

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la recherche scientifique

UNIVERSITE Abderrahmane MIRA BEJAIA
Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Par :

Boumoula bilal

Ketam hichem

Thème

**Effet du champ magnetique sur le transfert de chaleur
dans une cavité carrée**

Soutenu le2020 devant le jury composé de :

Mr. Hamza Ali agha

Président

Mr. Sadaoui Djamel

Rapporteur

Mr.Hamdi Messaoud

Examineur

ANNÉE UNIVERSITAIRE 2019-2020

Remerciements

De prime abord, louange à Dieu de nous avoir donné la force, le courage et la patience de mener à bien ce modeste travail.

Notre profonde gratitude et nos remerciements les plus chaleureux vont particulièrement à notre encadreur Mr Sadaoui Djamel Professeur à l'Université Abderrahmane Mir à Bejaïa, de nous avoir suivi et dirigé tout au long de la réalisation de ce travail. Aussi, nous le remercions pour sa disponibilité permanente, pour son orientation efficace et pour ses idées originales qui ont servi à enrichir cette thèse.

Nous remercions vivement notre enseignant Mr Messaoud Hamdi enseignant à l'Université Abderrahmane Mir à Bejaïa,

Nous remercions chacun des membres du jury pour l'intérêt porté à notre travail en acceptant de l'examiner et de l'enrichir avec leur proposition

Enfin, nous tenons à remercier très sincèrement tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail et surtout à Mr Karim

Merci

Dédicace

Je dédie ce mémoire à :

Mes parents :

Ma mère, qui a œuvré pour ma réussite, de par son amour, son soutien tous les sacrifices qu'elle a faits pour moi et ses précieux conseils, pour toute son aide et sa présence dans ma vie.

Mon père, qui peut se vanter et trouver ici à la suite de nombreuses années de sacrifices et de difficultés pour m'aider à aller de l'avant dans la vie. Merci, Mon Père.

A mes chers frères, Ma sœur, Nina et à toute ma famille pour son aide.

Enfin A tous mes amis est tous les enseignants de département Génie Mécanique sans exception, et toute la promotion 2020/2021

BILAL

À Ma famille, en particulier ma chère mère, mon chère père, et à tout mes frères et sœurs, A tous mes amis(es) et camarades sans exception

Je dédie ce modeste travail :

A la plus précieuse chose dans ma vie, la source de mes efforts, ma mère.

A la plus chère, le plus courageux, mon père, pour ces encouragements, son soutien et ces conseils.

A mon très cher frère : Anis.

A tout ma famille.

A mes meilleurs amis : Lydia, anis, Nadjim, Sofiane.

A mon collègue : Boumoula Bilal

A la fin j dédié ce mémoire a tous personne ayant contribué de près et de loin a l'élaboration de ce travail.

Hichem

Tables des matières

Remerciements	2
Dédicace	3
Tables des matières	4
Nomenclature	6
Liste des figures	9
Liste des tableaux	11
INTRODUCTION GENERALE	1
I.1 INTRODUCTION	3
I.2 NOTIONS DE BASE	3
I.3 GENERALITES SUR LES NANOFLUIDES :	4
I.3.1 Définition	4
I.3.2 Les applications des nanofluides :.....	4
I.4 GENERALITES SUR LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE	5
I.4.1 Introduction	5
I.4.2 Définition de la magnétohydrodynamique	5
I.4.3 Modèle mathématique	6
I.4.3.1 Loi de la force de Lorentz	7
I.4.3.2 Les équations de Maxwell.....	7
I.4.3.3 L'équation de Navier-Stokes	7
I.4.3.4 La loi d'Ohm.....	7
I.4.4 Approximation magnétohydrodynamique.....	7
I.4.5 L'équation de l'induction magnétique	8
I.4.6 Equation de continuité.....	9
I.5 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	9
I.6 CONCLUSION	25
II.1 INTRODUCTION	27
II.2 PRESENTATION DU PROBLEME PHYSIQUE	27
II.3 EQUATIONS GENERALES :	28
II.4 HYPOYHESES SIMPLIFICATRICES :	28
II.5 APPROXIMATION DE BOUSSINESQ :	29
II.6 MODELE MATHEMATIQUE ET EQUATIONS DIMENSIONELLES	29
II.7 PROPRIETES THERMOPHYSIQUE DU NANOFLUIDE	31

II.8	EXPRESSION DES NOMBRES SANS DIMENSIONS :	33
II.9	FORME ADIMENSIONNELLES DES EQUATIONS	34
II.10	RESOLUTION NUMERIQUE	36
II.10.1	Choix de la méthode numérique	36
II.10.2	Maillage	36
II.10.3	Forme générale de l'équation de transport	37
II.10.4	Discretisation de l'équation générale de transport	38
II.10.5	Schémas numériques	39
II.10.6	Fonction $A(P)$ pour différents schémas numériques	40
II.10.7	Critère de convergence	40
II.11	CONCLUSION :	41
III.1	INTRODUCTION	42
III.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUE	42
III.3	ETUDE DU MAILLAGE	42
III.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL	43
III.5	RESULTATS ET DISCUSSIONS	48
III.5.1	Effet de la fraction volumique des nanoparticules (ϕ)	48
III.5.2	Effet du nombre de Reynolds (Re)	51
III.5.3	Effet du nombre de Grashof (Gr)	57
III.5.4	Effet de champ magnétique (Ha)	61
III.6	CONCLUSION	68
	Résumé	74
	Abstract	74

Nomenclature

Symboles latins

A	:	Surface d'échange thermique [m²]
$A(P)$:	Fonction d'un schéma numérique [---]
AR	:	Rapport d'aspect [---]
A_P, A_E, A_W, A_N, A_S	:	Coefficients de l'équation algébrique de transport discrétisée [---]
b	:	terme source dans l'équation discrétisée [---]
\vec{B}	:	Induction magnétique [Tesla]
B_0	:	Intensité du champ magnétique [Tesla]
C_p	:	Chaleur spécifique [J/kg.K]
De, Dw, Dn, Ds	:	Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée [---]
\vec{E}	:	Champ électrique local [V]
Fe, Fw, Fn, Fs	:	Flux convectifs aux interfaces e, w, n, s, de l'équation de transport discrétisée [---]
F	:	Force de Lorentz [N]
g	:	l'accélération de pesanteur [m. s⁻²]
H	:	Hauteur de la cavité [m]
\vec{j}	:	Densité volumétrique de courant [A/m³]
J_e, J_w, J_n, J_s	:	Flux aux interfaces (e, w, n et s) [---]
K	:	Conductivité thermique [W/m.K]
K_f	:	la conductivité thermique du fluide de base [W/m.K]
K_{nf}	:	la conductivité thermique du nanofluide [W/m.K]
K_s	:	la conductivité thermique des particules solides [W/m.K]
L	:	Longueur de la cavité [m]

Nu	:	Nombre de Nusselt local [---]
$\overline{N_u}$:	Nombre de Nusselt moyen [---]
P	:	Pression du fluide [Pa]
P	:	Pression adimensionnelle [----]
Pe, P_w, P_n, P_s	:	Nombre de Péclet aux interfaces e, w, n, s [----]
T	:	Température[K]
T	:	Temps dimensionnel[s]
u, v	:	Composantes de la Vitesse[m/s]
U, V	:	Composantes de la vitesse adimensionnelle [----]
v_0	:	Vitesse d'entrée[m/s]
V_s	:	Volume des nanoparticules[m³]
V_f	:	Volume du fluide de base [m³]
x, y	:	Coordonnées cartésiennes [m]
X, Y	:	Coordonnées cartésiennes adimensionnelle [----]

Symboles grecs

α	:	Diffusivité thermique du fluide [m² /s]
β	:	Coefficient d'expansion thermique[1/K]
Θ	:	Température adimensionnelle [---]
μ	:	Viscosité dynamique du fluide[kg/m.s]
ν	:	Viscosité cinématique du fluide [m² /s]
ρ	:	Masse volumique[kg/m³]
ϕ	:	Fraction volumique solide [---]
ψ	:	Fonction de courant adimensionnelle [---]
σ	:	Conductivité électrique de fluide [S/cm]

Nombres adimensionnels

$Pr = \nu_f / \alpha_f$:	Nombre de Prandtl [---]
$Gr = g\beta_f \Delta T L^3 / \nu_f^2$:	Nombre de Grashof [---]
$Re = \rho_f v_0 L / \mu_f$:	Nombre de Reynolds [---]
$Ha = B_0 L \sqrt{\sigma_f / \mu_f}$:	Nombre de Hartmann [---]
$Ri = Gr / Re^2$:	Nombre de Richardson [---]

Indices et exposants

C	:	froid
h	:	chaud
f	:	fluide pur
n_f	:	Nanofluide
s	:	nanoparticules
0	:	indices de référence

Abréviations

MHD	:	Magnétohydrodynamiques
-----	---	------------------------

Liste des figures

Figure I 1: Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique [2]	5
Figure I 2 : (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur; (c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte : mouvement.) [2].....	6
Figure I 3: Les deux effets physiques clés se produisant dans la MHD [2].	6
Figure I 4:Cavité étudiée par Saha et al [3].....	10
Figure I 5:Schéma et conditions aux limites pour l'étude d'Ismael et al [4].....	11
Figure I 6 : Géométrie du problème étudiée par Eiyad Abu-Nada et al [5]	11
Figure I 7:Géométrie considérée par Bakar et al [6]	12
Figure I 8:Géométrie du problème étudiée par KADJA et al [7].....	12
Figure I 9 : Schémas de l'enceinte carrée inclinée étudiée par Khanafer et Chamkha [8].....	13
Figure I 10 : Géométrie étudiée par Sarris et al [9].....	13
Figure I 11 : Modèle physique étudiée par Qi et al [10]	13
Figure I 12: Problème physique considéré par Seif-Eddine Ouyahia et al [11]	14
Figure I 13 : Domaine physique étudiée par Farid Berrahil et al [12]	15
Figure I 14:Schéma de principe de la cavité poreuse inclinée, Rashad et al [13]	15
Figure I 15 : Schéma de la cavité sous champ magnétique, Kasaeipoor et al [14].	16
Figure I 16: Schéma du modèle physique considéré par Selimefendigil et Öztop [15]	17
Figure I 17 : Le problème traité par Talebi, F et al [16].....	17
Figure I 18 : Géométrie du problème physique considéré par Kefayati [17]	18
Figure I 19 : Schéma de la géométrie du problème, Moumni et al [18].....	18
Figure I 20 : Géométrie considéré par F. Selimefendigil et H.F. Öztop [19].....	19
Figure I 21 : Schéma de la cavité étudiée par Garoosi et al [20].....	20
Figure I 22 : Géométrie du problème dans l'étude de Munshi et al [21]	20
Figure I 23 : Schéma du problème étudié par Al-Rashed et al [22]	21
Figure I 24:Configuration étudiée par Darabi et al [23].....	21
Figure I 25 : Configuration de la géométrie étudiée par Benchatti et al [24].....	22
Figure I 26 : Configuration traitée dans la référence [25]	22
Figure I 28 : Géométrie du problème étudié par Iman Ataei-Dadavi et al [27]	23
Figure I 29 : Configurations considérées par Mahmoudi et al [28].....	24
Figure I 30 : Modèle physique étudié par Cheng et al [29].....	24
Figure I 27 : Géométrie étudiée par Shirvan et al [26].....	25
Figure II 1:Schémas de la géométrie considérée et les conditions aux limites associées.....	27
Figure II 2: Schéma représentant le volume de contrôle bidimensionnel.	37
Figure III 1: Nombre de Nusselt moyenne en fonction de la Grille xxxxxx	43
Figure III 2: Variation du nombre de Nusselt local pour $Ha=30$ et $Ri=1$	44
Figure III 3 : Comparaison des isothermes pour $Ri=0.1$ et différentes valeurs de Ha	45
Figure III 4: Comparaison des lignes de courant pour $Ri=0.1$ et différentes valeurs de Ha	46

Figure III 5 : Effets du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen le long de la paroi inférieure pour $Ri= 0.1$	47
Figure III 6 : Profile de la Vitesse verticale à $y=0.5$ pour $Re= 100$, $Ra=1.47 \times 10^4$, $\phi= 0.05$	47
Figure III 7 : Profile de la Vitesse Horizontal à $X=0,5$ pour $Re= 100$, $Ra=1.47 \times 10^4$, $\phi= 0.05$	48
Figure III 8 : Profil de la vitesse transversale le long de la ligne centrale de la cavité pour différentes concentrations de nanoparticules à $Y=0.5$ pour ($Re=1800$, $Gr=10^3$ et $Ha=60$).....	49
Figure III 9 : Profil de la température le long de la section médiane pour différents concentrations à $Y=0.5$ pour ($Re=1800$, $Gr=10^3$ et $Ha=60$).....	49
Figure III 10 : Profils des vitesses (a) et de température (b) pour différentes positions verticales ($Y=0$; 0.25 ; 0.5 ; 0.75 et 1) : $\phi= 0.02$; $Gr = 10^3$; $Re = 500$ et $Ha=60$	50
Figure III 11 : Effet de la fraction volumiques (ϕ) sur le nombre de Nusselt local (Nu), le long de la paroi froide supérieur pour $Re = 1000$; $Gr=10^3$ et $Ha=60$	51
Figure III 12 : Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure, ($\phi = 0$) et un nanofluide Cu-eau ($\phi = 0.07$), $Re=500$ et 1800 ; $Gr = 10^3$	53
Figure III 13 : Profil de la vitesse transversale le long de la section médiane de la cavité pour différents nombres de Reynolds : $Gr = 10^3$, $Ha=60$ et $\phi = 3\%$	54
Figure III 14:Distribution de température le long de l'axe médian horizontal de la cavité pour différents nombres de Reynolds : $\phi = 3\%$; $Gr = 10^3$ et $Ha=60$	55
Figure III 15 : Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le nombre de Nusselt local (Nu) pour $Gr = 10^3$, $\phi = 0.03$ et $Ha= 60$	56
Figure III 16 : Effet du nombre de Reynolds et de la fraction volumique sur le nombre de Nusselt moyen	57
Figure III 17 : Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure ($\phi = 0$) et un nanofluide Cu-eau ($\phi = 0.07$) : $Gr=10^3$ et 10^5 et $Re = 500$	59
Figure III 18 : Effet du nombre de Grashof (Gr) sur le nombre de Nusselt local (Nu) pour $Re=500$, $\phi = 0,03$ et $Ha = 60$	60
Figure III 19 : Effet du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt moyen pour $\phi = 3\%$ $Re= 500$ et $Ha= 60$	61
Figure III 20 : Lignes de courant et isothermes pour différents nombres de Hartmann (Ha) : $Re=10^3$, $Gr=10^5$ ($Ri=0.1$)	63
Figure III 21: Effet du nombre de Hartmann sur la distribution de température sur l'axe de symétrie horizontale : $\phi = 3\%$, $Re=103$ et $Gr=105$ ($Ri=0.1$).....	64
Figure III 22: Effet du nombre de Hartmann sur la vitesse axiale (V) pour $\phi = 3\%$, $Re=103$ et $Gr=105$ ($Ri=0.1$)	65
Figure III 23 : Effet du nombre de Hartmann (Ha) sur le nombre de Nusselt local (Nu) pour $Re=500$, $Gr= 10^3$ et $\phi = 0.03$	66
Figure III 24: Effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour $Re=10^3$	67
Figure III 25: Effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour $Gr=10^3$	67

Liste des tableaux

Tableau II 1: Propriétés thermophysiques du fluide de base et des nanoparticules utilisées [15].....	31
Tableau II 2 : Variable dépendante ϕ , coefficient de diffusion Γ et le terme source S_e pour les équations régissant notre phénomène.....	38
Tableau II 3: Les expressions de la fonction $A(P)$ pour différents schémas numériques, Patankar (1980).	40
Tableau III 1: Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Cu-eau, avec $\phi= 0.02$, $Gr = 10^3$; $Re = 500$ et $Ha=60$	43
Tableau III 2 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec la réf. [4] ($Ri = 1$; $Ha = 60$).	43

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le besoin d'améliorer les transferts thermiques des fluides a donné naissance au développement d'une nouvelle classe, dite les nanofluides. Ces derniers sont des solutions contenant des nanoparticules en suspension dans un fluide de base. Grâce à leurs propriétés qui permettent d'améliorer les performances thermiques, les nanofluides peuvent être utilisés dans une multitude d'applications domestiques et industrielles. Cependant, la principale difficulté rencontrée avec les nanofluides est de disperser de manière stable dans le temps les nanoparticules dans le liquide de base à cause de leur agglomération, due soit à la gravité ou à la précipitation dépendant de la température. Dans le cas de la convection thermique au sein de nanofluides, qui sont généralement bons conducteurs, à la fois thermiques et électriques, et en présence d'un champ magnétique, le nanofluide est soumis à deux forces de volume à savoir : la force de flottabilité et celle de Lorentz. Cette dernière peut induire de la magnétohydrodynamique (MHD).

La magnétohydrodynamique associée particulièrement au transfert thermique a reçu une attention considérable dans les dernières années en raison de sa grande variété d'applications dans les domaines de l'ingénierie, tels que la formation de cristaux dans le liquide, le refroidissement des réacteurs nucléaires, les équipements électroniques ainsi que les dispositifs microélectroniques, la technologie solaire et ainsi de suite. C'est dans ce contexte que ce travail repose.

En effet, la MHD est utilisée dans le contrôle (réduction voir suppression) des écoulements (mouvements) convectifs indésirables dans les processus de croissance cristalline et solidification d'alliages métalliques. En effet, avec un champ électromagnétique, il est possible d'agir sur les écoulements sans aucun contact physique.

Le brassage est assuré par la force de Lorentz créée par la présence du champ magnétique et les courants induits dans la phase liquide. La forme ainsi que l'intensité de l'écoulement dépendent uniquement de cette force. Les champs magnétiques peuvent être appliqués dans la direction perpendiculaire à la circulation de l'écoulement principal. Ils ont prouvé que les oscillations trouvées pour des écarts importants de température peuvent être éliminées par l'application d'un champ magnétique.

Le travail que nous développons dans ce manuscrit concerne l'étude numérique des transferts thermiques convectifs avec nanofluides dans une cavité carrée ouverte en présence d'un champ magnétique. Les simulations numériques ont été réalisées pour prédire l'effet des nombres de Reynolds, Grashof, Hartmann et de la fraction volumique solide des nanoparticules

Les actions mises en œuvre pour conduire cette étude s'organisent autour de trois chapitres et une conclusion :

Faisant suite à cette introduction, le premier chapitre consiste, tout d'abord à présenter une large synthèse bibliographique englobant des travaux sur la convection naturelle, forcée et mixte dans des différentes formes des cavités en présence des nanofluides et du champ magnétique.

Le second chapitre consacrera à la configuration géométrique étudiée, à la formulation mathématique du modèle, aux hypothèses simplificatrices et à l'établissement des équations et des conditions aux limites qui leur seront associées et définir les principales grandeurs adimensionnelles caractérisant le problème. Enfin nous présentons la méthode de résolution, y compris la description de l'outil numérique utilisé et l'analyse du choix du maillage, tandis que le troisième chapitre est consacré aux résultats et à leurs interprétations.

Enfinement, nous clôturons ce manuscrit par une conclusion générale ainsi qu'un ensemble de perspectives à retenir pour des travaux futurs envisagés.

Chapitre I : Généralités et études bibliographiques

I.1 INTRODUCTION

Le transfert de chaleur par convection peut jouer un rôle important dans divers processus industriels. L'efficacité de tels processus est souvent limitée par les propriétés thermo-physiques des fluides utilisés. La conductivité thermique d'un liquide non métallique étant très faible, il faut trouver un moyen de l'augmenter artificiellement. L'amélioration des caractéristiques thermiques des fluides consiste à ajouter à ces derniers des petites particules. Parmi toutes les dimensions des particules telles que macro, micro et nano, nano-échelles "diamètre compris entre 1 et 100 nm" ont attiré plus d'attention car la taille des particules est assez proche de la taille de la molécule du fluide de base et le mélange peut être plus homogène facilement. De plus, la chute de pression dans le système est aussi faible que dans le fluide de base.

La convection d'un fluide conducteur de l'électricité contenu dans une cavité représente un sujet adéquat de recherche scientifique, à cause de sa présence dans maints procédés industriels. Le processus de croissance cristalline dans des applications électroniques et optiques a eu une recherche étendue envers la compréhension et le contrôle de la convection dans les systèmes. Dans ce contexte, la convection est étudiée avec la motivation de l'éviter ou de la réduire, à cause de son rôle important dans la formation des défauts tels que les hétérogénéités de composition dans le cristal.

Avec l'application d'un champ magnétique externe, il est possible d'agir sur les écoulements sans aucun contact physique et ainsi supprimer les fluctuations, contrôler les transferts thermique et massique, et donc améliorer la qualité du cristal. A cet effet, le ralentissement magnétique pour contrôler l'écoulement induit par un gradient de température est devenu un moyen privilégié et a fait l'objet de plusieurs applications industrielles.

Dans Ce chapitre est composé de trois parties principales. La première partie présente étude descriptive des nanofluides. La deuxième partie expose l'intérêt du champ magnétique. La troisième partie est consacrée à une revue des différents travaux scientifiques sur l'étude de la convection naturelle, forcée et mixte dans des cavités

I.2 NOTIONS DE BASE

L'étude du transfert de chaleur par convection permet de déterminer les échanges de chaleur se produisant entre un fluide et une paroi. La quantité de chaleur échangée par unité de temps dépend de plusieurs paramètres : la différence de température entre la paroi et le fluide, la vitesse du fluide, la capacité thermique massique du fluide, la surface d'échange, l'état de surface du solide et sa dimension etc... La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection naturelle (libre), convection forcée et convection mixte. Le phénomène de convection naturelle thermique apparaît spontanément, sous le seul effet des différences de masse volumique résultantes des différences de températures sur les frontières et d'un champ de forces extérieures (le champ gravitationnel, ...). Le phénomène de convection forcée apparaît quand le mouvement du fluide est imposé par une cause mécanique extérieure (pompe, ventilateur, ...) au système. La convection mixte correspond au couplage des deux

phénomènes précédents (convection naturelle et forcée) quand les vitesses d'écoulement, fictives, dues aux deux types de convections sont considérées séparément, du même ordre de grandeur.

