

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
UNIVERSITÉ 20 AOÛT 1955 SKIKDA



Code:D012115004D

THÈSE

pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Maintenance Industrielle

présentée et soutenue publiquement

par

Salah GUERBAAI

le 20/05/2015

Titre :

**Contribution à l'étude du transfert de chaleur
et de masse, en régime instationnaire, entre
parois et écoulement fluide en convection mixte**

JURY :

M. LEGOUERA Messaoud	Professeur à l'Université 20 Août 1955 Skikda	<i>Président</i>
M. Cherif BOUGRIOU	Professeur à l'Université Hadj Lakhdar Batna	<i>Examineur</i>
M. Rachid ATMANI	Professeur à l'Université <i>M^{ed}</i> Kheder Biskra	<i>Examineur</i>
M. El Hacène MEZAACHE	Professeur à l'Université 20 Août 1955 Skikda	<i>Examineur</i>
M. Abdelhafid BRIMA	Maître de Conférences à l'Université <i>M^{ed}</i> Kheder Biskra	<i>Examineur</i>
M. Abdeslam OMARA	Professeur à l'Université Constantine1	<i>Rapporteur</i>

Remerciements

Mes premiers remerciements vont, et c'est bien normal, à mon directeur de thèse le professeur **Abdeslam OMARA** qui a accepté d'assurer mon encadrement. Il m'a encouragé, soutenu et surtout fait confiance durant ces années. J'ai beaucoup appris à son contact et le remercie pour tout ce qu'il m'a apporté.

Que le Pr. Abdeslam OMARA soit assuré de ma gratitude pour son disponibilité, son ouverture et sa confiance qu'il m'a accordée.

Mes remerciements vont également au Président et aux membres du Jury qui ont accepté d'évaluer mes travaux et pour l'intérêt qu'ils leur ont porté.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur **LEGOUERA Messaoud**, professeur à l'Université 20 Août 1955 Skikda, pour avoir accepté de présider le jury de soutenance.

Je remercie très vivement Monsieur **Rachid ATMANI**, Professeur à l'Université *M^{ed}* Kheder Biskra, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger mon travail.

Toute ma reconnaissance va à Monsieur **Cherif BOUGRIOU** Professeur à l'Université Hadj Lakhdar Batna, à qui j'exprime mes sincères remerciements pour sa participation dans le jury.

Toute ma reconnaissance va à Monsieur **El Hacène MEZAACHE** Professeur à l'Université 20 Août 1955 Skikda, à qui j'exprime mes sincères remerciements pour sa participation dans le jury.

Je tiens à remercier très vivement Monsieur **Abdelhafid BRIMA** Maître de Conférences à l'Université *M^{ed}* Kheder Biskra, d'avoir accepté de participer dans le jury de ma thèse.

Je tiens à exprimer ma sympathie à tous mes collègues à l'Université de Skikda. Je pense particulièrement à mes collègues du département.

Je ne peux terminer ces remerciements sans mentionner mes proches, à qui je dédie ce travail et dont l'amour et le soutien m'ont été plus que bénéfiques. A la mémoire de mon père que son âme repose en paix, à ma très chère mère , à mes frères Said, Ammar et ma soeur pour leurs encouragements et leurs soutiens. Tous mes sentiments vont à mon épouse qui m'a accompagné pendant ces années et dont la présence à mes côtés a tout changé, à mes très chers enfants Mohammed Ali, Rahma et Taha Abderrahmane .

Je remercie également mes amis qui m'ont constamment soutenu, aidé, encouragé et supporté exceptionnellement Klaiiaia Ridha .

Merci à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de mon travail.

Table des matières

Nomenclature	1
Introduction générale	3
1 Revue bibliographique	5
1.1 Ecoulement en convection mixte entre plaques parallèles avec transfert de masse	6
1.2 Ecoulement avec transfert conjugué	11
1.3 Ecoulement à travers un obstacle	13
2 Formulation théorique du problème	19
2.1 Introduction	20
2.2 Hypothèses de base	20
2.3 Equations de base	20
2.4 Formulation adimensionnelle	21
2.5 Conditions aux limites	23
2.6 Nombre de Nusselt	23
2.7 Coefficient de trainé	25
2.8 Méthode de résolution (méthode des volumes finis)	25
2.8.1 Définition	25
2.8.2 Forme générale des équations du transport	26
2.8.3 Méthode de discrétisation	26
2.8.3.1 Maillage et volume de contrôle	26
2.8.3.2 Discrétisation des équations de conservation	27
2.8.3.3 Règles principales de la méthode	27
2.8.3.4 Les différents schémas de discretisation	27
2.8.4 L'algorithme SIMPLE	29
2.8.5 Structure générale du programme	31
2.8.6 Effet du maillage	32
2.8.6.1 Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles et verticales	32
2.8.6.2 Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles avec une plaque intermédiaire	32
2.8.6.3 Cas d'un écoulement à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles	34
2.8.7 Validation du code de calcul	34
2.8.7.1 Ecoulement entre deux plaques parallèles	34
2.8.7.2 Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles avec une plaque intermédiaire	35

2.8.7.3	Cas d'un écoulement à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles	35
3	Etude d'un écoulement laminaire entre deux plaques parallèles soumises à une température constante et une concentration massique uniforme	39
3.1	Introduction	40
3.2	Résultats	40
3.2.1	L'effet du nombre de Richardson	40
3.2.2	L'effet du nombre Lewis	43
3.2.3	L'effet du rapport N	44
3.3	Conclusion	48
4	Écoulement avec plaque intermédiaire épaisse	49
4.1	Introduction	50
4.2	Résultats	50
4.2.1	Effet du type de chauffage	50
4.2.1.1	Chauffage croissant ($\theta_1 = 0$)	50
4.2.1.2	Chauffage décroissant ($\theta_1 = 2$)	56
4.2.2	Effet du nombre de Richardson Ri	63
4.2.3	Effet de la longueur de la section chauffée L_H	63
4.3	Conclusion	65
5	Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné	67
5.1	Introduction	68
5.2	Définition d'un nanofluide	68
5.3	Propriétés thermo physiques des nanofluides	68
5.3.1	La masse volumique d'un nanofluide	68
5.3.2	La chaleur spécifique	69
5.3.3	Le coefficient de dilatation thermique	69
5.3.4	La conductivité thermique d'un nanofluide	69
5.3.5	La viscosité d'un nanofluide	70
5.4	Convection forcée transitoire et laminaire d'un nanofluide entre deux plaques parallèles	71
5.4.1	Introduction	71
5.4.2	Formulation du problème	71
5.4.3	Résultats et discussion	74
5.4.3.1	Cas des parois soumises à une température constante	74
5.4.3.2	Cas des parois soumises à un flux constant	77
5.5	Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné	85
5.5.1	Effets du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur les lignes de courant et sur les isothermes	85
5.5.2	Effet du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur le nombre de Nusselt local et moyen	86
5.5.3	Effet des nanomatériaux sur le nombre de Nusselt moyen	89
5.5.4	Effet des nombres de Reynolds et de Richardson sur le coefficient de trainé	89
5.6	Conclusion	94

Conclusion générale	95
Publications	97
Bibliographie	99
Bibliographie	99

Table des figures

1.1	Evolution longitudinale du nombre de Nusselt pour un tube horizontal [Orfi et Galanis, 2002].	7
1.2	Evolution longitudinale du nombre de Sherwood pour un tube horizontal [Orfi et Galanis, 2002].	7
1.3	Evolution longitudinale du nombre de Nusselt pour un tube vertical [Orfi et Galanis, 2002].	8
1.4	Evolution longitudinale du nombre de Sherwood pour un tube vertical [Orfi et Galanis, 2002].	8
1.5	Variation axiale du nombre de Sherwood [Orfi et Galanis, 2005]	10
1.6	Variation axiale du nombre de Nusselt moyen [Orfi et Galanis, 2005]	10
1.7	Diagramme du système expérimental [Chui <i>et al.</i> , 2001]	12
1.8	Variation de la température maximale avec le rapport des conductivités thermiques [Mathews <i>et al.</i> , 2007]	12
1.9	Variation du nusselt moyen en fonction de la pulsation adimensionnelle. a) $\frac{k_s}{k_f} = 3$, b) $\frac{k_s}{k_f} = 0.5$ [Barletta <i>et al.</i> , 2009]	13
1.10	Variation du nombre de Nusselt [Dhiman <i>et al.</i> , 2006].	15
1.11	Variation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction du nombre de Peclet [Farooji <i>et al.</i> , 2012].	16
1.12	Variation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction de la concentration volumique des nanoparticules de Al_2O_3 à $Pe = 100$ [Farooji <i>et al.</i> , 2012].	17
2.1	Différentes géométries étudiées.	20
2.2	Représentation du maillage en volumes finis.	26
2.3	Structure générale du programme.	31
2.4	Evolution longitudinale du nombre de Nusselt pour différents choix de maillage.	33
2.5	Evolution longitudinale du coefficient de frottement pour différents choix de maillage.	33
2.6	Comparaison entre les résultats du présent travail et celui de [Desrayaud et Lauriat, 2009].	36
2.7	Comparaison entre les résultats du présent travail et celui de [Chang, 2007].	37
3.1	Géométrie du problème.	40
3.2	L'effet du nombre de Richardson sur les lignes de courant et sur la variation de la température pour $Le = 1$, $Gr_t = Gr_c = 5 \times 10^4$	41
3.3	Variation du coefficient de frottement en fonction du nombre de Richardson.	42
3.4	Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Richardson.	42
3.5	Variation du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Lewis.	43

3.6	Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Lewis.	44
3.7	L'effet du nombre de Lewis sur les lignes de courant et sur la variation de température et de la concentration successivement pour $Ri = 1, N = 1$. . .	45
3.8	L'effet du rapport N sur la structure de l'écoulement et sur le transfert thermique.	46
3.9	L'effet du rapport N sur la variation du nombre de Nusselt.	47
3.10	L'effet du rapport N sur la variation du coefficient de frottement.	47
4.1	Schéma du système étudié et du maillage choisi.	50
4.2	Lignes de courant pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 0$	52
4.3	Isothermes pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 0$	53
4.4	Evolution de la température à l'interface paroi fluide $b_1/b_2 = 1$ et $Ri = 10$	54
4.5	Evolution longitudinale du nombre de Nusselt le long de la section chauffée ($Ri = 10$).	55
4.6	Lignes de courant pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 2$	58
4.7	Les isothermes pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 2$	59
4.8	Evolution longitudinale de la température adimensionnelle aux interfaces paroi-fluide ($Ri = 10$), $\theta_1 = 2$, $b_1/b_2 = 1$	60
4.9	Profils de la vitesse au milieu de la section chauffée pour ($Ri = 10$), $\theta_1 = 2$	61
4.10	Evolution longitudinale du nombre de Nusselt le long de la section chauffée ($Ri = 10$).	62
4.11	Evolution longitudinale du nombre de Nusselt le long de la section chauffée ($Ri = 10$, $\frac{b_1}{b_2} = 1$).	64
5.1	Schéma du système étudié et le maillage choisi	68
5.2	Géométrie du problème	71
5.3	Les contours de la température pour $\phi = 2\%$ d'Eau/ Al_2O_3 à différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.	75
5.4	Distribution transversale de la température à la sortie du conduit à des différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.	76
5.5	Evolution de la conductivité thermique moyenne du nanofluide Eau/ Al_2O_3 le long de la conduite pour le cas des parois soumises à une température constante.	76
5.6	Variation de la conductivité thermique moyenne du nanofluide Eau/ Al_2O_3 à la sortie du conduit en fonction du temps pour différentes concentration des nanoparticules pour le cas des parois soumises à une température constante.	77
5.7	Variation du nombre de Nusselt pour le nanofluide Eau/ Al_2O_3 à différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.	78
5.8	Variation du coefficient d'échange moyen du nanofluide Eau/ Al_2O_3 à différents instants et pour différentes fractions volumiques pour le cas des parois soumises à une température constante.	78
5.9	Distribution de la température moyenne le long de la conduite à différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.	79
5.10	Les contours de la température pour $\phi = 0.02$ d'eau/ Al_2O_3 à différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.	80

5.11	Evolution transversale de la température du nanofluide eau/Al_2O_3 à la sortie du conduit à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.	81
5.12	Evolution de la conductivité thermique moyenne du nanofluide eau/Al_2O_3 le long de la conduite à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.	81
5.13	Variation transitoire de la conductivité moyenne du nanofluide Eau/Al_2O_3 à la sortie de la conduite à des différents valeurs de la fraction volumique pour le cas des parois soumises à un flux constant.	82
5.14	Variation du nombre de Nusselt pour le nanofluide Eau/Al_2O_3 à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.	82
5.15	Evolution transitoire du coefficient d'échange moyen pour le nanofluide Eau/Al_2O_3 à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.	83
5.16	Développement de la température moyenne du nanofluide Eau/Al_2O_3 le long de la conduite à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.	83
5.17	L'effet du dimension des nanoparticules sur le coefficient d'échange moyen pour le cas des parois soumises à une température constante.	84
5.18	L'effet du dimension des nanoparticules sur le coefficient d'échange moyen pour le cas des parois soumises à un flux constant.	84
5.19	Les lignes de courant pour le nanofluide Eau/Al_2O_3 avec $\phi = 0.04$	87
5.20	Les isothermes pour l'eau (moitié droite) et pour Eau/Al_2O_3 (moitié gauche) avec $\phi = 0.04$	88
5.21	Variation du nombre de Nusselt le long de la paroi du cylindre pour $Re = 5$ (a) convection forcée, (b) convection mixte.	90
5.22	Variation du nombre de Nusselt le long de la paroi du cylindre pour $Re = 20$ (a) convection forcée, (b) convection mixte.	91
5.23	Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour différentes fractions volumiques des nanoparticules ($Ri = 0$, lignes continues), ($Ri = 1$, lignes discontinues).	92
5.24	Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différentes valeurs du nombre de Reynolds ($Ri = 0$, lignes continues), ($Ri = 1$, lignes discontinues).	92
5.25	Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour différents nanofluides avec $\phi = 0.04$ et $Ri = 1$	93
5.26	Variation du coefficient de traîné avec le nombre de Reynolds pour le nanofluide eau/Al_2O_3	93

Liste des tableaux

2.1	Expressions des différents variables utilisées dans les équations de conservation (Cas d'un fluide classique)	22
2.2	Expressions des différents variables utilisées dans les équations de conservation (Cas d'un nanofluide)	22
2.3	Valeurs des différents paramètres introduits dans l'études pour le cas 1. . .	23
2.4	Valeurs des différents paramètres introduits dans l'études pour le cas 2. . .	24
2.5	Valeurs des différents paramètres introduits dans l'études pour le cas 3. . .	24
2.6	Différents schémas de calcul.	29
2.7	Test d'indépendance du maillage.	34
2.8	L'effet du maillage sur la variation du nombre de Nusselt moyen et sur le coefficient de traîné.	34
2.9	Comparaison des valeurs de \overline{Nu} et de L_r	35
2.10	Comparaison des valeurs de C_D et de L_r avec celles de [Dhiman <i>et al.</i> , 2007].	38
4.1	Valeurs des différents paramètres introduits dans l'étude.	51
4.2	Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction des différent paramètres $\frac{b_1}{b_2}$, θ_1 , K et Ri	63
5.1	propriétés thermo-physiques du fluide de base et des nanoparticules.	85

Nomenclature

Lettres Latines

B	rapport de blocage b/H .
b	Coté carré du cylindre, m .
C_{Df}	Coefficient de traînée de frottement.
C_{DP}	Coefficient de traînée de pression.
C_D	Coefficient de traînée total.
C_f	Coefficient de frottement, $C_f.Re = 2\frac{\partial U}{\partial Y} _{paroi}$
g	gravitation du pesanteur, m/s^2 .
Gr_t	Nombre de Grashof thermique.
Gr_c	Nombre de Grashof solutal (massique).
H	Largeur du domaine étudié, m .
k	Conductivité thermique, $W/m.K$.
L	Longuer du domaine étudié, m .
Le	Nombre de Lewis.
N	Rapport des effets de flottabilité = Gr_c/Gr_t
Nu	Nombre du Nusselt.
\overline{Nu}	Nombre du Nusselt moyen.
P	Pression adimensionnelle.
Pr	Nombre de Prandtl.
Re	Nombre de Reynolds.
Ri	Nombre de Richardson.
Sc	Nombre de Schmidt.
Sh	Nombre de Sherwood = $\frac{2}{C_w - C_m} \frac{\partial C}{\partial Y} _{Y=1}$
T	Température, K .
u, v	Composantes de la vitesse dans les directions x et y respectivement, m/s .
U, V	Composantes adimensionnelle de la vitesse.
x, y	Coordonnées cartésiennes, m .
X, Y	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles.

Lettres grecques :

β	Coefficient de dilatation thermique, K^{-1} .
β^*	Coefficient de dilatation massique.
θ	Température adimensionnelle.
μ	Viscosité dynamique, $Pa.s$.
ρ	Masse volumique, kg/m^3 .
ϕ	Fraction volumique.
α	Diffusivité thermique, m^2/s .

Nomenclature

α^*	Diffusivité massique.
ν	Viscosité cinématique, m^2/s .

Indices :

f	fluide.
s	solide.
nf	nanofluide.
eff	effective.
0	condition d'entrée.
w, p	paroi.
b, m	valeur moyenne.

Introduction générale

La convection mixte est un phénomène de transfert thermique associé aux écoulements des fluides, elle intervient dans plusieurs applications industrielles, citons par exemple le refroidissement des composants électroniques, les tours de refroidissement, la distillation de l'eau de mer, les centrales solaires et la climatisation naturelle. A travers la bibliographie on constate l'existence de plusieurs études numériques, expérimentales et analytiques menées à l'étude du transfert thermique par convection mixte dont la plupart néglige la conduction de la chaleur dans le matériau de la paroi et utilise les fluides classiques tel que l'air et l'eau.

Par cette étude nous essayons de participer à combler le manque constaté dans ce domaine en introduisant l'effet de la conductivité thermique des parois, la présence des obstacles et l'effet des nanoparticules solides dans le fluide de base sur la structure de l'écoulement et sur le transfert thermique en convection mixte entre plaques parallèles.

Le présent document s'organise en plusieurs chapitres présentés dans la suite :

Le premier chapitre est consacré à la revue bibliographique couvrant différentes études analytiques et numérique du transfert de chaleur et de masse dans les conduites ainsi que les écoulements où on introduit la conductivité thermique des parois (transfert conjugué) et enfin les écoulements à travers les obstacles non profilés (cylindre carré) utilisant différent type de fluide (Newtoniens, non Newtoniens et nanofluides).

Le deuxième chapitre est réservé à la formulation théorique du problème, les équations de conservation sous forme dimensionnelle et adimensionnelle ainsi que les conditions aux limites pour chaque cas sont présentées, le choix de la méthode et la procédure de résolution dont le parcours passe par le maillage, la discrétisation et l'utilisation de l'algorithme de SIMPLE pour le couplage pression-vitesse ainsi que la représentation des résultats de sensibilité du maillage suivie de la validation du code.

Les trois autres chapitres sont réservés aux résultats numériques de notre étude :

Dans le troisième chapitre on traite le transfert de chaleur et de masse dans un conduit constitué de deux plaques parallèles et verticales. Les effets des nombres de Grashof thermique et massique Gr_t , Gr_c et du nombre de Lewis Le sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur et de masse sont déterminés et discutés.

Tandis que dans le quatrième chapitre, on présente une étude du transfert conjugué où on introduit une plaque épaisse de conductivité thermique k_s entre deux plaque parallèles et verticales, l'une d'elles est soumise à une température dont la variation est linéaire. Une description détaillée des évolutions des champs thermiques et hydrodynamiques en

fonction du rapport de conductivités thermiques du solide au fluide ainsi que du type de chauffage est présenté.

Le dernier chapitre est réservé à l'étude des écoulements à travers des obstacles non profilés, d'une forme d'un cylindre carré, chauffée à une température constante et confiné entre deux plaques parallèles et verticales, le conduit est parcouru par différents nanofluides. Une étude comparative des évolutions et de la structure de l'écoulement et du champs thermique entre ces nanofluides et un fluide de base est aussi présentée.

Enfin on termine par une conclusion générale dans laquelle sont signalées les particularités des résultats obtenus dans cette étude et les perspectives qu'elles offrent.

Chapitre 1

Revue bibliographique

Sommaire

1.1	Écoulement en convection mixte entre plaques parallèles avec transfert de masse	6
1.2	Écoulement avec transfert conjugué	11
1.3	Écoulement à travers un obstacle	13

1.1 Écoulement en convection mixte entre plaques parallèles avec transfert de masse

Plusieurs travaux ont été consacrés à l'étude des processus de transfert de chaleur et de masse par convection dans des conduites. [Nelson et Wood, 1989] ont présenté une analyse numérique du développement de l'écoulement laminaire entre deux plaques parallèles verticales concernant la convection naturelle de chaleur et de masse avec des conditions aux limites de température et de concentration uniformes sur les parois. [Yan, 1995, Yan, 1996] a étudié le transfert de chaleur et de masse par convection mixte dans une conduite rectangulaire inclinée ou verticale. Les résultats obtenus montrent que les nombres de Nusselt et de Sherwood sont caractérisés par une décroissance rapide au voisinage de l'entrée de la conduite et une augmentation dans la zone où l'effet des forces de flottabilité est intense. Finalement, les valeurs des nombres de Nusselt et de Sherwood chutent asymptotiquement vers les valeurs de la solution de Greatz lors de l'atteinte de la situation du développement total de l'écoulement. Par ailleurs, le coefficient de frottement local, le nombre de Nusselt et le nombre de Sherwood sont améliorés quand les effets de poussée massique et thermique sont dans le même sens.

[Lee *et al.*, 1997] ont présenté une étude numérique du transfert de chaleur et de masse dans une conduite rectangulaire et verticale avec un film de vapeur le long de la paroi poreuse qui par son effet le transfert de masse améliore le transfert de chaleur le long de la paroi humide. Même étude a été menée par [Huang *et al.*, 2005] mais avec un film d'évaporation et un autre film de condensation.

[Orfi et Galanis, 2002] ont analysé l'effet des nombres de Grashof thermique et massique dans une conduite cylindrique exposée à un flux thermique uniforme et une concentration uniforme à l'interface air-paroi. Pour un tube horizontal ou vertical avec un écoulement ascendant, ils ont démontré que la contrainte pariétale ainsi que les nombres de Nusselt et de Sherwood sont plus élevés que ceux relatifs au cas de la convection forcée. Par contre; pour un tube vertical avec écoulement descendant ces paramètres sont plus faibles lorsqu'on tient compte des effets des deux nombres de Grashof thermique et massique (figures 1.1, 1.2, 1.3, 1.4).

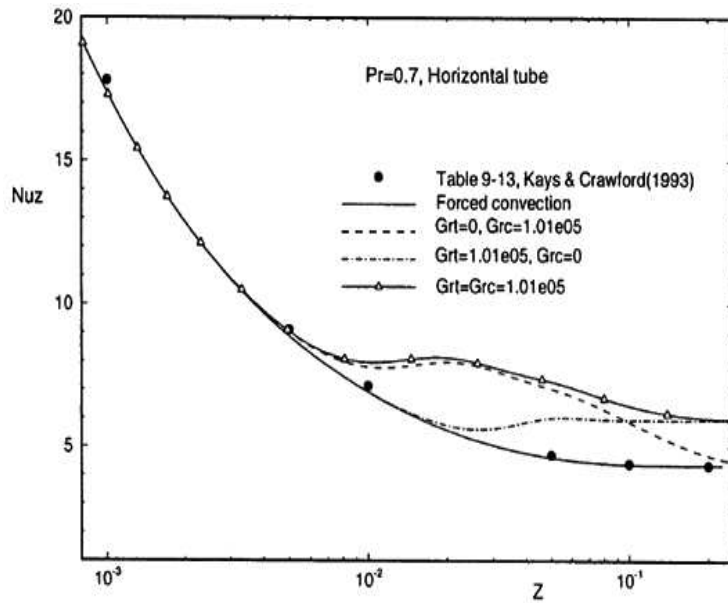


Figure 1.1- Evolution longitudinale du nombre de Nusselt pour un tube horizontal [Orfi et Galanis, 2002].

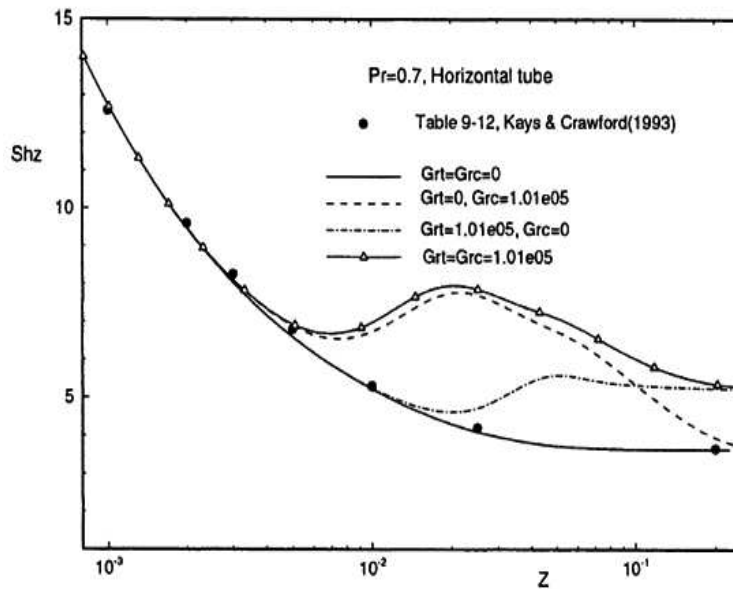


Figure 1.2- Evolution longitudinale du nombre de Sherwood pour un tube horizontal [Orfi et Galanis, 2002].

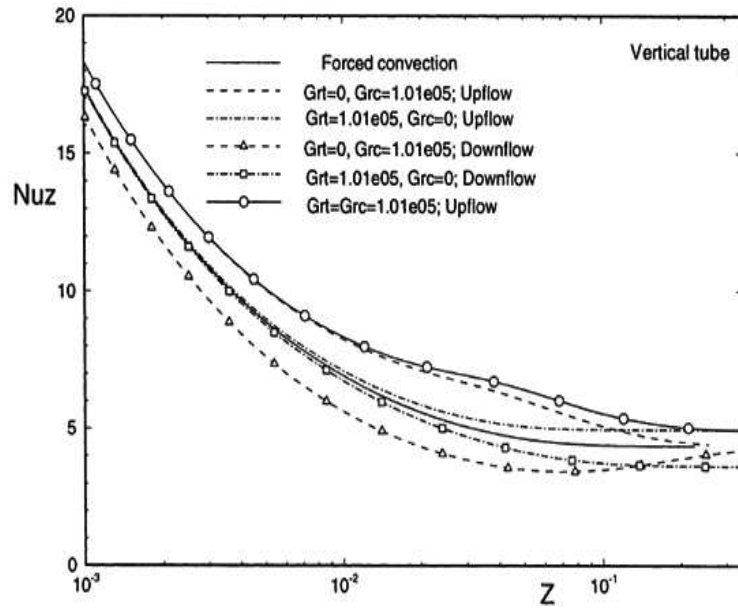


Figure 1.3- Evolution longitudinale du nombre de Nusselt pour un tube vertical [Orfi et Galanis, 2002].

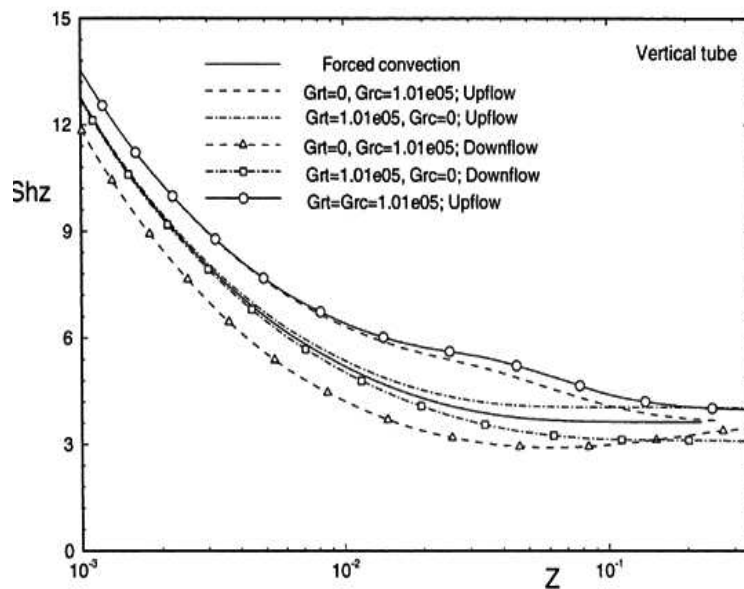


Figure 1.4- Evolution longitudinale du nombre de Sherwood pour un tube vertical [Orfi et Galanis, 2002].

[Salah El-Din, 2003] a étudié l'effet des forces d'Archimède thermique et massique sur le développement d'un écoulement laminaire par convection mixte entre deux plaques parallèles soumises à des flux thermique et massique uniformes. Il a constaté que :

- Les profils de la température et de la concentration sont moins sensibles à l'effet du rapport des forces de flottabilités thermique et massique N contrairement aux profils de la vitesse .
- Les nombres de Nusselt et de Sherwood augmentent pour des valeurs positives de N .
- L'augmentation du nombre de Schmidt Sc provoque une augmentation du transfert massique entre les plaques.

[Azizi *et al.*, 2007] ont traité l'écoulement descendant et ascendant de l'air chaud par convection naturelle entre deux plaques parallèles verticales dont les parois sont mouillées et maintenues à une température constante. Les résultats obtenus montrent que la convection naturelle peut augmenter ou diminuer le transfert thermique et massique selon le sens de l'écoulement.

Les effets simultanés du transfert de chaleur et de masse sur un écoulement descendant de l'air humide dans un canal vertical dont les parois sont maintenues à une température constante ont été étudié numériquement par [Ait Hammou *et al.*, 2004]. L'air entrant est toujours plus chaud que les parois, par contre l'humidité absolue peut être inférieure ou supérieure à celle correspondant aux parois. L'écoulement de l'air refroidi est accompagné par une condensation lorsque la fraction massique de la vapeur à l'entrée est supérieure à celle correspondant à la valeur de saturation sur les parois. Dans le cas opposé, l'évaporation prend place. Les forces de flottabilités ont un effet significatif sur les profils de la vitesse, le coefficient de frottement, le nombre de Sherwood et le nombre de Nusselt sensible, par contre, son effet sur le nombre de Nusselt latent est faible.

[Orfi et Galanis, 2005] ont étudié l'effet du nombre de Lewis sur le transfert combiné de chaleur et de masse par convection mixte dans une conduite horizontale. Ils ont montré que l'effet du nombre de Lewis sur le nombre de Sherwood est plus important au voisinage immédiat de l'entrée du tube (figure 1.5), alors que son effet sur le nombre de Nusselt et sur le coefficient de frottement est limité à une zone intermédiaire entre l'entrée du tube et la zone où l'écoulement est totalement développé (figure 1.6).

[Boulama et Galanis, 2004] ont présenté une solution analytique pour un écoulement complètement développé avec transfert de chaleur et de masse entre deux plaques parallèles et verticales avec les conditions aux limites de température constante (UWT) ou de flux constant (UHF) et une concentration uniforme. Des expressions analytiques de la vitesse, de la température et de la concentration sont obtenues et la condition du renversement de l'écoulement a été analysée. La solution du cas de UWT dépend seulement de l'effet des forces de flottabilité massique et thermique, par contre pour le cas de UHF la solution dépend de trois paramètres, $\frac{Gr_t}{Re}$, $\frac{Gr_c}{Re}$ et le rapport des flux thermiques dont les plaques sont exposées.

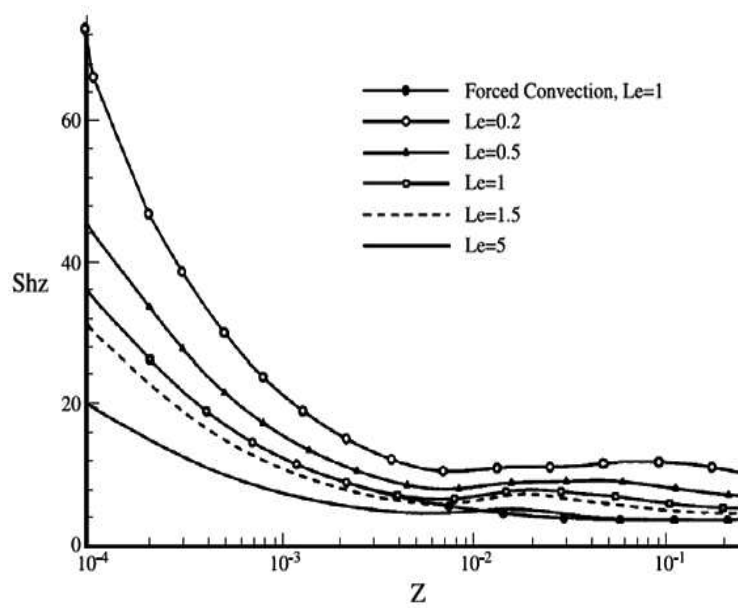


Figure 1.5- Variation axiale du nombre de Sherwood [Orfi et Galanis, 2005]

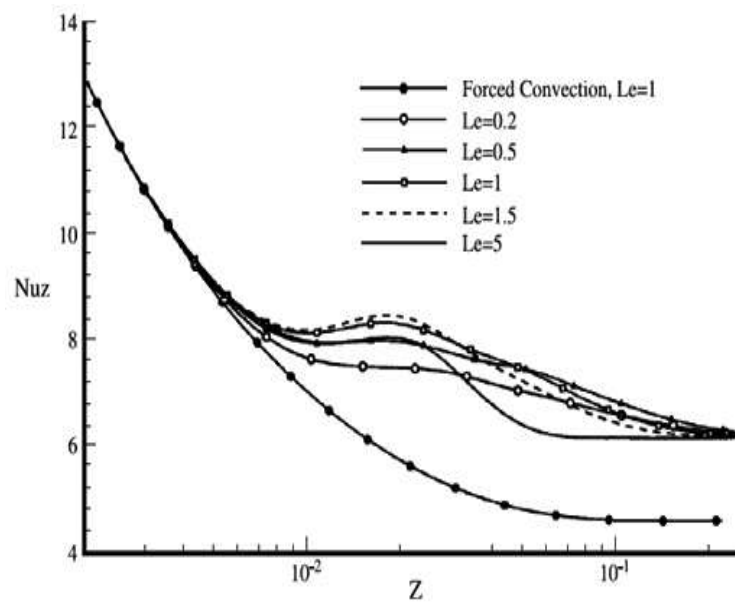


Figure 1.6- Variation axiale du nombre de Nusselt moyen [Orfi et Galanis, 2005]

1.2 Écoulement avec transfert conjugué

Plusieurs études prouvent qu'il n'est pas toujours correct de négliger le transfert de chaleur par conduction thermique dans les parois de la conduite. [Wijeysudera, 1986] a obtenu une solution analytique du transfert de chaleur par convection forcée d'un écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique ou entre plaques parallèles avec la présence de la conduction axiale dans les parois. [Jones et Ingham, 1993] ont réalisé une étude numérique de la convection mixte entre deux plaques parallèles verticales avec des températures de paroi variant linéairement. Différentes valeurs de Gr sont envisagées, y compris la solution de convection forcée $Gr = 0$. Ils ont montré que tant que le nombre de Grashof augmente, le renversement de l'écoulement est présent dans la région développée de l'écoulement en donnant une simple corrélation pour déterminer la longueur du développement de l'écoulement en fonction du nombre de Grashof pour $Pr = 1$.

$$y_{dev} \simeq \{0.722 \left[\frac{(1 - \tanh \frac{Gr}{1000})^{7.92}}{(1 + \tanh \frac{Gr}{1000})^{6.23}} \right] Re\} d \quad (1.1)$$

[Laplante et Bernier, 1997] ont prouvé par une étude numérique de la convection mixte laminaire dans le cas d'un écoulement descendant à l'intérieur d'une conduite cylindrique et verticale dans laquelle la conduction dans la paroi est significatif, qu'une importante quantité de chaleur fournie à la section chauffée est redistribuée en amont et en aval de celle-ci lorsque le rapport des conductivités thermiques solide-fluide et / ou le rapport de l'épaisseur et diamètre du tube sont élevées.

