., Mobarak A. M., Sallak M. A., Abdel Hadi E. A., Affify R. I. (1994), Experimental Investigation of Heat Transfer and Flow over Baffles of Different Heights, Journal of Heat Transfer, 116, pp. 363–368.

[41] Henniche R., Korichi A. (2017), Heat transfer enhancement in self-sustained oscillatory flow in a staggered baffled vertical channel under the buoyancy effect, Num. Heat Transfer A.71, (12), pp. 1189–1204.

[42] Hirsch C. (1986), Numerical computation of internal and external flows, volume I: fundamentals of numerical discretization. John Wiley & Sons, Chichester, New York.

[43] Hrvoje J., Jemcov A., Tukovic Z. (2007), OpenFOAM: A C++ library for complex physics simulations. International Workshop on Coupled Methods in Numerical Dynamics IUC, Croatia.

[44] Incropera F.P., DeWitt. (1996), Fundamentals of heat and mass transfer, Fourth Edition, John Wiley and Sons.

[45] Ishino Y., Suzuki M., Abe T., Yamaguchi S. (1996), Flow and heat transfer characteristics in pulsating pipe flows (effects of pulsation on internal heat transfer in a circular pipe flow), Heat Transfer-Japanese Research, 25, pp. 323–341.

[46] Issa R. I. (1986), Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator splitting, Journal of computational physics, 62, (1), pp. 40–65.

[47] Jedsadaratanachai W., Boonloi A. (2014), Effects of blockage ratio and pitch ratio on thermal performance in a square channel with 30°doubles V-baffles, Case Studies in Thermal Engineering, 4, pp. 118–128.

[48] Jedsadaratanachai W., Suwannapan S., Promvonge P. (2011), Numerical study of laminar heat transfer in baffled square channel with various pitches, Energy Procedia, 9, pp. 630 – 642.

[49] Kelkar K.M., Patankar S.V. (1987), Numerical Prediction of Flow and Heat Transfer in a Parallel Plate Channel with Staggered Fins, ASME Journal of Heat Transfer, 109, pp. 25 – 30.

[50] Kleijn C. R., Hoogendoorn C. J. (1991), A study of 2-D and 3-D transport phenomena in horizontal chemical vapor deposition reactor, Chemical Engineering Science. 46, pp. 321– 334.

[51] Ko K. H., Anand N. K. (2003), Use of porous baffles to enhance heat transfer in a rectangular channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 46 (22), pp. 4191–4199.

[52] Kreith F., Khodja B. (1967), Transmission de la Chaleur et Thermodynamique, Ed. Masson, Paris.

[53] Kumar A., Kim M.H. (2015) Convective Heat Transfer Enhancement in Solar Air Channels, Applied Thermal Engineering, 89, pp. 239–261.

[54] Kumar S., Vengadesan S. (2019), The Effect of Fin Oscillation in Heat Transfer Enhancement in Separated Flow over a Backward Facing Step, International Journal of Heat and Mass Transfer, 128, pp. 954–963.

[55] Kwankaomeng S., Promvonge P. (2010), Numerical prediction on laminar heat transfer in square duct with 30° angled baffle on one wall, International Communications in Heat and Mass Transfer, 37, pp. 857–866.

[56] Lascaux P., Theodor R. (1986), Analyse numérique matricielle appliquée à l'art de l'ingénieur, tomes I et II, Masson, Paris.

[57] Laureau A. (2015), Développement de modèles neutroniques pour le couplage thermohydraulique du MSFR et le calcul de paramètres cinétiques effectifs. Thèse de doctorat. Université Grenoble Alpes, France.

[58] Lopez J. R., Anand N. K., Fletcher L. S. (1996), Heat transfer in a three-dimensional channel with baffles, Numerical Heat Transfer, Part A, 30 (2), pp. 189–205.

[59] Mahajan R. L. (1996), Transport phenomena in chemical vapor deposition systems, Adv, Heat Transfer, 28, pp. 339–415.

[60] Moffat H.K., Jensen K. F. (1988), Three-dimensional flow effects in silicon CVD in horizontal reactors, J. Electrochemical Society, 135, pp. 459–470.

[61] Mohamed A., Fahd A. (1998**),** laminar mixed convection from a continuously moving vertical surface with suction or injection boundary, Int. J. heat and mass transfer, 33, pp. 301-306.