I.3 GENERALITES SUR LES NANOFLUIDES :

I.3.1 Définition : Les nanofluides sont des dispersions de particules de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm), appelées nanoparticules, dans un fluide de base afin d'en améliorer certaines propriétés. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. Dans le cas des fluides caloporteurs, un des premiers paramètres à prendre en compte afin d'évaluer le potentiel d'échange de chaleur est la conductivité thermique. En effet, les fluides de base souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des liquides de base des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques.

I.3.2 Les applications des nanofluides :

Les dispersions de nanoparticules trouvent déjà de nombreux domaines d'applications pour leurs propriétés magnétiques (paliers magnétiques à ferrofluides, agents de contraste en imagerie médicale), pour leurs propriétés électriques (dépôt conducteur électromouillage pour lentilles liquides), et de marquage de cellules ou de contrefaçon avec des nanoparticules fonctionnalisées. En thermique, les nanofluides peuvent être utilisés partout où des flux de chaleur importants doivent être évacués par des boucles liquides fermées : refroidissement de composants électriques et électroniques, radars, automobile...etc.). Les nanofluides pourraient apporter une solution intéressante dans le refroidissement des miroirs, cibles et filtres des lasers et rayons X de forte puissance, ainsi que des Micro Electro Mechanical Systems

Autres applications :

- L'échangeur de chaleur
- Le refroidissement d'éléments électroniques (produire un nanofluide stable qui est compatible avec des circuits et des composants électroniques)
- Nanoparticules pour l'efficacité des réfrigérateurs (formulations de lubrifiants et liquides de refroidissement mélangés avec des nanoparticules pourraient entraîner une augmentation de l'efficacité énergétique des réfrigérateurs)
- Aéronautique et spatial.
- Refroidissement des systèmes nucléaire.
- Transport (gestion de refroidissement / véhicule moteur thermique).
- Autres applications (caloducs, piles à combustible, le chauffage solaire d'eau, forage, stockage thermique).

I.4 GENERALITES SUR LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE

I.4.1 Introduction

La magnétohydrodynamique (MHD en abrégé) est une discipline, au même titre que la thermodynamique, c'est-à-dire un ensemble d'équations et de modèles. La MHD constitue l'exemple le plus spectaculaire et le plus récent de fluides conducteurs, c'est l'étude du mouvement d'un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique

Un écoulement MHD peut différer significativement d'un écoulement hydrodynamique ordinaire équivalent. Le mouvement des particules du métal à travers des lignes de champ magnétique produit un courant électrique qui agit réciproquement avec le champ magnétique pour produire une force motrice électromagnétique (EM), qui s'oppose au mouvement du liquide. Même un champ magnétique faible fournit assez de force EM d'amortissement pour éliminer la turbulence et l'instabilité dans la plupart du mouvement concerné, éliminant ainsi beaucoup de micro-défauts dans le cristal. Le taux d'amortissement dépendra en vertu de la force du champ magnétique appliqué aussi bien que son orientation en ce qui concerne la circulation convective [1].

I.4.2 Définition de la magnétohydrodynamique

1.4.2 Définition de la magnétohydrodynamique Le mot magnétohydrodynamique (MHD) a trois sections qui sont le champ magnétique moyen, le liquide et le mouvement. La figure I. 1 représente l'idée de base de la MHD. La figure I. 2 illustre le mécanisme d'influence de la force de Lorentz sur le mouvement du fluide. La loi de la main droite est montrée dans cette figure, qui détermine la direction des forces de Lorentz. Afin de simuler la MHD, les équations de Maxwell devraient être résolues et couplées aux équations de Navier-Stokes.

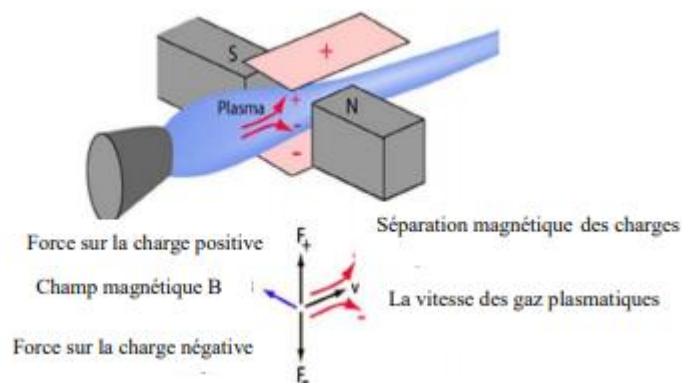


Figure I 1: Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique [2]

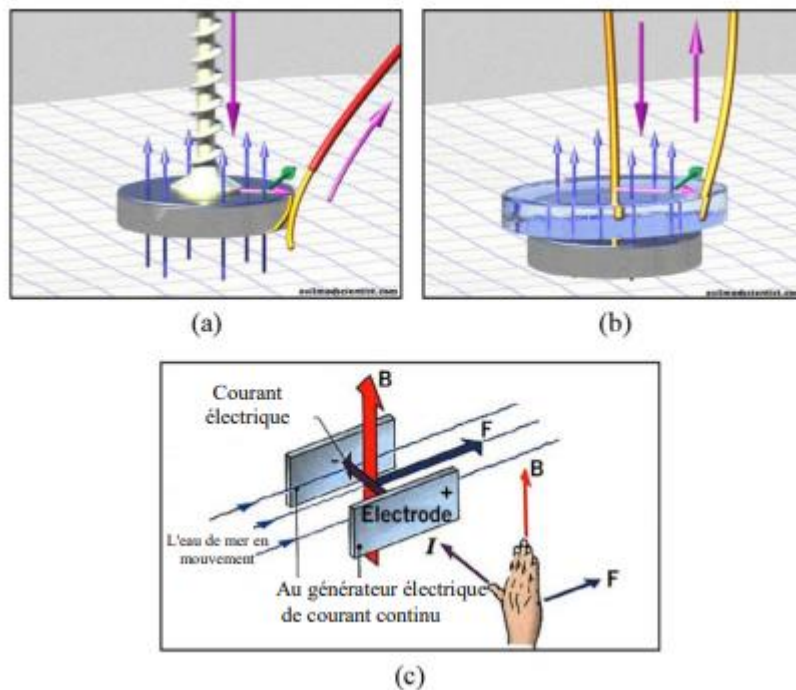


Figure I 2 : (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur; (c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte : mouvement.) [2]

I.4.3 Modèle mathématique

Afin d'atteindre le modèle mathématique, la conductivité est considérée comme un scalaire constant. La figure (I. 3) montre deux effets importants: la loi de Lenz et la loi de Lorentz.

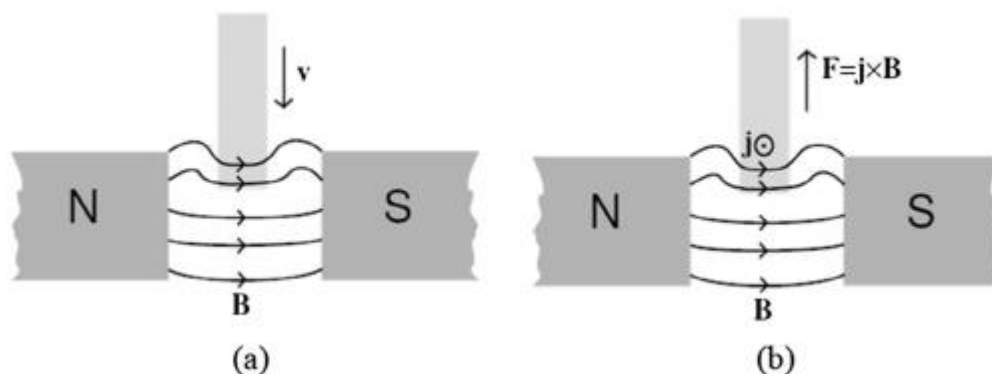


Figure I 3: Les deux effets physiques clés se produisant dans la MHD [2].

(a) Un conducteur en mouvement modifie le champ magnétique en semblant faire glisser les lignes de champ avec lui. Lorsque la conductivité est infinie, les lignes de champ semblent être gelées

dans le conducteur en mouvement. (b) Lorsque le courant électrique qui traverse le conducteur traverse les lignes du champ magnétique, il y aura une force de Lorentz qui accélérera le fluide, [2]

I.4.3.1 Loi de la force de Lorentz

Comme une particule transporte dans le champ magnétique, elle subit une force qui peut être calculée comme :

$$\vec{F} = q(\vec{u} \times \vec{B}) \quad (I.1)$$

Où u , q sont la vitesse et la charge de la particule

I.4.3.2 Les équations de Maxwell

Les formules qui gouvernent sont :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_c \quad (I.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (I.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (I.4)$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (I.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \vec{B} = \mu \vec{H} \quad (I.6)$$

ϵ et μ sont la permittivité du milieu et la perméabilité magnétique.

I.4.3.3 L'équation de Navier-Stokes

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \text{d'autres forces} \quad (I.7)$$

et en présence des champ électrique et magnétique, nous avons:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho_c \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} + \text{d'autres forces} \quad (I.8)$$

I.4.3.4 La loi d'Ohm

Selon cette loi, la formule de j est comme suit :

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (I.9)$$

I.4.4 Approximation magnétohydrodynamique

Dans les utilisations habituelles, la vitesse est très inférieure à la vitesse de la lumière, donc selon les équations (I.3) et (I.5) nous avons :

$$\frac{E}{B} \approx \frac{L}{T} = U \quad (\text{I. 10})$$

$$\left| \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right| \approx \frac{D/T}{H/L} = \frac{\varepsilon_0 E/T}{B/\mu_0 L} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{E L}{B T} \approx \frac{1}{c^2} \left(\frac{L}{T} \right)^2 = \frac{U^2}{c^2} \quad (\text{I. 11})$$

$\partial \vec{D} / \partial t$ doit être ignoré parce que $U \ll c$.

$$\vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (\text{I. 12})$$

Selon les équations (I. 2) et (I. 11) :

$$|\rho_c| \approx \frac{D}{L} \quad (\text{I. 13})$$

$$|\vec{j}| \approx \frac{H}{L} \quad (\text{I. 14})$$

En utilisant les équations (I. 10), (I. 12) et (I. 13)

$$\frac{|\rho_c \vec{E}|}{|\vec{B} \times \vec{j}|} \approx \frac{(D/L)E}{(H/L)B} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{B^2/\mu_0} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{E^2}{B^2} \approx \left(\frac{U}{C} \right)^2 \quad (\text{I. 15})$$

Ainsi $\rho_c \vec{E}$ peut être ignoré par rapport $\vec{B} \times \vec{j}$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{j} \times \vec{B} + \text{d'autres forces} \quad (\text{I. 16})$$

I.4.5 L'équation de l'induction magnétique

Selon les équations (I. 9)-(I. 11) et $\vec{B} = \mu \vec{H}$

$$\eta \vec{\nabla} \times \vec{B} = (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{I. 17})$$

$$\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \quad (\text{I. 18})$$

Prendre $\vec{\nabla} \times$ (I. 17)

$$\vec{\nabla} (\eta \vec{\nabla} \times \vec{B}) = \vec{\nabla} (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{I. 19})$$

$$\eta (\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}) = \vec{\nabla} \times \vec{E} + \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{I. 20})$$

Selon les équations (I. 3) et (I. 4) :

$$-\eta \nabla^2 \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I. 21})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \vec{B} + \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{I. 22})$$

I.4.6 Equation de continuité

L'équation de continuité est :

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_S \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{I. 23})$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_V (\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u}) dV \quad (\text{I. 24})$$

Parce que V est fixé

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \right) dV = 0 \quad (\text{I. 25})$$

Pour V arbitraire:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (\text{I. 26})$$

Cas d'un fluide incompressible

Ces trois équations doivent être résolues pour un fluide incompressible lorsque $|\vec{u}| \ll C$:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} + \text{d'autres forces} \quad (\text{I. 27})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \vec{B} + \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{I. 28})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (\text{I. 29})$$

I.5 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

L'amélioration du transfert de chaleur par convection est l'objet principal de plusieurs travaux de recherche. A cet effet, plusieurs études ont été mené tant sur le plan théorique, numérique et expérimental et portent sur la description des phénomènes géométriques de la convection et l'effet de la nature des systèmes dans lesquels elle a lieu (géométrie spécialement). Beaucoup de ces travaux concernent la convection dans les cavités vue leurs implication dans plusieurs procédés industriels, ci-dessous on a cité quelques exemples.

Saha et al [3] ont étudié la convection mixte en présence de champ magnétique dans une cavité entraînée, Figure I 4. La surface supérieure supposée chaude se déplace avec une vitesse uniforme, alors que la surface inférieure immobile est ondulée et maintenue à une température froide. Les parois verticales de la cavité sont adiabatiques. Un champ magnétique est appliqué dans la direction perpendiculaire à la cavité. Les équations gouvernantes ont été résolues en utilisant la méthode des éléments finis. Les résultats sont présentés en termes de lignes de courant et d'isothermes pour différents nombres de Reynolds, de Grashof, de Hartmann et du nombre d'ondulations. Ils ont analysé les effets de ces paramètres sur le nombre de Nusselt local. Ce qui a permis de constater qu'un champ magnétique perpendiculaire associé à des amplitudes de surface plus grandes et des nombres de Richardson faibles favoriserait le transfert de chaleur.

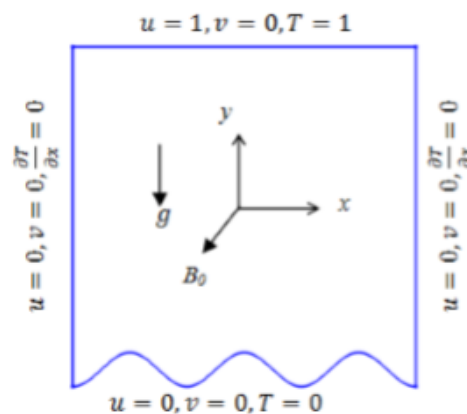


Figure I 4: Cavité étudiée par Saha et al [3]

La convection mixte dans une cavité carrée remplie de nanofluide Cu-eau et soumise à un champ magnétique incliné a été considérée par **Ismael et al** [4], Figure I 5. Les parois horizontales de la cavité sont entraînées en sens inverse. Une source de chaleur constante est insérée dans la paroi gauche, alors que la paroi verticale droite est refroidie à température uniforme. Les autres parois de la cavité sont supposées adiabatiques. Les effets des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique des nanoparticules, de l'angle d'inclinaison du champ magnétique, de la position et de la direction de la source de chaleur ont été analysés. Les résultats ont montré que l'orientation du champ magnétique joue un rôle important dans la convection. D'autre part, l'intensité de la convection naturelle diminue avec l'augmentation de la longueur de la source de chaleur pour toutes les valeurs des paramètres étudiés.

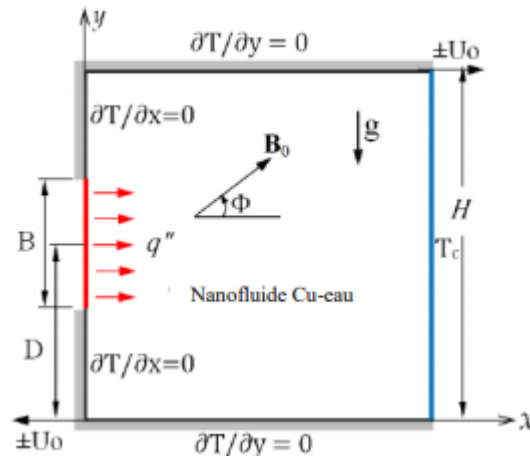


Figure I 5: Schéma et conditions aux limites pour l'étude d'Ismael et al [4]

Un autre travail numérique a été conduit par **Eiyad Abu-Nada et al** [5] sur la convection mixte dans une cavité entraînée par son couvercle et à parois partiellement chauffée et ondulée. Elle est soumise à un flux magnétique horizontal en présence d'un nanofluide, Figure I 6. La méthode des différences finies est utilisée pour résoudre les équations gouvernantes pour différents paramètres dont le nombre de Hartmann, le nombre de Richardson et le débit volumique des nanoparticules. Leur résultat ont mis en évidence un taux de transfert de chaleur qui décroît avec l'augmentation du nombre de Hartmann. Il peut tout aussi être amélioré ou réduit en augmentant la fraction volumique des nanoparticules.

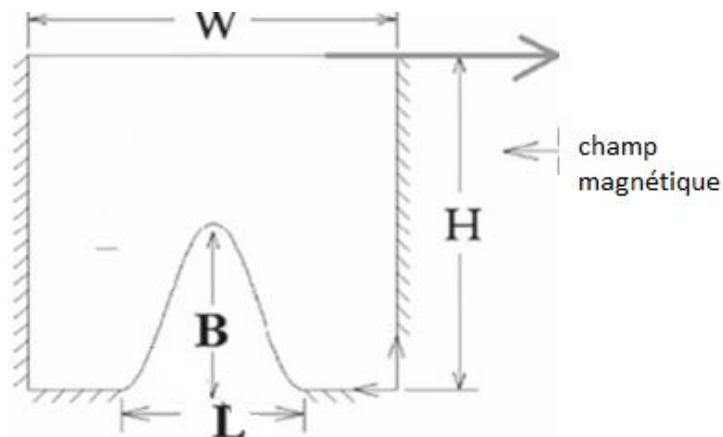


Figure I 6 : Géométrie du problème étudié par Eiyad Abu-Nada et al [5]

L'effet du champ magnétique sur le transfert de chaleur dans une cavité carrée bidimensionnelle est analysé numériquement par **N. A. Bakar et al** [6], Figure I 7. Les parois verticales sont isolées, la paroi supérieure est maintenue à une température froide T_c , tandis que la paroi inférieure est maintenue à une température chaude, T_h où $T_h > T_c$.

Les équations gouvernantes sans dimension sont résolues en utilisant la méthode du volume fini. Les lignes de courant et les isothermes ainsi que la variation des nombres de Nusselt sur les paroi chauds et froids sont présentées.

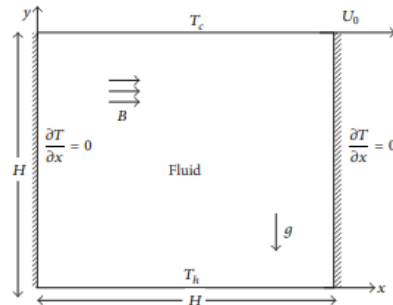


Figure I 7: Géométrie considérée par Bakar et al [6]

KADJA, M et al. [7] se sont intéressés au phénomène de transfert de chaleur par convection mixte dans une cavité carrée remplie par un fluide conducteur de l'électricité et soumise à un champ magnétique externe, Figure I 8. La méthode des volumes finis est utilisée pour discrétiser le système d'équations de conservation. Le couplage Pression-Vitesse est assuré. Une étude paramétrique est effectuée afin d'examiner l'effet des forces de flottabilité (nombre de Richardson Ri) et l'intensité du champ magnétique (nombre de Hartmann Ha) sur l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité. Ils ont constaté une augmentation du taux de transfert de chaleur en augmentant le nombre de Richardson et une diminution considérable avec l'augmentation du nombre de Hartmann. Pour des valeurs du nombre de Hartmann supérieur à 50, le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité est purement conductif indépendamment des valeurs du nombre de Ri.

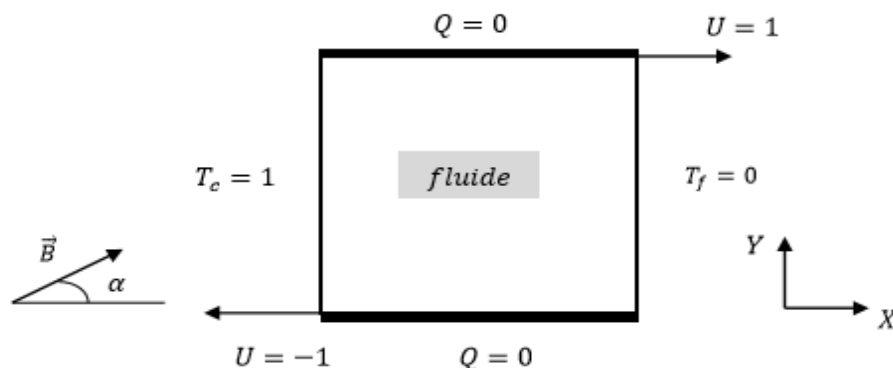


Figure I 8: Géométrie du problème étudiée par KADJA et al [7]

Khanafer et Chamkha [8] ont étudié numériquement la convection hydromagnétique (MHD) d'un fluide générateur de chaleur dans une cavité carrée inclinée et saturée par un fluide électriquement conducteur, Figure I 9. Ils ont constaté que le taux de transfert de chaleur est réduit par l'effet du champ magnétique.

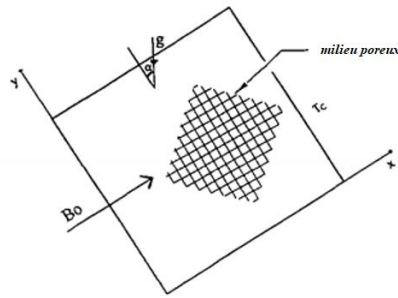


Figure I 9 : Schémas de l'enceinte carrée inclinée étudiée par **Khanafer et Chamkha** [8]

Sarris et al [9] ont étudié la convection naturelle d'un fluide électriquement conducteur dans une cavité carrée chauffée latéralement et volumétriquement sous l'influence d'un champ magnétique, Figure I 10. Ils ont conclu qu'une augmentation du paramètre de génération de chaleur interne favoriserait le transfert de chaleur, mais aucun effet significatif du champ magnétique n'est observé en raison de la petite gamme des nombres de Hartmann considérés.