[Tsai, 1999] a présenté une étude numérique du transfert de chaleur par convection mixte conjugué en régime instationnaire entre deux plaques parallèles chacune a une épaisseur δ avec l'une des parois est équipée de sources chaudes et l'autre est isolée thermiquement. Les effets de la longueur de la source de chaleur, l'espace entre les sources, la longueur de la conduite, l'épaisseur de la plaque chauffée, le rapport de conductivité thermique de la paroi à celle du fluide et le rapport du nombre de Grashof à celui du nombre de Reynolds sur le transfert thermique et sur les caractéristiques de l'écoulement du fluide ont été discutés en détail.

[Arici, 2001] a mené une étude numérique et analytique pour examiner l'écoulement laminaire d'un fluide avec transfert conjugué de chaleur dans une conduite cylindrique. Différents types de conditions aux limites sur les parois ont été proposés; température constante, flux constant et un transfert convectif. Il a montré que la variation du nombre de Nusselt locale le long de la paroi et la variation de la température moyenne du fluide dépendent essentiellement de la conductivité de la paroi et de la condition aux limites imposée.

[Chui *et al.*, 2001] ont réalisé une étude expérimentale et numérique du transfert thermique conjugué dans un canal horizontal dont la plaque inférieure est chauffée partiellement, l'écoulement du gaz et la distribution de la température ont été examinés à des différentes conditions (nature du matériau, épaisseur de la paroi,...)

L'effet de la dissipation visqueuse sur un écoulement totalement développé d'un fluide en convection mixte laminaire dans une conduite composée de deux passages par l'insertion d'une plaque intermédiaire très fine et parfaitement conductrice a été traité analytiquement.

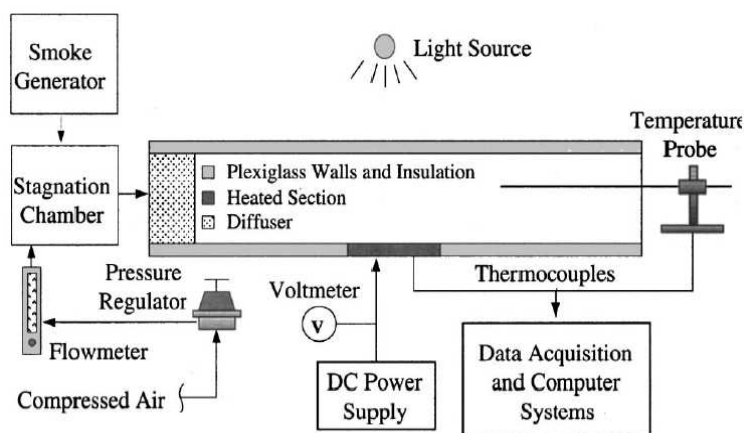


Figure 1.7- *Diagramme du système expérimental [Chui et al., 2001]*

ment par [Salah El-Din, 2002]. Ses résultats montrent que les profils de la vitesse dans les deux passages dépendent seulement de la position de la plaque intermédiaire, tandis que les profils des températures dépendent de trois paramètres qui sont le rapport des flux imposés aux parois, le nombre de Brinkman et la position de la plaque intermédiaire.

[Mathews *et al.*, 2007] ont examiné le problème du transfert thermique conjugué d'un écoulement turbulent entre deux plaques parallèles, l'une est munie de quatre sources de chaleur. Leurs résultats présentent l'effet de la conductivité thermique de la paroi, le nombre de Reynolds et le nombre de Richardson sur les champs de température et de vitesse.

Lorsque la conductivité thermique de la paroi augmente, le gradient de température à

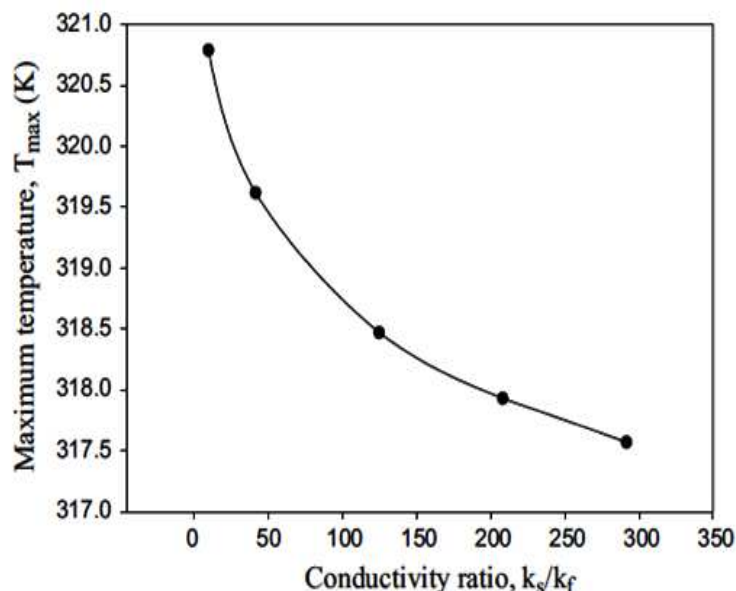


Figure 1.8- *Variation de la température maximale avec le rapport des conductivités thermiques [Mathews et al., 2007]*

l'interface fluide solide diminue entraînant la diminution de la température maximale du fluide (figure 1.8).

[Omara et Abboudi, 2007] ont étudié le transfert thermique conjugué pour un écoulement descendant dans une conduite cylindrique chauffée partiellement. Les effets du rapport de la diffusivité thermique de la paroi à celle du fluide et du nombre de Grashof sur le développement transitoire de la cellule de recirculation et sur l'évolution du coefficient de frottement et du flux à l'interface paroi-fluide sont analysés.

[Ho *et al.*, 2008, Ho *et al.*, 2009] ont proposé une méthode analytique pour prédire la distribution de la température et la variation du nombre de Nusselt pour un écoulement laminaire dans un échangeur de chaleur coaxial à contre courant avec une distribution uniforme [Ho *et al.*, 2008] et sinusoïdale [Ho *et al.*, 2009] du flux de chaleur. [Barletta *et al.*, 2009] ont étudié analytiquement et numériquement l'effet des parois conductrices sur un écoulement laminaire avec transfert de chaleur par convection forcée entre deux plaques parallèles soumises à un flux thermique avec une distribution sinusoïdale ($q = q_0[1 + \lambda \sin(\beta z)]$). Ils ont montré que pour tous les cas envisagés, le nombre de Nusselt moyen présente un minimum, de sorte qu'il existe une valeur sans dimension de la pulsation où l'échange de chaleur entre le fluide et la paroi solide est fortement inhibée (figure 1.9).

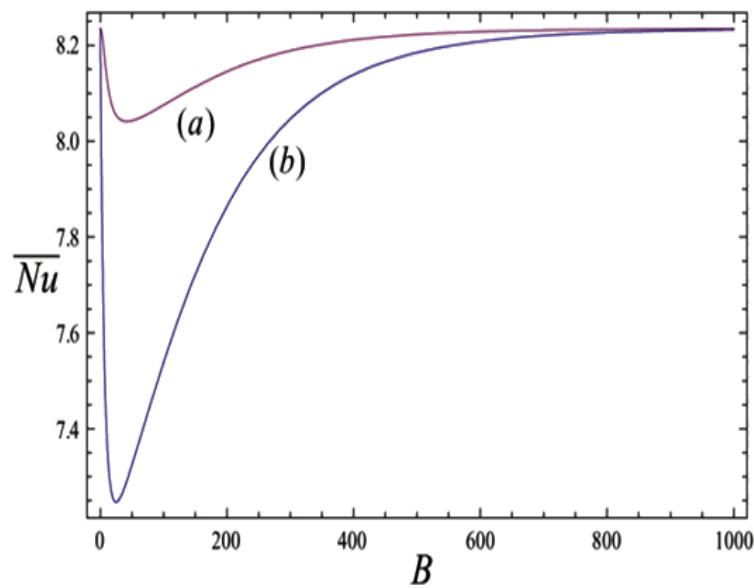


Figure 1.9- Variation du nusselt moyen en fonction de la pulsation adimensionnelle. a) $\frac{k_s}{k_f} = 3$, b) $\frac{k_s}{k_f} = 0.5$ [Barletta *et al.*, 2009]

1.3 Écoulement à travers un obstacle

L'étude des écoulements à travers des corps non profilés de section circulaire, triangulaire ou carrée a reçue de l'importance ces dernières années du fait de leurs applications dans l'ingénierie, citons par exemple, le refroidissement des composants électroniques, les échangeurs de chaleur et les tours de refroidissement. Les études des écoulement à travers des corps solides de section circulaire ont été réalisées par plusieurs auteurs [Zovatto et Pedrizzetti, 2001] [Sanitjai et Goldstein, 2004] [Kumar et Mittal, 2006] [Sivakumar *et al.*,

2006] [Gandikota *et al.*, 2010].

[Breuer *et al.*, 2000] ont étudié l'écoulement confiné d'un fluide incompressible à travers un cylindre carré avec un rapport de blocage $\phi = 1/8$ en utilisant deux méthodes de calcul numérique LBA et MVF. En comparant entre les résultats obtenus par ces deux méthodes, ils ont constaté une bonne concordance. [Gupta *et al.*, 2003] ont étudié le transfert thermique par convection forcée d'un fluide non newtonien en écoulement confiné à travers un cylindre carré avec un rapport de blocage $\phi = \frac{1}{20}$. La même étude a été réalisée par Paliwal *et al.* [Paliwal *et al.*, 2003], mais pour un écoulement non confiné avec un rapport de blocage $\phi = 1/15$. [Sharma et Eswaran, 2004] ont étudié les caractéristiques thermiques et hydrodynamiques d'un écoulement d'un fluide Newtonien en régime laminaire ($1 \leq Re \leq 160$). L'écoulement est stable pour $Re \leq 40$, tandis que pour $Re \geq 40$, l'écoulement est instable et périodique avec une zone de transition entre $Re = 40$ et $Re = 50$. Une corrélation entre la longueur de la zone de recirculation adimensionnelle et le nombre de Reynolds a été proposée pour $5 \leq Re \leq 40$ et elle est comme suit :

$$\frac{L_r}{b} = 0.0672 \times Re \quad (1.2)$$

Pour le transfert thermiques l'étude a été réalisée pour deux types de chauffage du cylindre, à flux constant et à température constante. Une corrélation qui permet de traduire l'effet du nombre de Reynolds ($1 \leq Re \leq 160$) sur le transfert thermique est exprimée comme suit :

Cas du flux constant :

$$Nu = 0.386\sqrt{Re} + 0.54 \quad (1.3)$$

Cas de température constante :

$$Nu = 0.359\sqrt{Re} + 0.442 \quad (1.4)$$

[Dhiman *et al.*, 2004] ont présenté une étude sur l'écoulement d'un fluide non Newtonien à travers un cylindre carré non confiné et isolé thermiquement avec un rapport de blocage $B = 1/20$ et un nombre de Reynolds compris entre 1 et 40. Des observations détaillées sur les lignes de courant, vortex, la longueur de la zone de recirculation et le coefficient de traîné sont présentées. L'effet du nombre de Reynolds ($1 \leq Re \leq 45$) et du nombre de Prandtl ($0.7 \leq Pr \leq 4000$) sur le transfert chaleur à travers un cylindre carré a été testé par [Dhiman *et al.*, 2006] et présenté par la variation du nombre de Nusselt comme le montre la figure 1.10. Une corrélation a été obtenue et examinée.

$$j = \frac{\overline{Nu}}{Re.Pr^{1/3}} \quad (1.5)$$

Avec :

$j = 0.635 \times Re^{-0.5768}$ pour le cas de la condition de température constante.

$j = 0.6765 \times Re^{-0.5587}$ pour le cas de la condition de flux constant.

[Neha *et al.*, 2012] ont analysé l'effet des forces de flottabilité sur l'écoulement libre et ascendant d'un fluide Newtonien et incompressible à travers un cylindre carré, ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et/ou avec l'augmentation du nombre de Richardson, tandis que le coefficient de traîné diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ainsi, ils ont

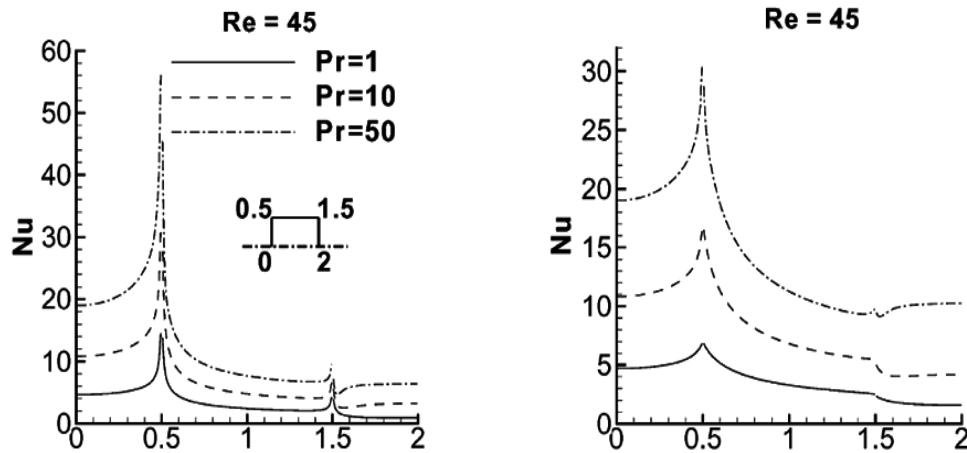


Figure 1.10- Variation du nombre de Nusselt [Dhiman et al., 2006].

proposé des corrélations pour déterminer les caractéristiques de l'écoulement (longueur de recirculation) et les caractéristiques du transfert thermique (nombre de Nusselt) qui sont déterminés comme suit :

Pour $Ri = 0$

$$L_r/b = 0.055 \times Re^{1.044} + 0.003 \quad \text{pour } 5 \leq Re \leq 40 \quad (1.6)$$

$$Nu = 0.70 \times Re^{0.380} \times Pr^{1/3} + 0.08 \quad \text{pour } 1 \leq Re \leq 40 \quad (1.7)$$

Pour $Ri = 0.5$

$$L_r/b = 0.254 \times \ln(Re) - 0.33 \quad \text{pour } 10 \leq Re \leq 40 \quad (1.8)$$

$$Nu = 0.734 \times Re^{0.408} \times Pr^{1/3} + 0.10 \quad \text{pour } 1 \leq Re \leq 40 \quad (1.9)$$

Pour $Ri = 1$.

$$L_r/b = 0.188 \times \ln(Re) - 0.234 \quad \text{pour } 5 \leq Re \leq 40 \quad (1.10)$$

$$Nu = 0.775 \times Re^{0.411} \times Pr^{1/3} + 0.10 \quad \text{pour } 1 \leq Re \leq 40 \quad (1.11)$$

La faible conductivité thermique des fluides classiques tels que l'eau et les huiles a limité l'amélioration des performances de quelque systèmes et a poussé les chercheurs à inventer des nouvelles techniques en insérant des particules solides à l'échelle nanométrique dans un fluide de base dont l'ensemble est appelé nanofluide. La présence de ces nanoparticules dans un fluide de base augmente sa conductivité thermique effective et par la suite améliore ses caractéristiques de transfert thermique [U. S. Choi, 1995]. Ces nouveaux matériaux ont attiré beaucoup d'attention ces dernières années. [Eastman *et al.*, 2001] ont montré que la conductivité thermique d'éthylène glycol augmente de 40% pour un nanofluide composé d'éthylène glycol et de 0.3% en volume des nanoparticules de cuivre de diamètre inférieur à 10 nm . [Jana *et al.*, 2007] ont mené une étude expérimentale pour déterminer la conductivité thermique des différents nanofluides contenant des nanotubes en carbone (CNTs), des nanoparticules en cuivre (CuNPs) et des nanoparticules en or (AuNPs) ainsi que leur hybride comme CNT-CuNP et CNT-AuNP.

La majorité des études publiées s'intéresse à l'utilisation des nanofluides dans les cavités [Tiwari et Das, 2007], [Khanfer *et al.*, 2003], [Gavili *et al.*, 2012], [Mahmoudi

et al., 2011] et [Alloui *et al.*, 2012] et dans des conduites [Heris *et al.*, 2007], [Ding *et al.*, 2006], [Anoop *et al.*, 2009], [Rea *et al.*, 2009], [Heris *et al.*, 2006], [Christopher *et al.*, 2012] et [Raisi *et al.*, 2011] avec différentes géométries et conditions aux limites. Pour les écoulements à travers des obstacles, [Farooji *et al.*, 2012] ont mené une étude numérique d'un écoulement de nanofluides en convection forcée à travers un cylindre carré ($B = 1/20$), différents nanofluides ont été testés pour évaluer leurs performances par rapport aux fluides classiques. Ils ont montré que l'amélioration de transfert de chaleur augmente avec le nombre de Péclet et avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules et diminue avec l'augmentation du diamètre des nanoparticules (figure 1.11).

Il est clair d'après leurs résultats que pour n'importe quel diamètre des particules, il existe

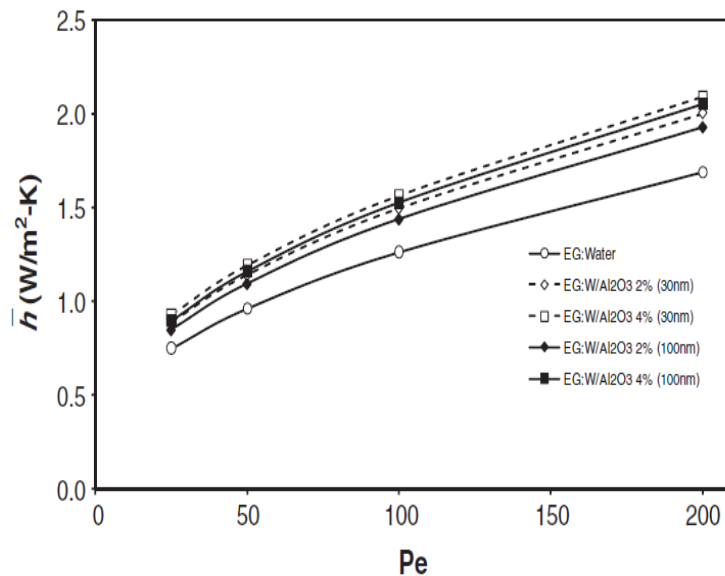


Figure 1.11- Variation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction du nombre de Peclet [Farooji *et al.*, 2012].

une valeur optimale de la concentration des nanoparticules où le coefficient de transfert thermique atteint une valeur maximale (figure 1.12).

[Sarkar *et al.*, 2013] ont employé la méthode SUPG (Streamline Upwind Petrov-Galerkin) basée sur les éléments finis pour étudier le problème de la convection mixte favorable d'un nanofluide à base de l'eau en écoulement à travers un cylindre carré pour un nombre de Reynolds $Re = 100$ et un nombre de Richardson ($-0.5 \leq Ri \leq 0.5$) avec une fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 20\%$).

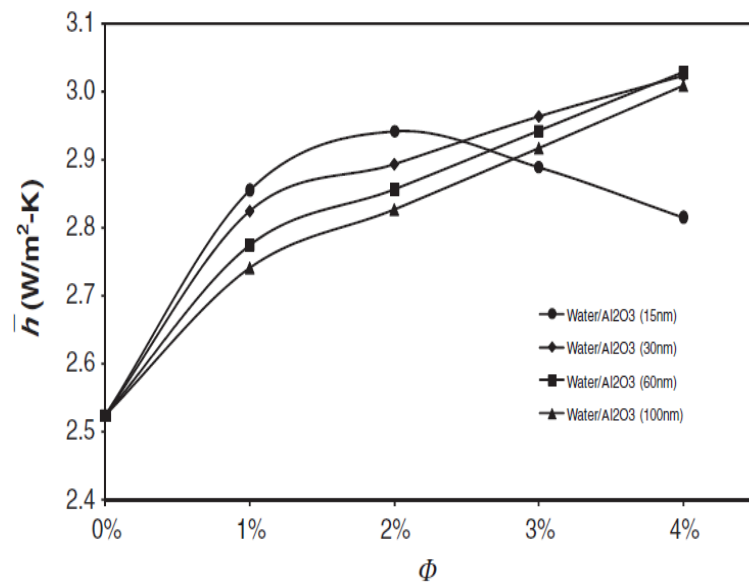


Figure 1.12- Variation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction de la concentration volumique des nanoparticules de Al_2O_3 à $Pe = 100$ [Farooji et al., 2012].

Chapitre 2

Formulation théorique du problème

Sommaire

2.1	Introduction	20
2.2	Hypothèses de base	20
2.3	Equations de base	20
2.4	Formulation adimensionnelle	21
2.5	Conditions aux limites	23
2.6	Nombre de Nusselt	23
2.7	Coefficient de trainé	25
2.8	Méthode de résolution (méthode des volumes finis)	25
2.8.1	Définition	25
2.8.2	Forme générale des équations du transport	26
2.8.3	Méthode de discrétisation	26
2.8.3.1	Maillage et volume de contrôle	26
2.8.3.2	Discrétisation des équations de conservation	27
2.8.3.3	Règles principales de la méthode	27
2.8.3.4	Les différents schémas de discretisation	27
2.8.4	L'algorithme SIMPLE	29
2.8.5	Structure générale du programme	31
2.8.6	Effet du maillage	32
2.8.6.1	Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles et verticales	32
2.8.6.2	Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles avec une plaque intermédiaire	32
2.8.6.3	Cas d'un écoulement à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles	34
2.8.7	Validation du code de calcul	34
2.8.7.1	Écoulement entre deux plaques parallèles	34
2.8.7.2	Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles avec une plaque intermédiaire	35
2.8.7.3	Cas d'un écoulement à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles	35

2.1 Introduction

Afin d'enrichir notre étude, nous avons essayé d'étudier plusieurs cas d'écoulement de fluides en mode de convection mixte favorable et défavorable entre deux plaques parallèles avec et sans transfert de masse et en introduisant une plaque intermédiaire ou un obstacle non profilé. Les configurations étudiées sont représentées sur la figure 2.1.

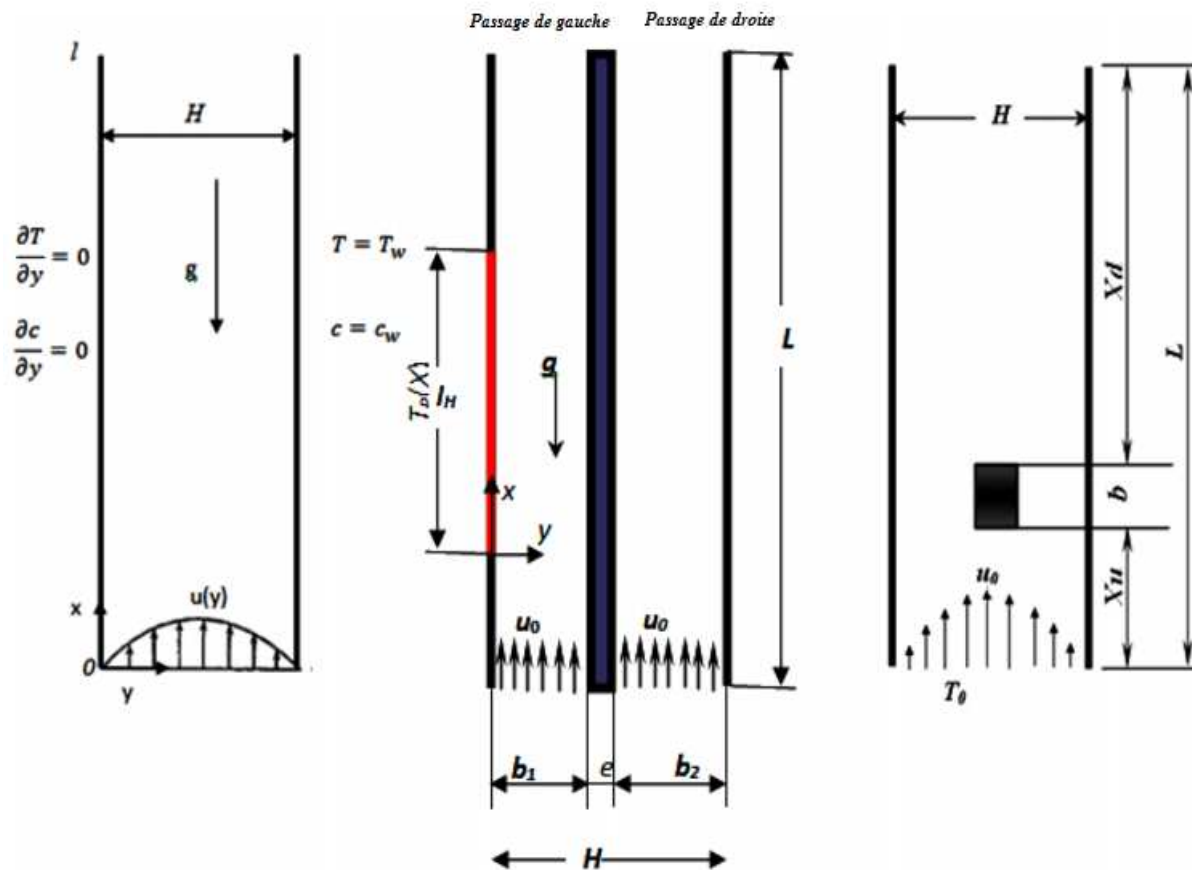


Figure 2.1- Différentes géométries étudiées.

2.2 Hypothèses de base

- Le fluide est Newtonien et incompressible.
- L'hypothèse de Boussinesq est adoptée pour l'étude de la convection mixte (les propriétés thermophysiques du fluide restent constantes, excepté la densité qui est variable dans le terme de gravité).
- Les effets de Soret et Dufour sont négligeables.
- La dissipation visqueuse est négligeable.

2.3 Equations de base

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

- Equation de conservation de la masse (équation de continuité).
- Equation de conservation de la quantité de mouvement.
- Equation de conservation de l'énergie.
- Equation de conservation de la concentration de l'espèce.

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

- Equation de la quantité de mouvement :

- Selon la direction longitudinale x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(vu)}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + g\beta(T - T_0) + g\beta^*(c - c_0) \quad (2.2)$$

- Selon la direction longitudinale y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(vv)}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad (2.3)$$

- Equation d'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} = a \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (2.4)$$

- Equation de concentration de l'espèce :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(uc)}{\partial x} + \frac{\partial(vc)}{\partial y} = a^* \left[\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right] \quad (2.5)$$

2.4 Formulation adimensionnelle

Les paramètres non dimensionnels choisis sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} X = x/d \\ Y = y/d \\ U = u/u_0 \\ V = v/u_0 \\ L = l/d \\ P = p/(\rho u_0^2) \\ \theta = (T - T_0)/(T_w - T_0) \\ C = (c - c_0)/(c_w - c_0) \\ \tau = tu_0/d \end{array} \right. \quad (2.6)$$

2.4. Formulation adimensionnelle

Equation	ϕ	Γ	ε	S_ϕ
Masse	1	0	1	0
Quantité de mouvement suivant OX	U	$1/Re$	1	$-\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{Gr_t}{Re^2}(\theta + N.C)$
Quantité de mouvement suivant OY	V	$1/Re$	1	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$
Energie dans le fluide	θ_f	$1/Pe$	1	0
Espèce	C	Le/Pe	1	0
Energie dans la plaque intermédiaire	θ_s	K/Pe	10^{-30}	0

Tableau 2.1- *Expressions des différents variables utilisées dans les équations de conservation (Cas d'un fluide classique) .*

Equation	ϕ	Γ	ε	S_ϕ
Masse	1	0	1	0
Quantité de mouvement suivant OX	U	$\frac{1}{\nu_f \cdot Re} \frac{\mu_{eff}}{\rho_{nf}}$	1	$-\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\phi \rho_s \beta_s + (1-\phi) \rho_f \beta_f}{\beta_f \cdot \rho_{nf}} \frac{Gr_t}{Re^2} \theta$
Quantité de mouvement suivant OY	V	$\frac{1}{\nu_f \cdot Re} \frac{\mu_{eff}}{\rho_{nf}}$	1	$-\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial Y}$
Energie dans le fluide	θ_f	$\frac{a_{nf}}{a_f} \frac{1}{Re \cdot Pr}$	1	0

Tableau 2.2- *Expressions des différents variables utilisées dans les équations de conservation (Cas d'un nanofluide) .*

d est la longueur caractéristique ($d = H$ pour le cas 1 et le cas 2, $d = b$ pour le cas 3). Les équations de conservation peuvent se mettre sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \varepsilon \frac{\partial (U\phi)}{\partial X} + \varepsilon \frac{\partial (V\phi)}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right) + S_\phi \quad (2.7)$$

Les expressions des différents variables utilisées dans cette équation sont présentées dans le tableau 2.1 pour le cas de l'écoulement d'un fluide classique et dans le tableau 2.2 pour le cas de l'écoulement d'un nonofluide.

Les nombres adimensionnels obtenus après transformation des équations de conservation

Cas étudié	Conditions hydrodynamiques	Conditions thermiques et massiques
Cas 1	A l'entrée	
	$U = 6.Y(1 - Y), V = 0$	$\theta = 0, C = 0$
	Sur la paroi droite	
	$U = 0, V = 0$	$\theta = 1, C = 1$
	Sur la paroi gauche du canal	
	$U = 0, V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0, \frac{\partial C}{\partial Y} = 0$

Tableau 2.3- Valeurs des différents paramètres introduits dans l'études pour le cas 1.

sous forme adimensionnelle :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 Re = u_0 d / \nu \\
 Pr = \nu / a \\
 Pe = Re.Pr \\
 Gr_t = g\beta(T - T_0)d^3 / \nu^3 \\
 Gr_c = g\beta^*(c - c_0)d^3 / \nu^3 \\
 Sc = \nu / a^* \\
 Le = a^* / a
 \end{array} \right. \quad (2.8)$$

2.5 Conditions aux limites

Les conditions aux limites pour chaque cas étudié sont présentées sur les tableaux 2.3, 2.4 et 2.5

2.6 Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est un paramètre adimensionnel qui traduit physiquement le rapport entre le flux de chaleur transmis par conduction au niveau de l'interface solide-fluide

cas étudié	Conditions hydrodynamiques	Conditions thermiques
Cas 2	A l'entrée	
	$U = 1, V = 0$	$\theta = 0$
	Sur la paroi gauche du canal	
	$U = 0, V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$ à $Y = 0$, $X < 0$ et $X > L_H$ $\theta = \theta_1 + 2X(1 - \theta_1)/L_H$ à $Y = 0$ et $0 \leq X \leq L_H$
	Sur la paroi droite du canal	
	$U = 0, V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$
	A l'interface fluide plaque intermédiaire	
	$U = 0, V = 0$	$K \frac{\partial \theta}{\partial Y_p} = \frac{\partial \theta}{\partial Y_f}$

Tableau 2.4- Valeurs des différents paramètres introduits dans l'études pour le cas 2.

cas étudié	Conditions hydrodynamiques	Conditions thermiques
Cas 3	A l'entrée	
	$U = 4BY(1 - BY), V = 0$	$\theta = 0$
	Sur la paroi gauche et droite du canal	
	$U = 0, V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$
	Sur la paroi du cylindre carré	
	$U = 0, V = 0$	$\theta = 1$

Tableau 2.5- Valeurs des différents paramètres introduits dans l'études pour le cas 3.

et le flux de chaleur transmis par convection entre cette interface et le fluide considéré, son expression est donnée par :

Pour les fluides conventionnels

$$Nu = -\frac{\partial\theta}{\partial Y}|_{paroi} \quad (2.9)$$

Pour les nanofluides

$$Nu = -\frac{k_{eff}}{k_f} \frac{\partial\theta}{\partial n}|_{paroi} \quad (2.10)$$

Le nombre de Nusselt moyen s'exprime par :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{s} \int_0^s Nuds \quad (2.11)$$

2.7 Coefficient de trainé

Le coefficient de trainé total est la somme de deux composantes :
Coefficient de trainé par frottement :

$$C_{DF} = -\frac{F_{DF}}{\frac{1}{2}\rho u_0^2 b} \quad (2.12)$$

Coefficient de trainé par pression :

$$C_{DP} = -\frac{F_{DP}}{\frac{1}{2}\rho u_0^2 b} \quad (2.13)$$

Le coefficient de trainé total s'écrit :

$$C_D = C_{DF} + C_{DP} \quad (2.14)$$

2.8 Méthode de résolution (méthode des volumes finis)

2.8.1 Définition

La méthode des volumes finis [Patankar, 1980] est une méthode qui est basée sur une approche par les volumes de contrôle et sur la formulation d'une équation qui comprend les termes suivants :

- Terme instationnaire
- Terme convectif
- Terme diffusion
- Terme source

2.8.2 Forme générale des équations du transport

Toutes les équations de transport résolues par la méthode des volumes finis peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho r \phi)}_{\text{I}} + \underbrace{\text{div}(\rho r U \phi)}_{\text{II}} = \underbrace{\text{div}(r \Gamma \text{grad} \phi)}_{\text{III}} + \underbrace{r S}_{\text{IV}} \quad (2.15)$$

Avec :

$r = 1$ pour des équations en coordonnées cartésiennes.

ϕ : est une variable dépendante ($\phi = U, V, T, \dots$).

Γ : Coefficient de diffusion.

I : terme instationnaire.

II : terme convectif.

III : terme diffusion.

IV : terme source.

L'équation de continuité s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \phi) = 0 \quad (2.16)$$

2.8.3 Méthode de discrétisation

2.8.3.1 Maillage et volume de contrôle

Pour le calcul numérique, le domaine d'étude est divisé en un certain nombre de volumes élémentaires, appelés volumes de contrôle, entourant un noeud relatif aux différents paramètres à calculer.

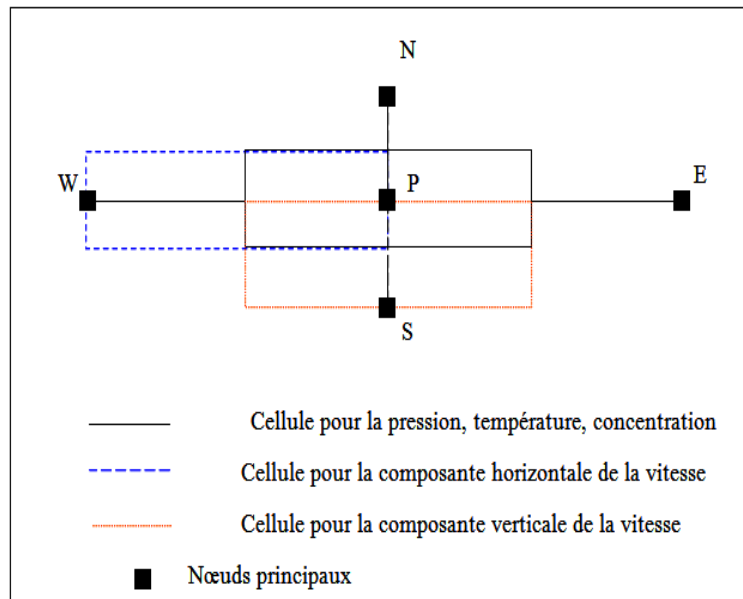


Figure 2.2- Représentation du maillage en volumes finis.