[62] Moukalled F., Mangani L., Darwish M. (2016), The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics, Springer, 44.

[63] Mousavi S. S., Hooman K. (2006), Heat and fluid flow in entrance region of a channel with staggered baffles, Energy Conversion and Management, 47, pp. 2011–2019.

[64] Nemitallah M. A., Zohir A. E. (2016), Investigations of heat transfer, entropy generation and pressure build up for upward flow in a vertical channel equipped with a fin array, Int. J. Heat Mass Transfer. 52 (9), pp. 1953–1961.

[65] OpenFOAM. (2013), https://www.openfoam.com/.

[66] OpenFOAM (2014), The Open Source CFD Toolbox, user guide, version 2.1.0.

[67] OpenFOAM Programmer guide (2014)

[68] OpenFOAM user guide (2014)

[69] Park T. S. (2017), Plate-spacing effect on unsteady flows and heat transfer characteristics in channel with inclined plates, J. Mechanical Science and Technology, 31, pp.4825-4832.

[70] Patankar S. V. (1967), Heat and mass transfer in turbulent boundary layers, Ph.D. Thesis, Imperial College, London University, UK.

[71] Patankar S. V., Liu C. H., Sparrow E. M. (1977), Fully developed flow and heat transfer inducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area, ASME J. Heat Transfer, 99, pp. 180–186.

[72] Patankar S.V. (1980), Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York.

[73] Perng S., Wu H. (2008), Numerical investigation of mixed convective heat transfer for unsteady turbulent flow over heated blocks in a horizontal channel, Int. J. Thermal Sciences, 47, (5), pp.620-632.

[74] Perng S., Wu H., Jue T. (2012), Numerical investigation of heat transfer enhancement on a porous vortex-generator applied to a block-heated channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 55, pp.3121-3137.

[75] Peyret R., Taylor T. D. (2012), Computational methods for fluid flow. SpringerScience & Business Media.

[76] Promvonge P., Sripattanapipat S., Tamna S., Kwankaomeng S., Thianpong C. (2010), Numerical investigation of laminar heat transfer in a square channel with 45° inclined baffles, International Communications in Heat and Mass Transfer, 37, pp. 170–177.

[77] Promvonge P., Sripattanapipat S., Kwankaomeng S. (2010), Laminar periodic flow and heat transfer in square channel with 45° inclined baffles on two opposite walls, Int. J. Thermal Sciences, 49, pp. 963-975.

[78] Promvonge P., Jedsadaratanachai W., Kwankaomeng S., Thianpong C. (2012), 3D simulation of laminar flow and heat transfer in V-baffled square channel, International Communications in Heat and Mass Transfer, 39, pp. 85–93.

[79] Roche P. E. (2001), convection thermique turbulente en cellule de Rayleigh-Bénard, thèse de doctorat, université de Grenoble, France.

[80] Santos N. B., and de Lemos M. J. S. (2006), Flow and Heat Transfer in a Parallel-Plate Channel with Porous and Solid Baffles, Num. Heat Transfer A, vol. 49, pp. 471–494.

[81] Sharma A. K., Mahapatra P. S., Manna N. K., Ghosh K. (2015), Mixed convection in a baffled grooved channel, Indian Academy of Sciences, Sadhana, 40 (3), pp. 835–849.

[82] Sripattanapipat S., Promvonge P. (2009), Numerical analysis of laminar heat transfer in a channel with diamond-shaped baffles, International Communications in Heat and Mass Transfer, 36, pp. 32–38.

[83] Taylor B. (1717), Methodus incrementorum directa & inversa. Inny.

[84] Tsay Y. L., Chang T. S., and Cheng J. C., Yuenlin. (2005), Heat transfer enhancement of backward-facing step flow in a channel by using baffle installation on the channel wall, Taiwan, Acta Mechanica,174, pp. 63–76.

[85] Valencia A. (1996), Unsteady flow and heat transfer in a channel with a built-in tandem of rectangular cylinders, Num. Heat Transfer A, 29, pp. 613–623.

[86] Valencia A., Calderon W. (2004), Convective Heat Transfer in Plane Channels with Inline Mounted Rectangular Bars, Int.J. Num. Methods for Heat Fluid Flow, 14(7), pp. 866–878.