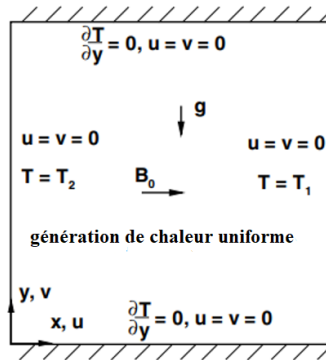


Figure I 10 : Géométrie étudiée par **Sarris et al** [9]

Le cas de la convection naturelle dans une cavité partiellement chauffée par le bas en présence d'un champ magnétique non uniforme est analysé par **Qi et al** [10], Figure I 11. Ils ont constaté que la vitesse diminue avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique.

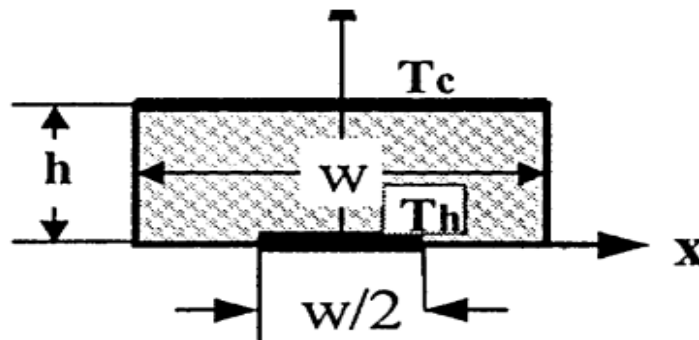


Figure I 11 : Modèle physique étudiée par **Qi et al** [10]

Seif-Eddine Ouyahia et al [11] ont mené une étude numérique sur la magnétohydrodynamique en régime de convection naturelle, laminaire et stationnaire au sein d'une cavité carrée remplie d'un nanofluide Al_2O_3 -eau, Figure I 12. Cette cavité est soumise à un champ magnétique horizontal, constant et uniforme. Les parois verticales sont différentiellement chauffées tandis que les parois horizontales sont isolées thermiquement. L'étude porte sur les effets de paramètres physiques tels que le nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$), le nombre de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 100$), la fraction volumique des nanoparticules ($0,0 \leq \phi \leq 0,1$) et d'un paramètre d'inclinaison par rapport à l'horizontale ($0^\circ \leq \omega \leq 60^\circ$). Les résultats obtenus ont montré que les nombres de Rayleigh et de Hartmann ont un effet considérable sur les champs hydrodynamique et thermique. En outre, l'ajout des nanoparticules suscite des améliorations des performances thermiques de l'enceinte. Par ailleurs, les champs hydrodynamique et thermique dépendent fortement de l'inclinaison de la cavité.

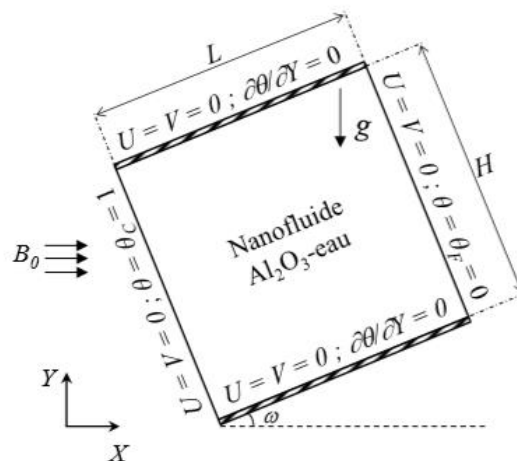


Figure I 12: Problème physique considéré par **Seif-Eddine Ouyahia et al [11]**

Farid Berrahil et al [12] ont traité numériquement le problème de la convection naturelle dans une cavité chauffée latéralement remplie d'un fluide électriquement conducteur en présence d'un champ magnétique externe et d'une source de chaleur interne, Figure 13. La méthode des volumes finis est utilisée. L'influence du chauffage volumétrique sur la structure d'écoulement et sur le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité pour $Gr=10^4$, 10^5 et 10^6 a été examiné. Les effets du rapport d'aspect ($A = 1, 0,5$ et 2), du nombre de Prandtl (fluides à faible nombre de Prandtl) et du champ magnétique ($Ha = 0$ à 100) ont été abordés à l'état stationnaire avec génération de chaleur interne. Deux orientations du champ magnétique ont été considérées dans le but d'avoir le meilleur contrôle de l'écoulement. Ils ont constaté que la stabilisation la plus forte du champ d'écoulement avec génération de chaleur interne est obtenue avec un champ magnétique orienté horizontalement.

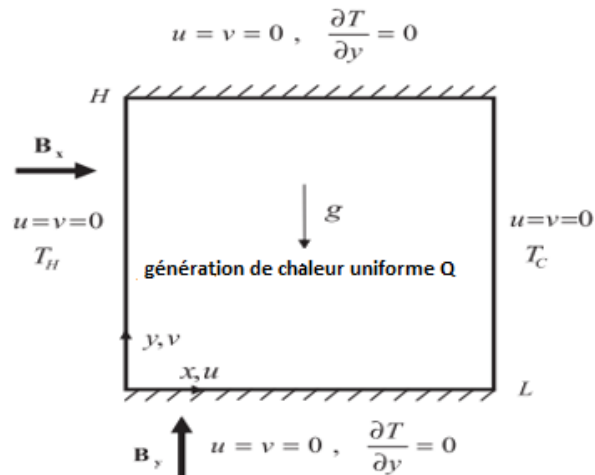


Figure I 13 : Domaine physique étudié par Farid Berrahil et al [12]

Rashad et al [13] ont conduit une étude numérique sur la génération d'entropie et la convection naturelle dans une cavité poreuse carrée inclinée en présence d'un champ magnétique (MHD) et en mettant l'accent sur les effets d'un dissipateur thermique, Figure I 14. La paroi inférieure comporte une source de chaleur uniforme alors qu'une partie de la paroi supérieure de l'enceinte est maintenue à une température froide. Les résultats ont montré que le transfert de chaleur diminue avec l'augmentation de la concentration en volume des nanoparticules ainsi qu'avec le nombre de Hartmann.

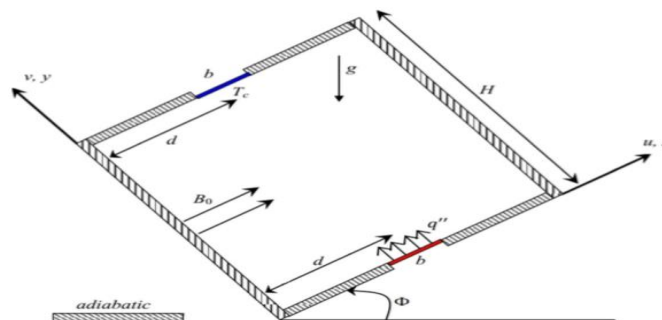


Figure I 14: Schéma de principe de la cavité poreuse inclinée, Rashad et al [13]

Kasaeipoor et al [14] ont présenté les résultats d'une étude numérique sur la convection mixte dans une cavité en forme de T, remplie d'un nanofluide Cu-eau et en présence d'un champ magnétique uniforme, Figure I 15. Certaines sections de la paroi inférieure sont chauffées à une température constante et les autres parois sont isolées thermiquement. Les effets de paramètres tels que les nombres de Reynolds ($10 \leq Re \leq 400$), de Richardson ($0,01 \leq Ri \leq 10$), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 80$), la fraction volumique du solide ($0 \leq \phi \leq 0,06$) et le rapport d'aspect de la cavité ($0,1 \leq AR \leq 0,4$) sur l'écoulement du fluide et les performances thermiques de la cavité ont été étudiés. Les résultats ont indiqué que la présence des nanoparticules améliore le transfert de chaleur, excepté pour $Re = 100$ et $Ha < 10$ ainsi que $Re = 400$ et $Ha < 60$, où l'eau pure a un taux de transfert

de chaleur légèrement plus élevé par rapport au nanofluide. En outre, l'influence du nanofluide sur l'augmentation du transfert de chaleur croît à mesure que le rapport d'aspect augmente. Pour $Ri = 0,01$ et 1 , le taux de transfert de chaleur maximal est obtenu pour $AR = 0,4$; cependant, pour $Ri = 10$, le taux de transfert de chaleur maximal se produit pour $AR = 0,1$

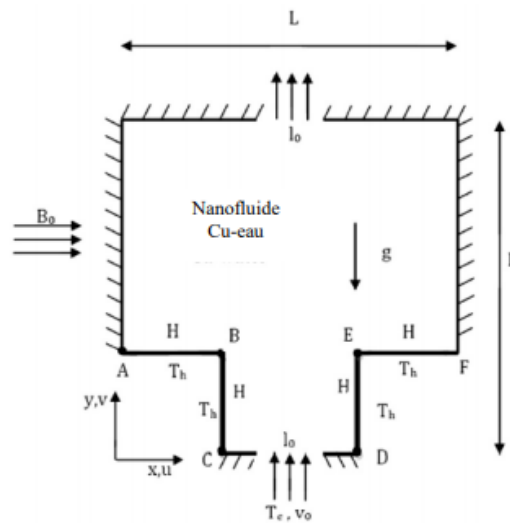


Figure I 15 : Schéma de la cavité sous champ magnétique, **Kasaeipoor et al [14]**.

L'étude numérique de la convection forcée lors d'un écoulement laminaire d'un nanofluide dans un canal pour différents angles d'inclinaison du champ magnétique a été effectuée par **Selimefendigil et Öztop [15]**, Figure I 16. La paroi inférieure du canal est chauffée à une température constante, tandis que les autres parois sont supposées adiabatiques. La méthode des éléments finis a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes. L'influence des nombres de Reynolds (entre 20 et 200), de Hartmann (entre 0 et 50) et de la fraction volumique des nanoparticules (entre 0 et 0,04) sur le flux et le transfert de chaleur a été étudiée pour différents angles d'orientation du champ magnétique. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen croît à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Cet effet est plus prononcé avec des valeurs plus élevées d'angle d'inclinaison du champ magnétique. Pour un champ magnétique incliné ou vertical, la suppression de la zone de recirculation dans le canal est observée lorsque le nombre de Hartmann augmente, ce qui entraîne une amélioration du transfert de chaleur. Le rapport de la génération d'entropie totale augmente avec l'augmentation des valeurs du nombre de Reynolds, de la fraction volumique des nanoparticules et des valeurs décroissantes du nombre de Hartmann pour un champ magnétique orienté horizontalement.

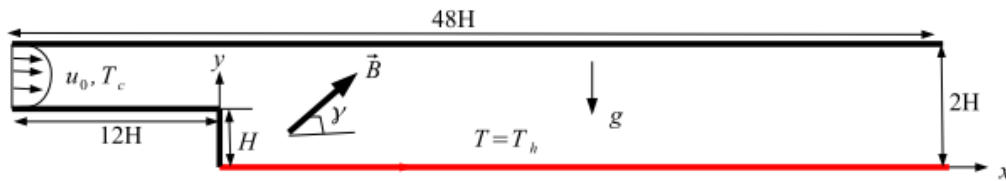


Figure I 16: Schéma du modèle physique considéré par Selimefendigil et Öztop [15]

Une étude numérique de la convection mixte en régime laminaire bidimensionnel dans une cavité carrée entraînée par un couvercle en présence d'un nanofluide (cuivre-eau) a été abordé par Talebi, F et al [16], Figure I 17. Les parois horizontales supérieure et inférieure sont isolées tandis que les parois verticales sont maintenues à des températures constantes. L'étude a été réalisée pour différentes nombres de Ra, Re et de la fraction volumique du nanofluide. Le model Patel et Brinkman ont été utilisé respectivement pour estimer la conductivité thermique et la viscosité effective du nanofluide. Les résultats ont montré que pour des nombres de Reynolds et de Rayleigh donnés, la concentration solide a un effet positif sur l'amélioration du transfert de chaleur. Les résultats ont également indiqué que pour un nombre de Reynolds donné, l'augmentation de la concentration volumique augmente la fonction du courant en particulier pour un nombre de Rayleigh plus élevé, par contre une augmentation de Re diminue l'effet de la concentration volumique.

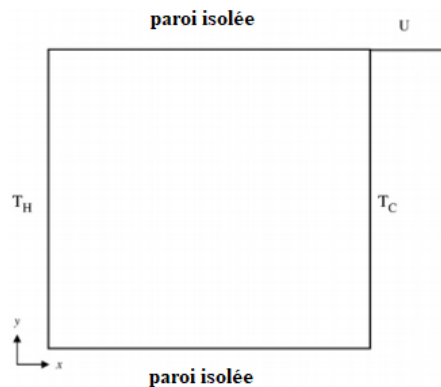


Figure I 17 : Le problème traité par Talebi, F et al [16]

Kefayati [17] a étudié l'effet du champ magnétique sur la convection naturelle dans une enceinte ouverte en présence d'un nanofluide (Al₂O₃ -eau), Figure I 18. Les calculs ont été effectués pour les nombres de Rayleigh ($Ra = 104$ à 10^6), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 90$) et la fraction volumique des nanoparticules ($\phi = 0, 0,02, 0,04$ et $0,06$), alors que le champ magnétique est considéré horizontal. Les résultats ont montré que le transfert de chaleur diminue avec l'augmentation des nombres de Hartmann, de Rayleigh et de la fraction volumique des nanoparticules. De plus, le champ magnétique augmente régulièrement l'effet des nanoparticules pour un nombre de Rayleigh

de 10^6 . Finalement, la plus grande influence des nanoparticules se produit pour $Ha = 60$ et $Ra = 10^5$

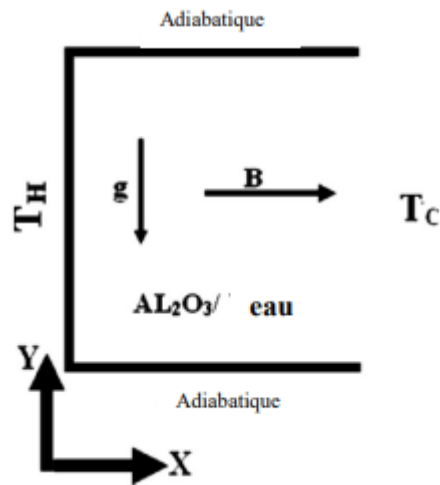


Figure I 18 : Géométrie du problème physique considéré par Kefayati [17]

Moumni et al [18] ont étudié numériquement un la convection mixte dans une cavité partiellement chauffée par le bas en présence de nanofluides (Eau-Cu, Ag, Al₂O₃ et TiO₂), Figure I 19. Deux sources de chaleur discrètes sont localisées sur la paroi inférieure de l'enceinte cependant, les parois verticales et la paroi supérieure sont supposées à température constante. Les parties restantes de la paroi inférieure sont adiabatiques. Les effets des nombres de Reynolds ($1 \leq Re \leq 100$), de Richardson ($1 \leq Ri \leq 20$), de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$), des matériaux des nanoparticules ainsi que la position des deux sources de chaleur ont été analysées. Il ressort des différents résultats que l'amélioration du transfert de chaleur dépend fortement de l'augmentation des nombres de Richardson, de Reynolds, de la présence et du type de nanoparticules, ainsi que de la position des deux sources de chaleur.

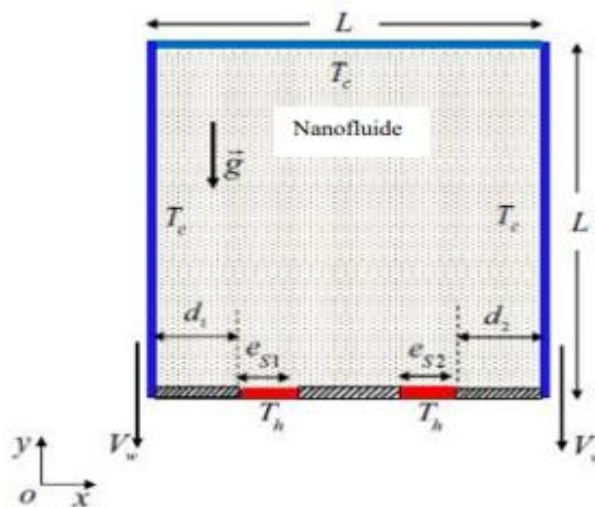


Figure I 19 : Schéma de la géométrie du problème, Moumni et al [18]

Une étude numérique de la convection mixte en présence d'un champ magnétique (MHD) dans une enceinte carrée entraînée par un couvercle en présence d'un cylindre rotatif et remplie de nanofluides a été réalisée Par **F. Selimefendigil et H.F. Öztop** [19], Figure I 20. Les résultats ont souligné qu'une augmentation du nombre de Richardson et de la fraction volumique améliore le transfert de chaleur alors que le nombre de Hartmann le défavorise.

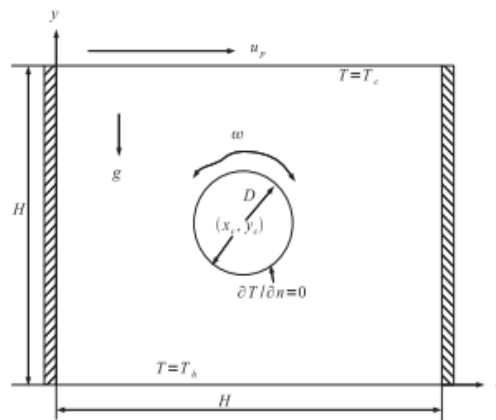


Figure I 20 : Géométrie considéré par **F. Selimefendigil et H.F. Öztop** [19]

Garoosi et al [20] ont étudié numériquement la convection naturelle dans une cavité carrée remplie de nanofluide en présence de plusieurs paires de radiateurs et de refroidisseurs pour un nombre de Rayleigh variant entre 10^4 et 10^7 , Figure I 21. Les parois de la cavité sont isolées et les parois des radiateurs et des refroidisseurs sont isotherme. Les résultats obtenus ont montré que les effets les plus remarquables sur l'amélioration du taux de transfert de chaleur, sont : le changement de la position du réchauffeur et du refroidisseur, la surface des radiateurs et des refroidisseurs ainsi que le type des nanoparticules. Il ressort alors que le taux de transfert de chaleur pour la gamme des nombres de Rayleigh choisie peut être amélioré plus efficacement en augmentant la taille et le nombre des radiateurs et des refroidisseurs. La valeur optimale de la fraction volumique des nanoparticules dans ce cas est de 1%.

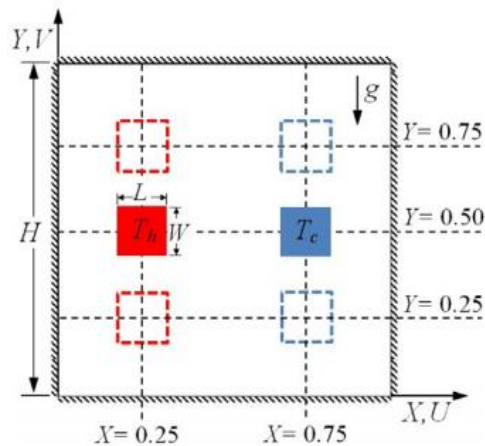


Figure I 21 : Schéma de la cavité étudiée par Garoosi et al [20]

Munshi et al [21] de leur côté se sont intéressés à la magnétohydrodynamique dans une cavité carrée entraînée comprenant un bloc chauffant de forme elliptique avec l'approche de la méthode des éléments finis. L'enceinte est chauffée par des radiateurs d'angle, Figure I 22. Un champ magnétique uniforme est appliqué le long de la direction horizontale. L'étude est réalisée pour différents nombres de Grashof et de Hartmann pour $Re = 100$ et un nombre de Prandtl $Pr = 0,71$ correspondant à celui de l'air. Une analyse détaillée de la configuration d'écoulement montre que la convection mixte est basée à la fois sur les paramètres Gr et Ha .

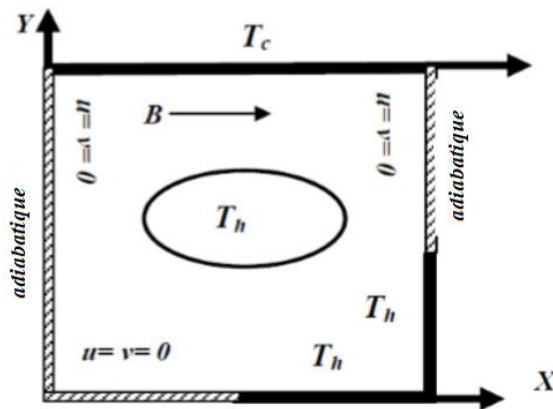


Figure I 22 : Géométrie du problème dans l'étude de Munshi et al [21]

Al-Rashed et al [22] ont étudié la convection mixte dans une cavité entraînée par la paroi supérieure comprenant un cylindre de forme elliptique chaud et un nanofluide (eau - Al_2O_3), Figure I 23. Les effets du cylindre, l'angle d'inclinaison de la cavité et la fraction volumique des nanoparticules sont analysés. Les résultats obtenus ont montré qu'avec l'augmentation de la fraction volumique et du mouvement brownien, les phénomènes de claustration se produisent ce qui entraîne une augmentation des coefficients de conductivité thermique et du transfert de chaleur par convection.