2.8.3.2 Discrétisation des équations de conservation

L'équation discrétisée est une relation algébrique qui lie les valeurs de la variable dépendante à chaque noeud, elle est obtenue par l'intégration de l'équation différentielle gouvernant le mouvement.

Considérons l'équation de conservation en régime stationnaire

$$\text{div}(\rho U \phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S \quad (2.17)$$

Posons :

$$J = \rho U \phi - \Gamma \text{grad} \phi \quad (2.18)$$

Alors :

$$\text{div}(J) = S \quad (2.19)$$

L'intégration de cette équation sur un volume de contrôle donne :

$$J_w A_w - J_e A_e + J_s A_s - J_n A_n + \bar{S} \Delta V = 0 \quad (2.20)$$

\bar{S} : Moyenne des termes source

A : Coefficient Relatif aux flux

J : Flux approprié au volume de contrôle

2.8.3.3 Règles principales de la méthode

La Méthode des volumes finis est basée sur quatre règles :

Règle 1 : Consistance des faces du volume de contrôle. Lorsqu'on considère une face commune à deux volumes de contrôle, le flux traversant celle ci doit être représenté par la même expression dans l'équation de discrétisation.

Règle 2 : Positivité des coefficients.

Règle 3 : Lorsque le terme source est linéaire sous la forme :

$$S = \lambda + S_p \phi_p \quad (2.21)$$

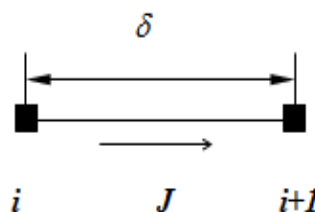
S_p doit être toujours inférieur ou égale à zéro.

Règle 4 : lorsque l'équation de continuité est satisfaite, le coefficient central doit être égal à la somme des coefficients voisins

$$A_p = \sum A_{nb} \quad (2.22)$$

2.8.3.4 Les différents schémas de discretisation

Considérons deux noeuds voisins i , $i + 1$ séparés par la distance δ .



2.8. Méthode de résolution (méthode des volumes finis)

Nous intéressons aux flux total à l'interface entre i et $i + 1$. En utilisant l'équation (2.18) on peut écrire :

$$J^* = \frac{J \cdot \delta}{\Gamma} = Pe \cdot \phi - \frac{d\phi}{d(x/\delta)} \quad (2.23)$$

Pe : représente le nombre de Peclet, $Pe = \rho \cdot U \cdot \delta / \Gamma$.

On peut définir deux paramètres dimensionnels γ et β telle que :

$$\gamma = f(Pe)$$

$$\beta = f(Pe)$$

Alors :

$$J^* = Pe[\gamma \cdot \phi_i + (1 - \gamma)\phi_{i+1}] - \beta(\phi_{i+1} - \phi_i) \quad (2.24)$$

Aussi :

$$J^* = B\phi_i - A\phi_{i+1} \quad (2.25)$$

avec : A et B sont des coefficients dimensionnels, tels que A est associé au noeud $i + 1$ et B est associé au noeud i .

A et B possèdent les propriétés suivantes :

- Si $\phi_i = \phi_{i+1}$, le terme de diffusion est nul alors : $J = \rho \cdot U \cdot \phi_i$.
Sous cette condition on peut écrire :

$$J^* = Pe \cdot \phi_i = Pe \cdot \phi_{i+1} \quad (2.26)$$

La combinaison des équations 2.25 et 2.26 nous permet de d'écrire la relation :

$$B = A + Pe \quad (2.27)$$

- A et B ont une symétrie entre eux :

$$A(-Pe) = B(Pe)$$

$$B(-Pe) = A(Pe)$$

Pour les valeurs négatives de Pe

$$A(Pe) = B(Pe)$$

$$A(Pe) = A(-Pe) - Pe$$

$$A(Pe) = A[|Pe|] - Pe$$

Pour les valeurs négatives et positives de Pe :

$$A(Pe) = A[|Pe|] + \parallel -Pe, 0 \parallel \quad (2.28)$$

et

$$B(Pe) = A[|Pe|] + \parallel Pe, 0 \parallel \quad (2.29)$$

$\parallel a, b \parallel$ indique la valeur maximale entre a et b .

La combinaison entre les équations 2.25 et 2.27 donne :

$$J^* - Pe \cdot \phi_i = A(\phi_i - \phi_{i+1})$$

$$J^* - Pe \cdot \phi_{i+1} = B(\phi_i - \phi_{i+1})$$

Schéma	Formule de $A[Pe]$
Différence centrée	$1 - 0.5 Pe $
Upwind	1
Hybride	$\ 0, 1 - 0.5 Pe \ $
Loi de puissance	$\ 0, (1 - 0.5 Pe)^5 \ $
Exponentiel (exact)	$ Pe /(Exp(Pe) - 1)$

Tableau 2.6- Différents schémas de calcul.

Si on applique l'équation 2.25 du flux aux interfaces e et w et on utilisant les équations 2.28 et 2.29, on obtient la formule générale de l'équation de conservation discrétisée :

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w \quad (2.30)$$

Si on définit par :

F : une grandeur caractérisant la convection $F = \rho.U$

D : une grandeur caractérisant la diffusion, $D = \Gamma/\delta_x$

Alors :

$$a_e = D_e A[|Pe_e|] + \| -F_e, 0 \|$$

$$a_w = D_w A[|Pe_w|] + \| F_w, 0 \|$$

$$a_p = a_e + a_w + (F_e - F_w)$$

Les différents schémas de calcul peuvent être obtenus en donnant un choix à la fonction $A[|Pe|]$, qui sont résumés dans le tableau 2.6.

2.8.4 L'algorithme SIMPLE

Le procédé qui a été développé pour le calcul des écoulements est nommé " SIMPLE " (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*), il a été décrit par Patankar et Spalding (1972), Caretto, Gosman, Patankar, et Spalding (1972) et Patankar (1975) [Patankar, 1980] .

Ordre des opérations

Les opérations importantes, dans l'ordre de leur exécution, sont :

1. Donner un champ initial de pression P^*
2. Résoudre les équations du mouvement pour obtenir U^*, V^*
3. Résoudre l'équation de corrections de pression Prp .
4. Calculer la pression P en ajoutant Prp à P^* ($P = Prp + P^*$)

2.8. Méthode de résolution (méthode des volumes finis)

5. Calculer U, V de leurs valeurs initiales en utilisant les formules des corrections de vitesses.
6. Prendre la pression corrigée P comme nouvelle pression devinée, et retour à l'étape 2.
7. Répéter le procédé entier jusqu'à ce qu'une solution convergée soit obtenue.

2.8.5 Structure générale du programme

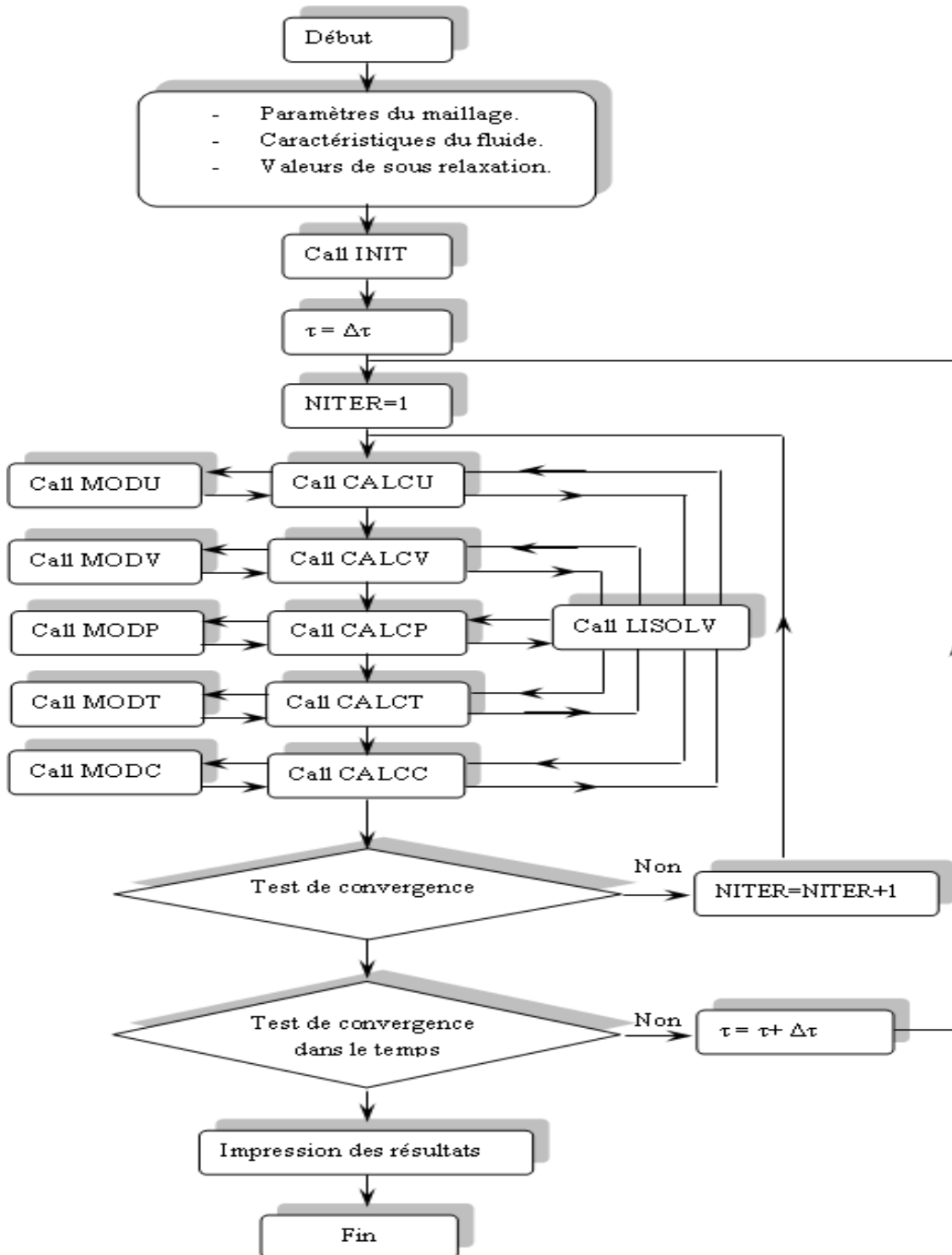


Figure 2.3- Structure générale du programme.

INIT : Détermine les paramètres géométriques intervenant dans le calcul pour chaque noeud du maillage et introduit les champs initiales de chaque variables.

CALCU : Calcule les coefficients de l'équation de quantité de mouvement en U ainsi que le terme source.

CALCV : Calcule les coefficients de l'équation de quantité de mouvement en V.

CALCP : Calcule les coefficients de l'équation des corrections de pression.

CALCT : Calcule les coefficients de l'équation de conservation de l'énergie.

CALCC : Calcule les coefficients de l'équation de la concentration de l'espèce.

MODU : Donne les conditions aux limites pour la vitesse U.

MODV : Donne les conditions aux limites pour la vitesse V.

MODP : Donne les conditions aux limites pour la pression.

MODT : Donne les conditions aux limites pour la température

MODC : Donne les conditions aux limites pour la concentration

LISOLV : Résoudre les systèmes tridiagonales TDMA.

PRINT : S'occupe de l'impression des résultats dans un fichier.

2.8.6 Effet du maillage

Un maillage non uniforme est adopté pour les différents cas étudiés et dans les deux directions longitudinale et transversale, plus serré à l'entrée de la conduite et au voisinage des parois solides où on constate des gradients importants des vitesses et des températures.

On note que chaque cas a été traité séparément.

2.8.6.1 Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles et verticales

Dans l'ordre d'assurer l'indépendance du maillage sur les résultats obtenus, on a établi une comparaison entre cinq distributions des noeuds pour la variation du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement pour $L = 50$, $Gr_t = 1.5 \times 10^5$, $Re = 300$, $Gr_c = 0$. (figures 2.4 et 2.5).

En se basant sur ces résultats, la distribution choisie dans le présent travail est 200 et 50 dans les directions longitudinale et transversale respectivement.

2.8.6.2 Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles avec une plaque intermédiaire

Plusieurs tests numériques sont réalisés en considérant le cas avec $b_1/b_2 = 1$, $K = 100$ et $Ri = 10$.

Les résultats sont résumés dans le tableau 2.7, où θ_{max} est la température adimensionnelle maximale dans la plaque intermédiaire et U_{max} est la vitesse adimensionnelle maximale à la sortie de la section chauffée.

Les résultats indiquent que la différence dans θ_{max} entre la grille 180×80 et la grille 200×80 est 0.002 % et 0.14 % dans U_{max} pour le type de choix 1. Pour le type de choix 2, la différence dans θ_{max} entre la grille 180×80 et 180×100 est 0.1% et dans U_{max} , la différence est 0.04 %.

Par conséquent, en se basant sur ces essais numériques, la distribution 180 noeuds dans la

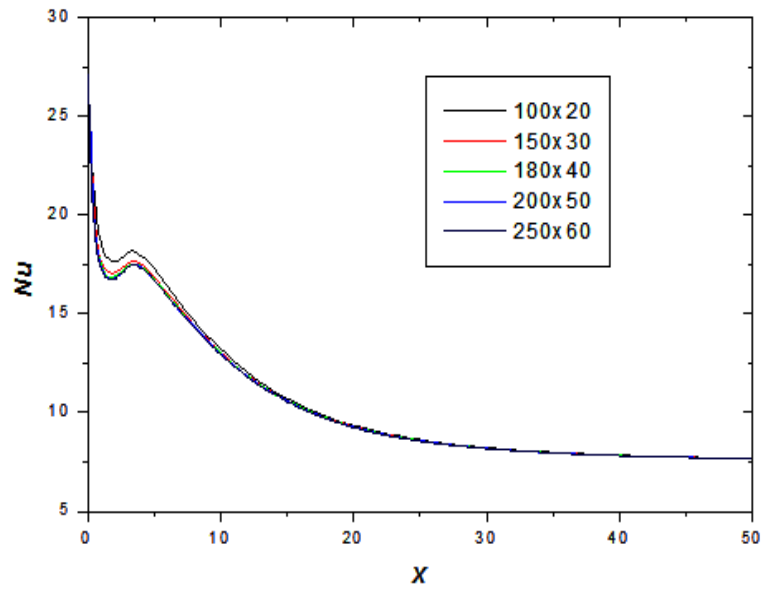


Figure 2.4- Evolution longitudinale du nombre de Nusselt pour différents choix de maillage.

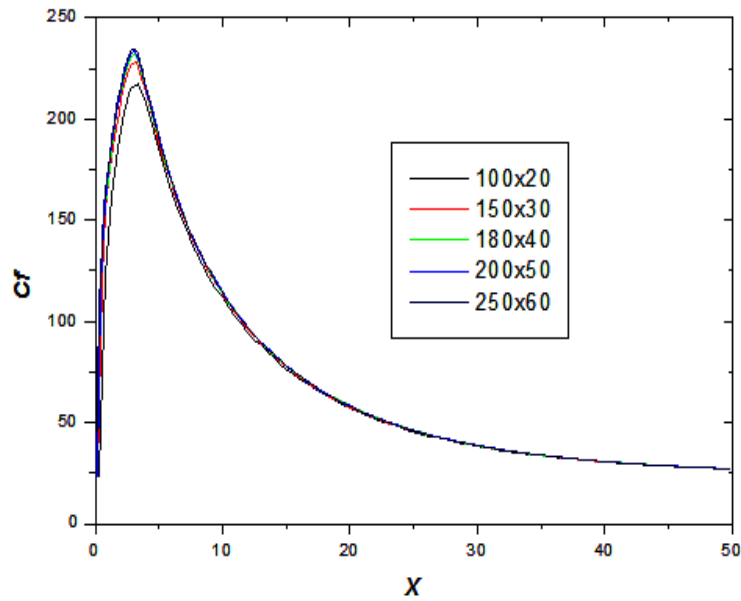


Figure 2.5- Evolution longitudinale du coefficient de frottement pour différents choix de maillage.

2.8. Méthode de résolution (méthode des volumes finis)

Choix	Maillage ($N_X \times N_Y$)	\overline{Nu}	Variation %	θ_{max}	Variation %	U_{max}	Variation %
(1)	140×80	2.765811	-	0.5126325	-	1.871648	-
N_Y fixé	160×80	2.770707	0.18	0.5138950	0.24	1.886587	0.80
N_X varié	180×80	2.773466	0.10	0.5140013	0.02	1.897470	0.57
	200×80	2.773295	0.006	0.5139892	0.002	1.902200	0.14
(2)	180×60	2.777032	-	0.5163290	-	1.900531	-
N_Y varié	180×80	2.773466	0.13	0.5140013	0.45	1.897470	0.16
N_X fixé	180×100	2.770381	0.11	0.5134803	0.1	1.896573	0.04

Tableau 2.7- Test d'indépendance du maillage.

$N_X \times N_Y$	\overline{Nu}	Variation en pourcent	Coefficient de trainé C_D	Variation en pourcent
200×100	4.59	2.61	2.53	2.76
250×150	4.47	2.01	2.46	0.81
300×210	4.38	1.36	2.44	0.41
330×230	4.32	-	2.43	-

Tableau 2.8- L'effet du maillage sur la variation du nombre de Nusselt moyen et sur le coefficient de trainé.

direction longitudinale et 80 noeuds dans la direction transversale est adoptée dans cette étude.

2.8.6.3 Cas d'un écoulement à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles

Pour un écoulement à travers un cylindre carré, quatre testes d'indépendance de maillage ont été réalisés . Le tableau 2.8 présente l'effet du maillage sur la variation du nombre de Nusselt moyen \overline{Nu} et sur la variation du coefficient de trainé C_D pour $Re = 20$ $\phi = 0.04$, et $Ri = 0$. il montre que la variation relative des valeurs n'excède pas 1.36 % entre la grille 300×210 et la grille 330×230 et n'excède pas 0.41 % pour les mêmes grilles. Par conséquent la grille 300×210 est adéquate pour assurer l'indépendance du maillage.

2.8.7 Validation du code de calcul

2.8.7.1 Ecoulement entre deux plaques parallèles

Les résultats du code ont été validés avec les résultats des travaux de [Desrayaud et Lauriat, 2009] pour un écoulement en convection mixte favorable entre deux plaques

	$Re = 20$		$Re = 30$		$Re = 40$	
	L_r	\overline{Nu}	L_r	\overline{Nu}	L_r	\overline{Nu}
Présent travail	1.36	2.13	2.10	2.52	2.74	2.86
[Sharma et Eswaran, 2004]	1.34	2.05	2.07	2.41	2.82	2.71

Tableau 2.9- Comparaison des valeurs de \overline{Nu} et de L_r .

parallèles et verticales chauffées à une température constante avec $Pr = 0.7$, $Gr = 1.59 \times 10^5$, $Re = 300$ et une longueur $L = 50$. Le profil de la vitesse longitudinale et de la température dans différentes positions le long de la conduite sont présentés et comparés sur la figure 2.6. Une très bonne concordance a été obtenue entre les résultats du présent travail et celui de [Desrayaud et Lauriat, 2009].

2.8.7.2 Cas d'un écoulement entre deux plaques parallèles avec une plaque intermédiaire

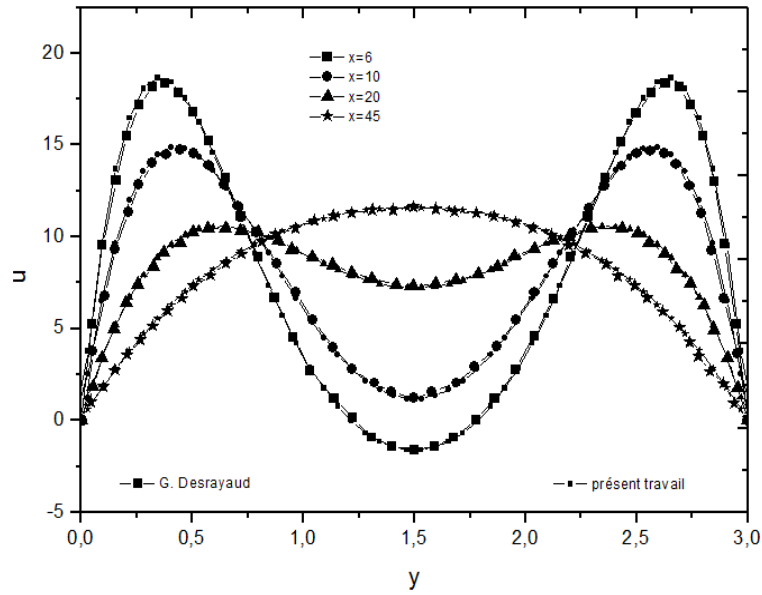
Dans cette partie, la comparaison a été faite avec les travaux réalisés par [Chang, 2007] pour un écoulement laminaire d'un fluide Newtonien et incompressible avec transfert thermique par convection mixte entre deux plaques parallèles et verticales, dont l'une est chauffée à une température avec une variation linéaire.

On constate que pour trois positions axiales considéré $X = 0$ (entrée de la zone chauffée), $X = 5$ (au milieu de la zone chauffée) et $X = 10$ (sortie de la zone chauffée) et pour $Re = 100$ et $Gr = 10^4$, le profil de la vitesse longitudinale U (figure 2.7 a) et la variation du nombre du Nusselt (le long de la partie chauffée figure 2.7 b) montrent une bonne concordance avec les résultats du présent travail.

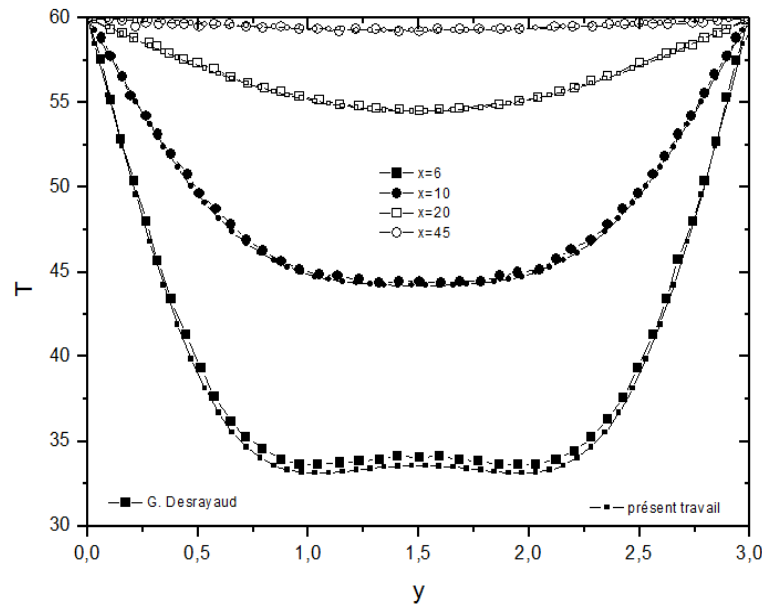
2.8.7.3 Cas d'un écoulement à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles

Le code numérique écrit en langage FORTRAN est validé en comparant nos résultats à ceux de [Sharma et Eswaran, 2004] pour le cas d'un écoulement d'un fluide incompressible ($Pr = 0.7$) à travers un cylindre carré et non confiné avec un rapport de blocage ($B = 1/20$).

Les résultats présentés par la variation de la longueur de la zone de recirculation et du Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds sont résumés dans le Tableau 2.9. Le Tableau 2.10 présente une comparaison des valeurs du coefficient de traîné et de la longueur de la zone de recirculation du présent travail avec celles de [Dhiman *et al.*, 2007] pour le cas d'un cylindre carré confiné avec un rapport de blocage ($B = 1/8$). Les résultats obtenus dans ce travail sont en parfait accord avec les résultats disponibles dans la littérature.

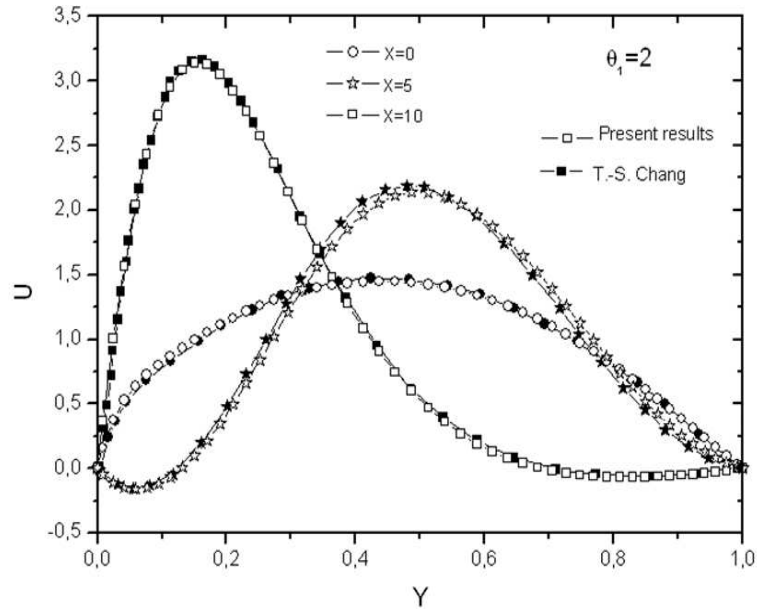


(a) Variation de la vitesse axiale

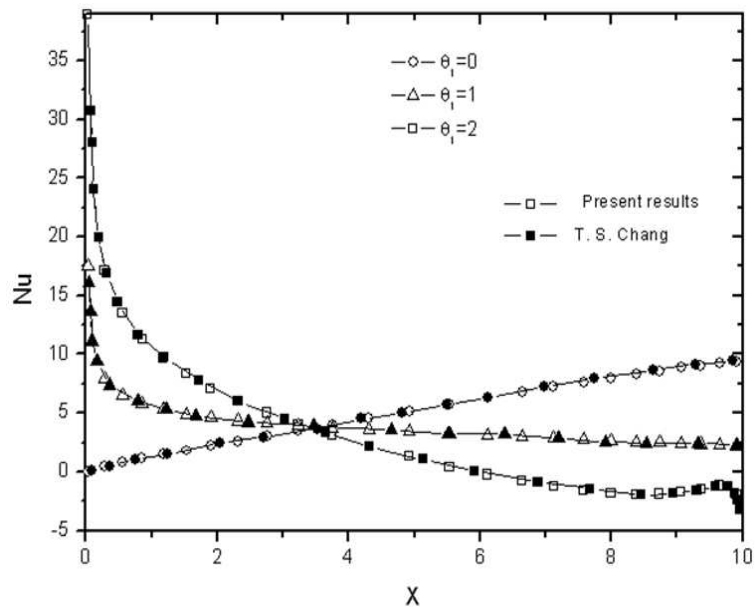


(b) variation de la température

Figure 2.6- Comparaison entre les résultats du présent travail et celui de [Desrayaud et Lauriat, 2009].



(a) Profil de la vitesse U à l'entrée, au milieu et à la sortie de la section chauffée.



(b) Variation du nombre de Nusselt local le long de la section chauffée et pour les trois types de chauffage.

Figure 2.7- Comparaison entre les résultats du présent travail et celui de [Chang, 2007].

	$Re = 20$		$Re = 30$		$Re = 40$	
	L_r	C_D	L_r	C_D	L_r	C_D
Présent travail	1.08	2.44	1.68	2.02	2.23	1.79
[Dhiman <i>et al.</i> , 2007]	1.05	2.44	1.62	1.99	2.17	1.75

Tableau 2.10- *Comparaison des valeurs de C_D et de L_r avec celles de [Dhiman et al., 2007].*

Chapitre 3

Etude d'un écoulement laminaire entre deux plaques parallèles soumises à une température constante et une concentration massique uniforme

Sommaire

3.1	Introduction	40
3.2	Résultats	40
3.2.1	L'effet du nombre de Richardson	40
3.2.2	L'effet du nombre Lewis	43
3.2.3	L'effet du rapport N	44
3.3	Conclusion	48

3.1 Introduction

La présente partie consiste à l'étude du transfert de chaleur et de masse pour un écoulement en développement simultané entre deux plaques parallèles et verticales avec l'une d'elles est soumise à une température constante et une concentration massique uniforme alors que l'autre plaque est maintenue adiabatique et imperméable.

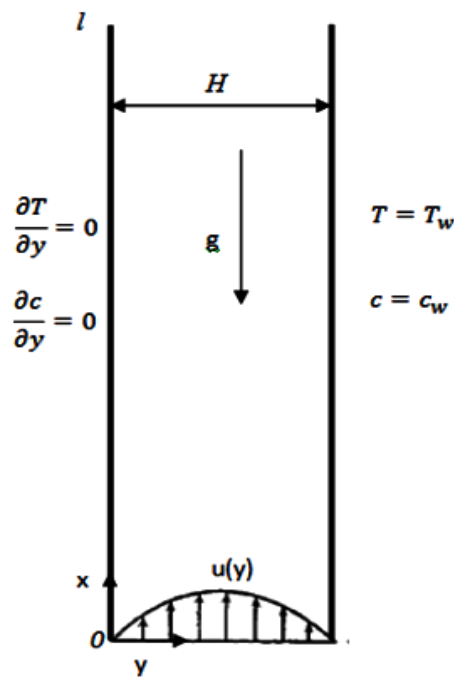


Figure 3.1- Géométrie du problème.

3.2 Résultats

Les résultats obtenus concernent les effets du nombre de Richardson Ri , le nombre de Lewis Le ainsi que le rapport entre le Grashof thermique et le Grashof solutal et sont représentés par les lignes de courants, et la distribution de la température et de la concentration ainsi que la variation des nombres de Nusselt et de Sherwood pour un fluide dont le nombre de Prandtl, $Pr = 0.7$.

3.2.1 L'effet du nombre de Richardson

Le nombre de Richardson mesure l'effet de la convection libre relative à la convection forcée, on a fait varier sa valeur entre 0.05 et 5 pour un nombre de Sherwood $Sc = Pr = 0.7$ ($Le = 1$) et $Gr_t = Gr_c = 5 \times 10^4$.

Pour $Ri = 5$, la cellule de recirculation est concentrée à l'entrée de la conduite près de la paroi isolée, le fluide est accéléré près de la paroi chaude et décélère au voisinage de la paroi froide. Le taux de distorsion de la vitesse dépend du nombre de Richardson, en diminuant sa valeur la taille de la cellule augmente en longueur et s'éloigne de l'entrée de la conduite pour finir par disparaître quand Ri tend vers zéro (cas de la convection forcée dominante).

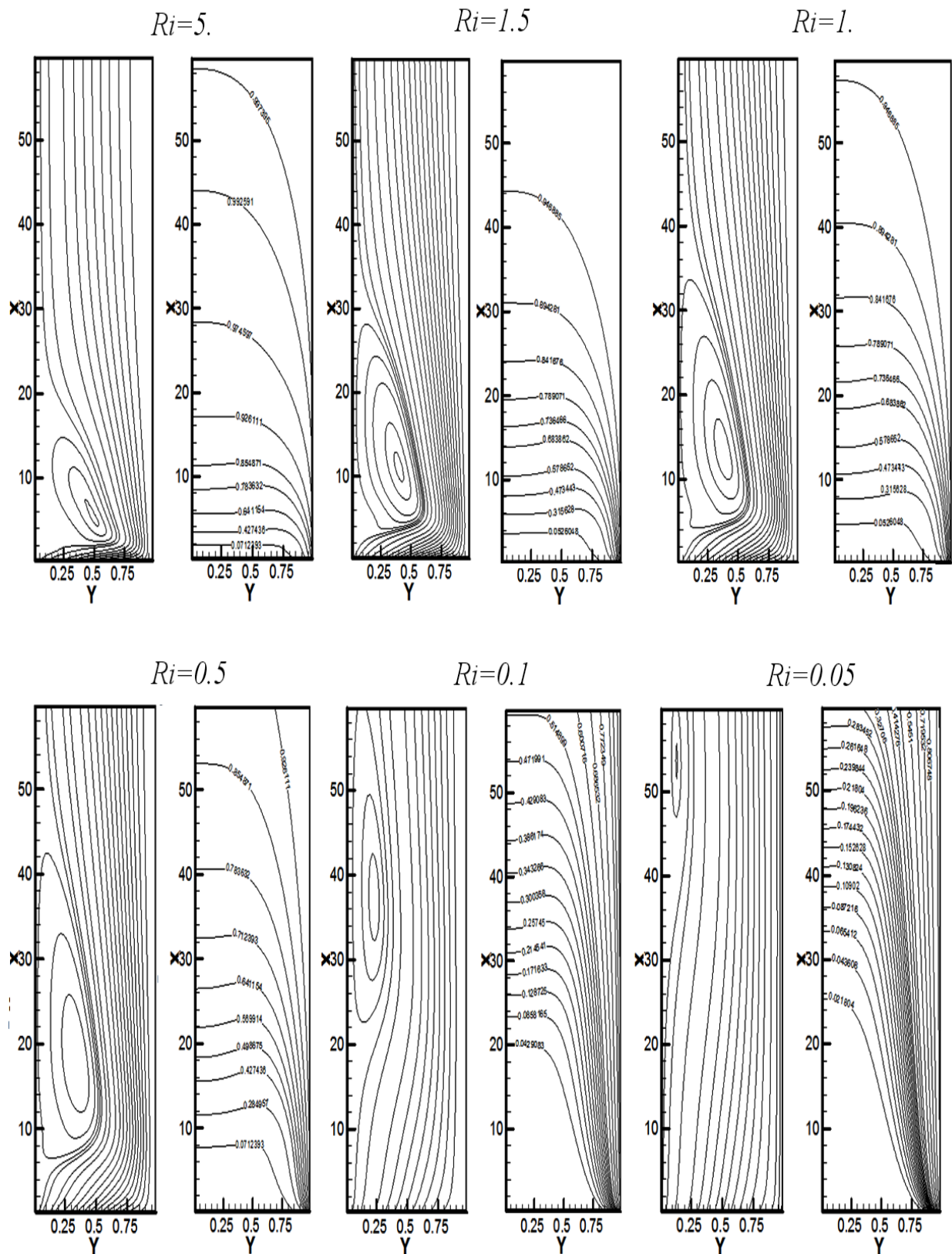


Figure 3.2- L'effet du nombre de Richardson sur les lignes de courant et sur la variation de la température pour $Le = 1$, $Gr_t = Gr_c = 5 \times 10^4$.

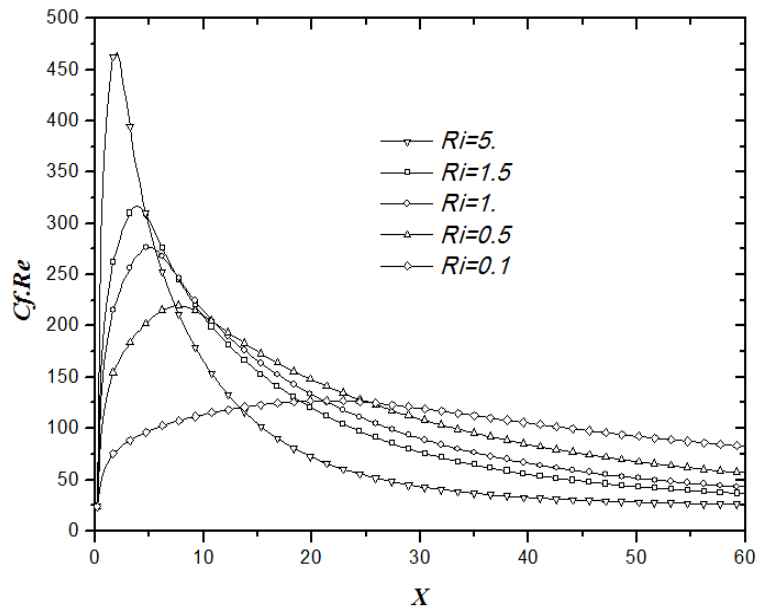


Figure 3.3- Variation du coefficient de frottement en fonction du nombre de Richardson.