[87] Versteeg H. K., Malalasekera W. (1995), An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method, Pearson Prentice Hall.

[88] Versteeg H. K., Malalasekera W. (2007), An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method, 2nd Edition, Pearson Education.

[89] Wang G., Stone K., Vanka S. P. (1996), Unsteady Heat Transfer in Baffled Channels, J. Heat Transfer, 118, pp. 585-591.

[90] Webb B. W., Ramadhyani S. (1985), Conjugate heat transfer in a channel with staggered ribs, Int. J. Heat Mass Transfer, 28, pp. 1679–1687.

[91] White F. M. (1991), Viscous fluid flow, Second ed. McGraw-Hill, New York: Wiley.

[92] Yilmaz M. (2003), The effect of inlet flow baffles on heat transfer, Int. Comm. Heat and Mass Transfer, 30 (8), pp. 1169–1178.

[93] Zeytounian R. K. (2003), Joseph Boussinesq and his approximation: a contemporary view, Comptes Rendus Mécanique, 331, (8), pp. 575-586.

[94] Zhang H. J., Zou Z. P., Shao F., Song S. H. (2015), Investigations of Heat Transfer Enhancement in a Channel with Staggered Porous Ribs by the Preconditioned Density-based Algorithm, Num. Heat Transfer A, vol. 67, 350 pp. 1370–1385.

[95] Zienkiewicz O. C., Taylor R. L., and Zhu J. Z. (2005), The finite element method: its basis and fundamentals. Physical Sciences and Energineering,6, pp.752.

ANNEXE

ANNEXES

Annexe (3.1). Fichiers *0/T* pour les conditions aux limites de la température

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------
-----------*\
| =========                      |
|
| \\      /  Field         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.3.0                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------
-----------*/
FoamFile
{
version     2.0;
format      ascii;
class       volScalarField;
    location    "0";
    object      T;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

dimensions      [0 0 0 1 0 0 0];

internalField   uniform 300;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type            fixedValue;
        value           uniform 300;
    }
    outlet
    {
        type            zeroGradient;
    }
    upward
    {
        type            zeroGradient;
    }
    heated
    {
        type            fixedValue;
        value           uniform 305.947;
    }
adiabatique
    {
        type            zeroGradient;
    }
    downward
    {
        type            zeroGradient;
    }
frontAndBack
    {
        type            empty;
    }
    baffleFacesThermoBaffle1D_master
{
typezeroGradient;
    }
baffleFacesThermoBaffle1D_slave
    {
typezeroGradient;
    }

// ************************************************************************* //
```

Annexe (3.2). Les entrées du fichier dictionnaire *BlockMeshDict*

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  Field          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.1.1                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
version     2.0;
format      ascii;
class       dictionary;
    object      blockMeshDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

convertToMeters 0.01;

vertices
(
    (0 0 0) //0
    (2 0 0) //1
    (4 0 0) //2
    (0 16 0) //3
    (2 16 0) //4
    (4 16 0) // 5
    (0 40 0) //6
    (2 40 0) //7
    (4 40 0) //8
    (0 88 0) //9
    (2 88 0) //10
    (4 88 0) //11
    (0 0 0.1)   //12
    (2 0 0.1)   //13
    (4 0 0.1) //14
    (0 16 0.1) //15
    (2 16 0.1)//16
    (4 16 0.1)//17
    (0 40 0.1)//18
    (2 40 0.1)//19
    (4 40 0.1)//20
    (0 88 0.1)//21
    (2 88 0.1)//22
    (4 88 0.1)//23
);

blocks
(
    hex (0 1 4 3 12 13 16 15) (50 80 1) simpleGrading (5 0.2 1)
    hex (1 2 5 4 13 14 17 16) (50 80 1) simpleGrading (0.2 0.2 1)
    hex (3 4 7 6 15 16 19 18) (50 300 1) simpleGrading (5 1 1)
    hex (4 5 8 7 16 17 20 19) (50 300 1) simpleGrading (0.2 1 1)
    hex (6 7 10 9 18 19 22 21) (50 170 1) simpleGrading (5 8 1)
    hex (7 8 11 10 19 20 23 22) (50 170 1) simpleGrading (0.2 8 1)
);

edges
(
);

boundary
(
    inlet
    {
        type patch;
        faces
        (
            (0 1 13 12)
            (1 2 14 13)
        );
    }
    outlet
```

```
    {
        type patch;
        faces
        (
            (9 21 22 10)
            (10 22 23 11)
        );
    }
    upward
    {
        type wall;
        faces
        (
            (2 5 17 14)
            (0 12 15 3)
        );
    }
    heated
    {
        type wall;
        faces
        (
           (3 15 18 6)
        );
    }
adiabatique
    {
        type wall;
        faces
        (
           (5 8 20 17)
        );
    }
    downward
    {
        type wall;
        faces
        (
            (8 11 23 20)
            (6 18 21 9)
        );
    }
frontAndBack
    {
        type empty;
        faces
        (
(0 3 4 1)
            (1 4 5 2)
            (3 6 7 4)
            (4 7 8 5)
            (6 9 10 7)
            (7 10 11 8)
            (12 13 16 15)
            (13 14 17 16)
            (15 16 19 18)
            (16 17 20 19)
            (18 19 22 21)
            (19 20 23 22)
        );
    }
);

mergePatchPairs
(
);

// ************************************************************************* //
```