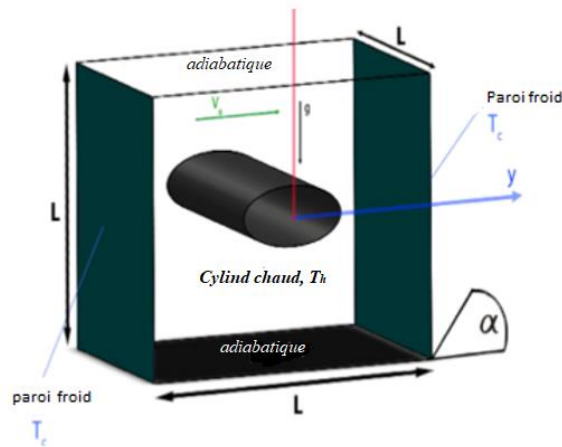


Figure I 23 : Schéma du problème étudié par Al-Rashed et al [22]

Le refroidissement d'un obstacle chaud à l'intérieur d'une cavité rectangulaire dont toutes les parois sont isolées et en présence d'un nanofluide (eau-CuO) a été examiné numériquement par Darabi et al [23], Figure I 24. La méthode du volume fini est utilisée pour résoudre les équations gouvernantes. Les effets de l'inertie du fluide, de l'intensité du champ magnétique, de la fraction volumique des nanoparticules et de la position de la sortie sur le taux de transfert de chaleur ont été analysés pour $Re=1-100$, $Ha=0-40$, et $\phi =0-4\%$. Les résultats ont indiqué que lorsque la sortie est située au fond de la cavité, la vitesse de transfert de chaleur est maximale. De plus, une augmentation du nombre de Reynolds et de la fraction volumique des nanoparticules améliore le nombre de Nusselt moyen.

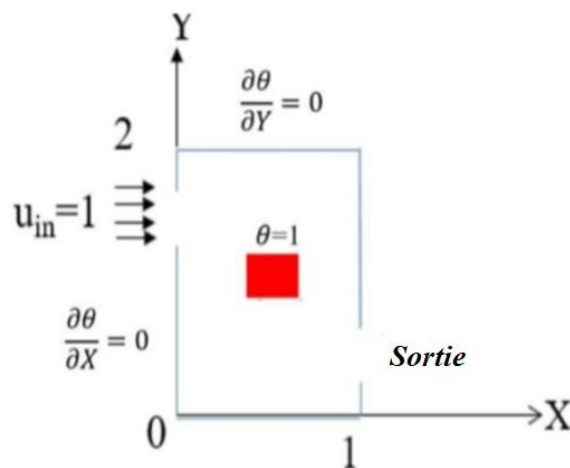


Figure I 24: Configuration étudiée par Darabi et al [23]

Une étude numérique de la convection mixte laminaire et stationnaire dans une cavité carrée ventilée a été présentée par Benchatti et al [24], Figure I 25. La cavité est remplie d'air ($Pr = 0.71$) et contient orifices (entrée et sortie). L'une des parois de la cavité est soumise à une température constante T_c (paroi inférieure), tandis que les autres parois sont supposées adiabatiques. Les équations régissent l'écoulement de convection mixte à l'intérieur de la cavité sont résolues par la

méthode des volumes finis. Les résultats obtenus ont montré que la taille et la forme des cellules dépendent fortement du nombre de Richardson. Ce dernier qui décrit le régime de la convection (forcé, mixte ou naturelle) et la position des ouvertures d'entrée et de sortie d'air ont une grande influence sur la structure hydrodynamique de l'écoulement. D'autre part, la configuration B-B engendre un taux de transfert de chaleur le plus important, tandis que la configuration H-H induit un taux de transfert de chaleur moins efficace.

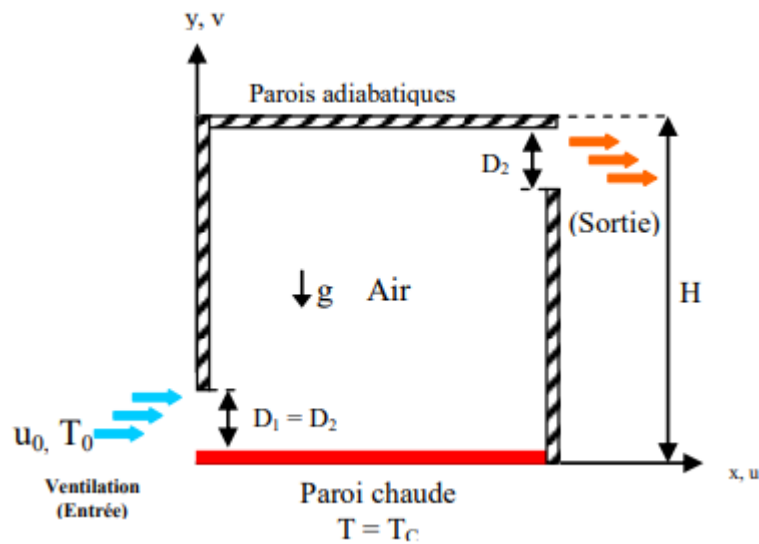


Figure I 25 : Configuration de la géométrie étudiée par **Benchatti et al** [24]

Le transfert de chaleur par convection mixte dans une cavité carrée ventilée remplie d'un nanofluide (Cu-eau) a été abordé par **Shirvan et al** [25], Figure I 26. Les résultats ont souligné que le nombre Nusselt moyen diminue avec l'augmentation du nombre de Richardson, de la fraction volumique du nanofluide, de la position des orifices d'entrée - sortie.

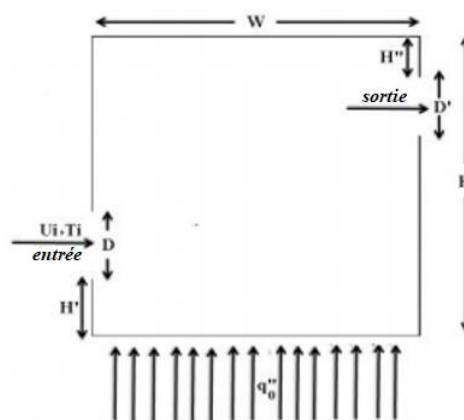


Figure I 26 : Configuration traitée dans la référence [25]

Ataei-Dadavi, Iman, et al [26] ont achevé une étude expérimentale sur un écoulement de convection mixte dans une cavité cubique ventilée et chauffée de manière différentielle, remplie

d'un milieu poreux constitué de sphères solides de faible conductivité, Figure I 27. Les nombres de Reynolds et Rayleigh varient dans les intervalles suivants : $240 < Re < 4250$ et $6.10^6 < Ra < 7.10^7$ avec un nombre de Prandtl fixe $Pr=6,75$. Ils ont observé trois régimes d'écoulement différents selon le nombre de Richardson, pour $Ri < 10$ un régime dominé par convection forcée, $10 < Ri < 40$ un régime transitoire ou la convection naturelle et forcée sont d'intensités comparables. Pour $Ri > 40$ un régime dominé par convection naturelle, l'écoulement alors induit par la flottabilité ascendante dominante.

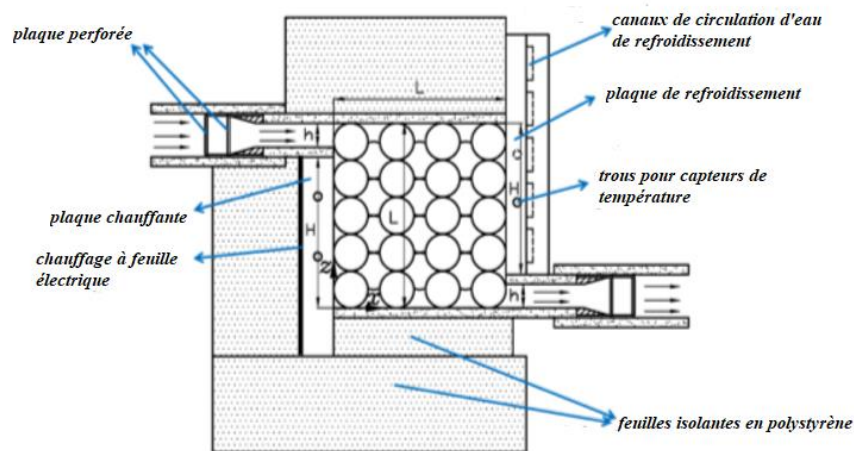


Figure I 27 : Géométrie du problème étudié par Iman Ataei-Dadavi et al [26]

Mahmoudi et al [27] ont présenté une analyse numérique sur l'effet des emplacements des orifices d'entrée et de sortie sur le refroidissement par convection mixte dans une enceinte remplie d'un nanofluide (Cu-eau), Figure I 28. L'effet de la convection naturelle est obtenu par le chauffage à partir de la source de chaleur à flux constant sur la paroi inférieure et un refroidissement à partir du débit injecté. L'étude a été réalisée pour un nombre de Reynolds $50 \leq Re \leq 1000$, avec un nombre de Richardson et une fraction volumique entre $0 \leq Ri \leq 10$ et $0 \leq \phi \leq 0.05$, respectivement. Les auteurs ont noté que la présence des nanoparticules est plus efficace dans la configuration (Haut-Bas), cependant une augmentation de la concentration de ces dernières a le moins d'effet dans la configuration (Haut-Haut).

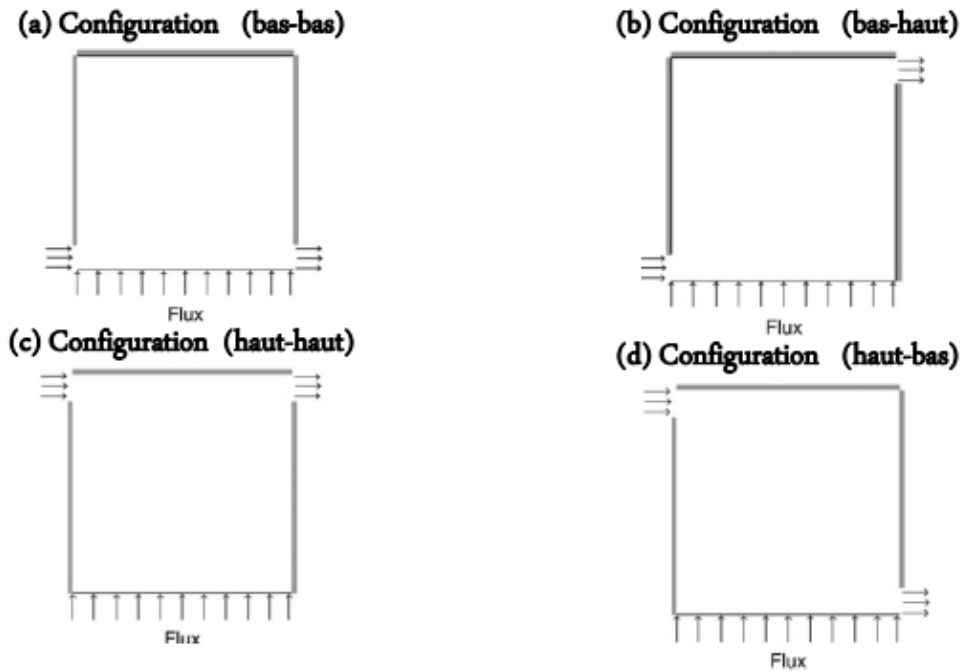


Figure I 28 : Configurations considérées par Mahmoudi et al [27]

T.S. Cheng et W.H. Liu [28] ont étudié numériquement la convection mixte dans une cavité carrée, dont la paroi supérieure est mobile, Figure I 29. Quatre cas sont distingués selon la direction du gradient de température imposée. L'échauffement différentiel entre les parois supérieures et inférieures se traduit par l'attraction gravitationnelle stable et des gradients de température instable, alors que l'échauffement différentiel entre les parois latérales favorise et contrevient les effets de la flottabilité. En utilisant les paramètres de contrôle $Pr = 0.7$ et $Ri = 0.1, 1$ et 10 , ils ont constaté que le nombre de Richardson et la direction du gradient de température affectent la structure de l'écoulement et l'évolution du transport de chaleur dans la cavité. De plus, il est remarqué que le taux de transfert de chaleur augmente avec la diminution du nombre de Richardson indépendamment de l'orientation du gradient de température imposée.

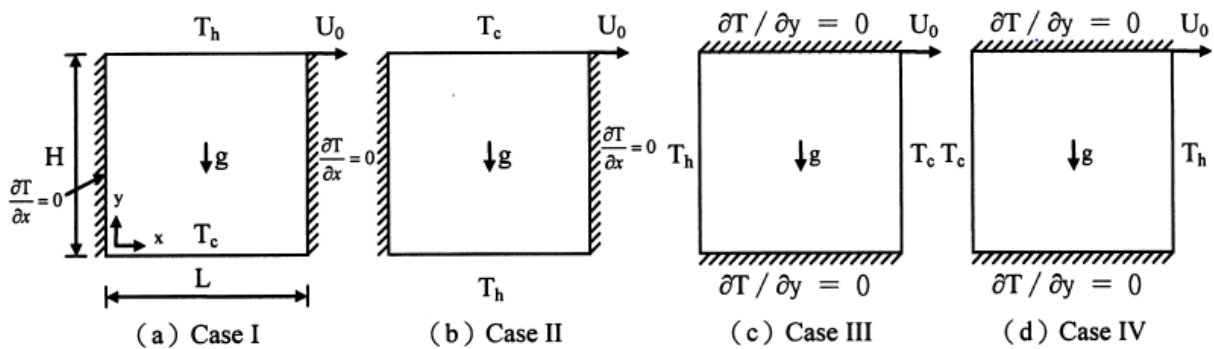


Figure I 29 : Modèle physique étudié par Cheng et al [28]

Shirvan et al [29] ont proposé une étude numérique portant sur la convection mixte dans une cavité carrée ventilée et remplie d'un nanofluid à base d'eau, Figure I 30. La paroi supérieure de la cavité est maintenue à température constante et la paroi inférieure est soumise à flux de chaleur constant. Les autres parois sont supposées adiabatiques. Les équations gouvernantes ont été discrétisées et résolues par la méthode de volume fini. Dans cet article, les effets des nombres de Richardson et de Hartmann sur le débit du fluide et le taux de transfert de chaleur ont été examinés. Les résultats obtenus ont montré que le taux de transfert de chaleur diminue avec une augmentation du nombre de Hartmann.

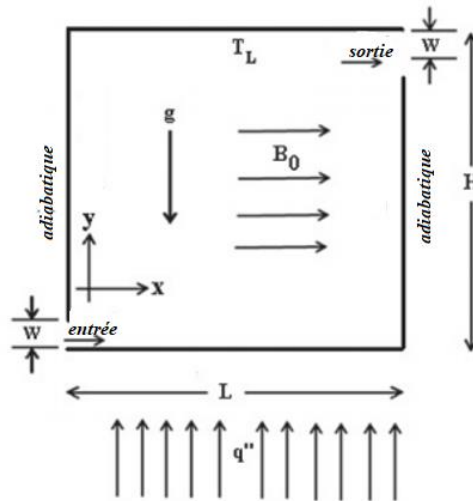


Figure I 30 : Géométrie étudiée par Shirvan et al [29]

I.6 CONCLUSION

Nous avons consacré ce chapitre pour présenter des notions de base et des généralités sur la convection, les nanofluid et le champ magnétique. Des différents travaux expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature, que nous avons exposé dans la section recherche bibliographique, ont été réalisés afin de comprendre les caractéristiques de l'écoulement, le transfert de chaleur par convection en présence des nanofluid et du champ magnétique à l'intérieur de différentes cavité

Chapitre II : Modélisation du problème

II.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons présenter la géométrie et la modélisation mathématique régissant le phénomène de convection mixte dans une cavité ventilée soumise à un champ magnétique en présence d'un nanofluide.

Les équations gouvernantes ainsi que les conditions aux limites adoptées sont données sous une forme générale, puis sous une forme adimensionnelle.

II.2 PRESENTATION DU PROBLEME PHYSIQUE

La géométrie et les conditions aux limites du problème traité sont représentées sur la (Figure II.1). Le modèle physique supposé est plan (x, y) , il s'agit d'une cavité carrée de longueur L et de hauteur H ($L = H$), munie d'une entrée et deux sorties. Un nanofluide Chaud caractérisé par un nombre de Prandtl $Pr = 6.2$, entre à une température T_h du côté inférieur de la cavité et ressort latéralement par les deux orifices de sortie. Les parois verticales sont isolées thermiquement alors que les parois horizontales supérieures et inférieures sont maintenue à une température froide (T_c) avec ($T_h > T_c$). D'autre part, la cavité est soumise à l'action d'un champ magnétique externe uniforme, d'intensité constante B_0 , appliqué le long de la direction verticale (Voir la figure II.1).

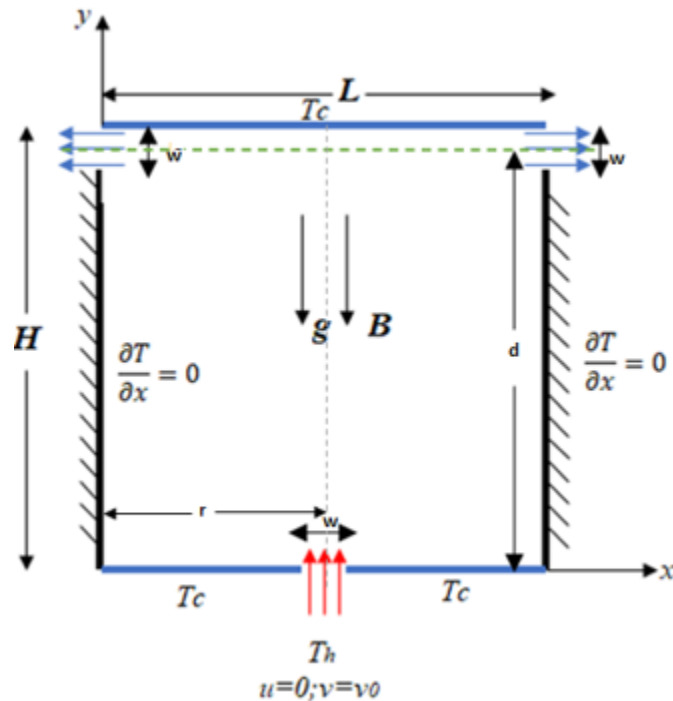


Figure II 1:Schémas de la géométrie considérée et les conditions aux limites associées

II.3 EQUATIONS GENERALES :

L'analyse de la convection thermique est fondée sur l'application des trois lois fondamentales de la physique générale (conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie).

La formulation différentielle de ces équations dans le cas d'un écoulement de fluide visqueux, en régime laminaire est la suivante :

- **Equation de conservation de la masse ou encore équation de continuité :**

$$\partial\rho/\partial t + \rho\text{div}\vec{U} = 0 \quad (\text{II. 1})$$

- **Equation de conservation de la quantité de mouvement :**

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{U}}{\partial t} + \vec{U}\text{div}\vec{T}\vec{U}\right) = -\overrightarrow{\text{grad}}p + \text{div}(\mu\overrightarrow{\text{grad}}\vec{U}) + \rho\vec{g} + \vec{J} \times \vec{B} \quad (\text{II. 2})$$

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}\right) = -\vec{\nabla}p + \mu\nabla^2\vec{u} + \frac{1}{\mu_0}(\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (\text{II. 2})$$

- **Equation de conservation de l'énergie :**

$$\rho C_p\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{U}\text{div}\vec{T}\right) = -\text{div}(\overrightarrow{k\text{grad}T}) \quad (\text{II. 3})$$

Avec \vec{U} le Vecteur vitesse dont les composantes sont (u et v), p , g et T sont respectivement la pression statique, l'accélération de pesanteur et la température alors que ρ, μ, C_p et k sont les propriétés thermophysiques du fluide (masse volumique, viscosité dynamique, chaleur massique et conductivité thermique).

II.4 HYPOYHESES SIMPLIFICATRICES :

Il est maintenant nécessaire d'effectuer un certain nombre d'hypothèses afin d'établir un modèle mathématique simple qui décrit correctement le problème traité. Pour ce la on adopte les hypothèses suivantes:

- Ecoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées cartésiennes x et y)
- Régime laminaire, stationnaire.
- Le fluide est incompressible.
- Les propriétés physiques du fluide sont constantes hormis la masse volumique qui obéit à l'approximation de Boussinesq dans le terme de la poussée d'Archimède.
- Transfert de chaleur par rayonnement négligeable.

- La puissance volumique dissipée est négligeable.
- Les propriétés physiques des nanofluides sont constantes.
- Les nanoparticules et le fluide de base sont en équilibre thermique
- En considérant l'équilibre thermique local, le mélange solide-liquide des particules peut ensuite être approximativement considérée comme un fluide monophasique classique ayant des propriétés qui doivent être évaluées en fonction de celles des constituants
- En raison de la taille extrême et une faible concentration des nanoparticules en suspension, les particules sont supposées se déplacer avec une même vitesse que le fluide.
- Le champ magnétique induit par le mouvement du nanofluide électriquement conducteur est négligeable par rapport au champ magnétique appliqué

II.5 APPROXIMATION DE BOUSSINESQ :

Elle consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables aux niveaux de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho = \rho_0$), sauf au niveau du terme de gravité. Un développement de ρ au premier ordre en fonction de la température est donné comme suit (Bejan, (1993) :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta (T - T_0)] \quad (II.1)$$

Avec T_0 : Température de référence.

β : Le coefficient d'expansion thermique à pression constante.

ρ_0 : Masse volumique du fluide à T_0

II.6 MODELE MATHEMATIQUE ET EQUATIONS DIMENSIONNELLES

Les équations régissant l'écoulement sont les équations de continuité, de Navier stokes et d'énergie, qui expriment, respectivement, la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les champs de vitesses et de températures issues de ces équations peuvent être utilisés pour évaluer les paramètres de transfert de chaleur (nombre de Nusselt) dans la cavité. En présence d'un champ magnétique, une force apparaît au sein du liquide (force de Lorentz), donc une équation est ajoutée pour compléter le système, ainsi que les conditions initiales et aux limites.