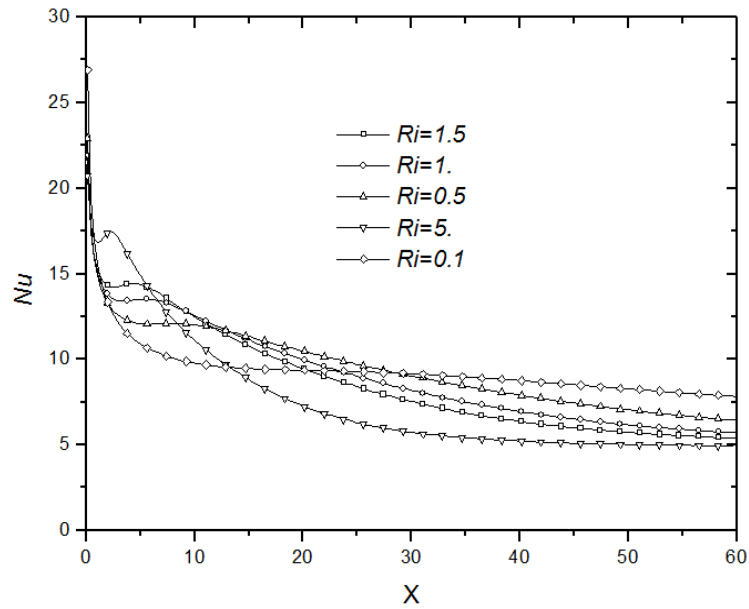


Figure 3.4- Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Richardson.

Le profil de la température est similaire à celui de la concentration ($Le = 1$), on constate pour des faibles nombres de Richardson que les températures élevées sont localisées au voisinage de la paroi chaude et envahies la majorité du conduit pour des valeurs élevées du nombre de Richardson (voir Figure 3.2).

La figure 3.3 et la figure 3.4 montrent la variation du coefficient du frottement et du nombre de Nusselt successivement. On constate que le coefficient du frottement augmente rapidement à l'entrée de la conduite, cette augmentation est relativement proportionnelle au nombre de Richardson, ensuite tend vers une valeur asymptotique, tandis que le nombre de Nusselt est caractérisé par une chute brusque à l'entrée de la conduite due à l'effet de convection forcée et présente un maximum pour les nombre de Richardson élevés ou règne la cellule de recirculation.

Il est important à noter que la position de ce maximum est la même que celle du maximum du coefficient du frottement.

3.2.2 L'effet du nombre Lewis

Le nombre de Lewis a pris les valeurs 0.3, 1 et 3 pour $Ri = 1$ et $N = 1$. On peut voir clairement que la diminution du nombre de Lewis comme le montre la figure 3.5 engendre une augmentation du nombre de Sherwood ainsi une augmentation du taux de transfert massique et du taux de transfert thermique (figure 3.6). Le nombre de Sherwood tend rapidement vers une valeur asymptotique de 4.86 (cas de la convection forcée pure) pour des nombre de Lewis élevées.

La figure 3.7 montre l'effet du nombre de Lewis sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur et de masse représenté par les lignes de courant, les isothermes et les isoconcentrations successivement. Pour un nombre de Lewis $Le = 0.3$, les concentrations élevées sont localisées près de la paroi perméable, en augmentant le nombre de Lewis ces concentrations occupent la majorité du conduit et le régime d'écoulement s'établira plus rapidement. Pour les lignes de courant, la taille de la cellule de recirculation diminue avec l'augmentation du nombre de Lewis.

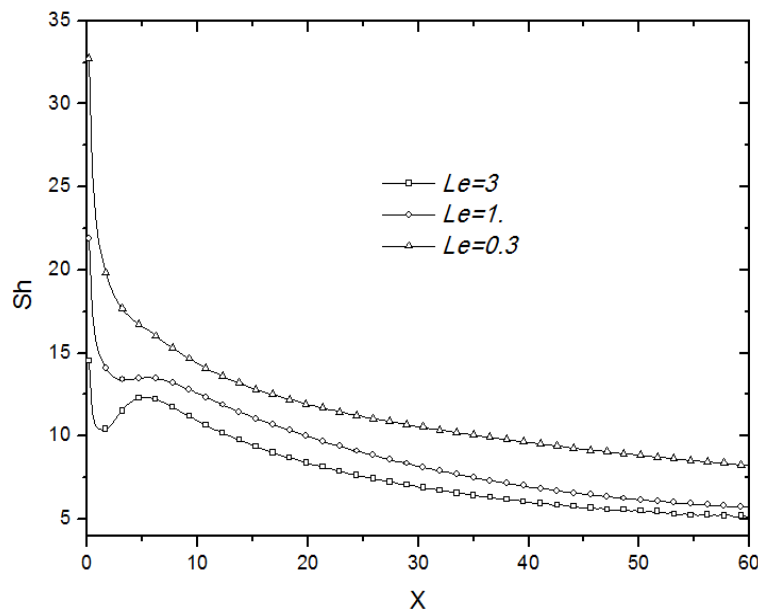


Figure 3.5- Variation du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Lewis.

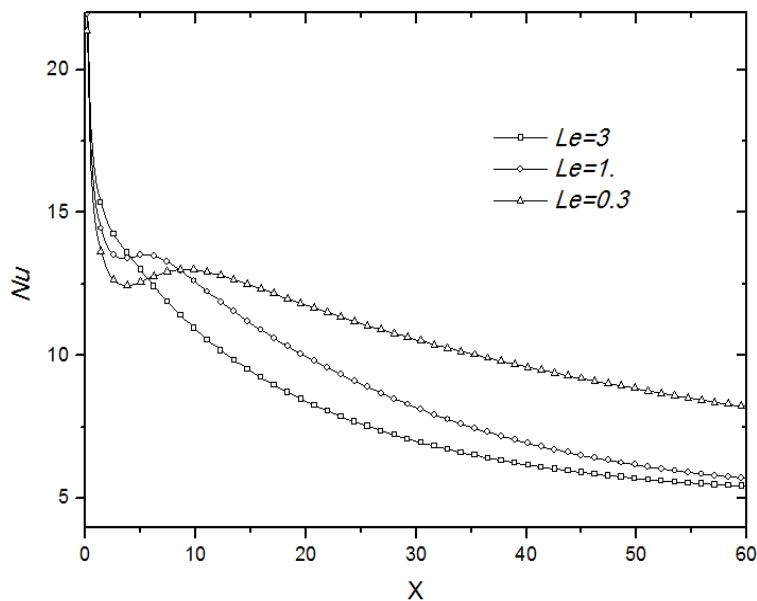


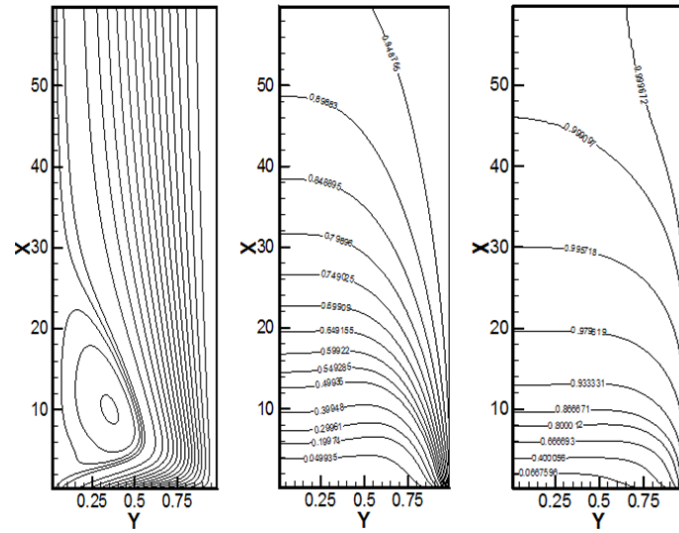
Figure 3.6- Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Lewis.

3.2.3 L'effet du rapport N

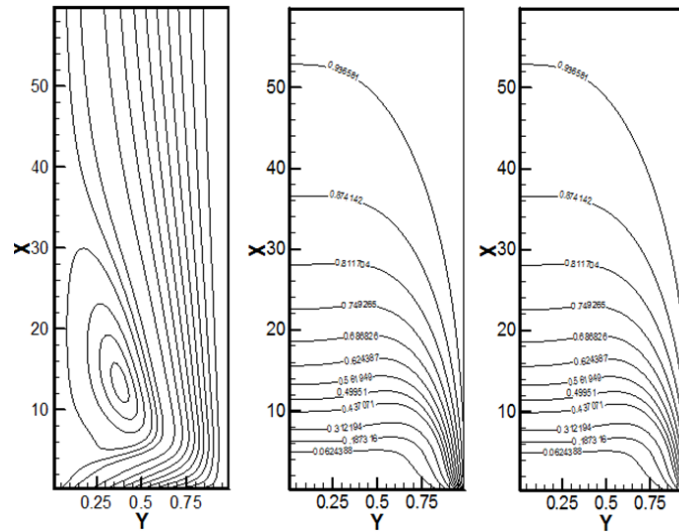
L'effet du rapport N sur la structure de l'écoulement et sur le transfert thermique pour $Le = 1$ est présenté sur la figure 3.8, le nombre de Richardson et le nombre de Grashof thermique sont fixés à 1 et 5×10^5 respectivement. On fait varier le rapport N entre -1.3 et 2. On a constaté que :

- Pour $N=0$, l'effet du transfert de masse est négligeable et le problème s'est réduit à la convection thermique pure.
- En augmentant le rapport N (N positif), l'effet de force de flottabilité massique intervient dans le même sens que les forces de flottabilité thermiques (cas de la convection favorable ou aidée) et la cellule de recirculation augmente en taille ainsi que le nombre de Nusselt (figure 3.9).
- Pour $N = -1$ les forces de flottabilités s'annulent et la convection forcée est dominante.
- Pour des valeurs négatives de N ($N < -1$), une cellule de recirculation apparaisse près de la paroi chaude à l'entrée de la conduite, c'est le cas de convection défavorable (opposée).

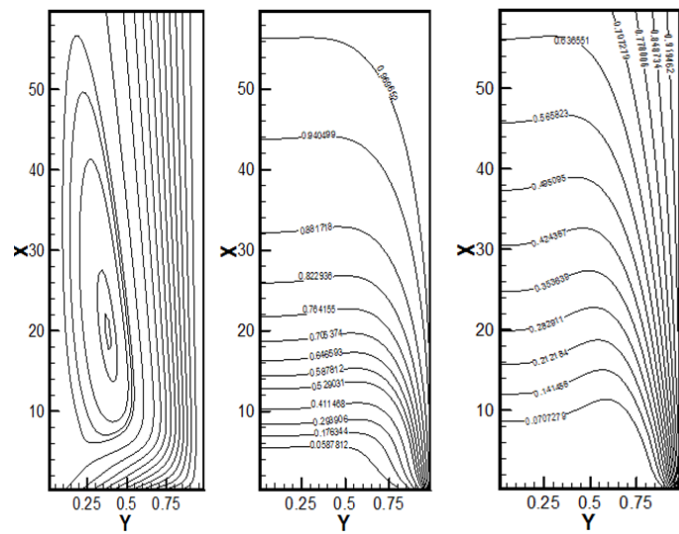
La figure 3.9 montre clairement l'augmentation du transfert thermique et massique avec l'augmentation du rapport N . De même pour le coefficient du frottement comme le montre la figure 3.10



(a) $Le = 3$



(b) $Le = 1$



(c) $Le = 0.3$

Figure 3.7- L'effet du nombre de Lewis sur les lignes de courant et sur la variation de température et de la concentration successivement pour $Ri = 1$, $N = 1$.

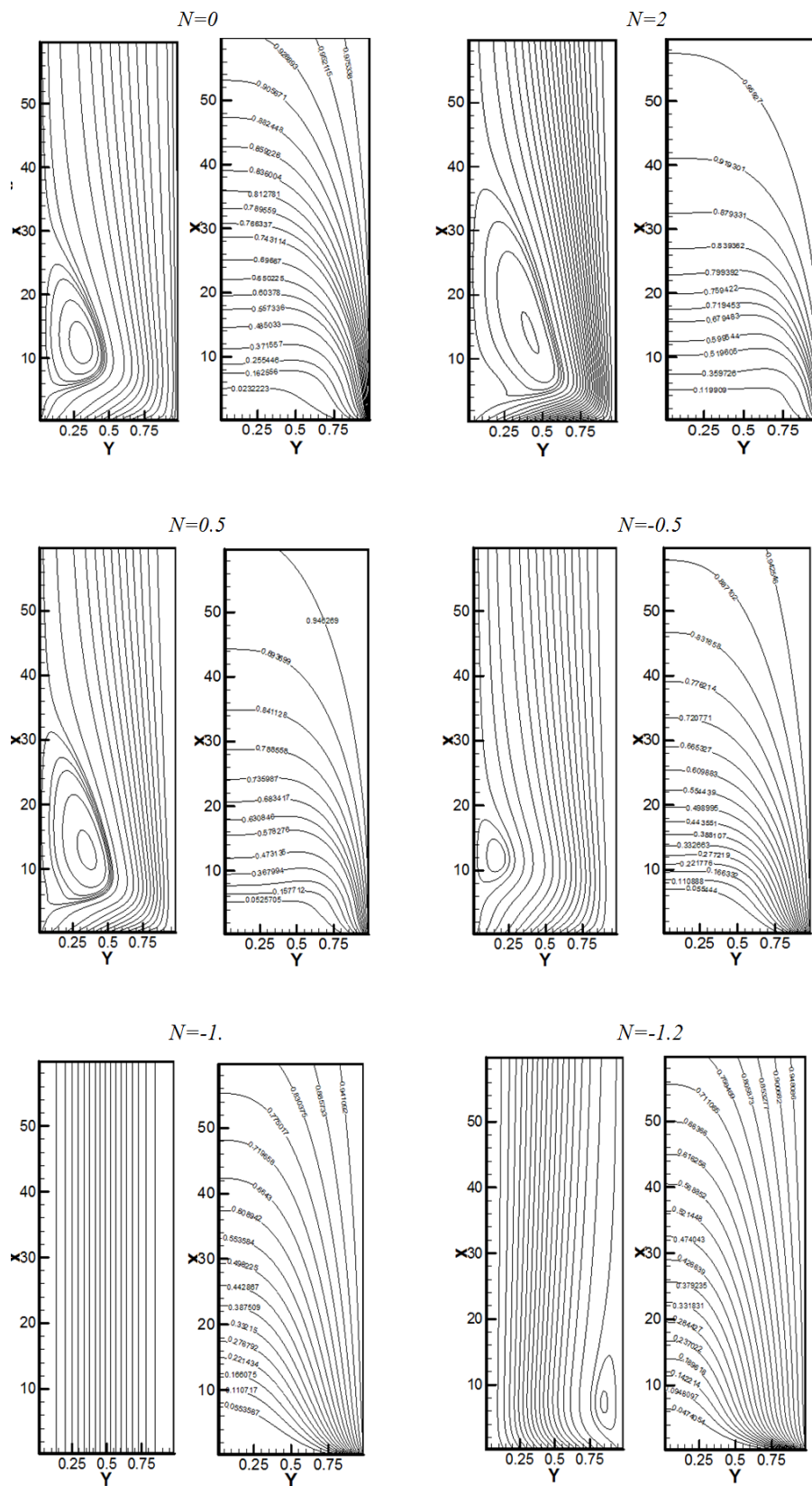


Figure 3.8- L'effet du rapport N sur la structure de l'écoulement et sur le transfert thermique.

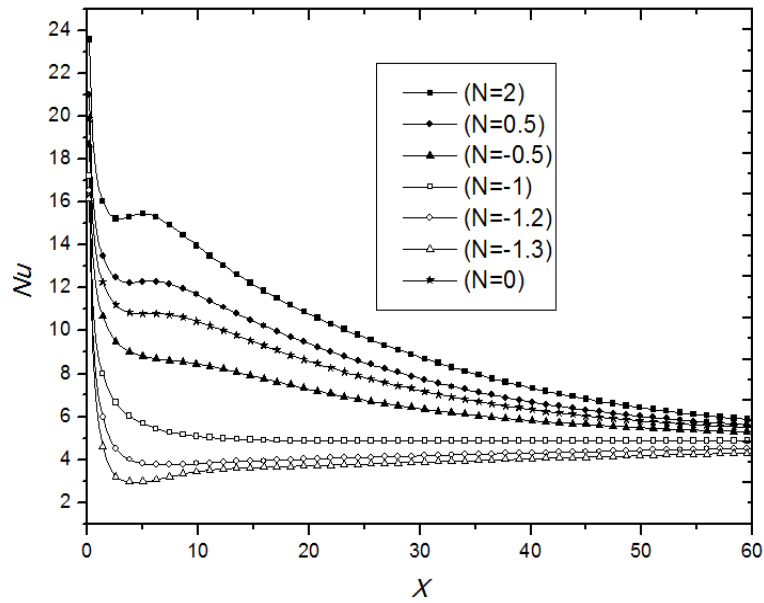


Figure 3.9- L'effet du rapport N sur la variation du nombre de Nusselt.

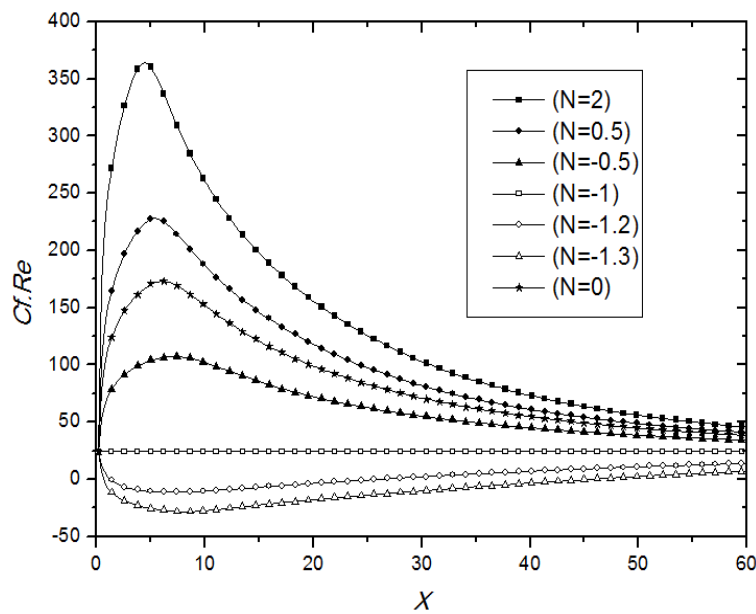


Figure 3.10- L'effet du rapport N sur la variation du coefficient de frottement.

3.3 Conclusion

Dans le présent travail, la méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations elliptiques gouvernant l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible entre deux plaques parallèles et verticales l'une chauffée et perméable et l'autre est imperméable et adiabatique.

L'étude est basée sur l'effet de différents paramètres : nombre de Richardson, nombre de Lewis et le rapport N sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur et de masse. Les résultats obtenus montrent que la taille de la cellule de recirculation augmente avec la diminution du nombre de Lewis entraînant une augmentation du taux de transfert massique. La position de cette cellule varie selon la valeur et le signe du rapport N , elle peut être au voisinage de la plaque adiabatique pour le cas de la convection favorable ($N \geq -0.5$ pour $Le = 1.$) ou au voisinage de la plaque chaude pour le cas de la convection défavorable ($N < -0.5$) dont la taille augmente avec l'augmentation de $|N|$.

Chapitre 4

Écoulement avec plaque intermédiaire épaisse

Sommaire

4.1	Introduction	50
4.2	Résultats	50
4.2.1	Effet du type de chauffage	50
4.2.1.1	Chauffage croissant ($\theta_1 = 0$)	50
4.2.1.2	Chauffage décroissant ($\theta_1 = 2$)	56
4.2.2	Effet du nombre de Richardson Ri	63
4.2.3	Effet de la longueur de la section chauffée L_H	63
4.3	Conclusion	65

4.1 Introduction

Le présent chapitre est consacré à l'étude du problème conjugué (conduction dans la plaque intermédiaire et convection mixte à l'intérieur du conduit). Le conduit est sous forme de deux passages réalisés par deux plaques parallèles et verticales avec l'insertion d'une plaque intermédiaire d'épaisseur finie e (figure 4.1). Le but de cette étude numérique est de déterminer l'effet de la position et la conductivité thermique de la plaque intermédiaire ainsi que l'effet des forces de flottabilité thermique, la longueur de la zone chauffée et le type de chauffage (profil de la température imposé) sur la structure de l'écoulement et sur le transfert thermique. Pour cela une description détaillée des évolutions du champ thermique et hydrodynamique est présentée.

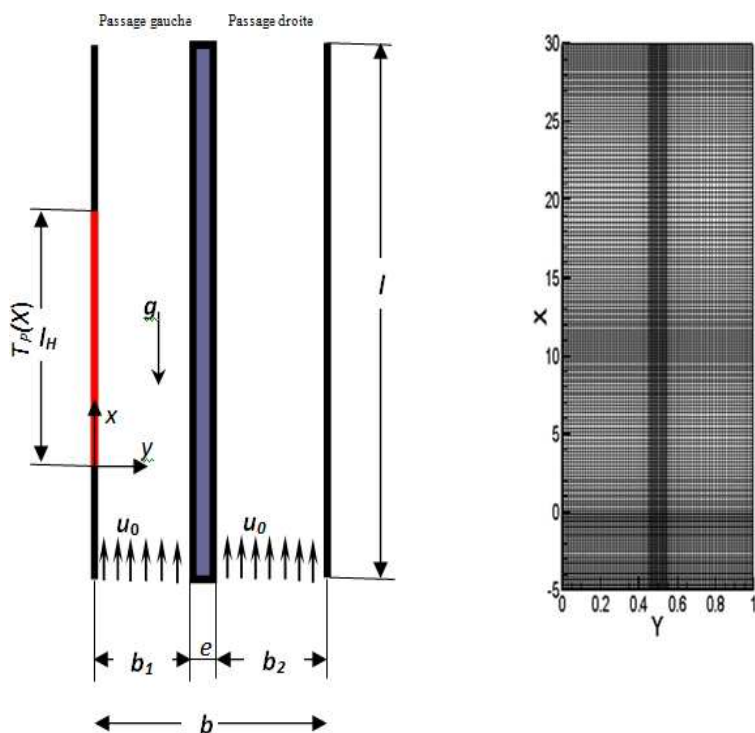


Figure 4.1- Schéma du système étudié et du maillage choisi.

4.2 Résultats

Les résultats présentés concernent le cas défini par les valeurs suivantes : $Re = 100$, $Pr = 0.7$ et les valeurs des autres paramètres sont résumés dans le tableau 4.1

4.2.1 Effet du type de chauffage

4.2.1.1 Chauffage croissant ($\theta_1 = 0$)

Les lignes de courant sont présentées dans la figure 4.2 pour des rapports des conductivités thermiques $K = k_s/k_f = 0.1, 1, 100$ et un nombre de Richardson $Ri = 10$ et pour

Position de la plaque intermédiaire b_1/b_2	$K = k_s/k_f$			$R_i = \frac{Gr}{Re^2}$	θ_1
1	0.1	1	100	0.1	0
$\frac{1}{2}$				1	1
2				10	2

Tableau 4.1- Valeurs des différents paramètres introduits dans l'étude.

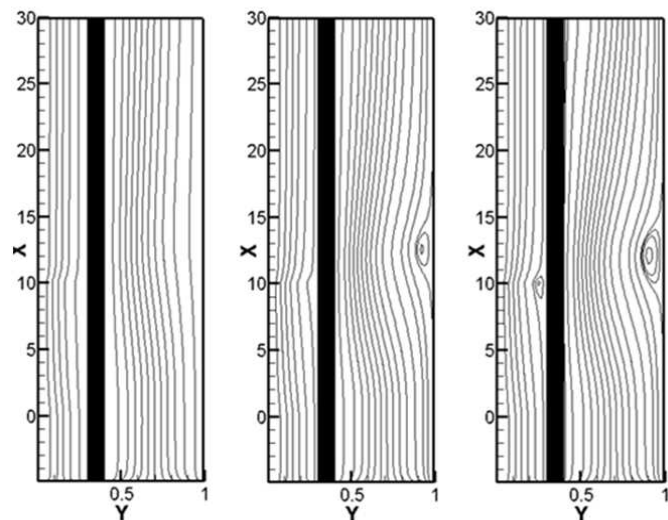
différentes positions de la plaques intermédiaire $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$, 1 et 2.

Pour le cas de $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$ (figure 4.2 (a)), on peut noter que pour $K = 0.1$, ce qui correspond à un matériau de la plaque intermédiaire moins conducteur de chaleur, les lignes de courant sont parallèles dans l'ensemble du conduit. En augmentant le rapport de la conductivité thermique, $K = 1$, une cellule de recirculation est observée au voisinage de la paroi droite de la canalisation, cependant on constate l'absence du renversement de l'écoulement dans le passage gauche. En augmentant davantage le rapport de conductivité thermique K , $K = 100$, la cellule de recirculation marque une augmentation de taille dans le passage de droite, tandis que dans le passage de gauche, une faible cellule de recirculation est observée au voisinage de la plaque intermédiaire.

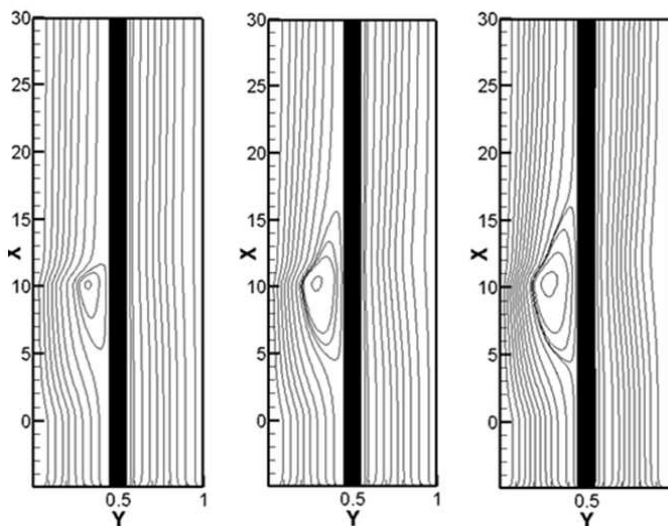
En éloignant la plaque à la position $b_1/b_2 = 1$ et contrairement au cas précédent une cellule de recirculation est observée dans le passage gauche au voisinage de la plaque intermédiaire et qui s'étend dans les directions longitudinale et transversale avec l'augmentation du rapport de conductivité thermique, K (figure 4.2 (b)). Quand la plaque est déplacée à la position $b_1/b_2 = 2$ (figure 4.2 (c)), l'intensité de la cellule dans le passage gauche est augmentée d'avantage avec l'augmentation du rapport K .

Le transfert de chaleur est également affecté par l'augmentation du rapport de conductivité thermique K , où la pénétration de la température peut être considérée comme étant très sensible à l'augmentation de K comme on peut le voir sur la figure 4.3. et la figure 4.4. On peut observer que, pour une faible valeur de K , l'augmentation de la température est essentiellement dans le passage de gauche. Avec l'augmentation de K , la pénétration de température dans le passage de droite à travers la plaque de séparation est plus apparente. A une valeur de $K = 100$, le gradient thermique au niveau des interfaces paroi fluide de la plaque de séparation devient de plus en plus faible, en conséquence, la distribution de la température le long des deux interfaces de la plaque est la même.

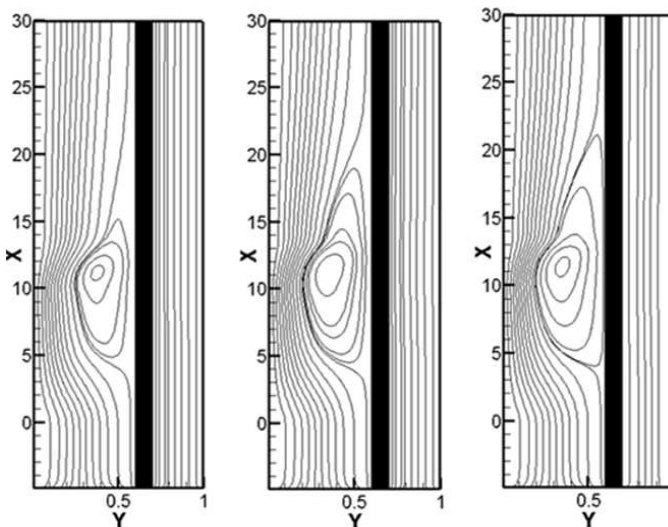
La variation du nombre de Nusselt local le long de l'interface solide-fluide le long de la section chauffée, pour les mêmes valeurs des paramètres K et b_1/b_2 comme pour les figures précédentes est représenté sur les figures 4.5 (a) - (c). Comme le fluide s'écoulant vers l'aval, la température de la paroi sicut une augmentation linéaire, en conséquence, le nombre de Nusselt Nu augmente à partir de l'entrée de la section chauffée indépendamment des valeurs de K et b_1/b_2 . Il est également représenté sur ces figures que le nombre de Nusselt augmente de manière significative avec l'augmentation de la conductivité thermique K , et avec le position de la plaque intermédiaire, b_1/b_2 .



(a) $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$

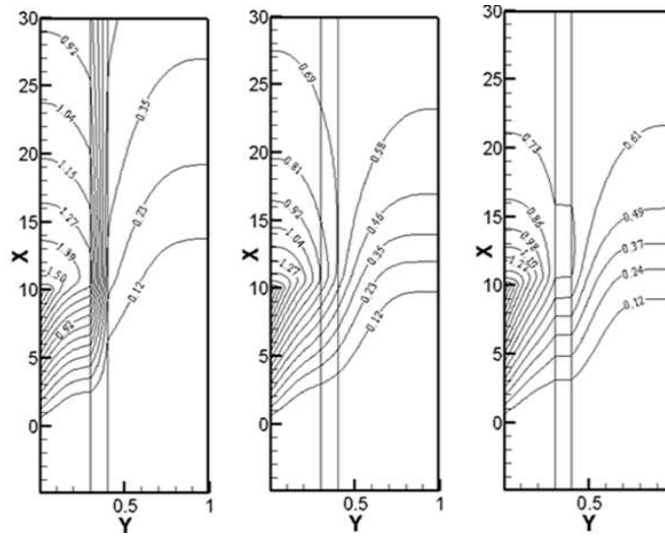


(b) $b_1/b_2 = 1$

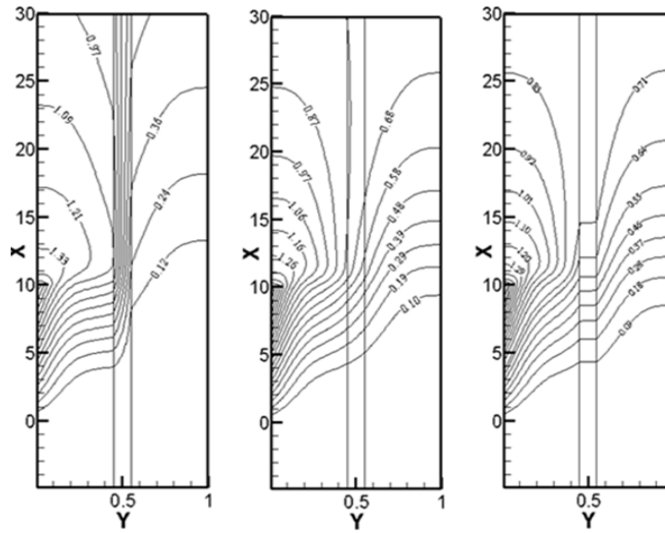


(c) $b_1/b_2 = 2$

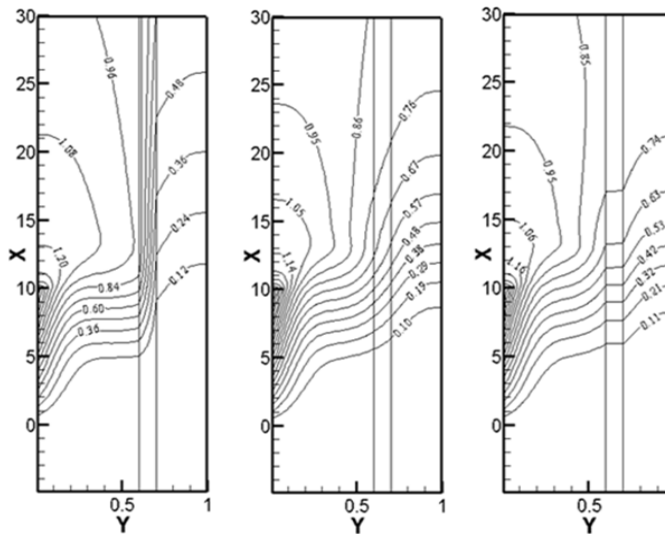
Figure 4.2- Lignes de courant pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 0$.



(a) $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$

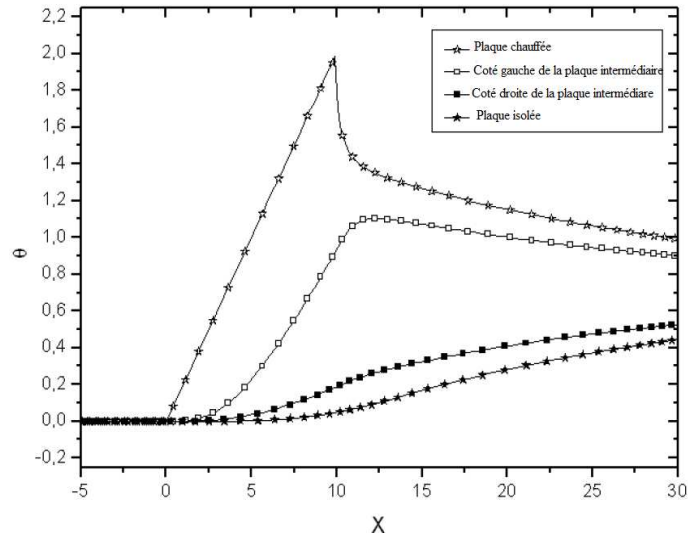


(b) $b_1/b_2 = 1$

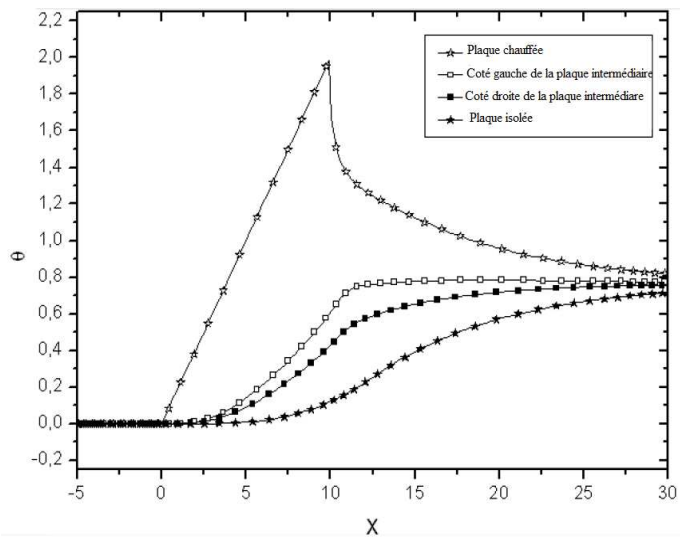


(c) $b_1/b_2 = 2$

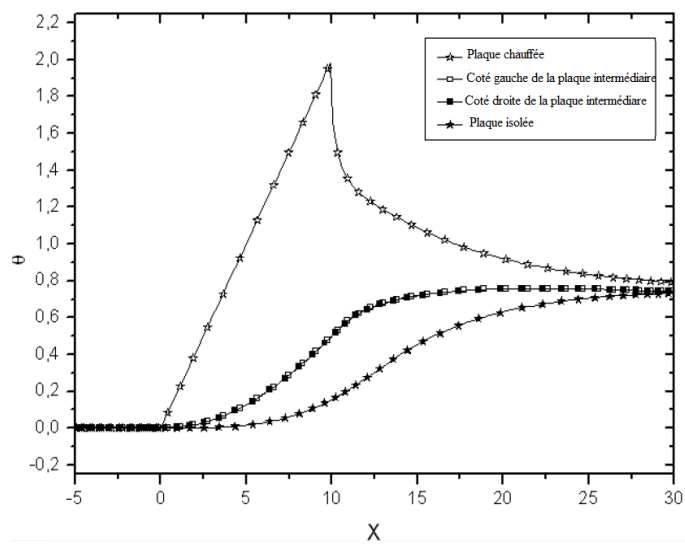
Figure 4.3- Isothermes pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 0$.