Annexe (3.3). Exemple d'entrées du dictionnaire *transportProperties*

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  Field          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.2.2                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
version     2.0;
format      ascii;
class       dictionary;
    object      transportProperties;
}

// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

transportModel Newtonian;

// Laminar viscosity
nu              nu [0 2 -1 0 0 0 0] 1.57e-05;

// Thermal expansion coefficient
beta            beta [0 0 0 -1 0 0 0] 3.3e-03;

// Reference temperature
TRefTRef [0 0 0 1 0 0 0] 300;

// Laminar Prandtl number
Pr              Pr [0 0 0 0 0 0 0] 0.7;

// Turbulent Prandtl number
PrtPrt [0 0 0 0 0 0 0] 0.7;

// ************************************************************************* //
```

Annexe (3.4). Fichier*ControlDict*

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  Field          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.2.2                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
version     2.0;
format      ascii;
class       dictionary;
    location    "system";
    object      controlDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

application     buoyantBoussinesqSimpleFoam;

startFromlatestTime;

startTime       0;

stopAtendTime;

endTime         200;

deltaT          0.005;

writeControltimeStep;

writeInterval   1000;
```

```
purgeWrite      0;

writeFormat     ascii;

writePrecision  6;

writeCompression off;

timeFormat      general;

timePrecision   6;

runTimeModifiabletrue;

// ************************************************************************* //
```

Annexe (3.5). Exemple d'un dictionnaire *fvSchemes* est montré ci-dessous

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  Field          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.3.0                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
version     2.0;
format      ascii;
class       dictionary;
    location    "system";
    object      fvSchemes;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

ddtSchemes
{
    default         steadyState;
}

gradSchemes
{
    default         Gauss linear;
}

divSchemes
{
    default         none;

    div(phi,U)       bounded Gauss upwind;
    div(phi,T)       bounded Gauss upwind;

div((nuEff*dev(T(grad(U))))) Gauss linear;
}

laplacianSchemes
{
    default         Gauss linear corrected;
}

interpolationSchemes
{
    default         linear;
}

snGradSchemes
{
    default         corrected;
}

fluxRequired
{
    default        no;
```

```
p_rgh   ;
// ************************************************************* //
```

Annexe (3.6). Exemple d'entrée du dictionnaire *fvSolution*pour le contrôle des tolérances et les algorithmes d'équation

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------*\
| =========                 |
|
| \\      /  Field         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.3.0                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
version     2.0;
format      ascii;
class       dictionary;
    location    "system";
    object      fvSolution;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

solvers
{
p_rgh
    {
        solver          PCG;
preconditioner  DIC;
        tolerance       1e-08;
relTol          0.01;
    }

    "(U|T)"
    {
        solver          PBiCG;
preconditioner  DILU;
        tolerance       1e-05;
relTol          0.1;
    }
}

SIMPLE
{
nNonOrthogonalCorrectors 0;
pRefCell        0;
pRefValue       0;
residualControl
    {
p_rgh           1e-6;
U               1e-6;
        T               1e-6;
    }
}

relaxationFactors
{
fields
    {
p_rgh           0.7;
    }
    equations
    {
        U               0.3;
T               0.5;
    }
// ************************************************************************* /
```