Compte tenu des hypothèses de simplificatrices ci-dessus, les équations dimensionnelles régissant l'écoulement d'un nanofluide dans la cavité représentée par la figure II.1 peuvent s'écrire comme suit :

- **Equation de continuité :**

Le principe de conservation de la masse permet d'établir l'équation de continuité suivante pour un fluide incompressible :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} = 0 \quad (II.5)$$

Equation de la quantité de mouvement :

Dans le cas d'un champ magnétique constant, appliqué verticalement, les équations de quantité de mouvement sont écrites sous la forme suivante :

- Equation de quantité de mouvement suivant x

$$\mathbf{u} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} \right) - \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} \mathbf{u} \quad (II.2)$$

- Equation de quantité de mouvement suivant y

$$\mathbf{u} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial y^2} \right) + \beta_{nf} g(T - T_c) \quad (II.7)$$

II7

- Equation de l'énergie:

$$\mathbf{u} \frac{\partial T}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (II.8)$$

Avec σ , B_0 et α : La conductivité électrique, l'intensité du champ magnétique et la diffusivité thermique du fluide.

Les conditions aux limites :

Les conditions aux limites peuvent être résumées par les expressions suivantes :

Pour $0 \leq y \leq d - 0.5w$; $x = 0$ et $x = L$ $u = v = 0$ et $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$

Pour $0 \leq x \leq L$; $y = H$ $u = v = 0$ et $T = T_c = 310 \text{ K}$

Pour $\begin{cases} 0 \leq x \leq r - 0.5w \\ r + 0.5w \leq x \leq L \end{cases}$ et $y = 0$ $u = v = 0$ et $T = T_c = 310 \text{ K}$

Pour $r - 0.5w \leq x \leq r + 0.5w$; $y = 0$ $u = 0, v = v_0$ et $T = T_h = 320 \text{ K}$

Pour $0.009 \leq y \leq H$; $x = 0$ et $x = L$ $\frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0$ et $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$

II.7 PROPRIETES THERMOPHYSIQUE DU NANOFLUIDE

Les propriétés thermophysiques (conductivité thermique, masse volumique, chaleur spécifique, viscosité dynamique et cinématique, etc.) du fluide de base sont profondément modifiées par l'ajout des nanoparticules. Nous supposons dans notre travail que les nanoparticules sont bien dispersées de façon uniforme et forment une suspension stable dans le fluide de base et qu'elles sont en état d'équilibre thermique avec ce dernier.

Le tableau II.1, résume les propriétés thermophysiques du fluide de base (eau) ainsi que celles des nanoparticules en suspension :

Tableau II 1: Propriétés thermophysiques du fluide de base et des nanoparticules utilisées [15]

Propriété	Eau	Cu
Masse volumique (ρ) kg.m^{-3}	997.1	8954
Chaleur spécifique (C_p) $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	4179	383
Conductivité thermique (k) $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	0.6	400
Conductivité électrique (σ_e) S.m^{-1}	0.05	5.97×10^7
Coefficient d'expansion thermique (β) K^{-1}	2.1×10^{-4}	1.67×10^{-5}

Les propriétés thermophysiques des nanofluides sont déterminées par des relations suivantes :

Masse volumique du nanofluide est donnée par la relation suivante [30] [31] :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad (II.9)$$

Avec :

$$\phi = \frac{V_p}{V_s + V_f} \quad (II.10)$$

ϕ : fraction volumique des nanoparticules

ρ_{nf} : Masse volumique du nanofluide.

ρ_s : Masse volumique des nanoparticules

ρ_f : Masse volumique du fluide.

La chaleur spécifique du nanofluide est déterminée en supposant un équilibre thermique entre les nanoparticules et le fluide pur (eau) [32]

$$Cp_{n_f} = \frac{(1-\phi)\rho_f Cp_f + \phi\rho_s Cp_s}{\rho_{n_f}} \quad (II.11)$$

Le coefficient de dilatation thermique du nanofluide est déterminé par l'expression :

$$\beta_{n_f} = \frac{(1-\phi)\rho_f\beta_f + \phi\rho_s\beta_s}{\rho_{n_f}} \quad (II.12)$$

Certains auteurs préfèrent utiliser des expressions plus simples données par [33], [34]

$$(\rho Cp)_{n_f} = (1 - \phi)Cp + \phi C_{p_s} \quad (II.13)$$

$$\beta_{n_f} = (1 - \phi)\rho_f\beta_f + \phi\rho_s\beta_s \quad (II.14)$$

Le modèle de viscosité utilisé est basé sur la fraction volumique [35] [36] a déterminé la viscosité de nanofluide d'une suspension de particules solides sphériques dont la fraction volumique est inférieure à 0.05) ϕ, par la relation :

$$\mu_{n_f} = (1 + 2.5\phi)\mu_f \quad (II.15)$$

Model de Brinkman (1952) pour la viscosité

Plusieurs équations ont été développées pour les suspensions de concentrations plus élevées.

En effet, Brinkman [36] a étendu l'équation d'Einstein [35] à des suspensions concentrées en établissant la corrélation suivante :

$$\mu_{n_f} = \mu_f / (1 + 2.5\phi)^{2.5} \quad (II.16)$$

La conductivité thermique et la diffusivité thermique du nanofluide sont déterminée suivant le modèle de maxwell [37] [38] :

$$\frac{k_{n_f}}{k_f} = \frac{(k_s + 2k_f) - 2\phi(k_f - k_s)}{(k_s + 2k_f) - \phi(k_f - k_s)} \quad (II.17)$$

$$\alpha_{n_f} = k_{n_f} / (\rho Cp)_{n_f} \quad (II.18)$$

- K_f : la conductivité thermique du fluide de base
- K_s : la conductivité thermique des particules solides

La conductivité électrique du nanofluide σ_{nf} est calculée comme [14]:

$$\sigma_{n_f} = \sigma_f \left[1 + \frac{3(\Delta-1)\phi}{(\Delta+2)-(\Delta-1)\phi} \right] \quad (II.19)$$

Avec

$$\Delta = \frac{\sigma_s}{\sigma_f} \quad (II.20)$$

II.20

II.8 EXPRESSION DES NOMBRES SANS DIMENSIONS :

Les nombres adimensionnels qui caractérisent la similitude des écoulements, dont les valeurs sont les paramètres de contrôle du transfert thermique au sein de notre domaine, ils peuvent être définis comme suivants :

Nombre de Prandtl :

Il représente le rapport entre la viscosité cinématique ν et la diffusivité thermique α . Il compare la rapidité des phénomènes de diffusion thermique à ceux de diffusion visqueuse dans un fluide. Ce nombre porte le nom de Ludwig Prandtl, un physicien allemand et s'écrit :

$$Pr = \frac{\nu_f}{\alpha_f} \quad (II.21)$$

Nombre de Reynolds :

Il représente le rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses.

$$Re = \frac{u_0 L}{\nu_f} \quad (II.22)$$

Nombre de Grashof :

Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Ce nombre porte le nom de Franz Grashof, ingénieur allemand. On définit le nombre de Grashof de la manière suivante :

$$Gr = \frac{g\beta_f\Delta TL^3}{\nu^2} \quad (II.23)$$

Nombre de Richardson :

Il compare les effets de la gravité à ceux d'inertie :

$$Ri = \frac{g\beta_f\Delta TL}{\nu^2} \quad (II.24)$$

Le nombre de Richardson est le paramètre qui caractérise la convection mixte. Il est fonction du paramètre de convection naturelle (Gr) et du paramètre de convection forcée (Re)

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (II.25)$$

Nombre de Hartmann (effet Magnétohydrodynamique) :

C'est un nombre sans dimension utilisé en magnétohydrodynamique (MHD). Il permet de comparer les effets magnétiques aux effets visqueux, il s'écrit :

$$Ha = B_0 L \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}} \quad (II.26)$$

Nombre de Nusselt :

Il représente le rapport entre le transfert thermique par convection et le transfert par conduction. Il s'agit en fait du transfert de chaleur sans dimension.

Le nombre de Nusselt local le long des parois horizontales peut s'exprimer comme suit :

$$Nu_x = - \left. \frac{k_{nf}}{k_f} \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=H} \quad (II.27)$$

Le nombre de Nusselt moyen s'obtient en intégrant le nombre de Nusselt local le long des deux parois horizontales :

$$\bar{N}_u = \frac{1}{H} \int_0^1 Nu_x dx \quad (II.28)$$

II.9 FORME ADIMENSIONNELLES DES EQUATIONS

Dans le but de généraliser la solution du problème considéré dans cette étude nous procédons à l'adimensionnalisation des équations établies précédemment.

Variables adimensionnelles :

Pour adimensionnaliser les variables dépendantes et indépendantes, nous employons des quantités caractéristiques (de références) qui sont constantes dans tout le champ d'écoulement et de température. Ces quantités sont : H , U_0 , T_c , T_f , et P_0

Nous considérons des coordonnées cartésiennes et définissons les variables adimensionnelles suivantes :

$$X = \frac{x}{H}; Y = \frac{y}{H}; U = \frac{u}{U_0}; V = \frac{v}{U_0}; \Theta = \frac{T-T_c}{\Delta T}; P = \frac{p}{\rho_{nf} \cdot U_0^2}$$

$$x = X.H; \quad y = Y.H; \quad u = U.H; \quad v = V.H; \quad T - T_c = \Delta T.\Theta; \quad p = P.\rho n_f.U_0^2$$

Alors les équations sous formes adimensionnelles sont :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (II.29)$$

Equation de quantité de mouvement :

Suivant la direction X :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{H_a^2}{Re} U \quad (II.30)$$

Suivant la direction Y :

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{(\rho\beta)_{nf}}{(\rho\beta)_f} Ri.\Theta \quad (II.31)$$

Equation de l'énergie :

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re Pr} \frac{k_{nf}}{k_f} \frac{(\rho Cp)_f}{(\rho Cp)_{nf}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (II.32)$$

Les conditions aux limites adimensionnels :

La forme adimensionnelle des conditions aux limites est alors la suivante :

Parois	Conditions hydrodynamiques	condition thermique
(Paroi verticale gauche)		
(X = 0) et (0 ≤ Y ≤ D - 0.5W)	U = V = 0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
(Paroi verticale droite)		
(X = 1) et (0 ≤ Y ≤ D - 0.5W)	U = V = 0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
(Paroi horizontale supérieure)		
(Y = 1) et (0 ≤ X ≤ 1)	U = V = 0	θ = 0
(Paroi horizontale inférieure)		

(Y = 0) et (0 ≤ X ≤ R - 0.5W)	U = V = 0	θ = 0
(Paroi horizontale inférieure)		
(Y = 0) et (R + 0.5W ≤ X ≤ 1)	U = V = 0	θ = 0
(Ouverture d'entrée)		
(Entré horizontale inferieure)		
(Y = 0) et (R - 0.5W ≤ X ≤ R + 0.5W)	U = 0, V = 1	θ = 1
(Ouverture de sortie)		
(Sortie verticale droite)		
(X = 1) et (D - 0.5W ≤ Y ≤ 1)	$\frac{\partial U}{\partial X} = 0$, V = 0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$

La fonction de courant caractérise l'intensité de la circulation du champ dynamique dans la cavité, elle est calculée à partir du système différentiel :

$$\mathbf{u} = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \mathbf{v} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{II.33}$$

II.10 RESOLUTION NUMERIQUE

II.10.1 Choix de la méthode numérique

Les équations régissant notre phénomène d'écoulement sont des équations aux dérivées partielles non linéaires. Pour résoudre le système d'équations présenté dans ce chapitre, nous avons choisi la méthode des volumes finis développée par Patankar, [39]. La méthode est basée sur une approche de type volume de contrôle. Notre choix est porté sur la méthode des volumes finis grâce aux avantages qu'elle nous offre pour notre étude telle que la stabilité, la convergence, et principalement elle assure la conservation de masse et de quantité de mouvement sur chaque volume de contrôle.

II.10.2 Maillage

Les équations différentielles qui gouvernent notre écoulement convectif sont écrites dans chaque point du domaine physique. Et pour projeter ces équations sur ce domaine, on subdivise ce dernier dans les deux directions, horizontale et verticale, afin d'obtenir un certain nombre de volumes élémentaires ou « volume de contrôle ». Les faces d'un volume de contrôle sont localisées aux points e, w, n, s (figure II. 2). Notons P le centre du volume de contrôle considéré et E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôle adjacents situés respectivement à l'Est, L'Ouest, le Nord, et le Sud de celui contenant P.

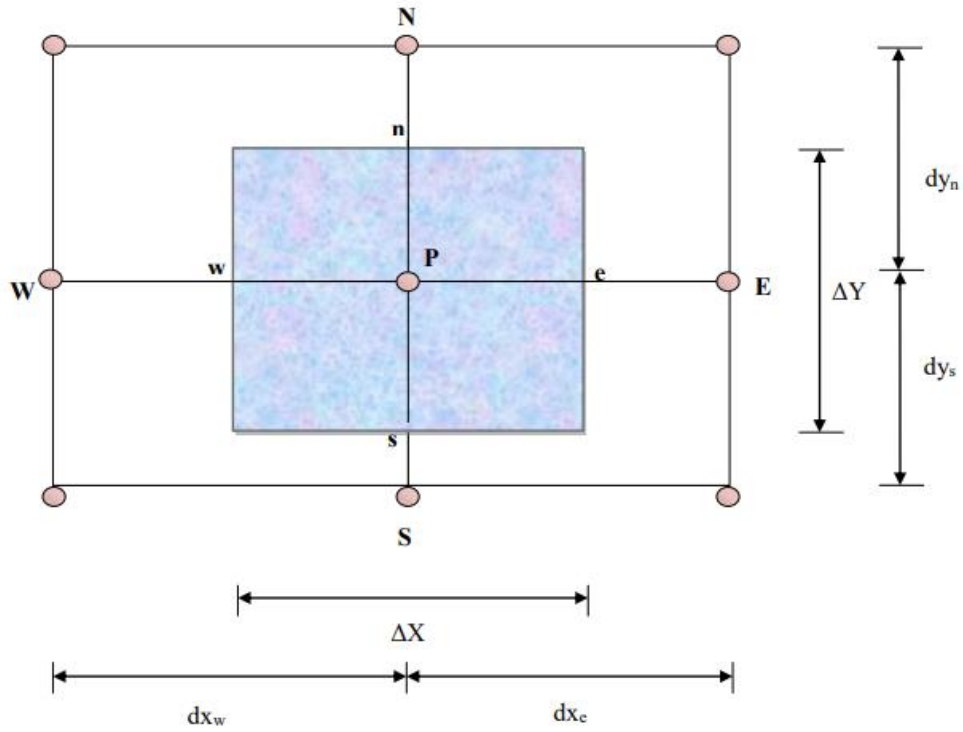


Figure II 2: Schéma représentant le volume de contrôle bidimensionnel.

II.10.3 Forme générale de l'équation de transport

Les équations différentielles adimensionnelles (II. 29 à II. 32) écrites dans ce chapitre, peuvent se présenter sous la forme générale d'une équation de transport (II. 34), dont les expressions des grandeurs physiques, correspondant à chacune des équations (II. 29 à II. 32) qui sont montrées dans le (tableau II. 2)

$$\frac{\partial(U\varphi)}{\partial X} + \frac{\partial(V\varphi)}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right) + \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma \frac{\partial\varphi}{\partial Y}\right) + S_e \quad (II. 34)$$

Où :

$\frac{\partial(U\varphi)}{\partial X} + \frac{\partial(V\varphi)}{\partial Y}$: représente le transport par convection de φ .

$\frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right) + \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma \frac{\partial\varphi}{\partial Y}\right)$: représente la diffusion de φ .

S_e : représente le terme source.

Tableau (II.2) : Variable dépendante φ , coefficient de diffusion Γ et le terme source S_e pour les équations régissant notre phénomène.

Tableau II 2 : Variable dépendante φ , coefficient de diffusion Γ et le terme source S_e pour les équations régissant notre phénomène.

Equation	φ	Γ	S_e
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement suivant X	U	$\frac{\nu_{n_f}}{\nu_f} \frac{1}{Re}$	$-\frac{\rho_f}{\rho_{n_f}} \frac{\partial P}{\partial X} - \frac{\rho_f}{\rho_{n_f}} \frac{\sigma_{n_f}}{\sigma_f} \frac{H_a^2}{Re} U$
Quantité de mouvement suivant Y	V	$\frac{\nu_{n_f}}{\nu_f} \frac{1}{Re}$	$-\frac{\rho_f}{\rho_{n_f}} \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\rho_f}{\rho_{n_f}} \frac{(\rho\beta)_{n_f}}{(\rho\beta)_f} Ri. \theta$
Energie	Θ	$\frac{1}{Re Pr} \frac{k_{n_f}}{k_f} \frac{(\rho Cp)_f}{(\rho Cp)_{n_f}}$	0

II.10.4 Discrétisation de l'équation générale de transport

La discrétisation des termes de l'équation générale de transport (II. 30) sur un volume de contrôle donne :

$$\begin{aligned} \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial(U\varphi)}{\partial x} dx dy + \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial(V\varphi)}{\partial y} dx dy \\ = \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) dx dy + \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) dx dy + \iint_{s w}^{n e} S_e dx dy \end{aligned} \quad (II.35)$$

$$\iint_{s w}^{n e} \frac{\partial(U\varphi)}{\partial x} dx dy = (U_e \cdot \varphi_e - U_w \cdot \varphi_w) \Delta Y$$

$$\iint_{s w}^{n e} \frac{\partial(V\varphi)}{\partial y} dx dy = (V_n \cdot \varphi_n - V_s \cdot \varphi_s) \Delta X$$

$$\iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) dx dy = \left(\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_w \right) \Delta Y$$

$$\iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) dx dy = \left(\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_s \right) \Delta X$$

$$\iint_{s w}^{n e} S_e dx dy = \bar{S}_e \Delta X \Delta Y$$

II.10.5 Schémas numériques

La forme générale de l'équation algébrique discrétisée où les flux de convection et de diffusion sont calculés par une fonction $A(|P|)$, (voir tableau II. 2), présentée comme suit :

$$A_P \varphi_P^{n+1} = A_E \varphi_E^{n+1} + A_W \varphi_W^{n+1} + A_N \varphi_N^{n+1} + A_S \varphi_S^{n+1} + b \quad (II.36)$$

Avec :

$$\left. \begin{aligned} A_W &= D_w A(|P_w|) + \text{Max}(F_w, 0) \\ A_E &= D_e A(|P_e|) + \text{Max}(-F_e, 0) \\ A_N &= D_n A(|P_n|) + \text{Max}(-F_n, 0) \\ A_S &= D_s A(|P_s|) + \text{Max}(F_s, 0) \end{aligned} \right\} \quad (II.37)$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + (F_e - F_w + F_n - F_s) \quad (II.38)$$

D'où:

$$\left. \begin{aligned} F_e &= U_e \Delta Y, & F_w &= U_w \Delta Y \\ F_n &= V_n \Delta X, & F_s &= V_s \Delta X \end{aligned} \right\} \text{ Les flux convectifs} \quad (II.39)$$

$$\left. \begin{aligned} D_e &= \frac{\Gamma_e}{dx_e} \Delta Y, & D_w &= \frac{\Gamma_w}{dx_w} \Delta Y \\ D_n &= \frac{\Gamma_n}{dx_n} \Delta X, & D_s &= \frac{\Gamma_s}{dx_s} \Delta X \end{aligned} \right\} \text{ Les flux diffusifs} \quad (II.40)$$

$$\left. \begin{aligned}
 P_e &= \frac{F_e}{D_e} \\
 P_w &= \frac{F_w}{D_w} \\
 P_n &= \frac{F_n}{D_n} \\
 P_s &= \frac{F_s}{D_s}
 \end{aligned} \right\} \text{ Les nombres de Péclet aux interfaces: e, w, n, s.} \quad (II.41)$$

F_e, F_w, F_n, F_s : sont respectivement les coefficients de diffusion aux faces d'un volume de contrôle

II.10.6 Fonction A(|P|) pour différents schémas numériques

tableau ci-dessous (tableau II. 3) donne les expressions de la fonction A(|P|) pour différents schémas numériques.

Tableau II 3: Expressions de la fonction A(|P|) pour différents schémas numériques, Patankar (1980).

Schéma	Formule de la fonction
Différences centrées	$1 - 0.5 P $
Power Law (loi de puissance)	$Max[0, (1 - 0.5 P)^{0.5}]$

Dans notre calcul, nous avons utilisé le schéma de différences centrées $A(P) = 1 - 0.5|P|$ [39]. Ce choix est motivé par le fait que ce schéma soit le plus usuellement utilisé dans la littérature pour fournir une meilleure stabilité de la solution numérique. L'algorithme SIMPLER [39] a été utilisé pour le calcul de la pression et des composantes de la vitesse (couplage Pression-vitesse).

II.10.7 Critère de convergence

Le critère de convergence est vérifié lorsque la différence des vitesses et des températures entre deux itérations consécutives est négligeable ; c'est-à-dire :

$$|\theta^{n+1} - \theta^n| < 10^{-4}$$

$$|V^{n+1} - V^n| < 10^{-4}$$

$$|U^{n+1} - U^n| < 10^{-4}$$

Où : n et n+1 sont les itérations successives.

II.11 CONCLUSION :

Ce chapitre nous a permis de décrire le modèle mathématique correspondant au phénomène de convection mixte dans une cavité soumise à un champ magnétique constant et en présence d'un nanofluide. Après différents degrés de simplification successifs nous avons fait apparaître les hypothèses simplificatrices adoptées et souligner les limites d'application relatives à chaque système d'équations, le maillage approprié ainsi que la méthode de la résolution numérique employée.