(a) $K = 0.1$

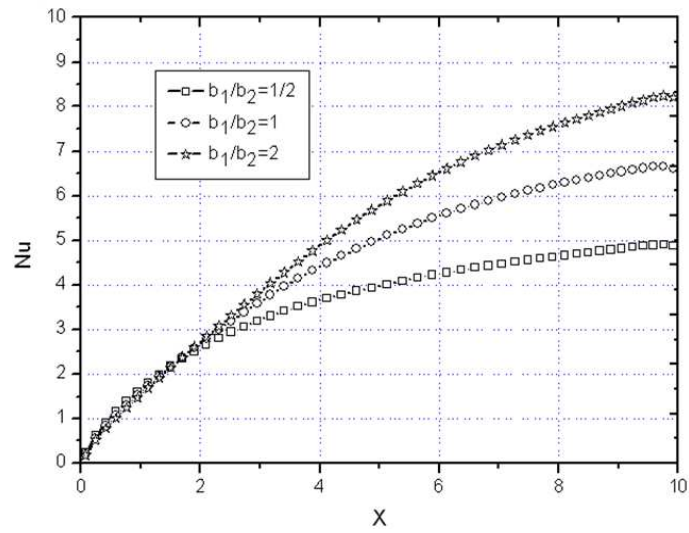


(b) $K = 1$

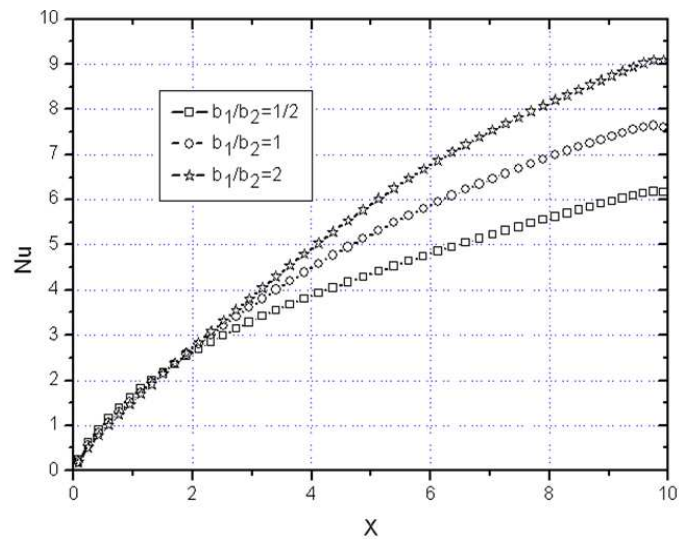


(c) $K = 100$

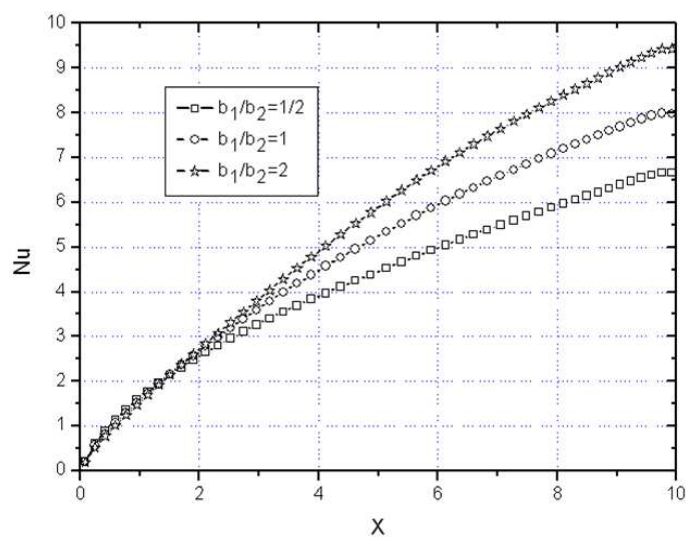
Figure 4.4- Evolution de la température à l'interface paroi fluide $b_1/b_2 = 1$ et $Ri = 10$.



(a) $K = 0.1$



(b) $K = 1$



(c) $K = 100$

Figure 4.5- Evolution longitudinale du nombre de Nusselt le long de la section chauffée ($Ri = 10$).

4.2.1.2 Chauffage décroissant ($\theta_1 = 2$)

La figure 4.6 illustre les effets du rapport de la conductivité thermique, K et la position de la plaque de séparation à l'intérieur du conduit, b_1/b_2 , pour le cas où la température de paroi diminue linéairement de $X = 0$ et $X = L_H$, c'est à dire $\theta_1 = 2$.

Pour une position très proche de la paroi chauffée, $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$, on peut observer que les lignes de courant sont parallèles, ce qui indique que le transfert de chaleur est globalement dominé par la convection forcée pour un rapport très faible de conductivité thermique ($K = 0.1$) et la pénétration de la température vers le passage de droite, à travers la plaque intermédiaire, est très faible (figure 4.7).

En augmentant K , deux cellules de recirculation apparaissent : la première dans le passage de gauche au voisinage de la plaque à l'entrée de la section chauffée, tandis que la seconde est située à proximité de la sortie de la section chauffée adjacente à la paroi droite de la canalisation. Il est également montré que, avec l'augmentation de K , la pénétration de la température vers le passage droite augmente à son tour.

En éloignant la plaque intermédiaire de la section chauffée ($b_1/b_2 = 1$) et pour les trois valeurs du rapport des conductivités thermiques K , la structure de l'écoulement et les isothermes dans le passage gauche deviennent plus complexe avec la présence de deux cellules de recirculation, Figure 4.6. (b). La première est située à l'entrée de la section chauffée au voisinage du côté gauche de la plaque, alors que la seconde est située à la sortie de la section chauffée au voisinage de la paroi chauffée.

Avec l'augmentation de K , la taille de la cellule de recirculation située à l'entrée augmente dans les deux directions, longitudinale et transversale et un encombrement de lignes de courant et des isothermes est observé indiquant des gradients élevés de température et de vitesse. Dans le passage de droite, aucune cellule de recirculation n'est formée, les lignes de courant sont parallèles tandis que la pénétration de la température augmente avec l'augmentation de K . Avec l'augmentation du rapport b_1/b_2 , l'intensité et l'élargissement des deux cellules de recirculation, dans les deux directions transversale et longitudinale augmentent comme on le montre la figure 4.6. (c).

La structure de l'écoulement dans le passage droite reste inchangée. Cependant, on remarque une augmentation de la pénétration de la température vers le passage droite avec l'augmentation du rapport de la conductivité thermique K .

Le fait que la structure de l'écoulement et les isothermes correspondant à ce cas est différent de celui correspondant du chauffage croissant ($\theta_1 = 0$) est expliqué de la manière suivante : Dans ce cas, la température locale au voisinage de la section chauffée diminue progressivement à partir de $\theta = 2$ à $\theta = 0$. Par conséquent, la distribution de la température à $X = 0$ a une pente très forte au voisinage de la paroi chauffée, en raison que la paroi est chaude ($\theta = 2$) et le liquide est froid, résultant un taux de transfert de chaleur élevé. Par suite, le fluide adjacent à la paroi chauffée est accéléré tandis que le fluide adjacent au côté gauche de la plaque est ralenti afin de satisfaire l'équation de conservation de la masse. Par conséquent, une cellule de recirculation dans le sens horaire est formée dans cette région.

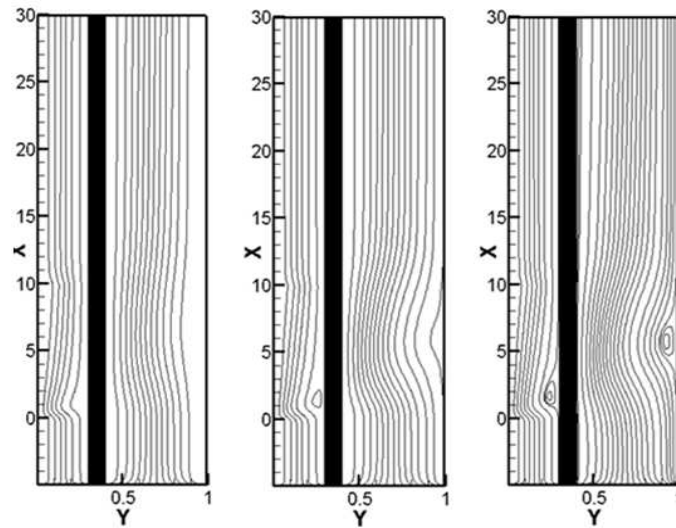
A la sortie de la section chauffée et du fait de transfert de chaleur à l'entrée de cette section plus d'énergie thermique est transférée au fluide. Ainsi, la paroi est plus froide

que le fluide et une faible cellule de recirculation dans le sens antihoraire est formée à la sortie de la section chauffée. L'effet de K sur les profils de température adimensionnelle le long de la direction de longitudinale, X , est représenté sur les figures 4.7 (a) - (c) pour le cas de $b_1/b_2 = 1$ pour $R_i = 10$. Pour $K = 0.1$, le profil de température à $Y = b_1/b_2$ présente un maximum dans la section chauffée, tandis que pour $Y = 0$, un transfert de chaleur en aval est observé. À l'augmentation de K , la croissance de la température à l'interface $Y = \frac{b_1}{b} + \frac{\epsilon}{b}$ devient importante. En conséquence, une diminution significative de la température à $Y = \frac{b_1}{b}$ est observée dans la figure 4.7 (b).

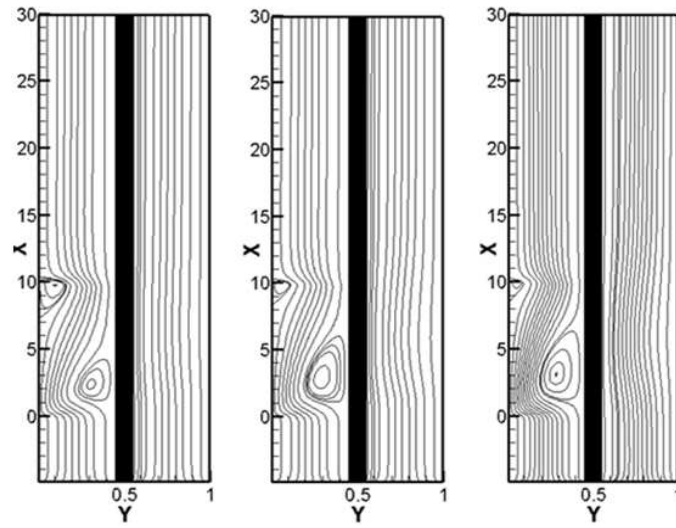
Pour $K = 100$, les profils de température au niveau des interfaces $Y = \frac{b_1}{b}$ et $Y = \frac{b_1}{b} + \frac{\epsilon}{b}$ sont identiques indiquant que le gradient thermique de la température est proche de zéro, la figure 4.7 (c). En comparant la figure 4.6. (a) - (c) et figure. 4.4. (a) - (c), il est constaté que l'augmentation de la température au sein du passage droite est plus importante pour le cas d'un chauffage croissant ($\theta_1 = 0$) que pour le cas d'un chauffage décroissant ($\theta_1 = 2$). Les figures. 4.9. (a) et (b) illustrent clairement les effets de $b_1/b_2 =$ et K sur le profil de la vitesse longitudinale au milieu de la section chauffée ($X = 5$) et confirme la présence des cellules de recirculation mentionnées avant. Dans le passage gauche et au milieu de la section chauffée, l'écoulement du fluide subit une accélération au voisinage de l'interface ($Y = 0$), qui augmente avec les augmentations de K . Par conséquent, un comportement inverse qui est observé au voisinage de l'interface $Y = \frac{b_1}{b}$. À la sortie de la section chauffée ($X = 10$), on observe une décélération de l'écoulement du fluide au voisinage de la paroi chauffée et une accélération au voisinage de l'interface $Y = \frac{b_1}{b}$.

Dans le passage de droite, les profils de vitesse longitudinale s'écartent légèrement du profil parabolique avec l'augmentation de K pour le cas $b_1/b_2 = 1$, alors que pour le cas $b_1/b_2 = 2$ le profil de la vitesse longitudinale semble être indépendant de K . Les figures 4.10 (a) et (c) présentent la variation longitudinale du nombre de Nusselt le long de la paroi chauffée ($Y = 0$) pour différents positions de la plaque intermédiaire et pour un nombre de Richardson $R_i = 10$. Une analyse globale de ces figures indique que le canal est divisé en deux régions différentes, la première est comprise entre $X = 0$ et $X = 5$ pour laquelle le nombre de Nusselt présente des valeurs positives, la deuxième est localisée à $X \geq 5$ où le nombre de Nusselt présente des valeurs négatives. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que, lorsque le fluide s'écoule vers l'aval, la température de la paroi diminue linéairement, l'énergie du fluide chaud est transférée à la paroi froide. En conséquence, on obtient des valeurs négatives de Nu , indiquant que la direction de transfert de chaleur est inversée le long de cette région.

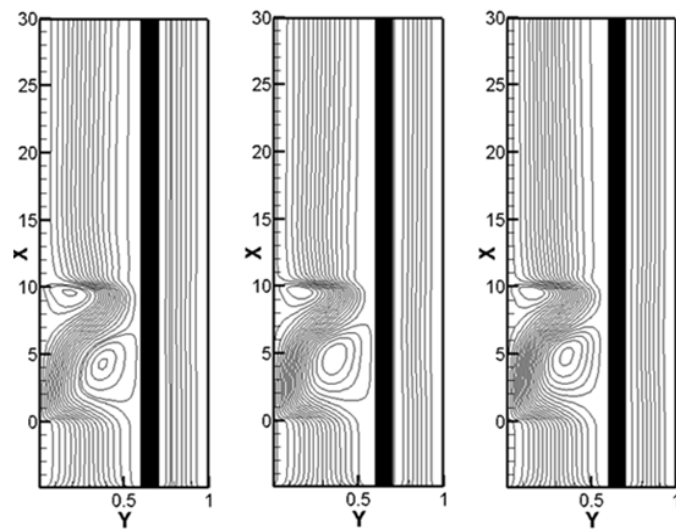
En outre, il convient de noter que pour $b_1/b_2 = 1$ et 2, le nombre de Nusselt subit une variation inhabituelle à la sortie de la section chauffée. Nu diminue d'abord, puis elle augmente brusquement et enfin baisse vers des valeurs négatives relativement élevées. Un tel comportement est le résultat de l'action simultanée de la cellule de recirculation (figure 4.6. (b) et (c)) et de la chaleur transférée par le fluide chaud à la paroi froide au voisinage de $X = 10$. Une telle variation devient plus apparente avec l'augmentation du rapport b_1/b_2 .



(a) $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$

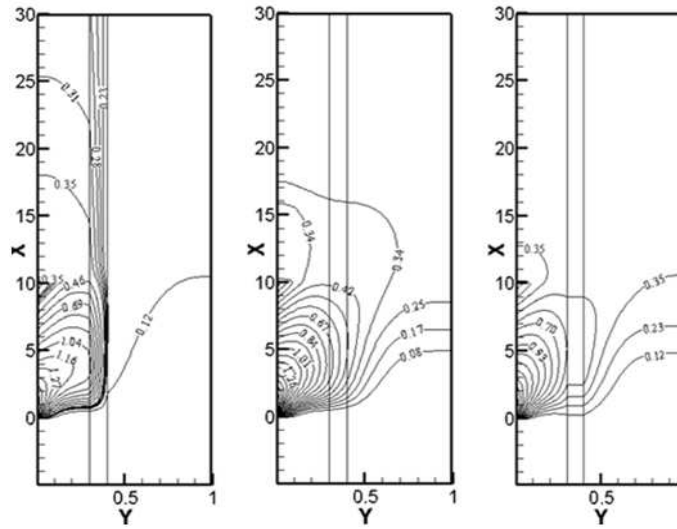


(b) $b_1/b_2 = 1$

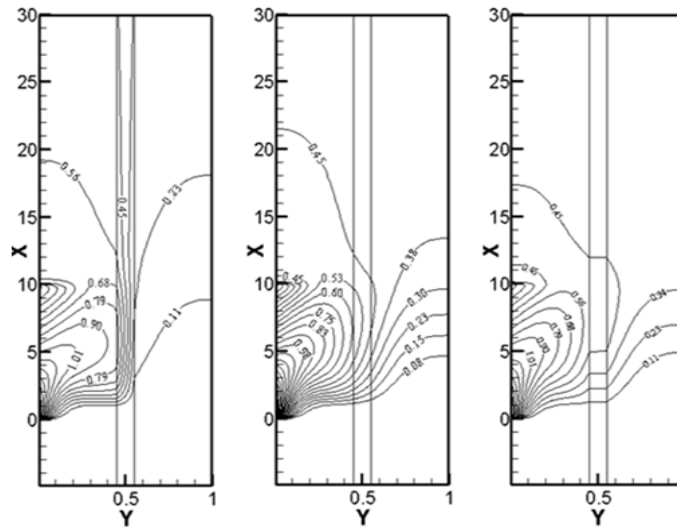


(c) $b_1/b_2 = 2$

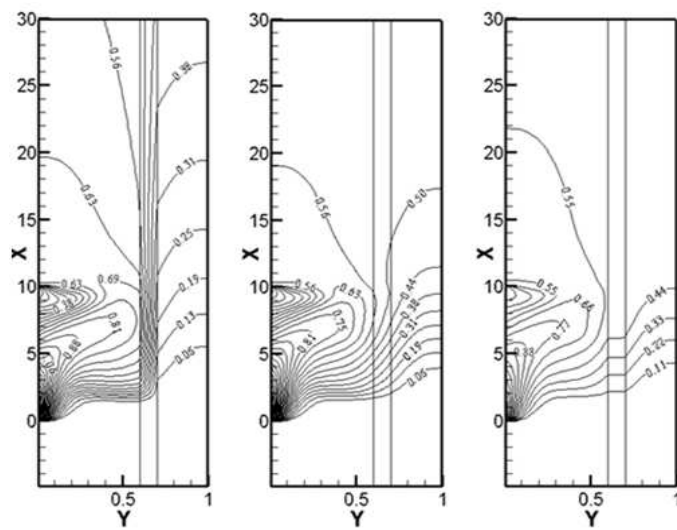
Figure 4.6- Lignes de courant pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 2$.



(a) $b_1/b_2 = \frac{1}{2}$

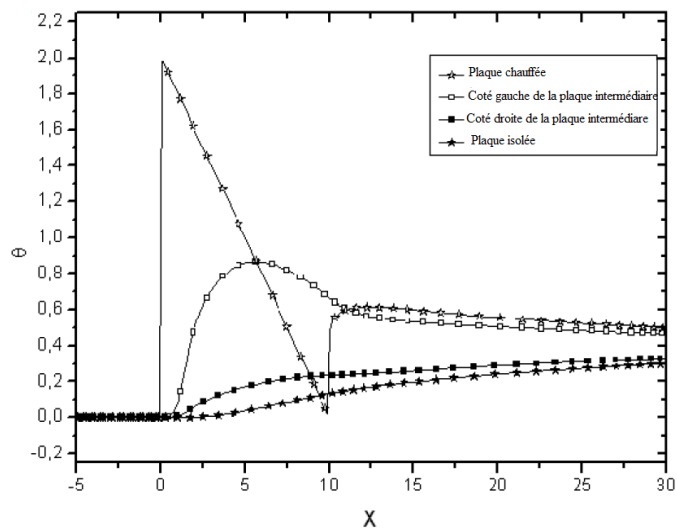


(b) $b_1/b_2 = 1$

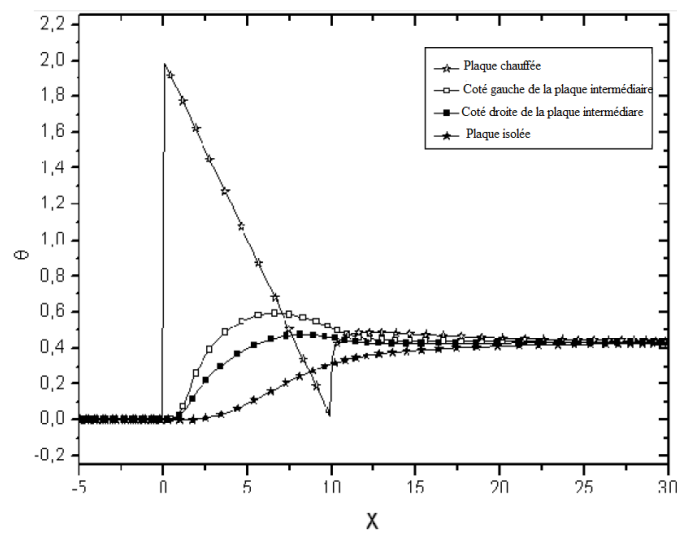


(c) $b_1/b_2 = 2$

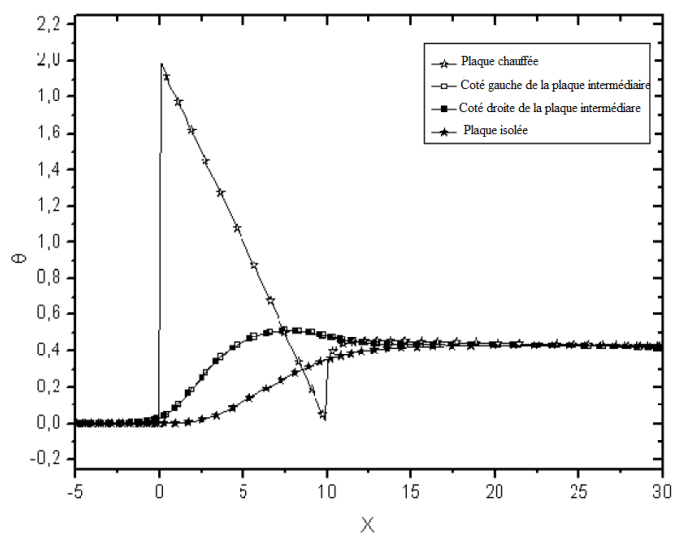
Figure 4.7- Les isothermes pour différentes valeurs de $K(0.1, 1, 100)$ et pour différentes positions de la plaque avec $Ri = 10$ et $\theta_1 = 2$.



(a) $K = 0.1$

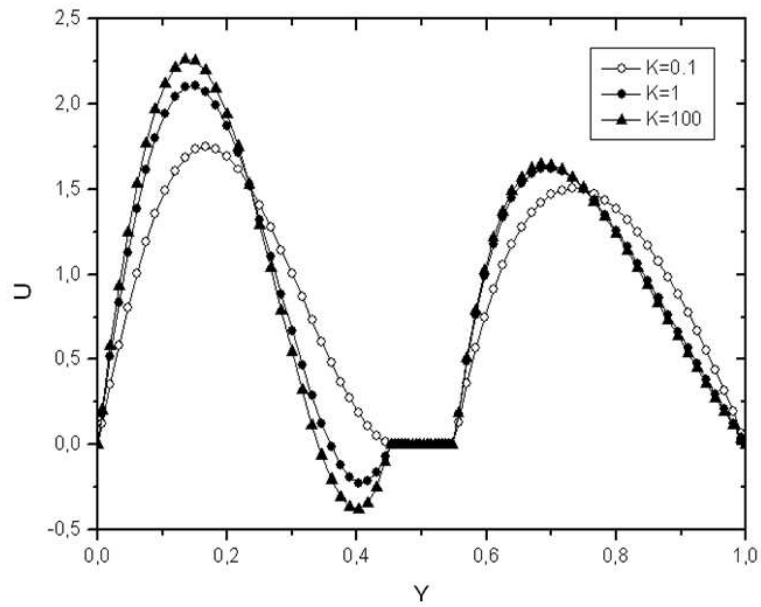


(b) $K = 1$

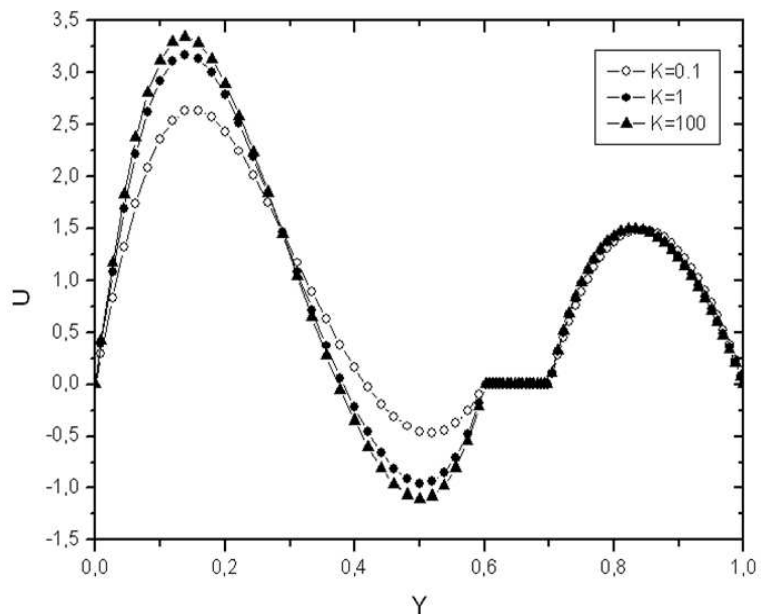


(c) $K = 100$

Figure 4.8- Evolution longitudinale de la température adimensionnelle aux interfaces paroi-fluide ($Ri = 10$), $\theta_1 = 2$, $b_1/b_2 = 1$.

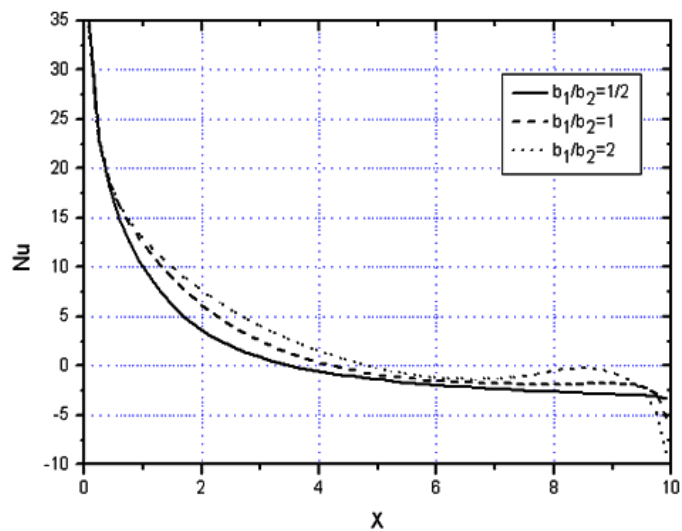


(a) $b_1/b_2 = 1$

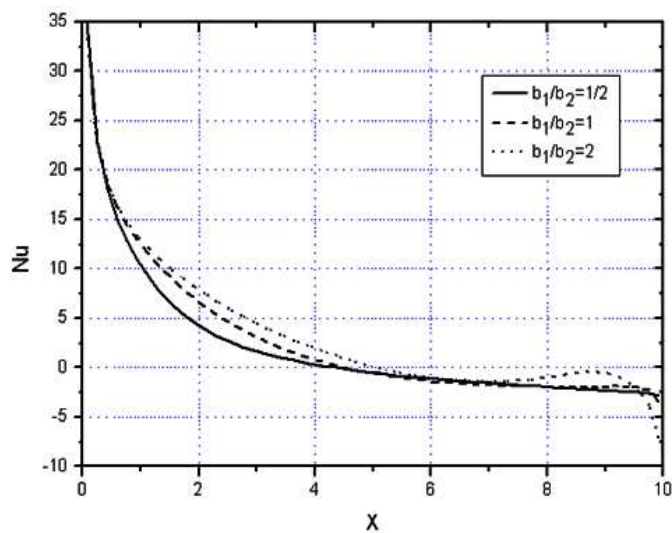


(b) $b_1/b_2 = 2$

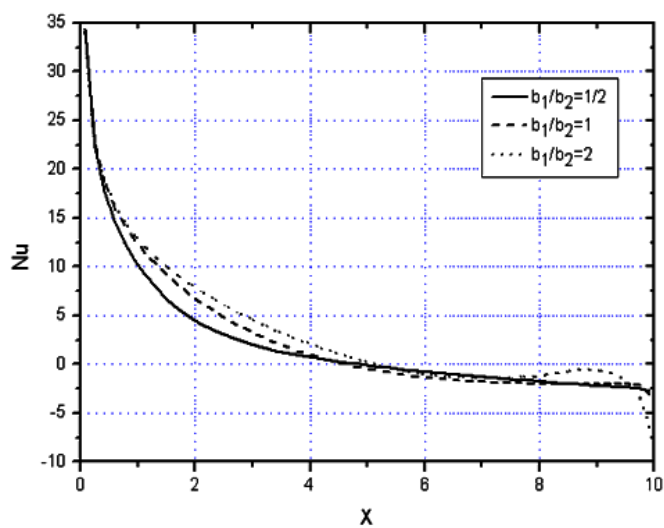
Figure 4.9- Profils de la vitesse au milieu de la section chauffée pour $(Ri = 10), \theta_1 = 2$.



(a) $K = 0.1$



(b) $K = 1$



(c) $K = 100$

Figure 4.10- Evolution longitudinale du nombre de Nusselt le long de la section chauffée ($Ri = 10$).

		$Ri = 0.1$			$Ri = 1$			$Ri = 10$		
		$\theta_1 = 0$	$\theta_1 = 1$	$\theta_1 = 2$	$\theta_1 = 0$	$\theta_1 = 1$	$\theta_1 = 2$	$\theta_1 = 0$	$\theta_1 = 1$	$\theta_1 = 2$
$\frac{b_1}{b_2}$	$K = \frac{k_s}{k_s}$	Nu								
$\frac{1}{2}$	0.1	3.382406	2.338941	1.298502	3.404815	2.343636	1.312566	3.596239	2.385735	1.456824
	1	3.683074	2.764347	1.849368	3.721236	2.780821	1.877572	4.070436	2.922954	2.115316
	100	3.744078	2.886763	2.034520	3.790304	2.907989	2.065229	4.214044	3.088612	2.325198
1	0.1	3.596811	2.716025	1.847696	3.720641	2.754075	1.910341	4.519971	3.027840	2.510758
	1	3.669306	2.852185	2.047137	3.811288	2.901840	2.110959	4.834037	3.316507	2.723473
	100	3.677693	2.88790	2.101577	3.823851	2.936468	2.164092	4.908044	3.388234	2.773466
2	0.1	3.530187	2.787477	2.068030	3.827279	2.911525	2.214878	5.233426	3.623174	3.237176
	1	3.545247	2.821277	2.119547	3.857360	2.957014	2.264286	5.483037	3.851852	3.405682
	100	3.544965	2.825778	2.128165	3.858701	2.963650	2.270387	5.529902	3.896357	3.434046
Sans plaque intermédiaire		3.229739	2.612423	2.032988	3.940616	3.040564	2.374013	6.144163	4.474588	3.844548

Tableau 4.2- Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction des différent paramètres $\frac{b_1}{b_2}$, θ_1 , K et Ri .

4.2.2 Effet du nombre de Richardson Ri

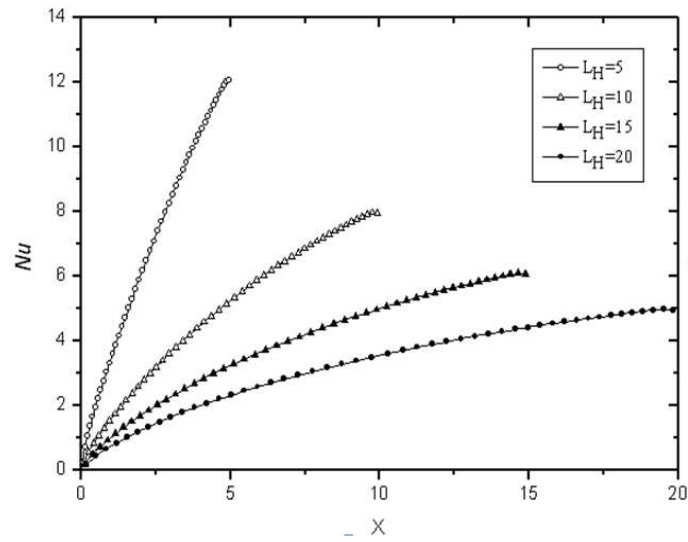
Après avoir discuté l'effet de b_1/b_2 et de K sur les lignes de courant et sur la distribution locale de températures et de Nusselt, on s'intéresse maintenant à l'effet de nombre de Richardson pour les trois valeurs précédentes du rapport de conductivité thermique, K , et l'espacement entre la plaque intermédiaire et la paroi chauffée, b_1/b_2 , sur le nombre de Nusselt moyen, comme il est indiqué sur le tableau 4.2.

A travers l'ensemble de ces résultats, on remarque que pour n'importe quelle combinaison de θ_1 , $\frac{b_1}{b_2}$ et K , le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson Ri . On note aussi que pour un chauffage croissant $\theta_1 = 0$, le transfert thermique est amélioré. Ceci peut être traduit par l'augmentation du nombre de Nusselt moyen comparable au cas du chauffage décroissant.

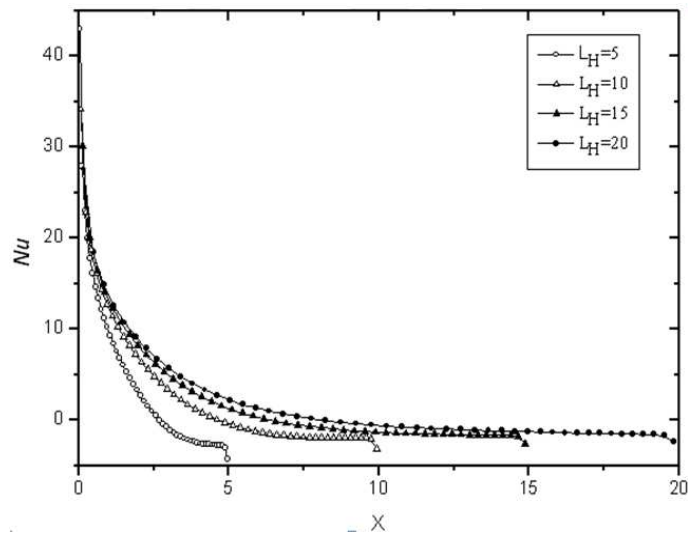
Le tableau 4.2 montre également que, pour n'importe quelle combinaison de θ_1 , $\frac{b_1}{b_2}$ et Ri , le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du rapport de conductivité thermique K . Enfin, le cas d'un écoulement sans plaque intermédiaire est donné à titre de comparaison. A partir des valeurs présentées, il est clair que le nombre de Nusselt moyen conserve les mêmes tendances que le cas avec plaque intermédiaire c'est à-dire qu'il diminue avec l'augmentation de θ_1 .