Chapitre III : Résultats et discussions

III.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous avons étudié l'influence de certains paramètres sur le transfert de chaleur par convection mixte laminaire bidimensionnelle dans une cavité ouverte en présence d'un nanofluide (Cu-eau). Les parois horizontales de la cavité sont maintenues à une température uniforme (T_c). Un courant chaud ascendant pénètre dans la cavité avec une vitesse uniforme (v_0) et une température constante (T_h) tel que $T_h > T_c$, alors que les parois verticales (gauche et droite) sont isolées thermiquement (Voir figure II.1, chapitre II). Un programme de calcul en volume finis développé par les laboratoires LM2E et LPT (Mécanique, matériaux et énergétique ; Physique théorique) et a été utilisé pour résoudre le système d'équations (II. 5 - II. 8), avec les conditions aux limites appropriées. Nous présentons dans cette section, l'effet du maillage sur la solution numérique. Les résultats en termes de lignes de courant, d'isothermes, de profils de vitesse, de nombres de Nusselt moyen sont analysés pour différentes valeurs des nombres de Reynolds, de Grashof, de Hartmann et de la fraction volumique.

III.2 PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUE

En se référant à la figure (II. 1), les valeurs des paramètres considérés donnés sont comme suit:

Le nombre de Reynolds : $Re = 500, 1000, 1800$.

Le nombre de Grashof : $Gr = 10^3, 10^4, 10^5$.

Le nombre de Hartmann : $Ha = 0, 30, 60, 100$.

La température des parois supérieur et inférieur est fixée à $T_c = 310K$ tandis que la température du fluide d'entrée est $T_h = 320K$. Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules, sont illustrées dans le (tableau II .1).

III.3 ETUDE DU MAILLAGE

Pour évaluer l'influence du maillage sur les résultats obtenus, le problème est résolu numériquement en considérant des grilles de tailles différentes.

La méthode des volumes finis utilisée pour la discrétisation des équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie est basée sur l'algorithme SIMPLE pour traiter le couplage Vitesse-Pression. Avant de présenter les résultats numériques, nous avons examiné l'indépendance de la solution numérique vis-à-vis de la grille de maillage. Pour cela, plusieurs grilles sont considérées (61x61, 81x81, 101x101, 121x121, 141x141). D'après les résultats présentés dans le tableau III.1, on constate que la variation du nombre de Nusselt moyen reste presque constante à compter d'une grille de 101x101 nœuds. Par conséquent, le maillage 101x101 nœuds sera adopté pour tous nos calculs.

Tableau III 1: Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Cu-eau, avec $\phi = 0.03$, $Gr = 10^5$; $Re = 1000$ et $Ha=100$

Maillage	61X61	81X81	101X101	121X121	141X141
Nu	34.17883	34.74617	34.91735	34.91941	34.91963

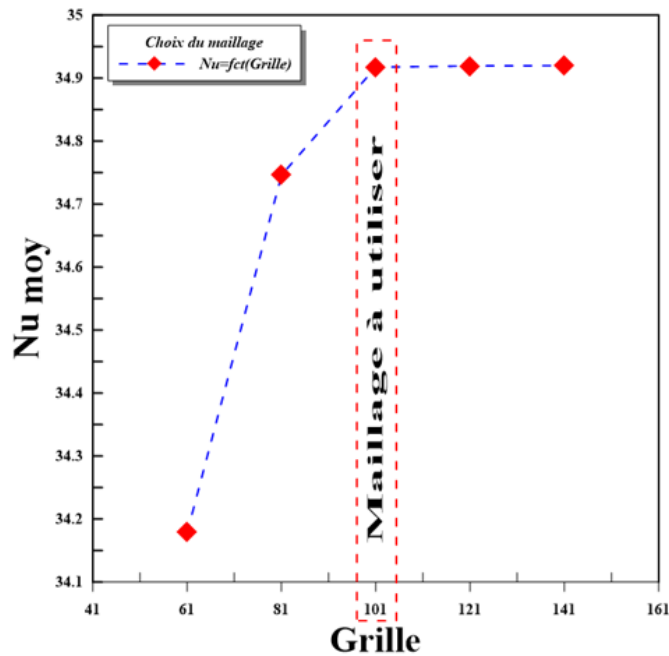


Figure III 1: Nombre de Nusselt moyenne en fonction de la Grille xxxxxx

III.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Afin de vérifier l'exactitude de l'étude numérique actuelle, le modèle mathématique utilisé ainsi que la méthode de calcul sont validés en comparant les résultats numériques à ceux de Talbi et al. [16], et Bakar et al. [6].

Les figures III.2, III.3 et III.4 présentent une comparaison avec la même référence du nombre de Nusselt locale (Nu) et des fonctions de courant et des isothermes sous l'effet d'un champ magnétique avec $Ri=0.1$. Alors que la figure III.5 met en évidence une comparaison des valeurs du nombre de Nusselt moyen avec les travaux de la référence **Barak** [6] dans le cas de la convection mixte dans une cavité carrée entraînée par son couvercle et soumise à un champ magnétique pour $Ri=0.1$. Quant aux figures III.6 et III.7, elles montrent une comparaison des vitesses adimensionnelle U et V avec la référence **Talebi et al** [16] dans le cas de la convection mixte dans une cavité carrée entraînée par le

couvercle (surface supérieure mobile) en présence d'un nanofluide. Les deux parois verticales de l'enceinte sont maintenues à des température constante (chaude et froide), tandis que les deux parois horizontales de l'enceinte sont isolées.

D'après ces figures, on constate que les résultats de nos simulations numériques sont en bon accord avec les résultats obtenus par résultats de la littérature [16], et [6].

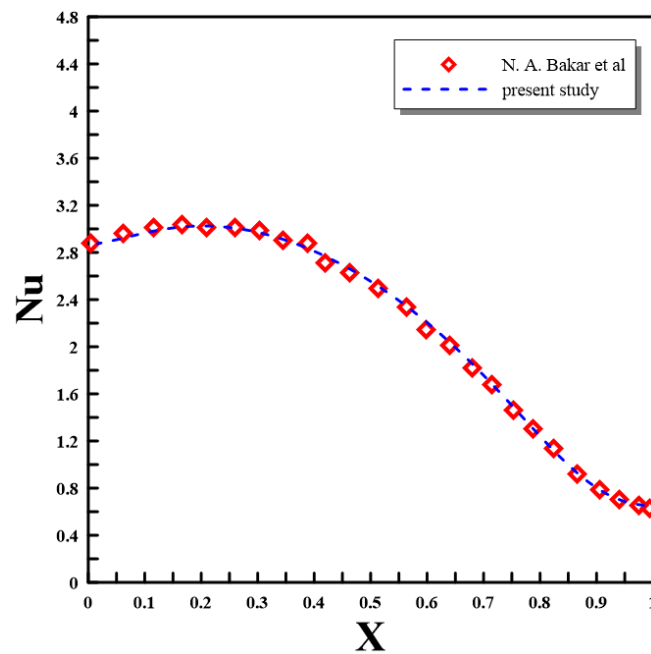


Figure III 2: Variation du nombre de Nusselt local pour $Ha=30$ et $Ri=1$

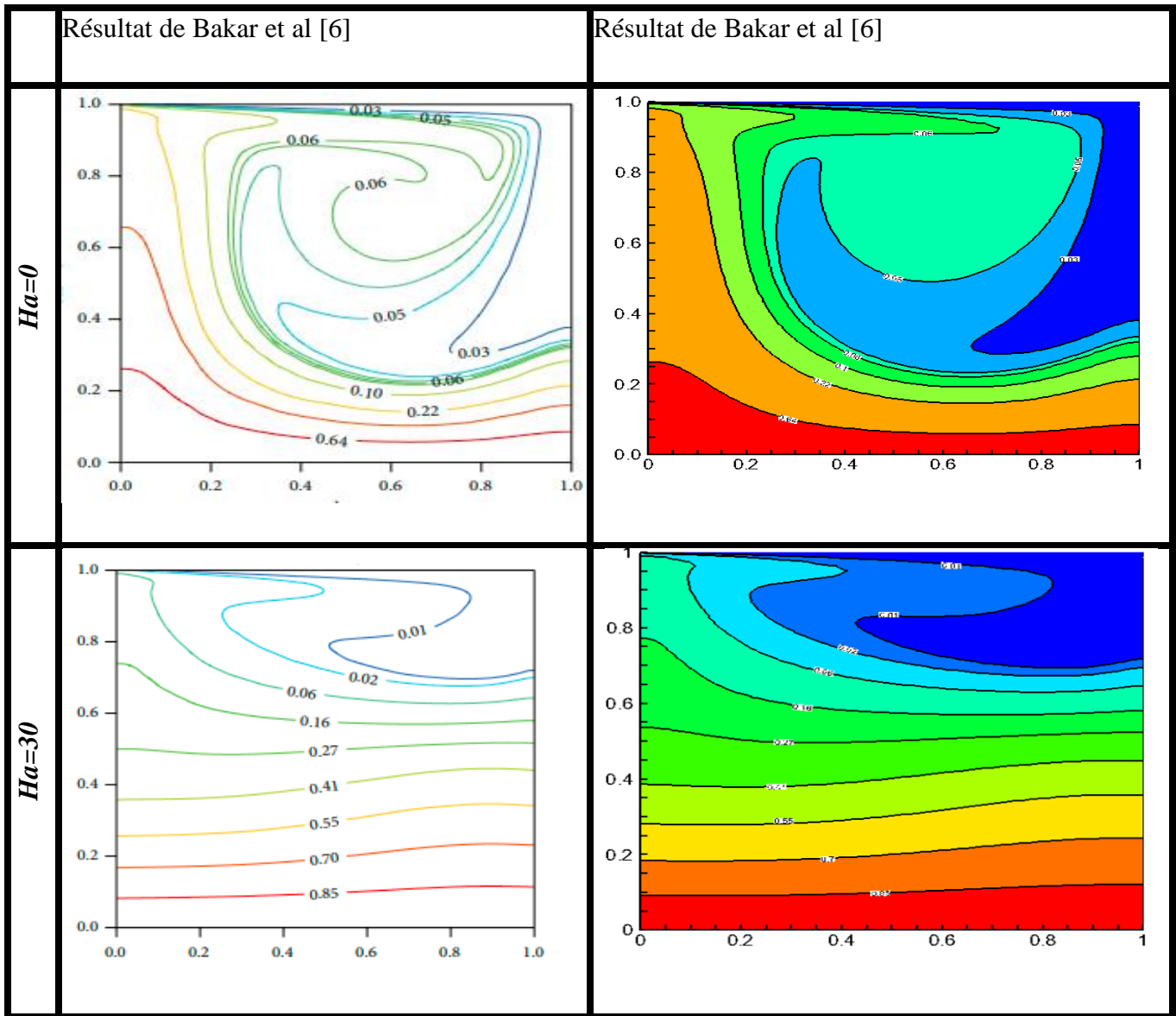


Figure III 3 : Comparaison des isothermes pour $Ri=0.1$ et différentes valeurs de Ha

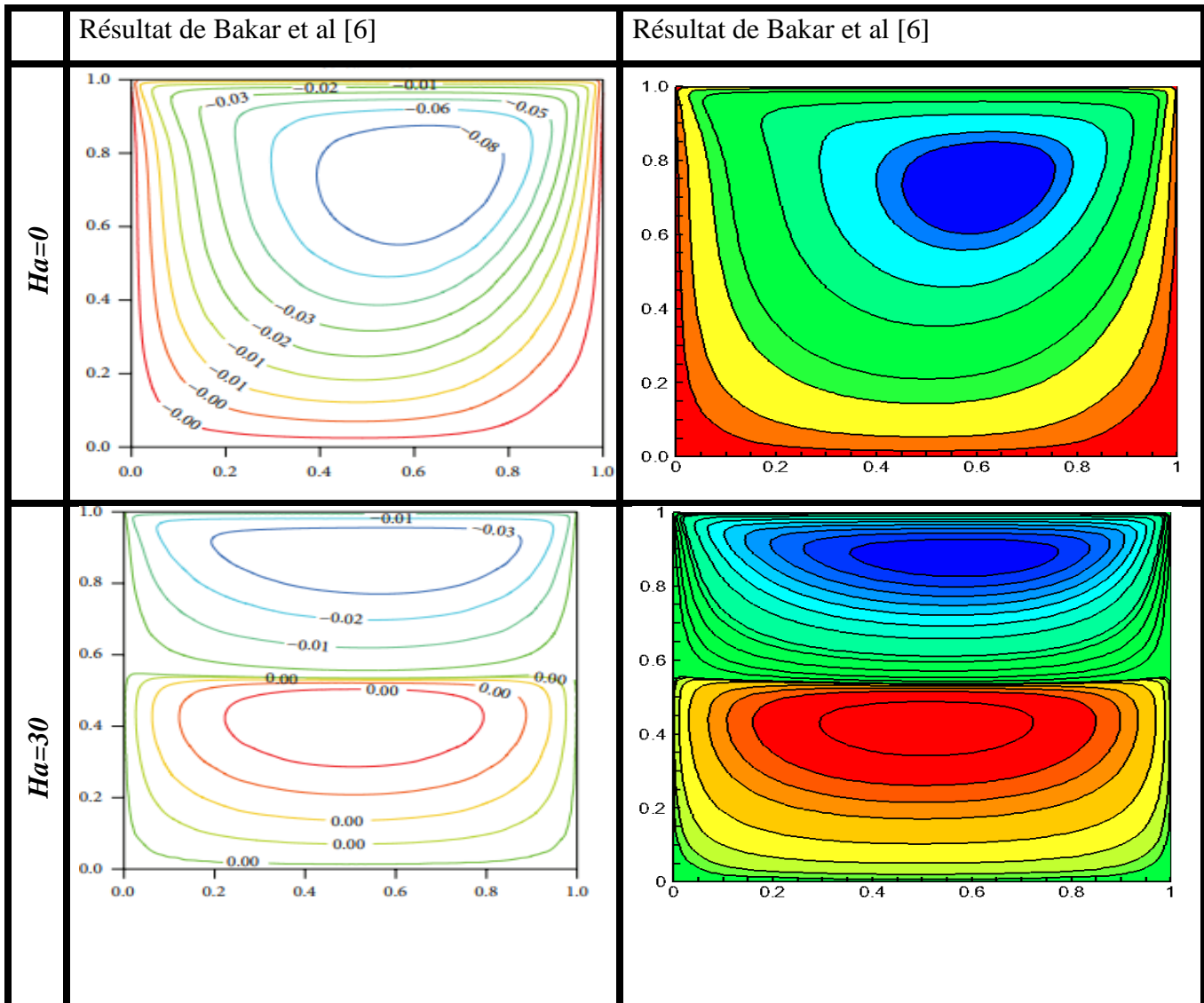


Figure III 4: Comparaison des lignes de courant pour $Ri=0.1$ et différentes valeurs de Ha

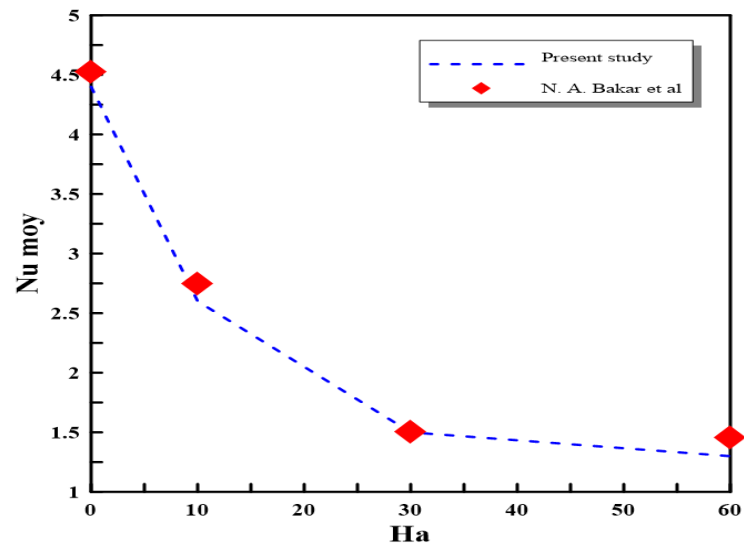


Figure III 5 : Effets du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen le long de la paroi inférieure pour $Ri=0.1$

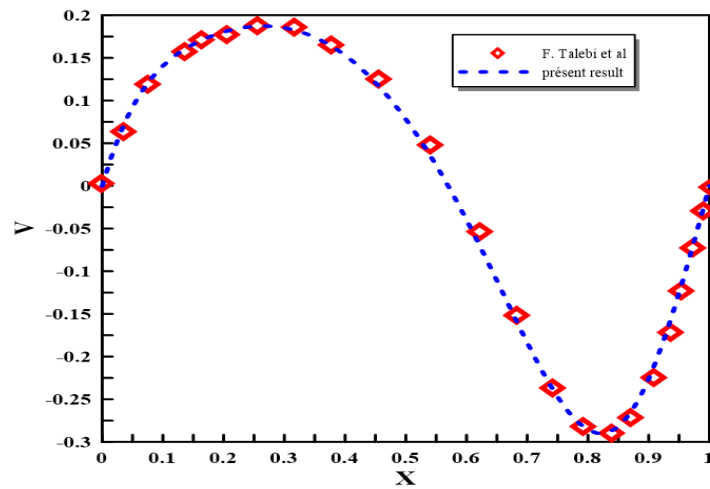


Figure III 6 : Profile de la Vitesse verticale à $y=0.5$ pour $Re=100$, $Ra=1.47 \times 10^4$, $\phi=0.05$

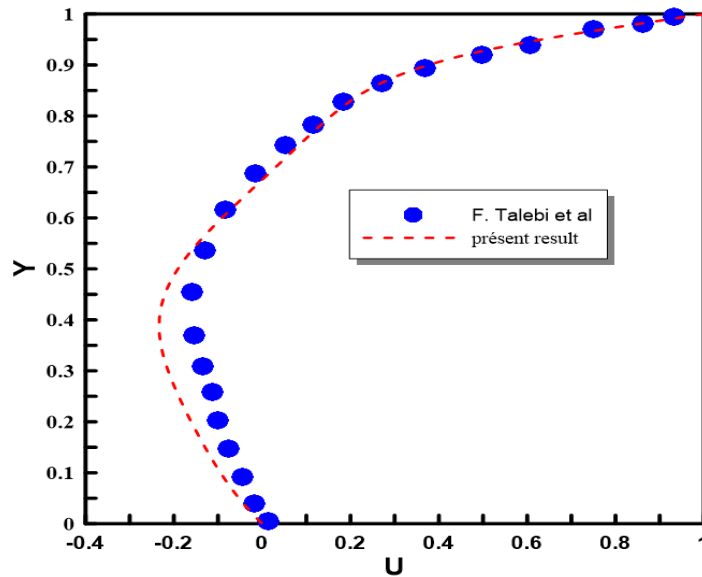


Figure III 7 : Profile de la Vitesse Horizontale à $X=0,5$ pour $Re= 100$, $Ra=1.47 \times 10^4$, $\phi= 0.05$

III.5 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans ce qui va suivre on exposera les résultats des simulations numériques sur la convection mixte dans une cavité carrée ventilée avec un courant ascendant d'un nanofluide (Cu-eau) et soumise à un champ magnétique vertical. Dans ces simulations la fraction volumique des nanoparticules est un facteur clé, elle varie entre $\phi = 0$ et 0.07 ; alors que les nombres de Reynolds, Grashof et de Hartmann varient respectivement de 500 à 1800 , 10^3 à 10^5 et de 0 à 100 .

III.5.1 Effet de la fraction volumique des nanoparticules (ϕ)

Les figures (III. 8) et (III. 9) respectivement, illustrent les variations de la vitesse verticale V et de la température T , en fonction de la coordonnée horizontale X . Les profils sont tracés pour différentes valeurs de la fraction volumique et des nombres de Reynolds, Grashof et Hartmann suivants : $Re = 1800$, $Gr=10^3$ et $Ha= 60$. On peut voir que la fraction volumique a un effet considérable sur les profils de vitesse. Une analyse des profils de vitesse montre plusieurs extremums, la valeur maximale est située dans la partie centrale de la cavité correspondant à une fraction volumique de $\phi = 0.07$. Cette augmentation est due à l'augmentation de la conductivité thermique du nanofluide

La fraction volumique a également un effet significatif sur les profils de température comme indiqué sur la Fig. III. 9 qui montre ces profils le long de l'axe médiane verticale (Y) de la cavité cela pour différentes concentrations volumiques du nanofluide. La diminution de la température au voisinage du milieu de l'enceinte est une conséquence de l'amélioration du processus de dégagement

de la chaleur grâce à l'ajout de nanoparticules lesquelles ont une conductivité thermique supérieure à celle du fluide de base.

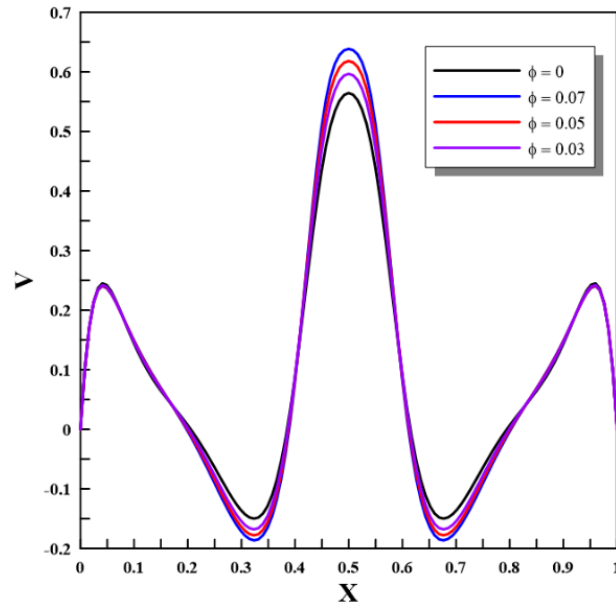


Figure III 8 : Profil de la vitesse transversale le long de la ligne centrale de la cavité pour différentes concentrations de nanoparticules à $Y=0.5$ pour ($Re=1800$, $Gr=10^3$ et $Ha=60$)

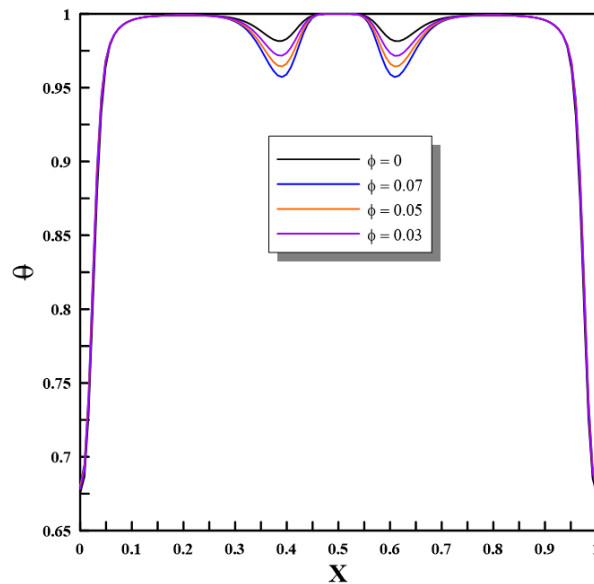


Figure III 9 : Profil de la température le long de la section médiane pour différentes concentrations à $Y=0.5$ pour ($Re=1800$, $Gr=10^3$ et $Ha=60$)

Les graphes (III 10) montrent les profils de vitesse (a) et de température (b) pour $Y = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ et 1. On constate qu'à mesure qu'on s'éloigne de l'entrée le pic de vitesse diminue le long de l'axe de symétrie verticale. Le phénomène inverse est observé dans les couches limites le long des parois verticales conformément à l'analyse des lignes de courant faite ci-dessus. Le constat est moins contrastant pour les profils de températures relevés pour les mêmes positions, où l'on observe clairement le développement des couches limites thermiques sur les parois verticales.

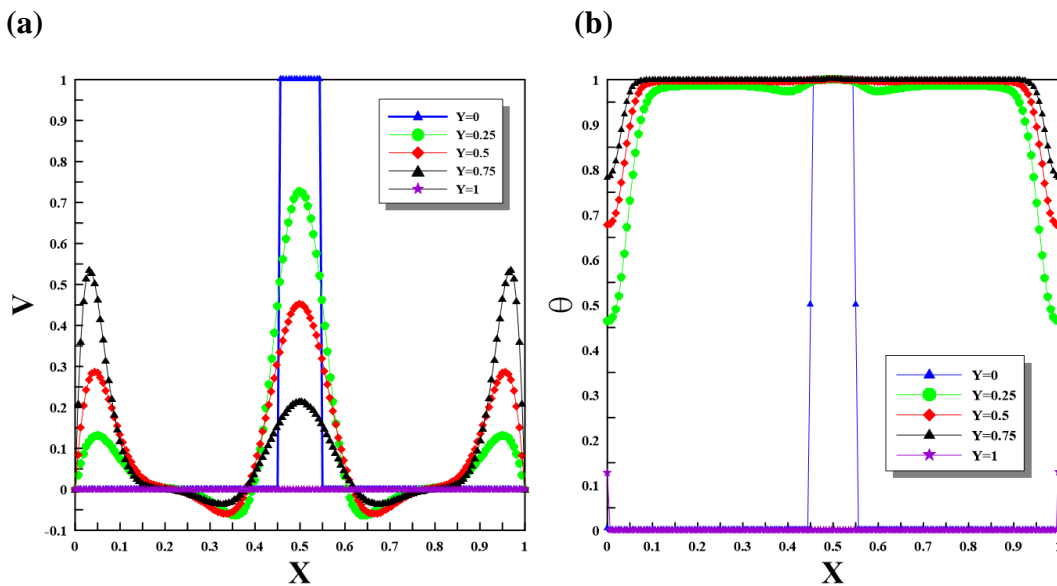


Figure III 10 : Profils des vitesses (a) et de température (b) pour différentes positions verticales ($Y=0 ; 0.25 ; 0.5 ; 0.75$ et 1) : $\phi= 0.02$; $Gr = 10^3$; $Re = 500$ et $Ha=60$

La figure (III. 11) représente l'effet de la fraction volumique du nanofluide sur les profils du nombre de Nusselt local le long de la paroi supérieure pour $Re = 10^3$, $Ha= 60$ et $Gr = 10^3$. Il ressort de ces résultats qu'une augmentation de la fraction volumique conduit à une conductivité thermique effective élevée, ce qui se traduit par un meilleur transport thermique du fluide à l'intérieur de la cavité et une meilleure transmission de chaleur principalement au large loin des parois.

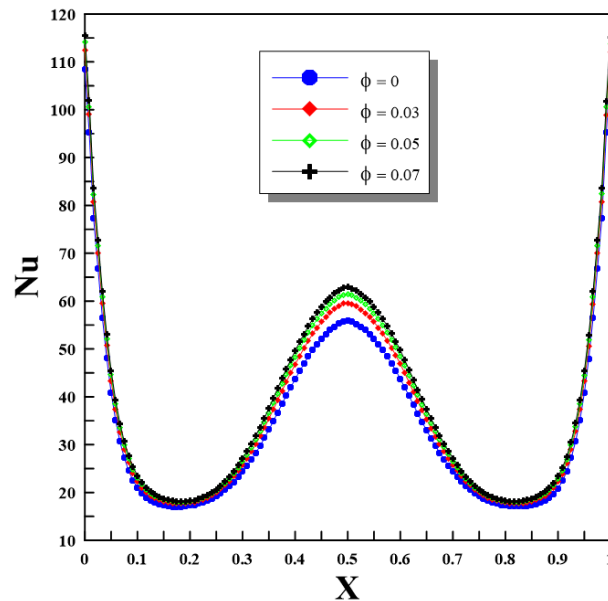


Figure III 11 : Effet de la fraction volumiques (ϕ) sur le nombre de Nusselt local (Nu), le long de la paroi froide supérieur pour $Re = 1000$; $Gr = 10^3$ et $Ha=60$

III.5.2 Effet du nombre de Reynolds (Re)

La figure III. 12 montre les lignes de courant et les isothermes pour $\phi = 0$ et $\phi = 0.07$, $Re=500$ et 1800 , $Gr = 10^3$ et $Ha=60$. On peut constater à partir de ces figures que pour les deux nombres de Reynolds, l'écoulement est symétrique par rapport à l'axe vertical, ceci est principalement dû à la symétrie de la géométrie et aux conditions aux limites imposées. En outre, l'intensité de l'écoulement augmente en augmentant le nombre de Reynolds, avec l'apparition de cellules secondaires ou tourbillons de part et d'autre de l'orifice d'entrée. Des symétries similaires sont observées pour les isothermes, avec une stratification de part et d'autre de l'entrée. Une augmentation du nombre de Reynolds (donc de la vitesse de fluide) favorise l'apparition de courants de convection à l'endroit des tourbillons (des deux côtés de l'entrée) ce qui améliore le transfert de chaleur en générale. Le transfert de chaleur par convection est dominant.

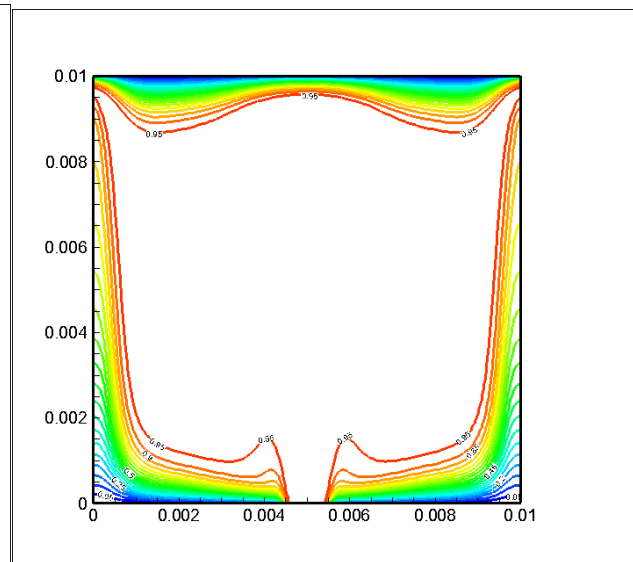
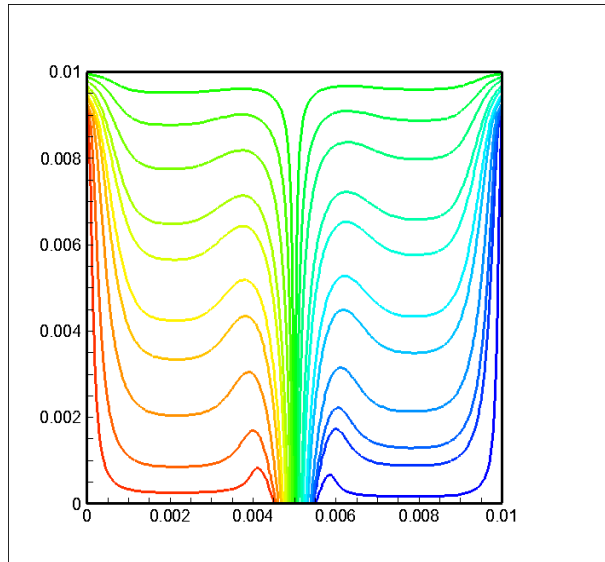
Les résultats montrent aussi clairement que la présence des nanoparticules produit des changements importants dans la structure de l'écoulement (lignes de courant) et sur le champ thermique (isothermes). Ces changements se manifestent par une diminution de la température du fluide.

a) Lignes de courant

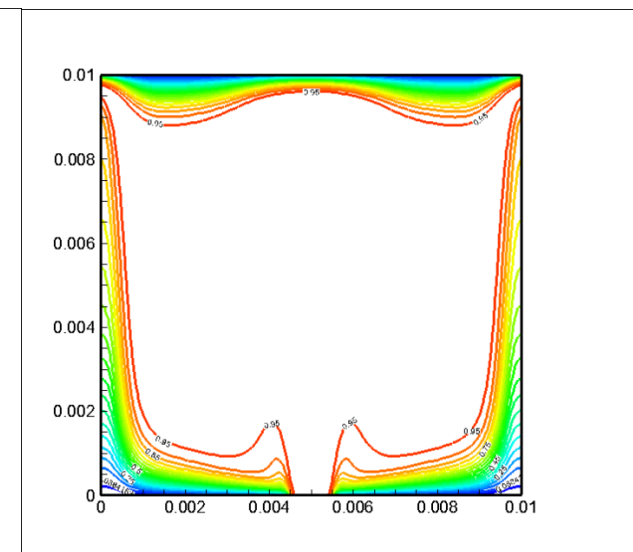
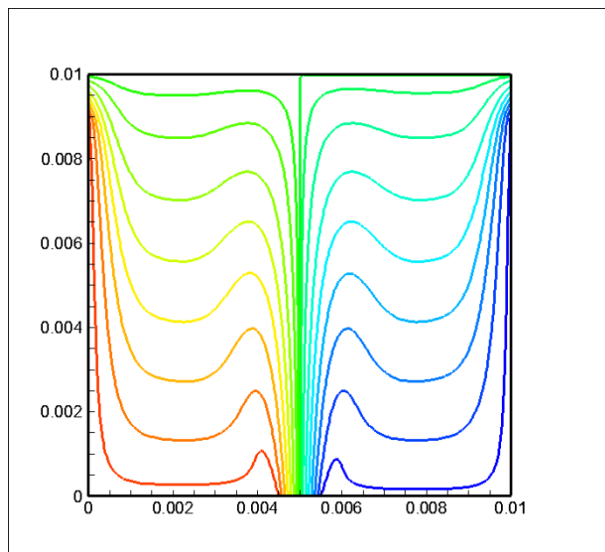
b) Isothermes

Re=500

Pour: $\phi = 0$



Pour: $\phi = 0.07$



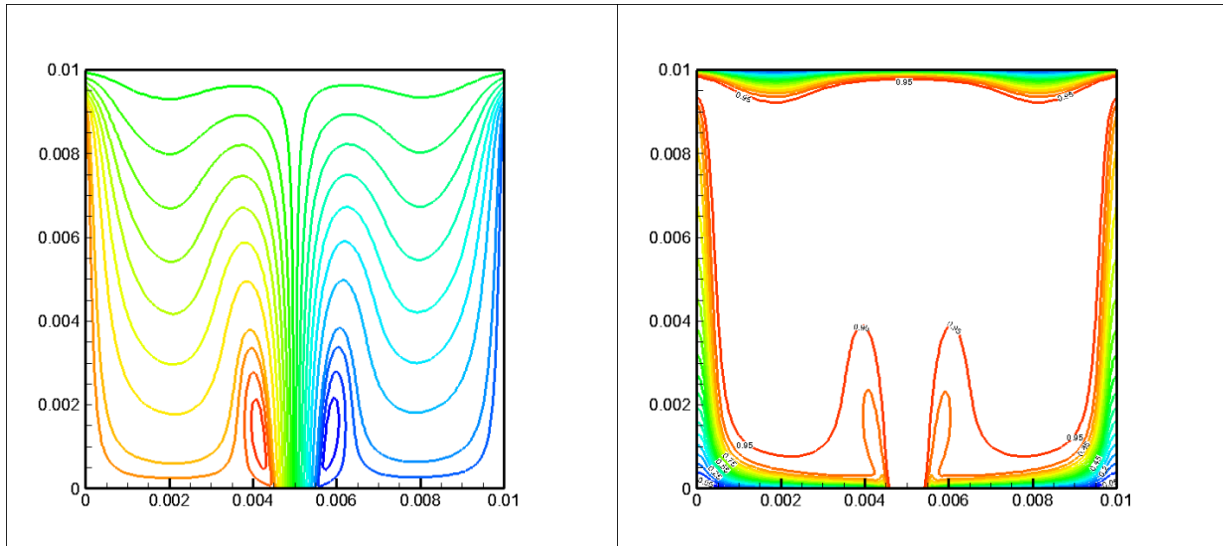
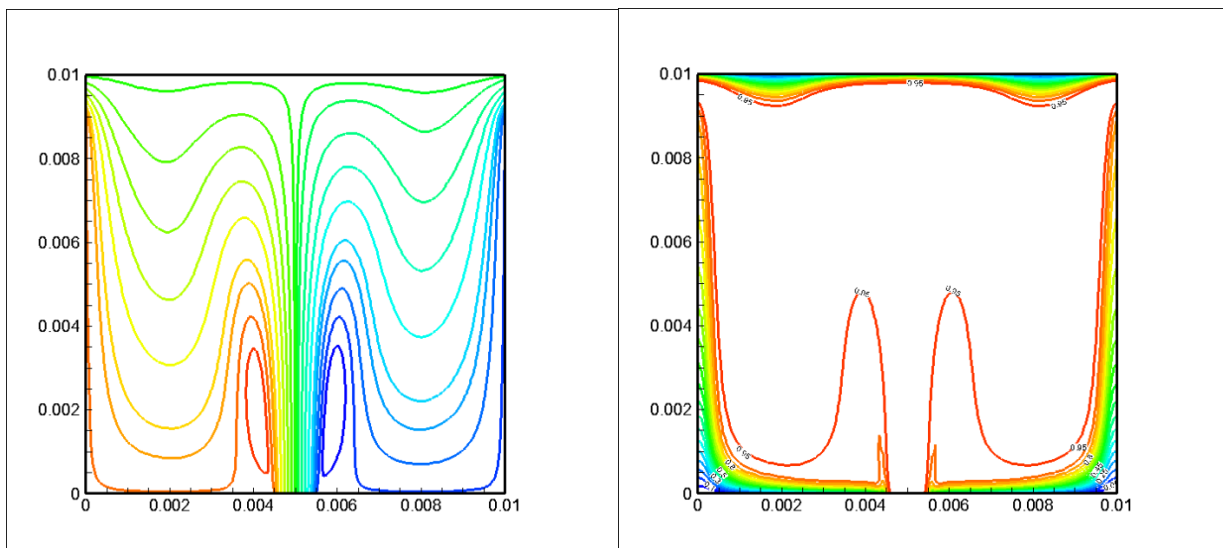
Re = 1800**Pour: $\phi = 0$** **Pour: $\phi = 0.07$** 

Figure III 12 : Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure, ($\phi = 0$) et un nanofluide Cu-eau ($\phi = 0.07$), $Re=500$ et 1800 ; $Gr = 10^3$.

La Figure III.13 présente la distribution de la vitesse verticale le long de l'axe centrale horizontal de la cavité pour différents nombres de Reynolds et une fraction volumique des nanoparticules de $\phi =$

3%. On constate que les profils présentent plusieurs extremums, le maximum étant situé sur l'axe médian verticale ($X=0$). Les deux autres pics sont situés aux voisinages des parois verticales. En diminuant le nombre de Reynolds, les profils des vitesses s'aplatissent en gardant la même tendance. Les creux correspondent aux positions des deux vortex contrarotatifs caractéristiques des écoulements à fort nombre de Reynolds.

En outre, il est également clair que l'amplitude de la vitesse verticale augmente avec l'augmentation de nombre de Reynolds.

Sur figure III.14, on voit que les profils de températures sont pratiquement confondus dans la plus grande partie de la cavité, excepté au large de part et d'autre de la partie centrale. Dans cette partie de la cavité la température diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Les deux figures montrent des distributions symétriques par rapport à l'axe médian verticale de la cavité ($X=0$), ceci en raison de la symétrie de la géométrie et aux conditions aux limites.

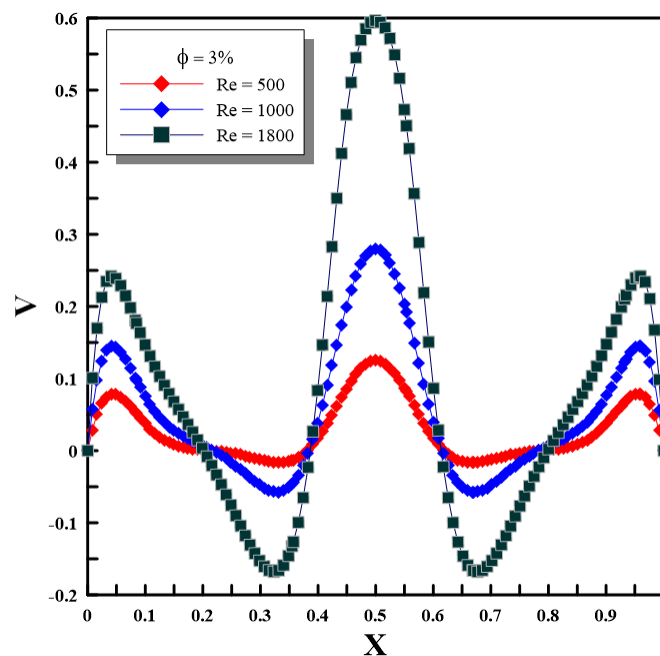


Figure III 13 : Profil de la vitesse transversale le long de la section médiane de la cavité pour différents nombres de Reynolds : $Gr = 10^3$, $Ha=60$ et $\phi = 3\%$

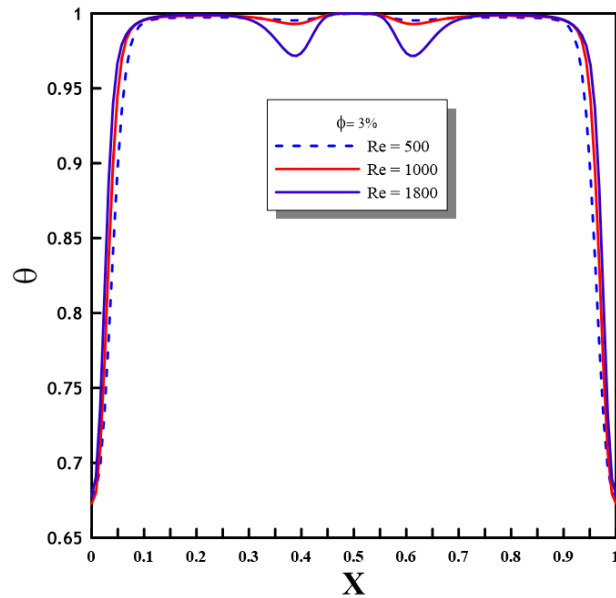


Figure III 14: Distribution de température le long de l'axe médian horizontal de la cavité pour différents nombres de Reynolds : $\phi = 3\%$; $Gr = 103$ et $Ha = 60$

Nombre de Nusselt local

La figure III.15 présente la variation du nombre de Nusselt local le long de la paroi horizontale supérieur pour différents nombres de Reynolds ($\phi = 0.03$, $Ha = 60$ et $Gr = 10^3$). On notera qu'une augmentation du nombre de Reynolds entraîne des vitesses d'écoulement plus élevées ce qui favorise l'apparition des courants de convection et donc du transfert de chaleur

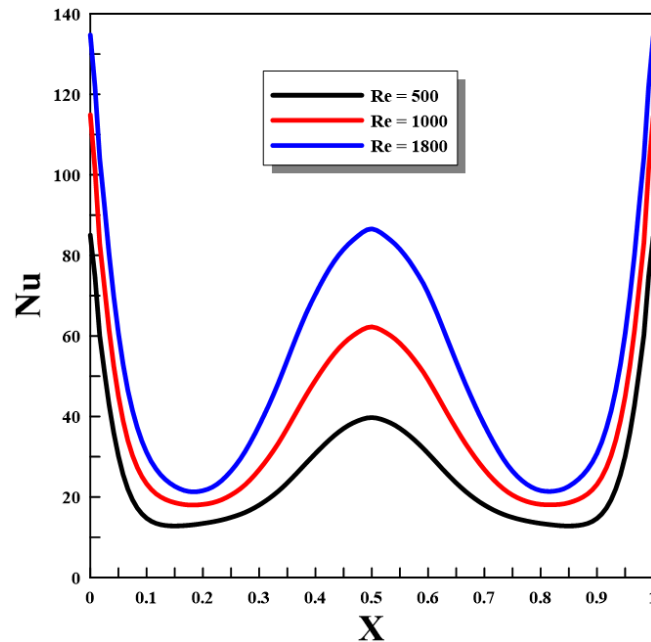


Figure III 15 : Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le nombre de Nusselt local (Nu) pour $Gr = 10^3$, $\phi = 0.03$ et $Ha = 60$

Nombre de Nusselt moyen :

La figure III. 16 met en évidence d'un côté, que l'ajout de nanoparticules favorise les transferts de chaleur dans la cavité en comparaison avec le cas de fluide pure ($\phi=0$). Le nombre de Nusselt moyen croît de façon presque linéaire avec l'accroissement de la fraction volumique des nanoparticules pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds. D'autre part, le nombre de Nusselt moyen croît avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour toutes les valeurs de ϕ , ce qui indique que le transfert de chaleur est amélioré en augmentant les effets d'inertie.