4.2.3 Effet de la longueur de la section chauffée L_H

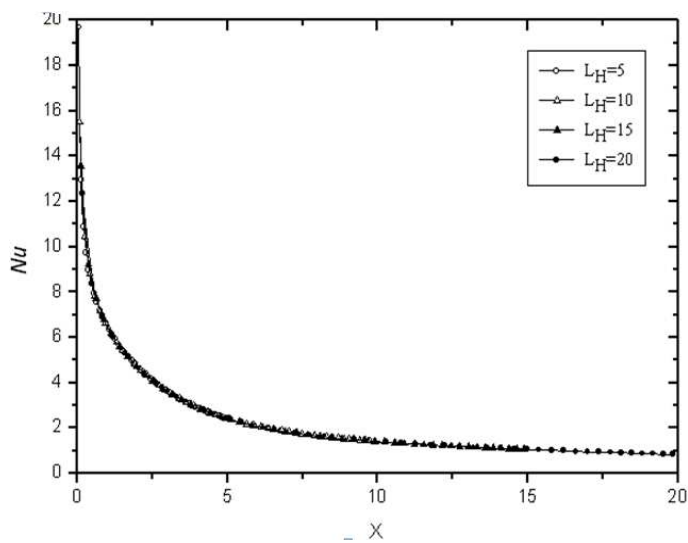
Les figures 4.11 (a) et (c) illustre l'effet de la longueur de la section chauffée, L_H , sur le nombre de Nusselt local pour le cas de $\frac{b_1}{b_2} = 1$ avec $Ri = 10$. Dans la Figure 4.11 (a), qui correspond au cas où la température de la section chauffée augmente avec l'augmentation de X . c.à.d. $\theta_1 = 0$, on peut noter que le nombre de Nusselt Nu diminue d'une manière significative avec l'augmentation de la longueur de la section chauffée L_H . Pour le cas où la température de la section chauffée diminue avec l'augmentation X . c.à.d. $\theta_1 = 2$, Nu augmente légèrement avec l'augmentation de L_H comme le montre la Figure 4.11 (b). A titre de comparaison, on présente le cas où la variation de la température le long de la section chauffée est uniforme ($\theta_1 = 1$), figure 4. 11 (c), qui montre clairement que la longueur de la section chauffée n'a pas d'effet sur la variation du nombre de Nusselt local.



(a) $\theta_1 = 0$



(b) $\theta_1 = 2$



(c) $\theta_1 = 1$

Figure 4.11- Evolution longitudinale du nombre de Nusselt le long de la section chauffée ($Ri = 10, \frac{b_1}{b_2} = 1$).

4.3 Conclusion

La présente étude mis aux points, l'influence d'une paroi soumise à une température avec une variation linéaire sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur dans un canal vertical constitué de deux plaques parallèles par l'intermédiaire d'une plaque conductrice d'épaisseur finie e . Trois types de chauffage sont pris en considération, en augmentant, ou en diminuant la température de la paroi, en fonction de la valeur de la température d'entrée ($\theta_1 = 0, 2$), respectivement. Les lignes de courant, les isothermes et les profils de température ont été présentés et les nombres de Nusselt local et moyen ont été évalués pour différentes positions de la plaque intermédiaire et différentes valeurs du rapport de conductivité thermique. Les résultats obtenus dans le présent chapitre permettent de tirer les conclusions suivantes :

- Le nombre de Nusselt Nu augmente suivant X avec l'augmentation de $\frac{b_1}{b_2}$ (distance entre la paroi chauffée et la plaque intermédiaire et avec l'augmentation du rapport des conductivités thermique pour le cas d'un chauffage croissant ($\theta_1 = 0$)).
- Pour le cas d'un chauffage décroissant, Nu diminue suivant X et présente des valeurs positives pour $0 \leq X < 5$ et des valeurs négatives pour $X \geq 5$, ce qui indique que la direction de transfert de chaleur est inversé le long de cette région.
- En outre, on note que pour $\frac{b_1}{b_2} = 1$ et 2 , le nombre de Nusselt subit une variation inhabituelle à la sortie de la section chauffée.
- Les résultats montrent que la longueur de la zone chauffée a un effet considérable sur la variation du nombre du Nusselt dans le cas d'un chauffage croissant et dans le cas d'un chauffage décroissant.

Chapitre 5

Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné

Sommaire

5.1	Introduction	68
5.2	Définition d'un nanofluide	68
5.3	Propriétés thermo physiques des nanofluides	68
5.3.1	La masse volumique d'un nanofluide	68
5.3.2	La chaleur spécifique	69
5.3.3	Le coefficient de dilatation thermique	69
5.3.4	La conductivité thermique d'un nanofluide	69
5.3.5	La viscosité d'un nanofluide	70
5.4	Convection forcée transitoire et laminaire d'un nanofluide entre deux plaques parallèles	71
5.4.1	Introduction	71
5.4.2	Formulation du problème	71
5.4.3	Résultats et discussion	74
5.4.3.1	Cas des parois soumises à une température constante	74
5.4.3.2	Cas des parois soumises à un flux constant	77
5.5	Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné	85
5.5.1	Effets du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur les lignes de courant et sur les isothermes	85
5.5.2	Effet du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur le nombre de Nusselt local et moyen	86
5.5.3	Effet des nanomatériaux sur le nombre de Nusselt moyen	89
5.5.4	Effet des nombres de Reynolds et de Richardson sur le coefficient de trainé	89
5.6	Conclusion	94

5.1 Introduction

Ce dernier chapitre vise principalement l'effet des nanofluides sur le transfert thermique en mode de convection mixte comparable aux autres fluides classiques. Alors on a choisi d'étudier l'écoulement laminaire de trois nanofluides (*eau/Al₂O₃*, *eau/TiO₂*, *eau/CuO*) à travers un cylindre carré maintenu à une température constante et confiné entre deux plaques parallèles et verticales dont le schéma est présenté sur la figure 5.1.

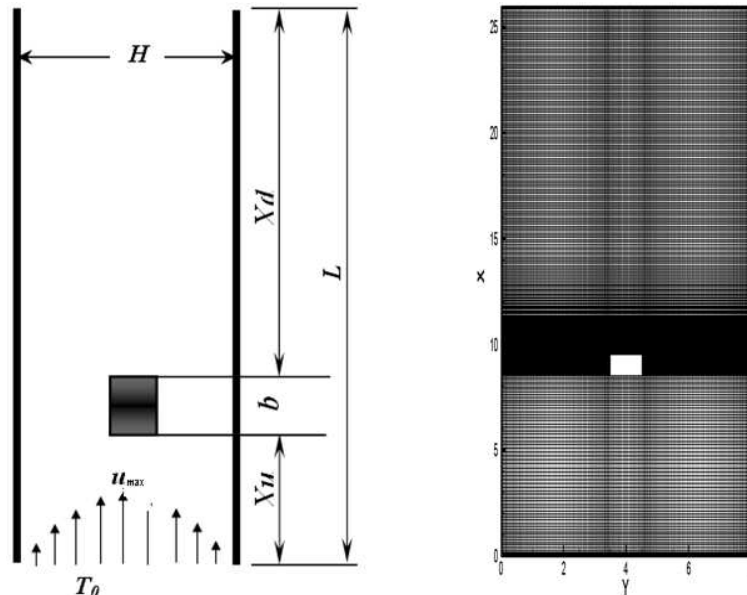


Figure 5.1- Schéma du système étudié et le maillage choisi

5.2 Définition d'un nanofluide

Un nanofluide est une suspension de particules de taille nanométrique, de forme sphérique ou cylindrique comme elle peut avoir d'autres formes, dispersées dans un liquide de base. Les liquides de base les plus utilisés sont : eau, éthylène -glycol et les huiles.

Les nanoparticules peuvent être :

- Métalliques : Cu, Ag, Au, etc.
- Oxydes : Al_2O_3 , CuO , Ti_2O_3 , SiO_2 .
- Nanotubes de carbone (CNT).

5.3 Propriétés thermo physiques des nanofluides

Les propriétés thermophysiques des solutions sont modifiées avec l'ajout de nanoparticules, différents paramètres caractérisant ces nanoparticules peuvent avoir un effet sur les valeurs des propriétés thermophysiques du nanofluide obtenu (nature et taille des nanoparticules, la fraction volumique, la température du milieu, etc.).

5.3.1 La masse volumique d'un nanofluide

La masse volumique d'un nanofluide, qui est considéré comme étant un fluide homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide de base), en fonction de la fraction

volumique à une température donnée est exprimé par la relation.

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad (5.1)$$

où :

ρ_{nf} : La masse volumique du nanofluide.

ρ_f : La masse volumique du fluide de base.

ρ_s : La masse volumique des nanoparticules.

ϕ : Fraction volumique des nanoparticules. ($\phi = \frac{\text{volume solide}}{\text{volume du nanofluide}}$)

5.3.2 La chaleur spécifique

La relation utilisée décrite par [Pack et Cho, 1998] est :

$$(\rho.C_P)_{nf} = (1 - \phi)(\rho.C_P)_f + \phi(\rho.C_P)_s \quad (5.2)$$

C_P : Chaleur spécifique.

5.3.3 Le coefficient de dilatation thermique

Pour déterminer le coefficient de dilatation thermique plusieurs auteurs ont utilisé une expression analogue à celle utilisée pour le calcul de la masse volumique du nanofluide, qui s'écrit :

$$(\rho.\beta)_{nf} = (1 - \phi)(\rho.\beta)_f + \phi(\rho.\beta)_s \quad (5.3)$$

Où β_f et β_s désignent les coefficients de détente thermique pour le fluide et pour les nanoparticules respectivement.

5.3.4 La conductivité thermique d'un nanofluide

La majorité des travaux scientifiques traitant les naofluides se base sur la quantification de l'augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. L'objectif de ces travaux est d'obtenir des nanoparticules et des fluides de base les plus appropriés pour obtenir des rapports de conductivité thermique du nanofluide à celle du fluide de base les plus élevés. Plusieurs modèles sont utilisés pour déterminer la conductivité thermique d'un nanofluide k_{nf} parmi ces modèles :

- *Modèle de Maxwell (1873)* Maxwell a supposé que le fluide renferme plusieurs particules sphériques de même diamètre. Les particules sont séparées par une distance diffusante pour annuler tout contact entre elles.

La formule de Maxwell est donnée par :

$$k_{nf} = \left[\frac{k_s + 2k_f - 2\phi(k_f - k_s)}{k_s + 2k_f + \phi(k_f - k_s)} \right] k_f \quad (5.4)$$

Avec :

k_s : la conductivité thermique des nanoparticules.

k_f : la conductivité thermique du fluide de base.

5.3. Propriétés thermo physiques des nanofluides

- *Modèle de Hamilton-Crosser (1962)* : Le modèle de Hamilton-Crosser est une extension du modèle de Maxwell, il s'applique aux particules de forme quelconque, sa formule est donnée par :

$$k_{nf} = \left[\frac{k_s + (n-1)k_f - (n-1)\phi(k_f - k_s)}{k_s + (n-1)k_f + \phi(k_f - k_s)} \right] k_f \quad (5.5)$$

Où n est un facteur de forme donné par :

$$n = \frac{3}{\psi} \quad (5.6)$$

avec :

ψ : est la sphéricité ($\psi = 1$: cas de la forme sphérique).

- *Modèle de Chon et al (2005)* : Dans ce modèle, les auteurs ont tenu compte des effets du mouvement brownien, sa formule est :

$$k_{nf} = k_f \left[1 + 0.647\phi^{0.746} \left(\frac{d_f}{d_s} \right)^{0.369} \left(\frac{k_s}{k_f} \right)^{0.7476} Pr_f^{0.9955} Re^{1.2321} \right] \quad (5.7)$$

Dans cette expression Re est basé sur la vitesse brownienne des particules.

En plus de ces approximation, il existe plusieurs corrélations semi empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisés pour déterminer la conductivité thermique des différents nanofluides.

$k_{nf} = (28.905\phi^2 + 2.827\phi + 1)k_f$ Pour le nanofluide EG/ Al_2O_3

$k_{nf} = (-13\phi^2 + 6.3\phi + 1)k_f$ Pour le nanofluide Eau/ Al_2O_3

$k_{nf} = (11.6\phi^2 + 9.6\phi + 1)k_f$ Pour le nanofluide Eau/Cu

$k_{nf} = (7146\phi^2 + 76.6\phi + 1)k_f$ Pour le nanofluide Huile/CNT

5.3.5 La viscosité d'un nanofluide

L'ajout de particules solides dans un fluide de base provoque une augmentation de la viscosité dynamique du mélange obtenu, différents modèles et formules semi empiriques sont adoptés pour décrire la viscosité dynamique des nanofluides.

- *Modèle d'Einstein (1906)* :

La viscosité dynamique d'un nanofluide donnée par Einstein pour un mélange contenant des suspensions diluée de particules fines sphériques et rigides avec de faibles fractions ϕ est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5\phi) \quad (5.8)$$

- *Modèle de Brinkman (1952)*

Le modèle de Brinkman [Brinkman, 1952] est étendu pour couvrir une large plage de fraction volumique.

$$\mu_{nf} = \mu_f \left(\frac{1}{(1 - \phi)^{2.5}} \right) \quad (5.9)$$

Il existe des corrélations semi empiriques, basées sur des résultats expérimentaux, utilisées pour calculer la viscosité dynamique de quelques nanofluides :

- [Maiga *et al.*, 2005]
Pour le nanofluide Eau/ Al_2O_3

$$\mu_{nf} = \mu_f(123\phi^2 + 73\phi + 1) \quad (5.10)$$

- [Nguyen *et al.*, 2007]
Pour le nanofluide Eau/CuO

$$\mu_{nf} = \mu_f(0.009\phi^3 + 0.31973\phi^2 + 1.475) \quad (5.11)$$

5.4 Convection forcée transitoire et laminaire d'un nanofluide entre deux plaques parallèles

5.4.1 Introduction

Avant d'étudier l'écoulement des nonofluides autour d'un cylindre carré, nous avons voulu déterminer l'influence des différents paramètres caractérisant le nanofluide (conductivité thermique, diamètre et fraction volumique des nanoparticules) sur le taux du transfert thermique en analysant numériquement l'écoulement transitoire et laminaire du nanofluide (*eau/Al₂O₃*) dont les propriétés thermophysiques dépendent de la température, avec transfert thermique par convection forcée entre deux plaques parallèles soumises à une température constante ou à un flux constant. (figure 5.2)

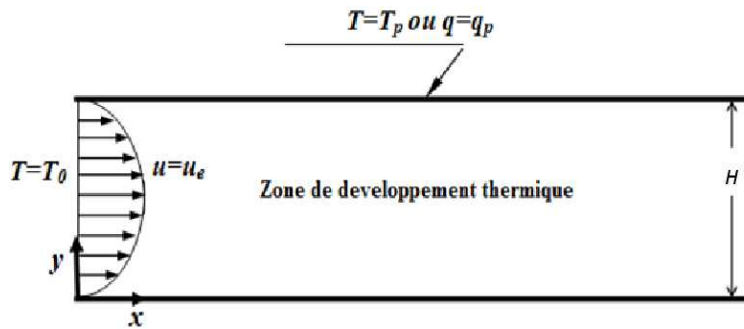


Figure 5.2- Géométrie du problème

5.4.2 Formulation du problème

En négligeant la conduction axiale et la dissipation visqueuse, l'équation de l'énergie pour un écoulement totalement développé en régime transitoire et en coordonnées cartésiennes sous forme adimensionnelle s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{2}{Pe} \frac{\partial}{\partial Y} (k^* \frac{\partial \theta}{\partial Y}) \quad (5.12)$$

En utilisant les quantités adimensionnelles suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} X = x/H \\ Y = y/H \\ k^* = \frac{k_{nf}}{k_{bnf}} \\ U = 6Y(1 - Y) \\ \tau = u_0 t/H \\ \theta = \frac{T-T_0}{T_P-T_0} \text{ (cas de température constante)} \\ \theta = \frac{k_{bnf}(T-T_0)}{qH} \text{ (cas de flux constant)} \end{array} \right. \quad (5.13)$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

Cas de température imposée :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{à } Y = 0 \text{ et } 0 \leq X \leq L & \theta = 1 \\ \text{à } Y = 1 \text{ et } 0 \leq X \leq L & \theta = 1 \\ \text{à } X = 0 \text{ et } 0 \leq Y \leq 1 & \theta = 0 \\ \text{à } X = L \text{ et } 0 \leq Y \leq 1 & \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \end{array} \right. \quad (5.14)$$

Cas du flux imposé :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{à } Y = 0 \text{ et } 0 \leq X \leq L & \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 1 \\ \text{à } Y = 1 \text{ et } 0 \leq X \leq L & \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 1 \\ \text{à } X = 0 \text{ et } 0 \leq Y \leq 1 & \theta = 0 \\ \text{à } X = L \text{ et } 0 \leq Y \leq 1 & \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \end{array} \right. \quad (5.15)$$

Les températures adimensionnelles sont déterminées par la résolution de l'équation (5.12) et elles sont utilisées pour évaluer le nombre de Nusselt local et le coefficient d'échange thermique par les relations :

$$Nu = \frac{2}{\theta_P - \theta_m} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=1} \quad (5.16)$$

$$h_{nf} = \frac{Nu \cdot k_{nf}}{H} \quad (5.17)$$

Avec θ_P et θ_m sont les températures adimensionnelles à la paroi et moyenne du fluide successivement .

θ_m peut se calculer par l'expression :

$$\theta_m = \frac{\int_0^1 \theta(X, Y) U dY}{\int_0^1 U dY} \quad (5.18)$$

Le coefficient d'échange moyen et le nombre de Nusselt moyen se calculent de la manière suivante :

$$h_m = \frac{1}{L} \int_0^1 h_{nf} dX \quad (5.19)$$

$$Nu_m = \frac{h_m \cdot H}{k_{nf}} \quad (5.20)$$

Le modèle de Hamilton-Crosser est insuffisant pour donner des explications concernant l'amélioration du transfert de chaleur. Il est toujours nécessaire d'utiliser d'autres modèles qui font introduire l'effet du mouvement des nanoparticules dans le fluide de base qui se déplace de façon aléatoire et entrent en collision avec les molécules de fluide de base. Ce mouvement appelé mouvement Brownien qui conduit à une augmentation d'échange thermique. La conductivité thermique due au mouvement Brownien (appelée aussi conductivité dynamique) est donnée par [Koo et Kleinstreuer, 2004] et révisée par [Vajjha et Daas, 2009], en utilisant une gamme plus large de donnés. [Farooji *et al.*, 2012]

$$k_{Brownien} = 5 \times 10^4 \beta \rho_f C_f \sqrt{\frac{k_B T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi) \quad (5.21)$$

Avec :

k_B est la constante de Boltzmann tel que : $k_B = 1.381 \times 10^{-23} J/K$

$$f(T, \phi) = (2.821 \times 10^{-2} \phi + 3.917 \times 10^{-3}) \frac{T}{273} + (-3.0669 \times 10^{-2} \phi - 3.9112 \times 10^{-3}) \quad (5.22)$$

Cette relation est valable pour $298K \leq T \leq 363K$ et

$\beta = 8.4407(100\phi)^{-1.07304}$ pour des nanoparticules en Al_2O_3 et avec $0.01 \leq \phi \leq 0.1$.

Les propriétés thermophysiques de l'eau telles que la conductivité thermique k_f , la masse volumique ρ_f , la viscosité dynamique μ_f et la chaleur spécifique C_f sont définies en fonction de la température par les relations suivantes [Farooji *et al.*, 2012] :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_f = -8 \times 10^{-6} T^2 + 0.0062 T - 0.5388 \\ \rho_f = -0.0036 T^2 + 1.9159 T + 748.19 \\ \mu_f = 0.00002414 \times 10^{247.8/(T-140)} \\ C_f = -0.0001 T^3 + 0.1155 T^2 - 41.296 T + 9017.8 \end{array} \right. \quad (5.23)$$

La conductivité thermique du nanofluide peut s'écrire :

$$k_{nf} = k_{statique} + k_{dynamique} \quad (5.24)$$

$$k_{nf} = \left(\frac{k_s + 2k_f - 2\phi(k_f - k_s)}{k_s + 2k_f + \phi(k_f - k_s)} \right) k_f + 5 \times 10^4 \beta \rho_f C_f \sqrt{\frac{k_B T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi) \quad (5.25)$$

5.4.3 Résultats et discussion

5.4.3.1 Cas des parois soumises à une température constante

Le cas étudié concerne les mêmes données utilisées par [Sert *et al.*, 2013] pour le cas d'un écoulement du nanofluide *eau/Al₂O₃* dans une conduite cylindrique :

$$\left\{ \begin{array}{l} Pe = 2000 \\ H = 0.01m \\ l = 3m \\ T_0 = 25^\circ C \\ T_p = 50^\circ C \\ dp = 20nm \\ 0 \leq \phi \leq 4\%. \end{array} \right. \quad (5.26)$$

La figure 5.3 présente l'évolution du champ de température dimensionnelle en fonction du temps avec un intervalle des isothermes de 2°C à partir de 25°C (température à l'entrée) jusqu'à 50 °C (température de la paroi). La température au centre du canal augmente graduellement en fonction du temps avec le développement de la couche thermique jusqu'à l'établissement thermique total pour $\tau \geq 280$.

Dans la figure 5.4 le profil transversal de la température dimensionnelle pour un nanofluide de fraction volumique des nanoparticules $\phi = 2\%$ à la sortie du conduit. La température au milieu du conduit augmente pour se rapprocher de la température de la paroi pour un temps adimensionnelle $\tau \geq 280$ qui correspond au cas stationnaire du transfert thermique.

La figure 5.5 montre la variation de la conductivité thermique moyenne le long du conduit pour des valeurs données de la fraction volumique, nombre de Peclet et du diamètre des nanoparticules.

L'effet de la concentration des nanoparticules sur la conductivité thermique à la sortie du conduit est présenté sur la figure 5.6.

On peut clairement remarquer sur ces deux dernières figures que la valeur de la conductivité thermique augmente avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et de même avec le temps.

La figure 5.7 illustre clairement la dépendance du taux de transfert thermique du temps d'échange de la chaleur. A l'entrée de la conduite la valeur du nombre de Nusselt et la même, tandis que dans la zone restante le nombre de Nusselt diminue en fonction du temps pour atteindre des valeurs du régime stationnaire pour $\tau \geq 280$.

De même, le transfert de chaleur est amélioré pour des valeurs élevées de la fraction vo-

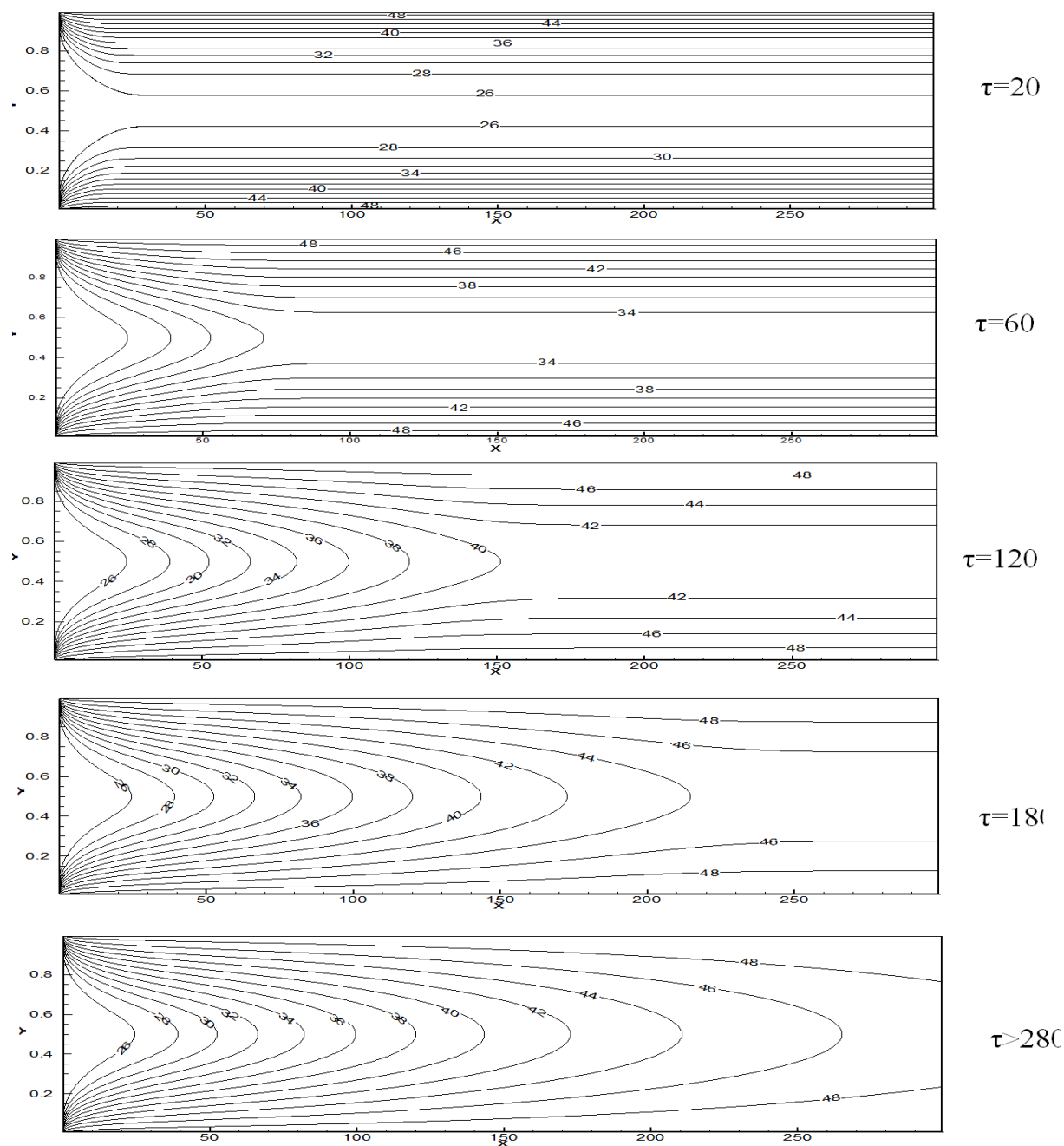


Figure 5.3- Les contours de la température pour $\phi = 2\%$ d'Eau/ Al_2O_3 à différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.

5.4. Convection forcée transitoire et laminaire d'un nanofluide entre deux plaques parallèles

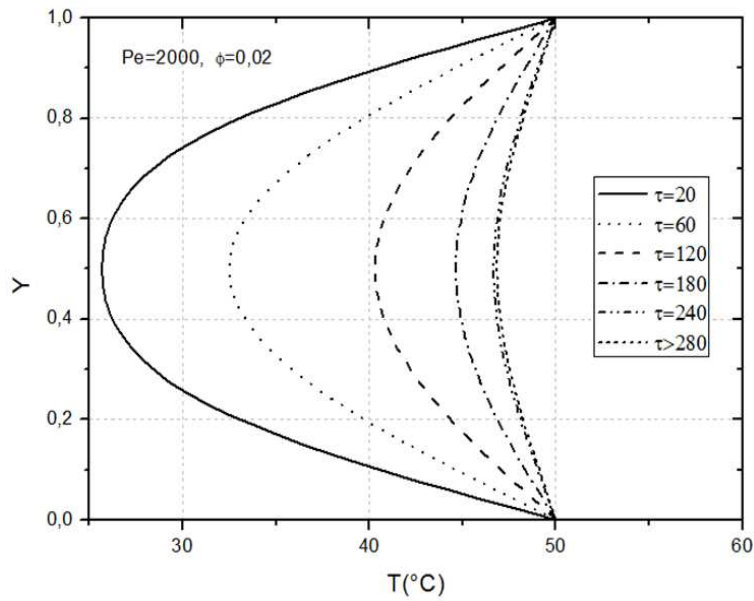


Figure 5.4- *Distribution transversale de la température à la sortie du conduit à des différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.*

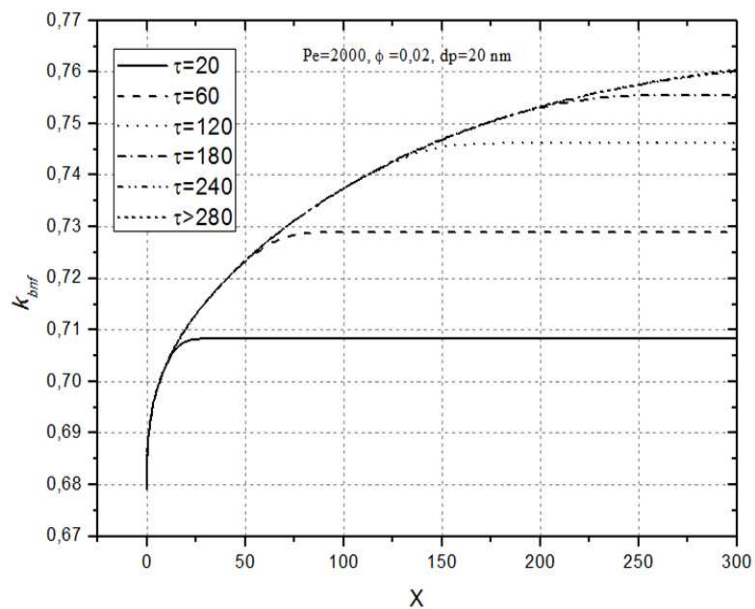


Figure 5.5- *Evolution de la conductivité thermique moyenne du nanofluide Eau/ Al_2O_3 le long de la conduite pour le cas des parois soumises à une température constante.*

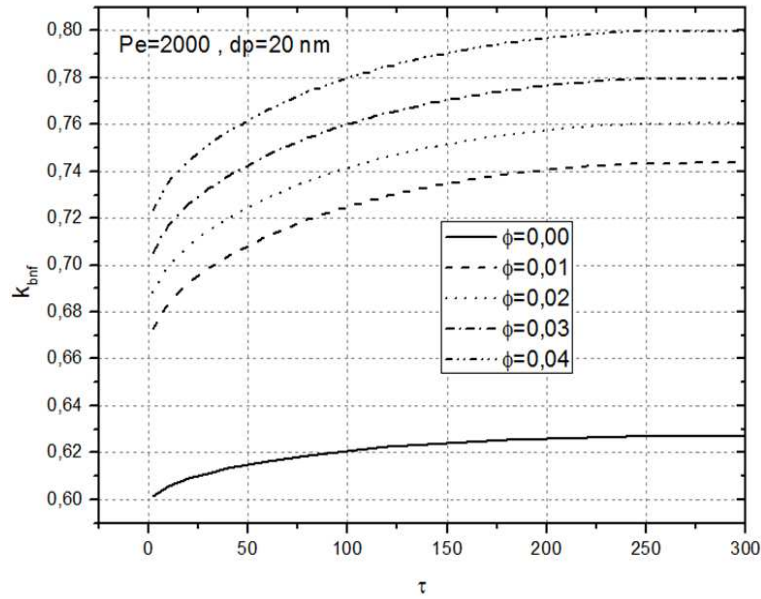


Figure 5.6- Variation de la conductivité thermique moyenne du nanofluide Eau/ Al_2O_3 à la sortie du conduit en fonction du temps pour différentes concentration des nanoparticules pour le cas des parois soumises à une température constante.

lumique des nanoparticules comme le montre la figure 5.8.

La figure 5.9 présente la variation de la température moyenne du nanofluide en fonction du temps pour des valeurs données du nombre de Peclet, fraction volumique et du diamètre des nanoparticules. La température moyenne du fluide augmente avec l'augmentation du temps pour atteindre des valeurs au voisinage de la température de la paroi pour $\tau \geq 280$.

5.4.3.2 Cas des parois soumises à un flux constant

Dans ce cas, l'étude transitoire du transfert thermique concerne la même géométrie et pour les valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} Pe = 2000 \\ T_0 = 25^\circ C \\ q = 3000 W/m^2 \\ 0 \leq \phi \leq 4\%. \end{array} \right. \quad (5.27)$$

La figure 5.10 et la figure 5.11 présentent la variation des champs de température dans le conduit en fonction du temps et l'évolution transversale de la température à la sortie du conduit successivement. On constate que le temps nécessaire à l'établissement thermique pour le cas des plaques soumises à un flux constant est supérieur à celui du cas des plaques soumises à une température constante.

Similaire au cas de condition de température constante, la figure 5.12 présente l'évolution de la conductivité thermique moyenne du nanofluide Eau/ Al_2O_3 à différents instants

5.4. Convection forcée transitoire et laminaire d'un nanofluide entre deux plaques parallèles

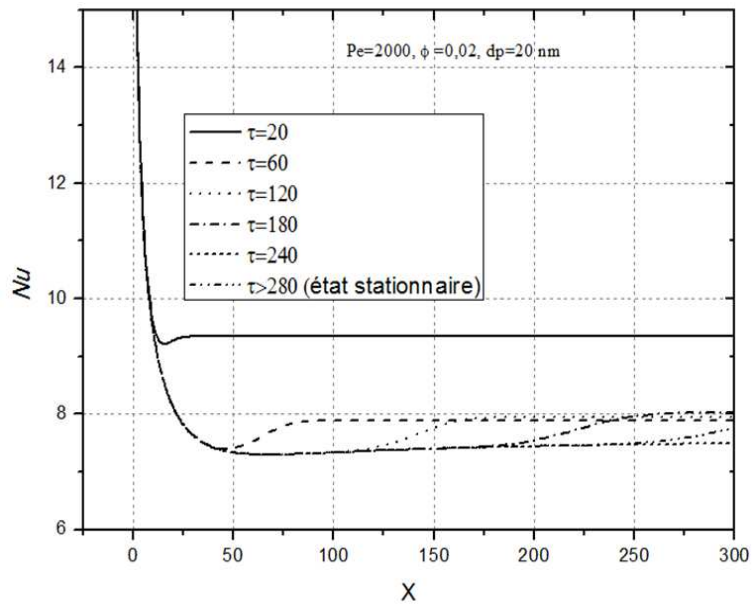


Figure 5.7- Variation du nombre de Nusselt pour le nanofluide Eau/ Al_2O_3 à différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.

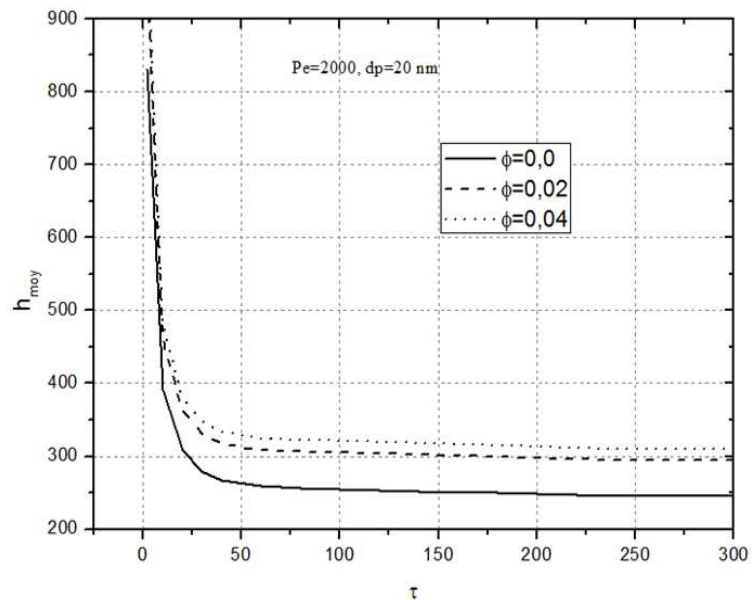


Figure 5.8- Variation du coefficient d'échange moyen du nanofluide Eau/ Al_2O_3 à différents instants et pour différentes fractions volumiques pour le cas des parois soumises à une température constante.

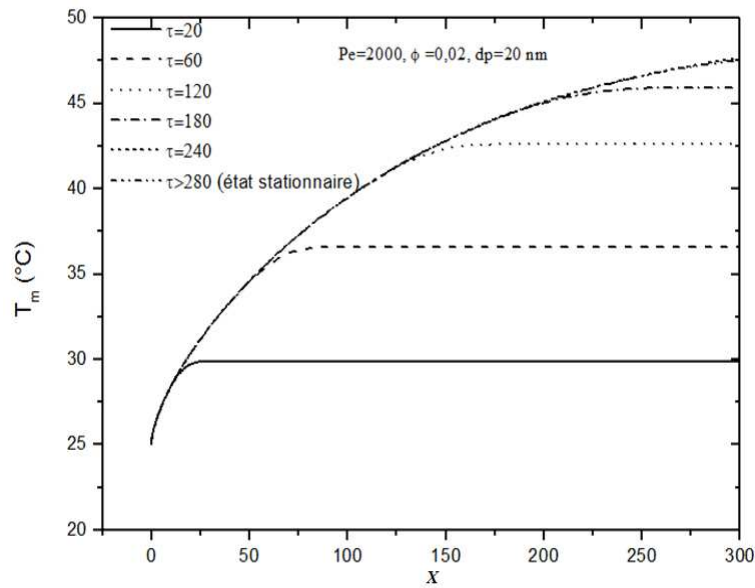


Figure 5.9- Distribution de la température moyenne le long de la conduite à différents instants pour le cas des parois soumises à une température constante.

pour des valeurs de Pe , ϕ et dp . L'effet de la fraction ϕ sur la conductivité thermique moyenne à la sortie du conduit est donné par la figure 5.13.

Dans la figure 5.14, la variation du nombre de Nusselt le long de la paroi est présentée. On constate que le nombre de Nusselt calculé pendant les premières instants est supérieur à celui du régime stationnaire du fait du gradient élevé de température entre paroi et fluide avant l'établissement thermique.

Le coefficient d'échange moyen est calculé pour différentes concentrations du nanofluide et présenté sur la figure 5.15.

La distribution de la température moyenne du nanofluide le long du conduit est présentée sur la figure 5.16.

L'effet des dimensions des nanoparticules sur le taux de transfert thermique est présenté sur la figure 5.17 pour le cas de la condition de température constante et sur la figure 5.18 pour le cas de la condition du flux constant. On peut remarquer clairement que le coefficient d'échange moyen augmente avec la diminution du diamètre des nanoparticules qui est dû au mouvement rapide des particules dont le diamètre est très faible comparable à celles de dimension élevée ce qui permet une amélioration de l'échange thermique.

5.4. Convection forcée transitoire et laminaire d'un nanofluide entre deux plaques parallèles

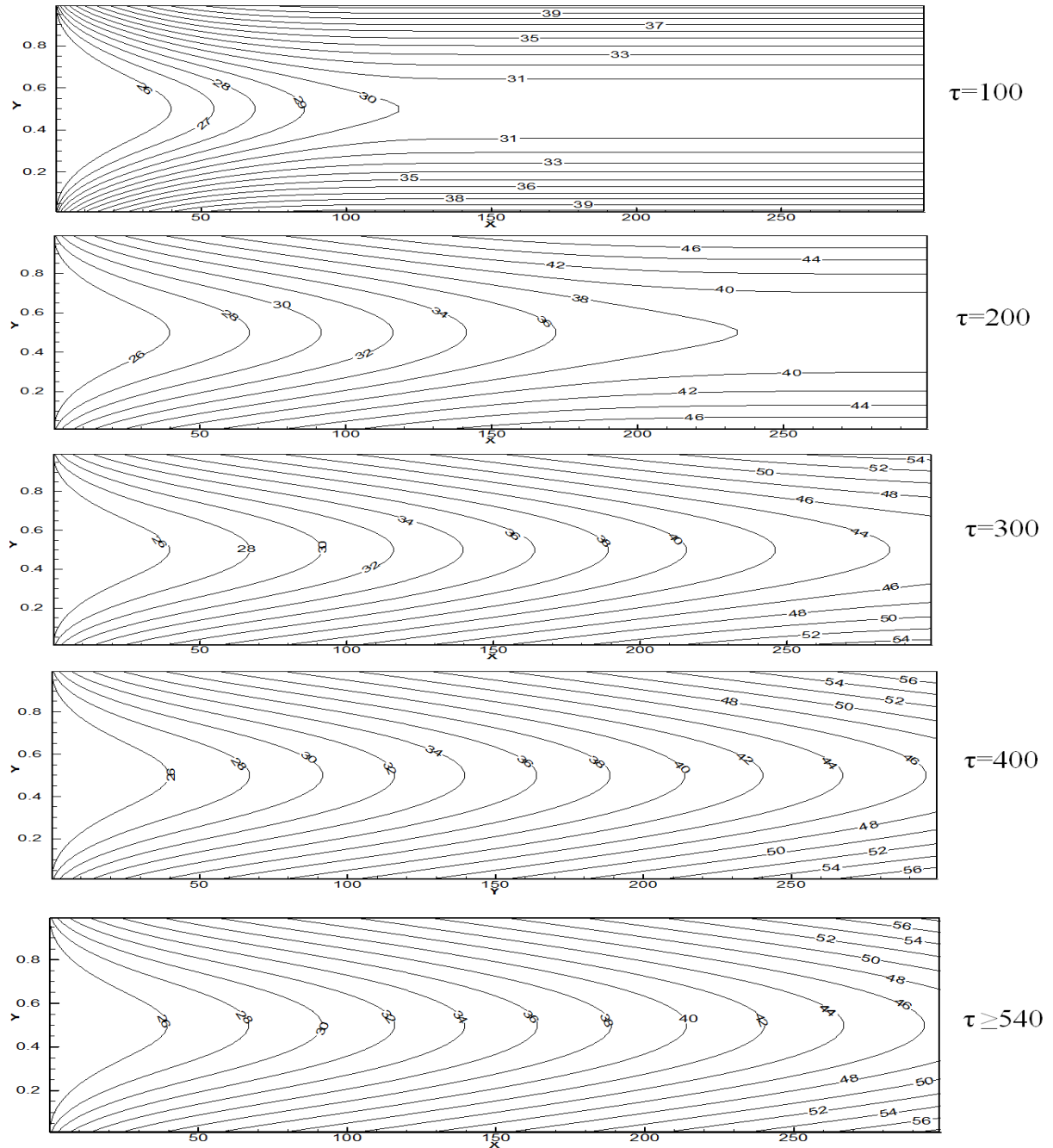


Figure 5.10- Les contours de la température pour $\phi = 0.02$ d'eau/ Al_2O_3 à différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.

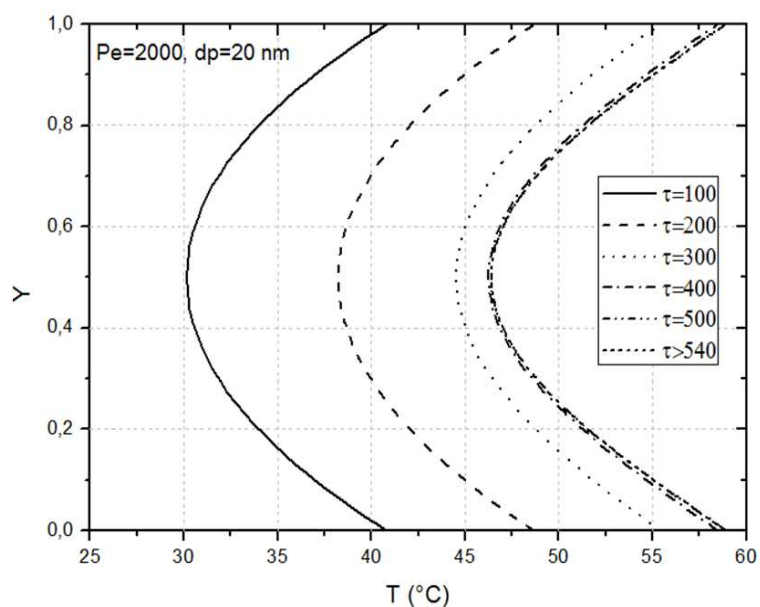


Figure 5.11- Evolution transversale de la température du nanofluide eau/ Al_2O_3 à la sortie du conduit à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.

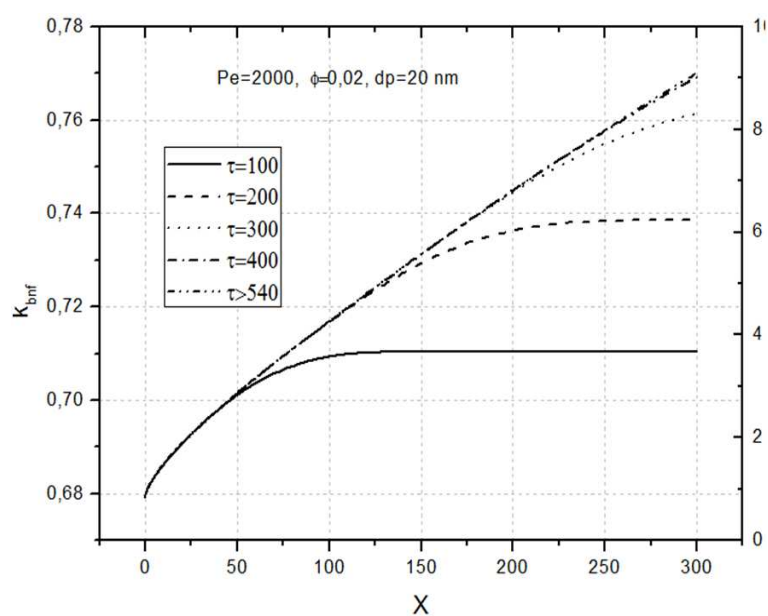


Figure 5.12- Evolution de la conductivité thermique moyenne du nanofluide eau/ Al_2O_3 le long de la conduite à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.

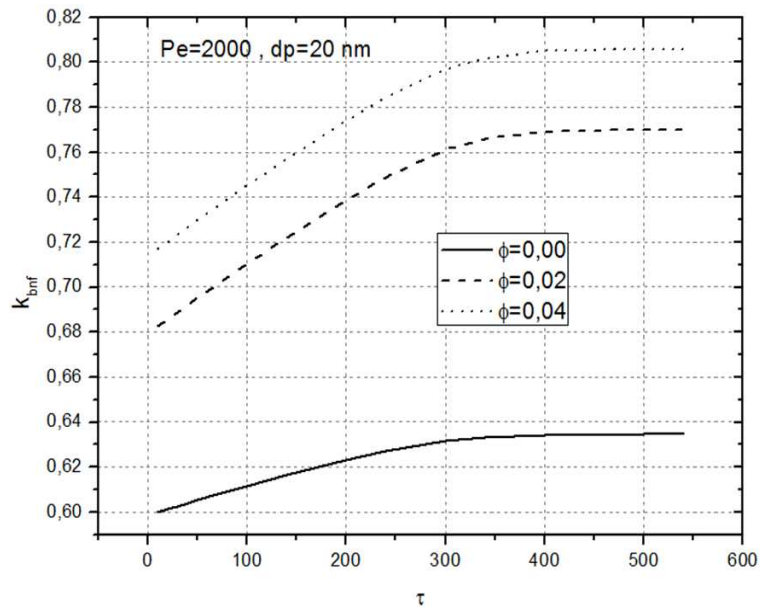


Figure 5.13- Variation transitoire de la conductivité moyenne du nanofluide Eau/Al_2O_3 à la sortie de la conduite à des différentes valeurs de la fraction volumique pour le cas des parois soumises à un flux constant.

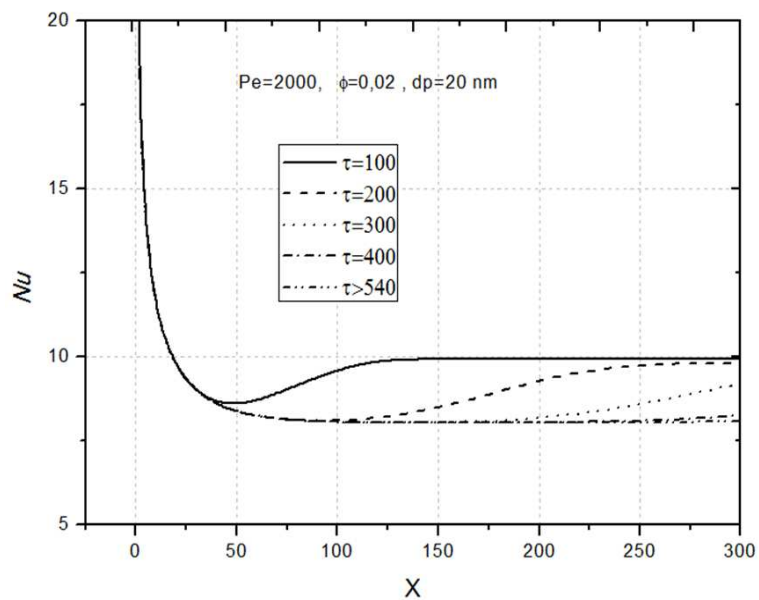


Figure 5.14- Variation du nombre de Nusselt pour le nanofluide Eau/Al_2O_3 à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.

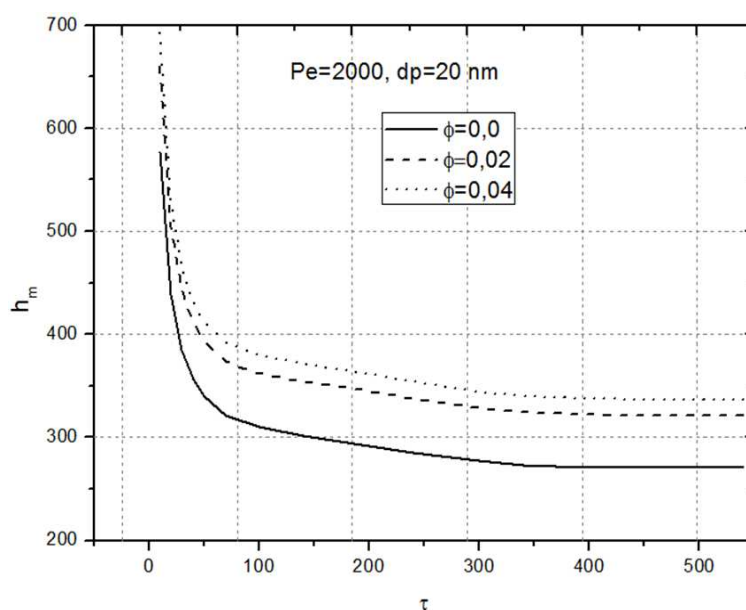


Figure 5.15- Evolution transitoire du coefficient d'échange moyen pour le nanofluide Eau/ Al_2O_3 à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.

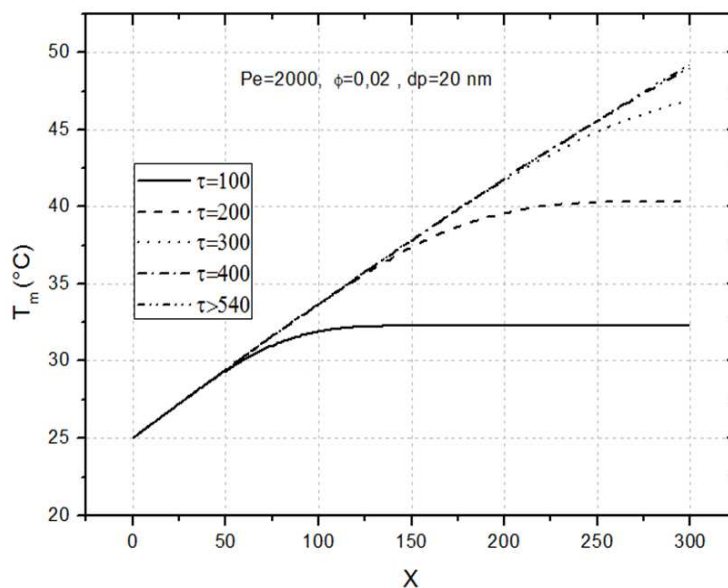


Figure 5.16- Développement de la température moyenne du nanofluide Eau/ Al_2O_3 le long de la conduite à des différents instants pour le cas des parois soumises à un flux constant.

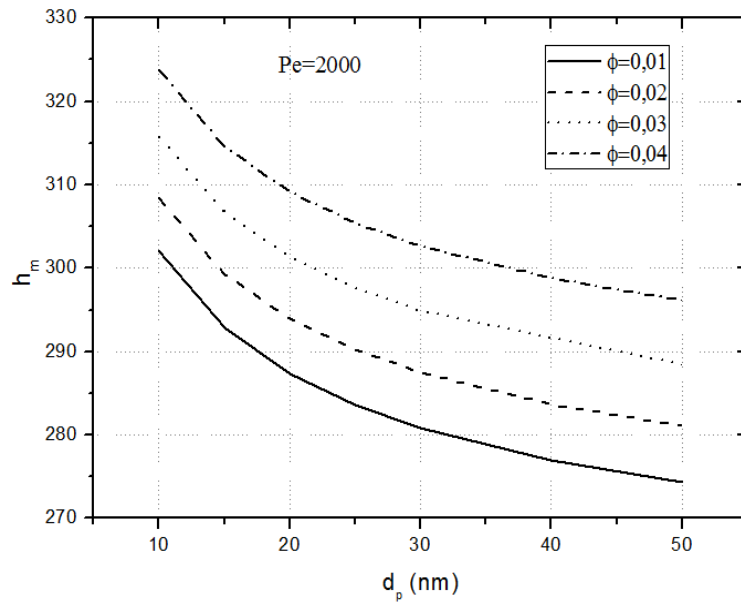


Figure 5.17- L'effet du dimension des nanoparticules sur le coefficient d'échange moyen pour le cas des parois soumises à une température constante.

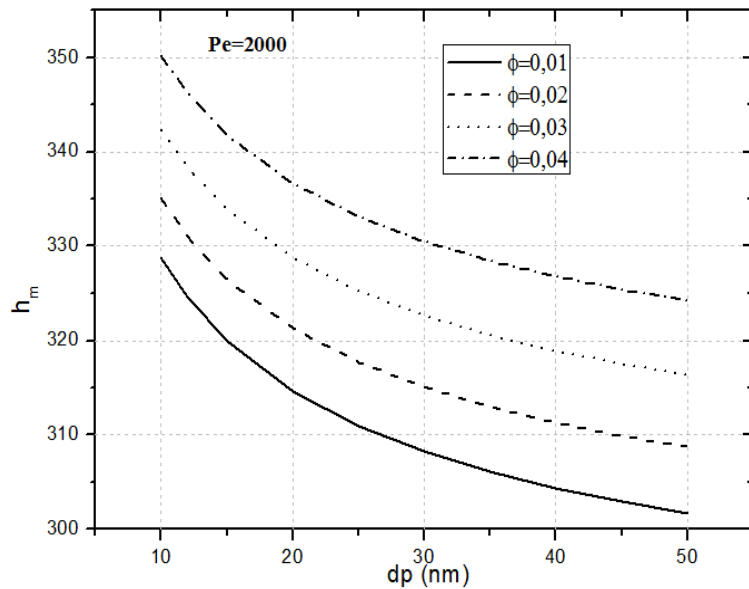


Figure 5.18- L'effet du dimension des nanoparticules sur le coefficient d'échange moyen pour le cas des parois soumises à un flux constant.

Propriétés	<i>Eau pure</i>	<i>TiO₂</i>	<i>Al₂O₃</i>	<i>CuO</i>
ρ	995.7	4250	3600	6320
k	0.6	8.95	36	76.5
C_p	4183	686.2	765	531
$\mu \times 10^4$	7.975	-	-	-
$\beta \times 10^4$	3.03	0.09	0.081	0.18
$\alpha \times 10^6$	14.9	-	-	-

Tableau 5.1- propriétés thermo-physiques du fluide de base et des nanoparticules.

5.5 Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné

Les calculs numériques ont été effectués pour un écoulement laminaire et stationnaire de trois différents nanofluides (*Eau/Al₂O₃*, *Eau/Ti₂O*, *Eau/CuO*) autour d'un cylindre carré placé entre deux plaques parallèles avec un nombre de Reynolds allant de 5 à 40, un nombre de Richardson variant entre 0 et 1 et pour des valeurs de la fraction volumique comprises entre 0 et 4%. La conductivité thermique des nanofluides est déterminée selon le modèle de Maxwell tandis que la viscosité effective est calculée en utilisant le modèle de Brinkman. Les propriétés thermophysiques du fluide de base ainsi que des nanoparticules sont illustrées dans le tableau 5.1.

5.5.1 Effets du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur les lignes de courant et sur les isothermes

Pour étudier l'effet du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur la structure de l'écoulement et sur les isothermes, Re est varié entre 5 et 40 tandis que Ri est choisi égal à 0, 0.5 et 1. Les résultats sont présentés pour le nanofluide *eau/Al₂O₃* avec une fraction volumique $\phi = 4\%$.

La Figure 5.19 montre les lignes de courant à proximité du cylindre carré pour une gamme de combinaisons des valeurs précédentes de Re et de Ri . On voit clairement l'apparition d'une zone de recirculation au voisinage de la partie supérieure du cylindre. Pour une valeur du nombre de Richardson $Ri = 0$ (cas de la convection forcée), figure 5.19 (a), la taille de la zone du renversement de l'écoulement augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour une augmentation du Ri à une valeur de 0.5, on peut noter que pour $Re = 5$, l'écoulement est entièrement attaché. Pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds ($Re = 20, 40$), on observe la réapparition de la zone de recirculation

avec développement modérée de la taille tout en augmentant nombre de Reynolds (figure 5.19 (b)). Pour une valeur de Richardson $Ri = 1.0$ (figure 5. 19 (c)), l'écoulement est entièrement attaché pour $Re = 5$, alors que pour $Re = 20$ et 40 une région de recirculation fermée composée de deux tourbillons symétriques de faible intensité est observée au voisinage du cylindre carré.

Pour un nombre de Reynolds Re fixe et avec l'augmentation du nombre de Richardson, la taille des cellules diminue et disparaît aux faibles valeurs du nombre de Reynolds associées à des valeurs élevées du Nombre de Richardson.

La figure 5.20 représente les contours de la température adimensionnelle autour du cylindre carré pour $Re = 5, 20, 40$ et $Ri = 0, 0.5$ et 1 . La moitié droite et la moitié gauche montrent les isothermes de l'eau pure et du nanofluide eau/ Al_2O_3 ($\phi = 4\%$), respectivement. Leurs allures sont semblables mais le nanofluide semble être plus capable de transférer la chaleur du cylindre. On constate aussi que l'épaisseur de la couche limite thermique diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds d'une part et avec l'augmentation du nombre de Richardson d'autre part. Un encombrement des isothermes est observé au voisinage de la face frontale du cylindre et devient plus dense tout en augmentant le nombre du Reynolds qui conduit à une augmentation du nombre de Nusselt comparable aux autres faces.

5.5.2 Effet du nombre de Reynolds et du nombre de Richardson sur le nombre de Nusselt local et moyen

La variation du nombre de Nusselt le long de la surface du cylindre pour $Re = 5$ et 20 , pour le cas de la convection forcée ($Ri = 0$) et pour le cas de la convection mixte ($Ri = 1$) de l'eau pure ($\phi = 0.0$) et du nanofluide eau/ Al_2O_3 avec $\phi = 0.04$ est représenté sur la figure 5.21 et la figure 5.22. On peut constater que le nombre du Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et /ou avec l'augmentation du nombre de Richardson. La courbe aux coins du cylindre carré présente des pics qui sont dus aux gradients élevés des températures. Le Nusselt moyen à la face frontale est supérieur à celui des autres faces où les lignes des isothermes sont moins denses comme il a été montré sur la figure 5.20.

Les figures 5.23 et 5.24 présentent la variation du nombre de Nusselt moyen le long de la surface du cylindre carré en fonction du nombre de Reynolds et de la concentration des nanoparticules, respectivement. Comme on peut le voir sur la figure 5.23 une augmentation importante du nombre de Nusselt moyen avec l'augmentation du nombre de Reynolds et de la concentration des nanoparticules est observée avec un taux élevé pour le cas de la convection mixte ($Ri = 1$).

Figure 5.25 illustre la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour les cas de la convection forcée ($Ri = 0$) et mixte ($Ri = 1$) à $Re = 5, 10, 20$ et 40 . L'analyse de cette figure montre une variation linéaire du nombre de Nusselt moyen avec la fraction volumique des nanoparticules. En outre, on peut voir clairement que le transfert thermique est amélioré avec l'augmentation du nombre de Reynolds Re d'une part et avec l'augmentation du nombre de Richardson Ri d'autre part.

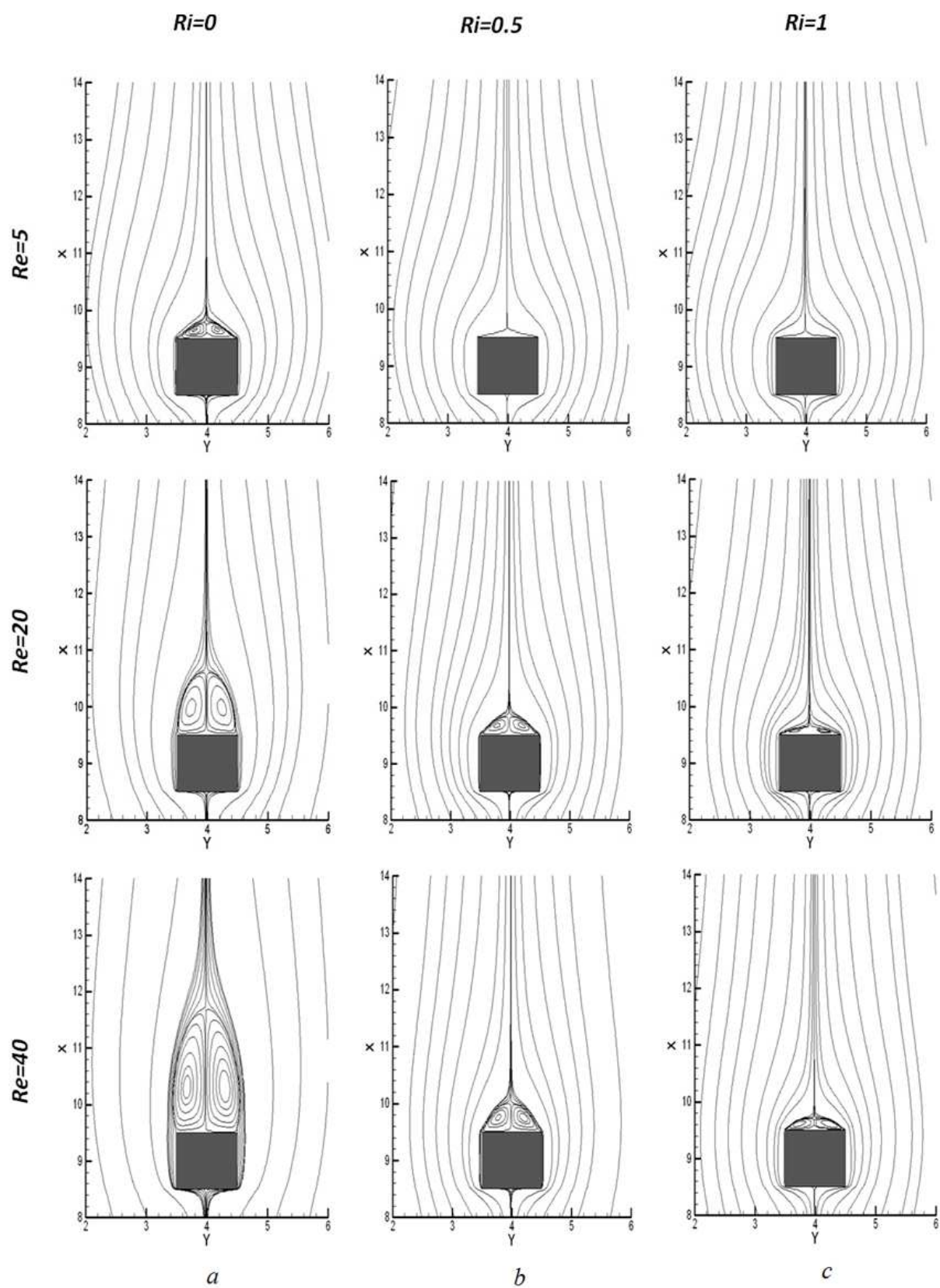


Figure 5.19- Les lignes de courant pour le nanofluide Eau/Al_2O_3 avec $\phi = 0.04$.

5.5. Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné

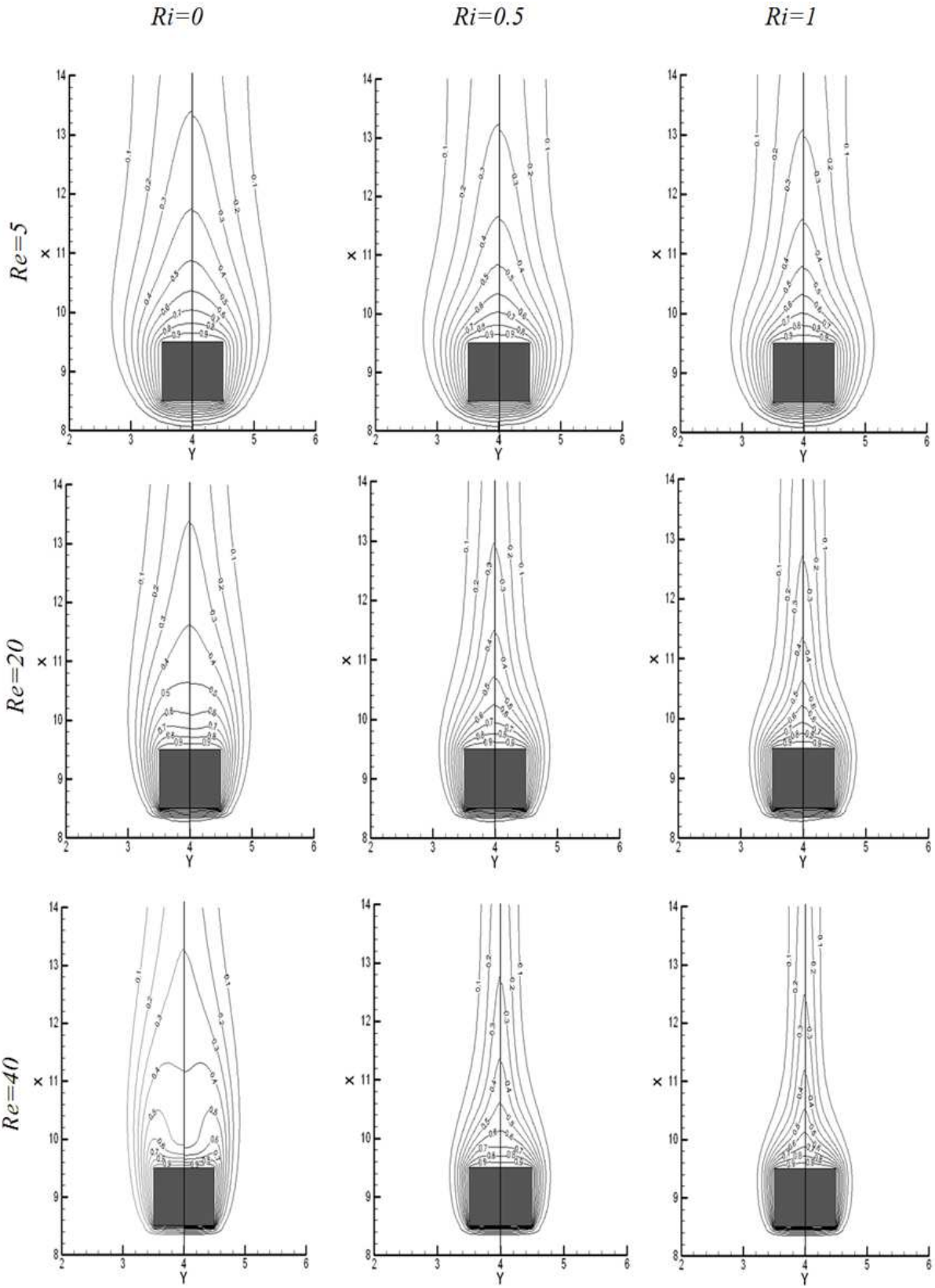


Figure 5.20- Les isothermes pour l'eau (moitié droite) et pour Eau/ Al_2O_3 (moitié gauche) avec $\phi = 0.04$.

5.5.3 Effet des nanomatériaux sur le nombre de Nusselt moyen

La figure 5.25 montre la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour différents nanomatériaux. Le meilleur transfert de chaleur est obtenu pour le cas du nanofluide eau/*CuO*. Alors, on peut confirmer la dépendance du transfert thermique du type de nanofluide et de la concentration des nanoparticules.

5.5.4 Effet des nombres de Reynolds et de Richardson sur le coefficient de trainé

Le coefficient de trainé total est la résultante de deux composantes : le coefficient de trainé de pression et le coefficient de trainé de frottement. La figure 5.26 illustre l'effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de trainé total pour l'eau ($\phi = 0.0$) et pour le nanofluide Eau/*Al₂O₃* ($\phi = 0.04$) dans le cas de la convection forcée ($Ri = 0$) et de convection mixte aidée ($Ri = 1$). Les valeurs de C_D présentent une inverse non linéaire dépendance du nombre de Reynolds. Pour des faible nombre de Reynolds ($Re < 15$), le coefficient de trainé total dépend fortement du nombre de Re du fait de la domination des forces visqueuses. On peut observer aussi que le coefficient de trainé augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson d'une et avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules d'autre part.

5.5. Etude de l'écoulement en convection mixte favorable d'un nanofluide autour d'un cylindre carré confiné

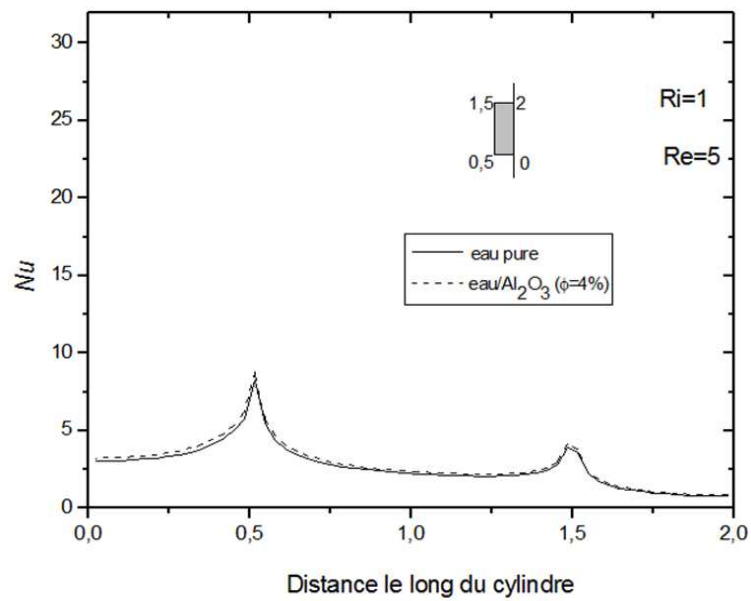
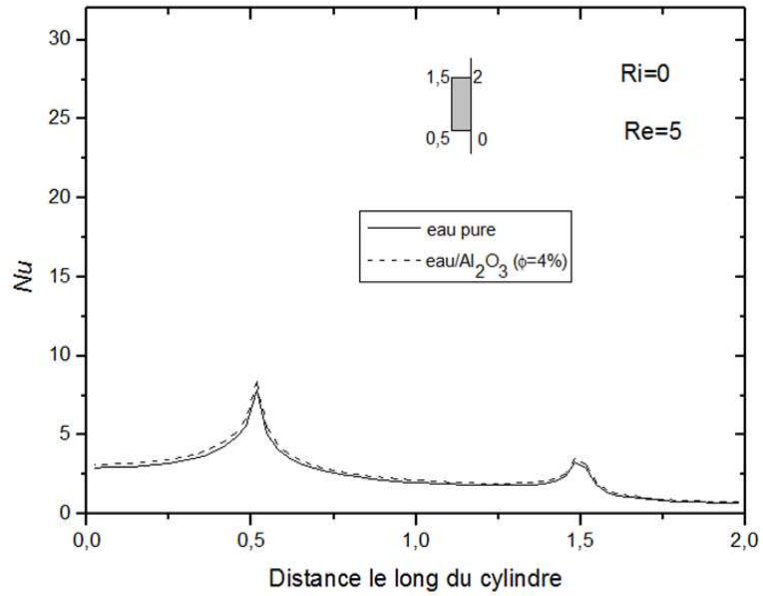


Figure 5.21- Variation du nombre de Nusselt le long de la paroi du cylindre pour $Re = 5$ (a) convection forcée, (b) convection mixte.

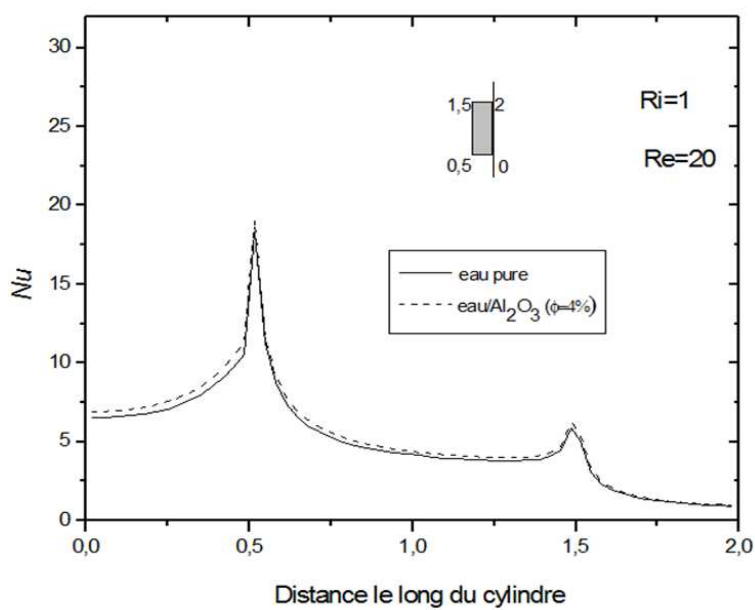
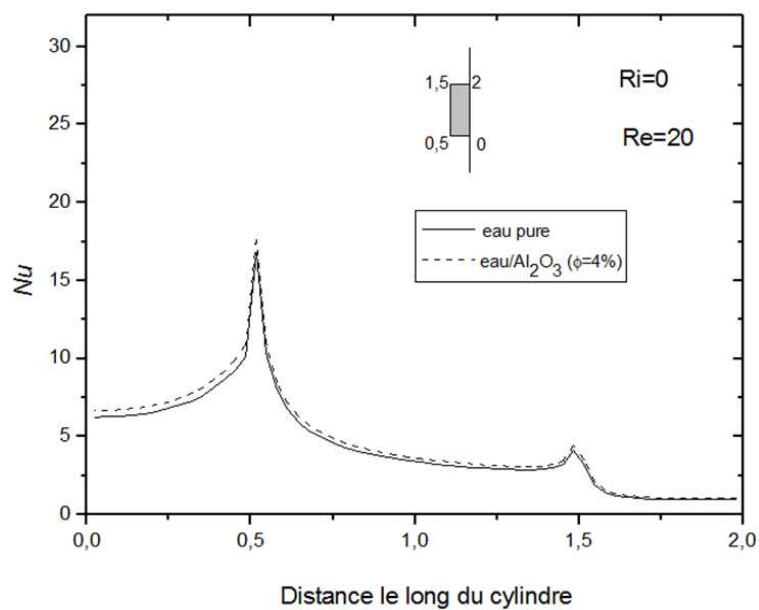


Figure 5.22- Variation du nombre de Nusselt le long de la paroi du cylindre pour $Re = 20$ (a) convection forcée, (b) convection mixte.

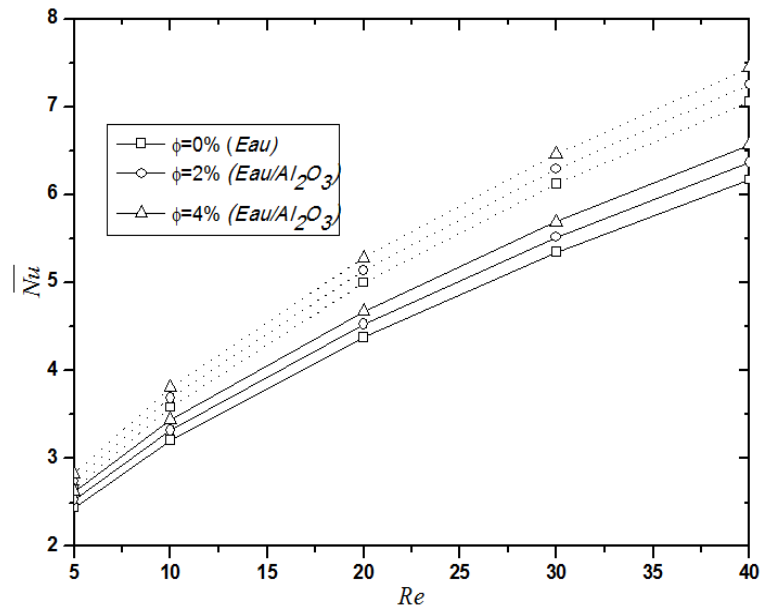


Figure 5.23- Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour différentes fractions volumiques des nanoparticules ($Ri = 0$, lignes continues), ($Ri = 1$, lignes discontinues).

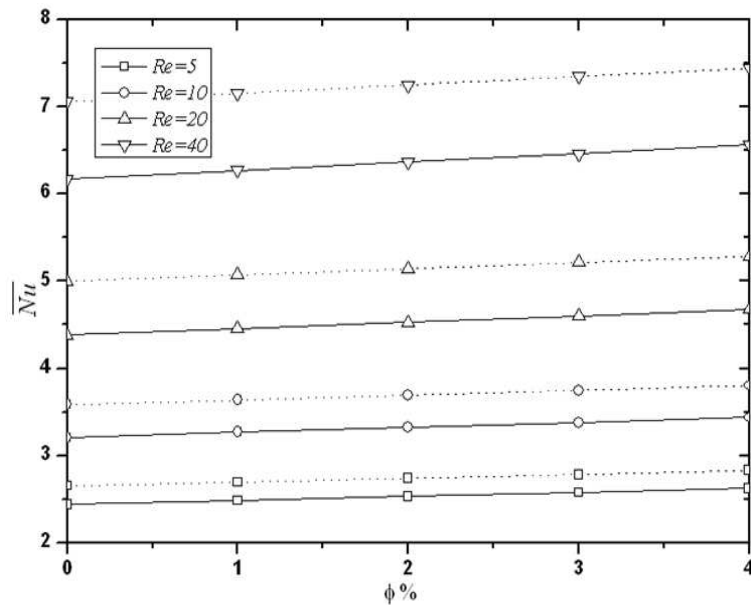


Figure 5.24- Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différentes valeurs du nombre de Reynolds ($Ri = 0$, lignes continues), ($Ri = 1$, lignes discontinues).

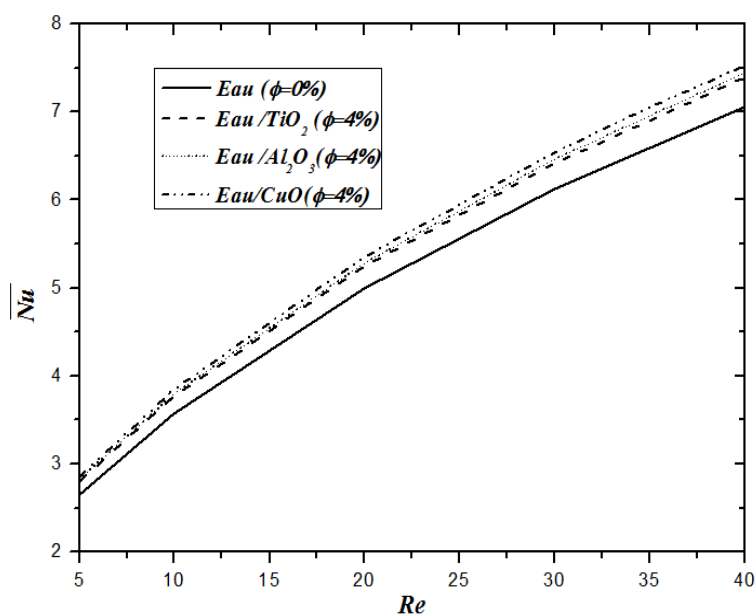


Figure 5.25- Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour différents nanofluides avec $\phi = 0.04$ et $Ri = 1$.

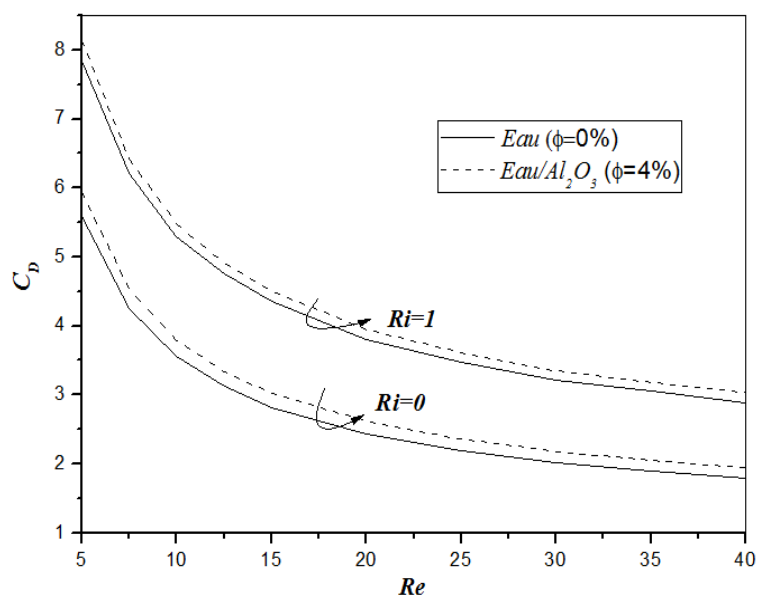


Figure 5.26- Variation du coefficient de traîné avec le nombre de Reynolds pour le nanofluide eau/ Al_2O_3 .

5.6 Conclusion

L'écoulement laminaire de nanofluides par convection forcée ou mixte à travers un cylindre carré placé entre deux plaques parallèles et verticales a été étudié en résolvant numériquement les équations de conservation correspondantes. L'effet du nombre de Reynolds, du nombre de Richardson, du type des nanoparticules et de leur fraction volumique est présenté.

Compte tenu des résultats obtenus on peut conclure que :

- Une zone de recirculation se forme au voisinage de la paroi supérieure du cylindre dont la longueur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et diminue tout en augmentant le nombre de Richardson pour Re fixe.
- Le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation des valeurs du nombre de Reynolds et / ou du nombre de Richardson et avec les valeurs croissantes de la concentration des nanoparticules. En outre, chaque coin du cylindre carré montre des valeurs élevées du nombre de Nusselt.
- Le taux de transfert de chaleur s'améliore en fonction du type de nanofluide utilisé. En conséquence, le type de nanoparticule est un facteur principal pour le perfectionnement du transfert thermique.
- Le coefficient de traînée total montre une diminution avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour le cas de la convection forcée ($Ri = 0$) et pour le cas de la convection mixte ($Ri = 1$) et subit une augmentation avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules d'une part et avec l'augmentation du nombre de Richardson d'autre part.

Conclusion générale

A travers cette thèse on a essayé d'enrichir la bibliographie concernant le transfert de chaleur par convection mixte entre plaques parallèles. Pour cela, on a choisi trois différentes géométries avec différents fluides.

Le présent travail est divisé en trois parties, la première concerne l'écoulement d'un mélange de deux substances (petite quantité du fluide A avec une grande quantité du fluide B) où on fait intervenir le transfert de masse. Dans la deuxième partie, on s'intéresse au transfert conjugué de la chaleur (convection + conduction), où on introduit dans le canal une plaque épaisse et verticales de conductivité thermique k_s . Tandis que la troisième partie est réservée aux écoulements des nanofluides à travers un obstacle non profilé confiné entre deux plaques parallèles.

Pour la première partie, on a considéré un écoulement bidimensionnel d'un fluide constitué de deux substances avec transfert de chaleur et de masse, l'une des parois du canal est maintenue isotherme et à concentration constante tandis que l'autre paroi est adiabatique et imperméable. Ce problème est modélisé par les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, de l'énergie et de la matière. Les résultats, obtenus par une simulation numérique utilisant la méthode des volumes finis, concernent les effets du nombre de Richardson Ri , du nombre de Lewis Le ainsi que du rapport entre le Grashof thermique et le Grashof solutal présentés par les lignes de courants, la distribution des températures et de la concentration ainsi que la variation des nombres de Nusselt et de Sherwood. Ces résultats obtenus montrent que la taille de la cellule de recirculation formée augmente avec la diminution du nombre de Lewis entraînant une augmentation du taux de transfert massique. La position de cette cellule varie selon la valeur et le signe du rapport N , elle peut être au voisinage de la plaque adiabatique pour le cas de la convection favorable ($N \geq -0.5$ pour $Le = 1$) ou au voisinage de la plaque chaude pour le cas de la convection défavorable ($N < -0.5$) dont la taille augmente avec l'augmentation de $|N|$.

Dans la deuxième partie, l'effet de la conductivité thermique d'une plaque épaisse placé entre deux plaques parallèles, l'une est maintenue adiabatique, tandis que l'autre est partiellement chauffée à température avec une variation linéaire, ainsi que de sa position et le type du chauffage (croissant ou décroissant) et l'effet des forces de flottabilité ont été discutés. On a aboutit aux conclusions suivantes : Le taux de transfert augmente avec l'augmentation de la distance entre la paroi chauffée et la plaque intermédiaire d'une part et d'autre part avec l'augmentation de la conductivité thermique de cette dernière. La longueur de la zone chauffée a un effet considérable sur la variation du nombre de Nusselt pour les types de chauffage (croissant et décroissant).

Dans le cas de l'écoulement de nanofluides à travers un cylindre carré confiné entre deux plaques parallèles, on a principalement visé l'effet des nanofluides sur le transfert thermique en mode de convection mixte comparable aux fluides conventionnels. Les résultats obtenus ont montré que le transfert thermique augmente avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules et s'améliore en fonction du type de nanofluide utilisé.

Pour les perspectives de ce travail, d'autres géométries peuvent être l'objet d'une simulation numérique en introduisant des modèles et des corrélations récentes pour le calcul des propriétés thermo-physiques des nanofluides et examiner leurs influences et de prendre en considération la conduction à l'intérieur de l'obstacle (traitement, en particulier , l'influence des rapports des conductivités obstacle-nanofluide) et enfin d'enrober l'obstacle d'une couche poreuse (traitement de l'influence des différents paramètres : Perméabilité, porosité, rapport des conductivités thermiques).

Publications dans le cadre de cette thèse

Conférences nationales et internationales

1. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, Simulation numérique 2D d'un écoulement de convection mixte confiné d'un nanofluide autour d'un cylindre carré, *Premières Journées Internationales de Physique (JIPC1)*, 16-17 Décembre 2013, Université de Constantine 1, Constantine, Algérie.
2. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, Etude de l'écoulement laminaire de nanofluides autour d'un cylindre carré, *XI Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique et ses Applications (CIFQ 2013)*, 3-5 juin 2013, Reims, France.
3. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, Conjugated Mixed Convection Heat Transfer in Vertical Channel with Inserted Thick Plate, *Sixth International Conference on Thermal Engineering : Theory and Applications (ICTEA2012)*, May 29-June 1 2012, Istanbul, Turkey.
4. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, Etude d'un écoulement laminaire entre deux plaques parallèles soumises à un flux uniforme de chaleur et de masse, *10ème Séminaire International sur la Physique Energétique (SIPE10)*, 3-4 Novembre 2010, Université de Béchar.
5. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, . Etude du Transfert de Chaleur et de Masse par Convection Mixte Favorable et Défavorable dans un Tube Vertical. *Congrès Algérien de Mécanique (CAM2009)*, 16-19 Novembre 2009, Biskra, Algérie.

Publications

1. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, Effect of a conductive thick plane baffle on conjugated mixed convection heat transfer within vertical channel, *International Review of Mechanical Engineering (I.R.E.M.E.)* V.6 N.7, 1609-1620, 2012.
2. SALAH GUERBAAI, ABDESLAM OMARA, Etude d'un écoulement laminaire entre deux plaques parallèles soumises à un flux uniforme de chaleur et de masse, *Journal of Scientific Research*, Number : 0, Issue 1, pages 122-128, 2010.

Bibliographie

- [Ait Hammou *et al.*, 2004] AIT HAMMOU, Z., BENHAMOU, B., GALANIS, N. et ORFI, J. (2004). Laminar mixed convection of humid air in a vertical channel with evaporation or condensation at the wall. *Int. J. therm. Sci.*, 43:531–539.
- [Alloui *et al.*, 2012] ALLOUI, Z., VASSEUR, P. et REGGIO, M. (2012). Analytical and numerical study of buoyancy-driven convection in a vertical enclosure filled with nanofluids. *Heat Mass Transfer*, 48:627–639.
- [Anoop *et al.*, 2009] ANOOP, K., SANDARAJAN, T. et DAS, S. (2009). Effect of particle size on the convective heat transfer in nanofluid in the developing region. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 52:2189–2195.
- [Arici, 2001] ARICI, M. E. (2001). Analysis of the conjugate effect of wall and flow parameters on pipe flow heat transfer. *Proc. Instn. Mech. Engrs. Part C*, 215:307–313.
- [Azizi *et al.*, 2007] AZIZI, Y., BENHAMOU, B., GALANIS, N. et EL-GANAOU, M. (2007). buoyancy effect of upward and downward laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel. *Int. J. Num. Meth. Heat Fluid Flow*, 17:333–353.
- [Barletta *et al.*, 2009] BARLETTA, A., Rossi di SCHIO, E., COMINI, G. et D'AGARO, P. (2009). Wall coupling effect in channel forced convection with streamwise periodic boundary heat flux variation. *Int. J. therm. Sci.*, 48:699–707.
- [Boulama et Galanis, 2004] BOULAMA, K. et GALANIS, N. (2004). Analytical solution for fully developed mixed convection between parallel vertical plates with heat and mass transfer. *J.heat transfer*, 126:381–388.
- [Breuer *et al.*, 2000] BREUER, M., BERNSDORF, J., ZEISER, T. et DURST, F. (2000). Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods : lattice-boltzmann and finite-volume. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 21:186–196.
- [Brinkman, 1952] BRINKMAN, H. (1952). The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *J. Chem. Phys.*, 20:571–581.
- [Chang, 2007] CHANG, T. (2007). Effects of finite section with linearly varying wall temperature on mixed convection. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50:2346–2354.
- [Christopher *et al.*, 2012] CHRISTOPHER, D., KANNA, P. et MADHUSUDHANA, G. (2012). Numerical investigation of heat transfer from a two-dimensional sudden expansion flow using nanofluids. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 61:527–546.
- [Chui *et al.*, 2001] CHUI, W. K. S., RICHARDS, C. J. et JALURA, Y. (2001). Experimental and numerical study of conjugate heat transfer in a horizontal channel heated from below. *Journal of Heat Transfer*, 123:688–696.
- [Desrayaud et Lauriat, 2009] DESRAYAUD, G. et LAURIAT, G. (2009). Flow reversal of laminar convection in entry region of symmetrically heated, vertical plate channels. *Int. J. Thermal Sci.*, 48:2036–2045.

- [Dhiman *et al.*, 2007] DHIMAN, A., CHHABRA, R. et ESWARAN, V. (2007). Flow and heat transfer across a confined square cylinder in the steady flow regime : Effect of the peclet number. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48:4598–4614.
- [Dhiman *et al.*, 2006] DHIMAN, A. K., CHHABRA, R., SHARMA, A. et ESWARAN, V. (2006). Effects of reynolds and prandtl numbers on heat transfer across a square cylinder in the steady flow regime. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 49:717–731.
- [Dhiman *et al.*, 2004] DHIMAN, A. K., CHHABRA, R. P. et ESWARAN, V. (2004). Steady flow of power-law fluids across a square cylinder. *Chemical Engineering Research and Design*, 84(A4):300–310.
- [Ding *et al.*, 2006] DING, Y., ALIAS, H., WEN, D. et WILLIAMS, R. (2006). Heat transfer of aqueous suspensions of carbon nanotubes (cnt nanofluids). *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 49:240–250.
- [Eastman *et al.*, 2001] EASTMAN, J., STEPHEN, U. C., S.LI, W.YU et THOMPSON, L. (2001). nomalous increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containig copper nanoparticles. *Appl phys Lett*, 78:718–720.
- [Farooji *et al.*, 2012] FAROOJI, V., BAJESTAN, E., NIAZMAND, H. et WONGWISES, S. (2012). Unconfined laminar nanofluid flow and heat transfer around a square cylinder. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 55:1475–1485.
- [Gandikota *et al.*, 2010] GANDIKOTA, G., AMIROUDINE, S., CHATTERJE, D. et BISWAS, G. (2010). The effect of aiding / opposing buoyancy on two dimensional laminar flow across circular cylinder. *Numer. Heat transfer Part A*, 58:385–402.
- [Gavili *et al.*, 2012] GAVILI, A., ISFAHANI, T. et SABBAGHZADEH, J. (2012). The variation of heat transfer in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity with nonofluids containing carbon nanotubes for physical properties of fluid dependent on temperature. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 68:302–323.
- [Gupta *et al.*, 2003] GUPTA, A. K., SHARMA, A., CHHABRA, R. P. et ESWARAN, V. (2003). Two dimensional steady flow of a power law fluid past a square cylinder in a plane channel : momentum and heat transfer characteristics. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 42:5674–5686.
- [Heris *et al.*, 2007] HERIS, S., ESFAHANY, M. N. et ETEMAD, G. (2007). Numerical investigation of nanofluid laminar convective heat transfer through a circular tube. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 52:1043–1058.
- [Heris *et al.*, 2006] HERIS, S., ETEMAD, S. et ESFAHANY, M. (2006). Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convective heat transfer. *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 33 (4):529–536.
- [Ho *et al.*, 2009] HO, C.-D., HSIEN, T.-L., CHANG, H., TU, J.-W. et YANG, C.-M. (2009). Laminar counter flow concentric-tube heat exchangers with sinusoidal wall fluxes. *Int. Commun. Heat and mass transf*, 36:579–584.
- [Ho *et al.*, 2008] HO, C.-D., jr WEI TU, YE, C.-C. et GUO, J.-J. (2008). Heat transfer efficiency improvement of double-pass concentric circular heat exchangers under uniform wall flux. *Int. Commun. Heat and mass transf*, 35:828–832.
- [Huang *et al.*, 2005] HUANG, C.-C., YAN, W.-M. et JANG, J.-H. (2005). laminar mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts with film evaporation and condensation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48:1772–1784.

- [Jana *et al.*, 2007] JANA, S., SALEHI-KHOJIN, A. et ZHONG, W. (2007). Enhancement of fluid thermal conductivity by the addition of single and hybrid nano-additives. *Thermochim Acta*, 462:45–55.
- [Jones et Ingham, 1993] JONES, A. T. et INGHAM, D. B. (1993). Combined convection flow in a vertical duct with wall temperature that vary linearly with depth. *Int. J. heat and fluid flow*, 14:37–47.
- [Khanfer *et al.*, 2003] KHANFER, K., VAFAI, K. et LIGHTSTONE, M. (2003). Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nonfluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46:3639–3653.
- [Koo et Kleinstreuer, 2004] KOO, J. et KLEINSTREUER, C. (2004). A new thermal conductivity model for nanofluids. *Journal of Nanoparticle Research*, 6:577–588.
- [Kumar et Mittal, 2006] KUMAR, B. et MITTAL, S. (2006). Effect of blockage on critical parameters for flow past a circular cylinder. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 50:987–1001.
- [Laplante et Bernier, 1997] LAPLANTE, G. et BERNIER, M. A. (1997). Convection mixte défavorable et conjugué dans un tube vertical. *Int. J. heat Mass Transfer*, 40:3527–3536.
- [Lee *et al.*, 1997] LEE, K.-T., TSAI, H.-L. et YAN, W.-M. (1997). Mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40:1621–1631.
- [Mahmoudi *et al.*, 2011] MAHMOUDI, A., SHAHI, M. et RAOUF, A. (2011). Modeling of conjugated heat transfer in a thick walled enclosure filled with nanofluid. *Int. comm. Heat mass transfer*, 38:119–127.
- [Maiga *et al.*, 2005] MAIGA, S., PALM, S., NGUYEN, C., ROY, G. et GALANIS, N. (2005). Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 26:530–546.
- [Mathews *et al.*, 2007] MATHEWS, N. R., BALAJI, C. et SUNDARAJAN, T. (2007). Computation of conjugate heat transfer in the turbulent mixed convection regime in a vertical channel with multiple discrete heat sources. *Heat mass transfer*, 43:1063–1074.
- [Neha *et al.*, 2012] NEHA, S., DHIMAN, A. K. et KUMAR, S. (2012). Mixed convection flow and heat transfer across a square cylinder under the influence of aiding buoyancy at low reynolds numbers. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48:2601–2614.
- [Nelson et Wood, 1989] NELSON, D. et WOOD, B. (1989). Combined heat and mass transfer natural convection between vertical parallel plates. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32:1779–1787.
- [Nguyen *et al.*, 2007] NGUYEN, C., DESGRANGES, F. et ROY, G. (2007). Temperature and particle size dependent viscosity data for wter based nanofluids - hysteresis phenomenon. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 28:1492–1506.
- [Omara et Abboudi, 2007] OMARA, A. et ABBOUDI, S. (2007). Numerical analysis of transient conjugated downward laminar mixed convection in a vertical pipe. *Numer. Heat Tra. Appl.*, 51:225–247.
- [Orfi et Galanis, 2002] ORFI, J. et GALANIS, N. (2002). Developing laminar mixed convection with heat and mass transfer in horizontal and vertical tubes. *Int. J. therm. Sci*, 41:319–331.
- [Orfi et Galanis, 2005] ORFI, J. et GALANIS, N. (2005). mixed convection with heat and mass transfer in horizontal tubes. *Int. Commun. Heat and mass transf*, 32:511–519.

- [Pack et Cho, 1998] PACK, B. C. et CHO, Y. I. (1998). Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. *Experimental Heat Transfer*, 11:151–170.
- [Paliwal *et al.*, 2003] PALIWAL, B., SHARMA, A., CHHABRA, R. P. et ESWARAN, V. (2003). Power law fluid flow past a square cylinder : momentum and heat transfer characteristics. *Chem. Eng. Sci.*, 58:5315–5329.
- [Patankar, 1980] PATANKAR, S. V. (1980). *Numerical Heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation and McGraw-Hill Book Company, New York.
- [Raisi *et al.*, 2011] RAISI, A., GHASEMI, B. et AMINOSSADATI, S. M. (2011). A numerical study on the forced convection of laminar nanofluid in a microchannel with both slip and non-slip conditions. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 59:114–129.
- [Rea *et al.*, 2009] REA, U., MCKRELL, T., HU, L.-W. et BUONGIORNO, J. (2009). Laminar convective heat transfer and viscous pressure loss of alumina-water and zirconia-water nanofluids. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 52 (7-8):2042–2048.
- [Salah El-Din, 2002] SALAH EL-DIN, M. M. (2002). Effect of viscous dissipation on laminar mixed convection in a horizontal double-passage channel with uniform wall heat flux. *Int. J. therm. Sci.*, 41:787–794.
- [Salah El-Din, 2003] SALAH EL-DIN, M. M. (2003). effect of thermal and mass buoyancy forces on the development of laminar mixed convection between vertical parallel plates with uniform wall heat and mass fluxes. *Int. J. therm. Sci.*, 42:447–453.
- [Sanitjai et Goldstein, 2004] SANITJAI, S. et GOLDSTEIN, R. J. (2004). Forced, convection heat transfer from a circular cylinder in cross flow to air and liquids. *Int. J. heat Mass transfer*, 47:4795–4805.
- [Sarkar *et al.*, 2013] SARKAR, S., GANGULY, S. et DALAL, A. (2013). Buoyancy driven flow and heat transfer of nanofluids past a square cylinder in vertically upward flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 59:433–450.
- [Sert *et al.*, 2013] SERT, I., UZOL, N. et KAKAÇ, S. (2013). Numerical analysis of transient laminar forced convection of nanofluids in circular ducts. *Heat Mass Transfer*, 49:1405–1417.
- [Sharma et Eswaran, 2004] SHARMA, A. et ESWARAN, V. (2004). Heat and fluid flow across a square cylinder in the two dimensional laminar flow regime. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 45:247–269.
- [Sivakumar *et al.*, 2006] SIVAKUMAR, P., BHARTI, R. P. et CHHABRA, R. P. (2006). Effect of power law index on critical parameters for power law flow across an unconfined circular cylinder. *Chem.Eng.Sci.*, 61:6035–6046.
- [Tiwari et Das, 2007] TIWARI, R. et DAS, M. (2007). Heat transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50:2002–2018.
- [Tsay, 1999] TSAY, Y. (1999). Transient conjugated mixed-convective heat transfer in a vertical plate channel with one heated discretely. *heat and Mass Transfer*, 35:391–400.
- [U. S. Choi, 1995] U. S. CHOI, S. (1995). Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. *ASME, Fluids Eng Div Publ FED*, 231:99–105.
- [Vajjha et Daas, 2009] VAJJHA, R. S. et DAAS, K. (2009). Experimental determination of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52:4675–4682.

- [Wijeysudera, 1986] WIJEYSUDERA, N. E. (1986). Laminar forced convection in circular and flats ducts with wall axial conduction and external convection. *Int. J. heat Mass Transfer*, 29:797–805.
- [Yan, 1995] YAN, W.-M. (1995). Transport phenomena of developing laminar mixed convection heat and mass transfer in inclined rectangular ducts. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38:2905–2914.
- [Yan, 1996] YAN, W.-M. (1996). Combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion on laminar forced convection in horizontal rectangular duct. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39:1479–1488.
- [Zovatto et Pedrizzetti, 2001] ZOVATTO, L. et PEDRIZZETTI, G. (2001). Flow about a circular cylinder between parallel walls. *J. Fluid Mech.*, 440:1–25.

Titre

Contribution à l'étude du transfert de chaleur et de masse, en régime instationnaire, entre parois et écoulement fluide en convection mixte.

Résumé

Dans ce travail nous proposons une étude numérique de la convection mixte laminaire d'un écoulement en développement simultané dans un canal constitué de deux plaques parallèles et verticales. Le fluide est Newtonien et incompressible. Les équations différentielles de conservation de la masse, de quantité de mouvement, de l'énergie et de la matière ont été intégrées et discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis. Trois différentes géométries ont été adoptées. Nous avons introduit les effets des différents paramètres caractérisant le transfert de masse notamment le nombre de Lewis et le nombre de Grashof massique dans la première partie. Dans la deuxième partie nous avons étudié l'influence des parois conductrices sur le transfert thermique, pour cela nous avons introduit une plaque intermédiaire dans le canal. Tandis que la troisième partie vise principalement l'effet des nanofluides sur le transfert thermique en mode de convection mixte comparable aux autres fluides conventionnels. Pour ce faire, nous avons choisi d'étudier l'écoulement laminaire de trois nanofluides (*eau/Al₂O₃*, *eau/TiO₂*, *eau/CuO*) à travers un cylindre carré maintenu à une température constante et confiné dans le canal. Nous avons analysé l'influence des propriétés physiques et géométriques sur la variation des grandeurs thermiques (champs des températures, nombre de Nusselt) et sur les grandeurs dynamiques (champs de vitesses, coefficient de frottement et coefficient de traîné).

Mots clés : Convection mixte, plaques parallèles, transfert de chaleur, transfert de masse, nanofluides.

Abstract

In this work, we propose a numerical study of the developing flow with mixed laminar convection in a channel consists of two parallel vertical plates. The fluid is Newtonian and incompressible. The differential equations of conservation of mass, momentum, energy and concentration were integrated and discretized using the finite volume method. Three different geometries have been adopted. We introduced the effects of parameters characterizing the mass transfer include the Lewis number and solutal Grashof number in the first part. In the second part, we studied the influence of conducting walls on heat transfer, for this we introduced an intermediate plate in the channel. While, the third part is primarily intended the effect of nanofluids on heat transfer comparable to other conventional fluids. So we chose to study the laminar flow of three nanofluids (*water/Al₂O₃*, *water/TiO₂*, *water/CuO*) past a square cylinder maintained at a constant temperature in a plane channel. We analyzed the influence of physical and geometrical properties on the thermal variation quantities (temperature fields, Nusselt number) and dynamic variables (velocity field, friction coefficient, and drag coefficient).

Keywords : Mixed convection, parallel plates, heat transfer, mass transfer, nanofluids.

ملخص :

في هذا العمل قننا بدراسة عددية للانتشار الحراري المختلط الصفائحي لجريان مائع في تطور في آن واحد في مجرى مشكل من صفيحتين متوازيتين و عموديتين. المائع نيوتوني وغير قابل للانضغاط.

الحل العددي لنظام المعادلات التفاضلية المتمثلة في معادلات انحفاظ الكتلة، الحركة، الطاقة والمادة يتم بطريقة الأحمال المحدودة. ثلاثة اشكال هندسية ثم اخذها بعين الاعتبار.

ادخلنا تأثيرات مختلف العوامل المميزة لنقل المادة خاصة عدد لويس و عدد قراشوف سوليتل في المرحلة الأولى. خلال المرحلة الثانية قننا بدراسة تأثير الجدران الناقلة للحرارة على عملية النقل الحراري لهذا أضفنا صفيحة وسيطة داخل القناة. بينا المرحلة الثالثة تهدف أساسا إلى اظهار تأثير النانوموائع على النقل الحراري بالانتشار المختلط مقارنة بالموائع الكلاسيكية و لهذا قننا بدراسة الجريان الصفائحي لثلاث أنواع من النانوموائع (ماء/ Al_2O_3) ، (ماء/ TiO_3) ، (ماء/ CuO) على أسطوانة مربعة ذات درجة حرارة ثابتة و محجوزة داخل قناة.

قننا بمعاينة تأثير الخصائص الهندسية والفيزيائية على تغيرات المقادير الحرارية (الحقل الحراري، عدد نيسالت) وعلى المقادير الديناميكية (حقل السرعات ، معامل الاحتكاك و معامل الدفع).

كلمات مفتاحية : الانتشار الحراري المختلط، صفائح متوازية، النقل الحراري، نقل المادة، نانو موائع.