Il existe deux facteurs qui influent sur le transfert de chaleur tout en augmentant la fraction volumique des nanoparticules : le premier facteur est l'augmentation de la viscosité du nanofluide qui ralentit son mouvement, ce qui réduit le taux de transfert de chaleur ; et le second facteur est l'augmentation de la conductivité thermique du nanofluide qui améliore ainsi l'échange thermique. L'effet de la viscosité est inférieur à l'effet de la conductivité, et par conséquent le taux de transfert de chaleur augmente en augmentant la fraction volumique du solide.

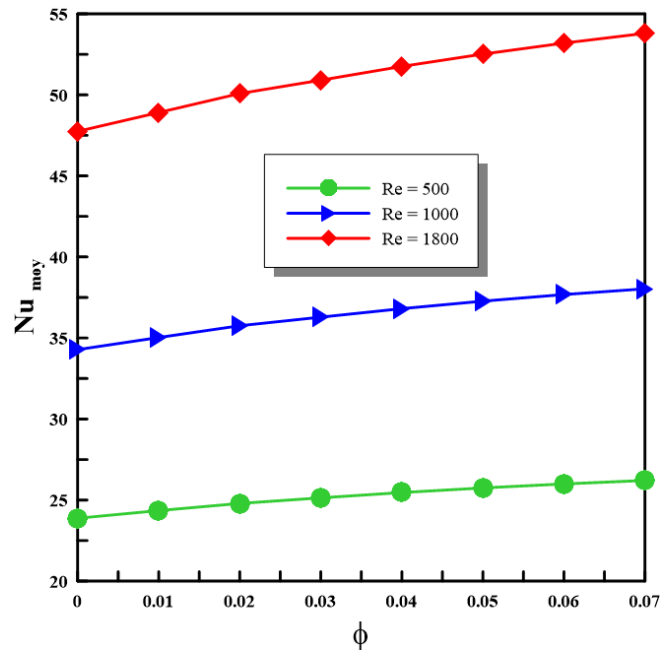


Figure III 16 : Effet du nombre de Reynolds et de la fraction volumique sur le nombre de Nusselt moyen

III.5.3 Effet du nombre de Grashof (Gr)

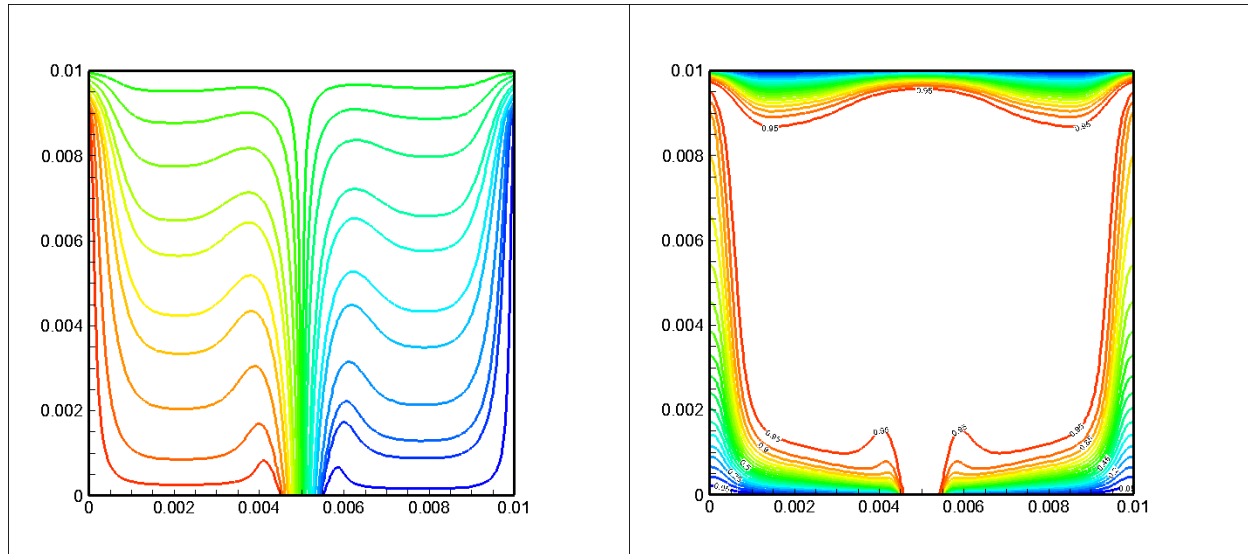
La figure III. 17 montre les lignes de courant et les isothermes pour $\phi = 0$ et $\phi = 0.07$; $Gr = 10^3$ et 10^5 et $Re = 500$. Nous pouvons voir que l'écoulement est symétrique par rapport à l'axe de symétrie vertical de la cavité ; ceci est dû à la symétrie de la géométrie et des conditions aux limites. De plus, lorsque le nombre de Grashof augmente de 10^3 à 10^5 l'écoulement est accéléré à cause de l'accroissement des forces de flottabilité, donc l'écoulement est plus intense. Des symétries similaires sont observées pour les isothermes.

a) Lignes de courant

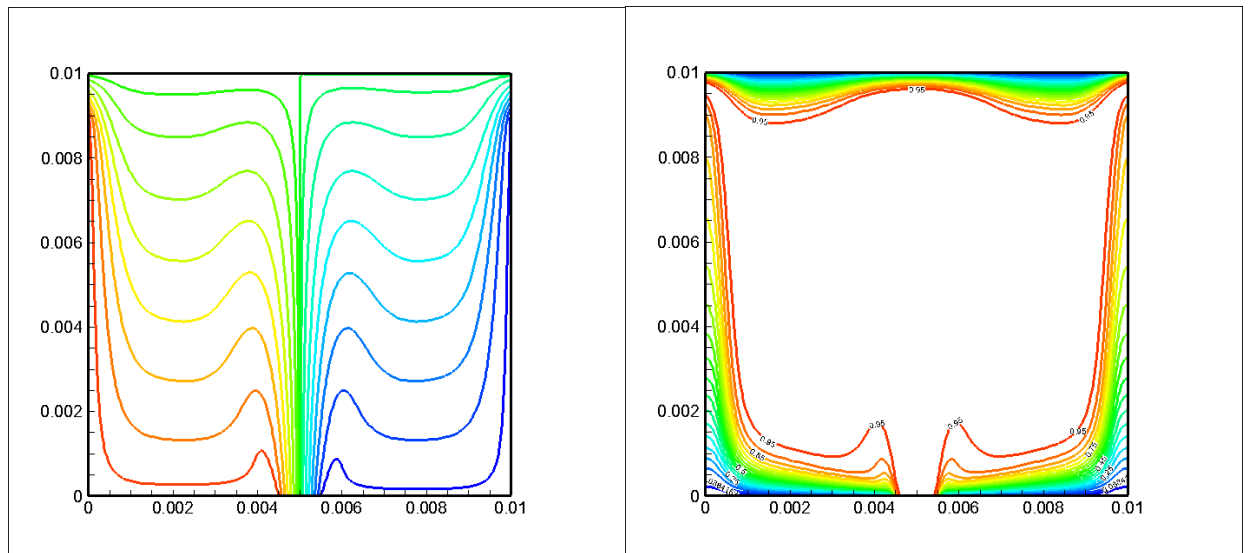
(b) Isothermes

$Gr = 10^3$

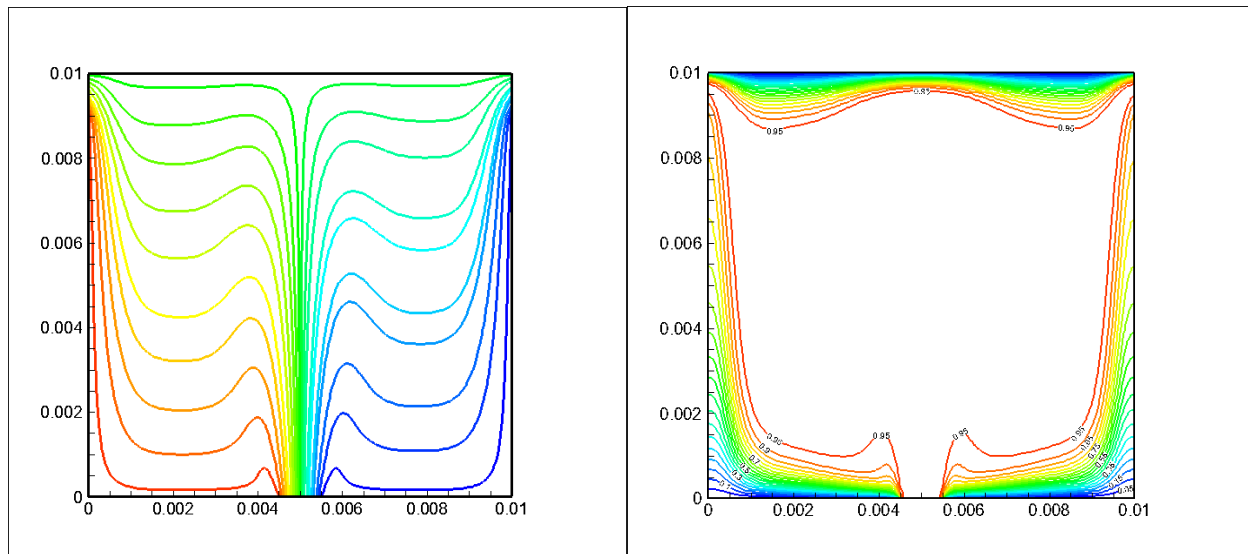
Pour : $\phi = 0$



Pour : $\phi = 0.07$



Pour : $\phi = 0$



: Pour : $\phi = 0.07$

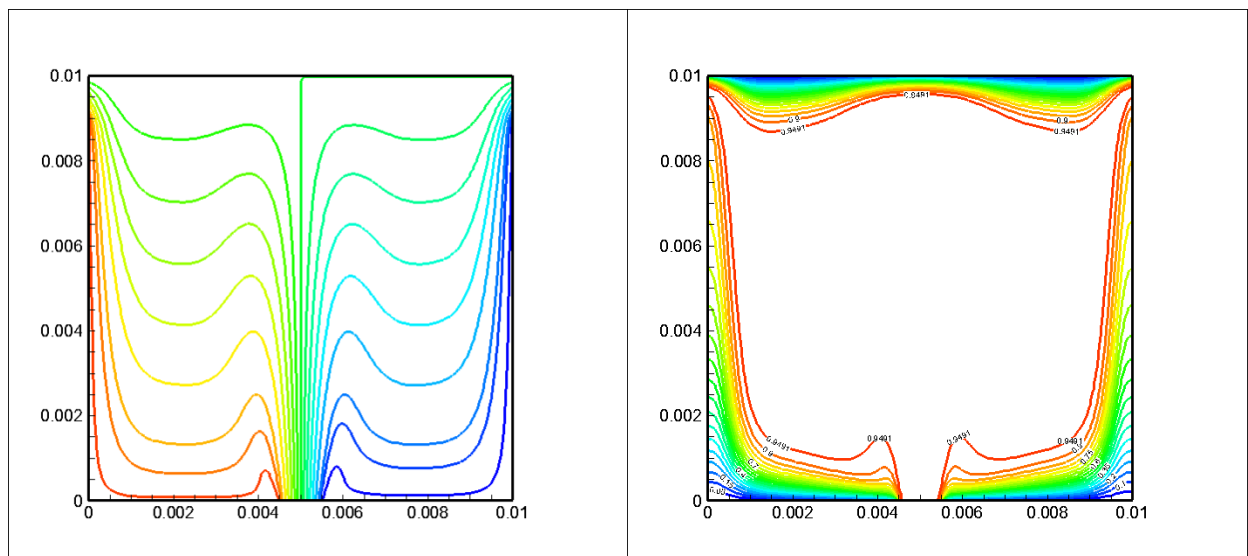


Figure III 17 : Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure ($\phi = 0$) et un nanofluide Cu-eau ($\phi = 0.07$) : $Gr=10^3$ et 10^5 et $Re = 500$

Nombre de Nusselt local

La figure (III 18) présente la variation du nombre de Nusselt local Nu pour différents nombres de Grashof ($Re = 500$, $Ha = 60$ et $\phi = 0.03$). Dans la gamme des valeurs du nombre de Grashof considérée ($Gr=10^3$ et 10^5), aucun effet des forces de flottabilités sur le transfert de chaleur n'est remarqué.

Comme indiqué plus haut dans l'analyse des lignes de courant de courant et des isothermes le transfert de chaleur se fait essentiellement par conduction

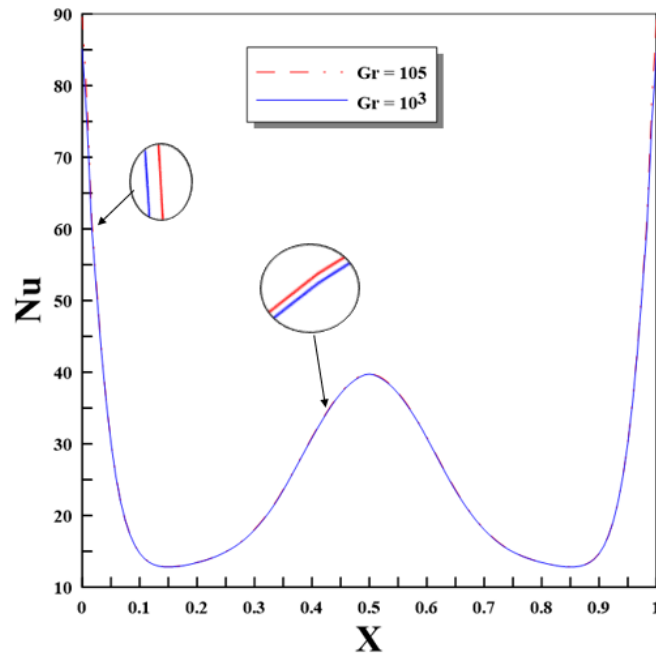


Figure III 18 : Effet du nombre de Grashof (Gr) sur le nombre de Nusselt local (Nu) pour $Re=500$, $\phi = 0,03$ et $Ha = 60$.

Nombre de Nusselt moyen :

La figure III.19 illustre la variation du nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} en fonction de la fraction volumique ϕ pour différents nombres de Grashof $Gr= 10^3$ à 10^5 , $Re = 500$ et $Ha= 60$. On constate que l'ajout des nanoparticules permet d'augmenter le nombre de Nusselt moyen, et donc d'améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité. Cela est dû à l'amélioration de la conductivité thermique effective du nanofluide avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules. En outre, pour des nombres de Grashof modérés 10^3 et 10^4 le nombre de Nusselt moyen reste inchangé, du fait que le transfert de chaleur dans ce cas s'effectue principalement par diffusion. Au-delà de cette valeur $Gr>10^4$, le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Grashof donc des forces de flottabilité (les courants de convections sont importants). Le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité est dominé par la convection.

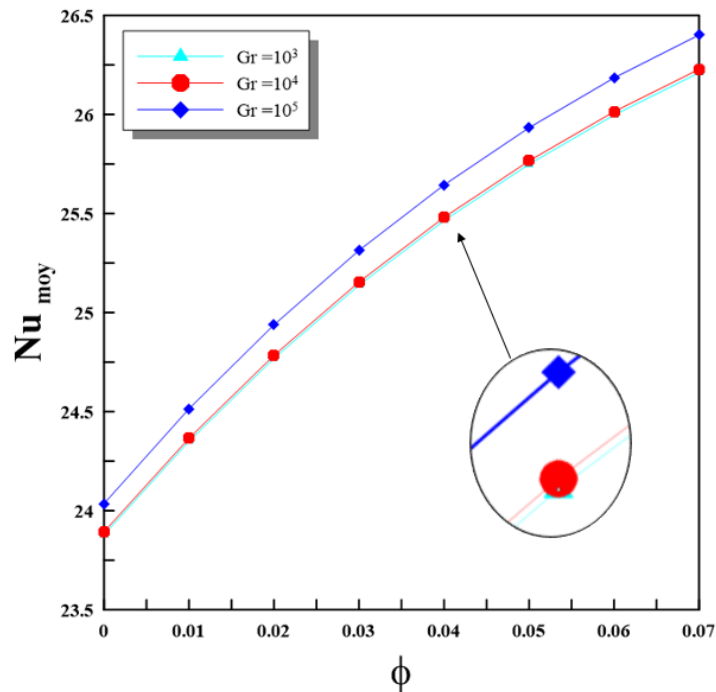


Figure III 19 : Effet du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt moyen pour $\phi = 3\%$ $Re = 500$ et $Ha = 60$

III.5.4 Effet de champ magnétique (Ha)

Dans cette partie, on s'intéresse à l'effet d'un champ magnétique externe sur la convection mixte dans une cavité carrée. Pour cela, On a appliqué un champ magnétique uniforme et constant suivant la direction descendante (sens contraire de y) et on a fait varier le nombre de Hartmann dans la gamme ($0 < Ha < 100$).

Ainsi, la figure III. 20 met en évidence l'effet du nombre de Hartmann ($Ha=0, 30, 60$ et 100) sur les lignes de courant et les isothermes pour $Gr=10^5$, $Re=10^3$ et $\phi = 3\%$. En absence du champ magnétique ($Ha=0$), le régime de l'écoulement au sein de la cavité est multicellulaire. En effet, la structure de l'écoulement présente deux cellules principales contrarotatives de part et d'autre de l'axe médian verticale de la cavité. Les courants de convections sont actifs. Les isothermes sont aussi symétriques par rapport à cet axe avec des couches limites thermiques sur les quatre surfaces de la cavité.

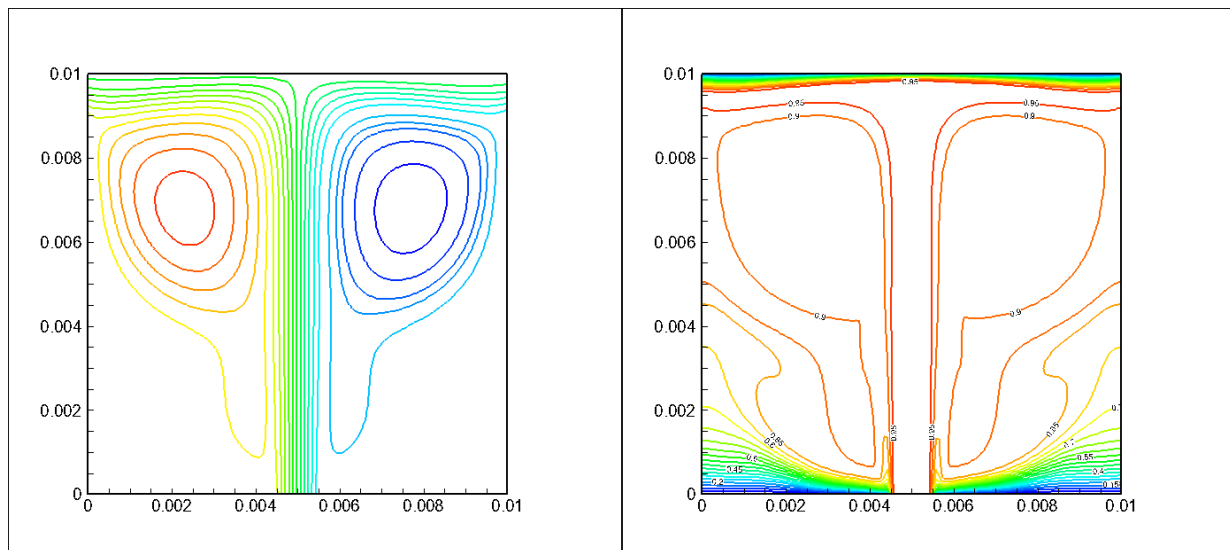
L'application d'un champ magnétique entraîne un changement notable dans la structure hydrodynamique et thermique de l'écoulement. Les courant de convection diminuent en intensité au fur et à mesure qu'on augmente le nombre de Hartmann. A ce titre, les cellules ou tourbillons au même titre que le panache thermique s'affaiblissent pour disparaître pour des nombres de Hartmann élevés $Ha=60$ et 100 . L'écoulement est alors totalement stratifié. On passe d'un écoulement dont le transfert

de chaleur est contrôlé par la convection à celui contrôlé par le processus de diffusion. Les champs dynamiques et thermiques restent toujours symétriques.

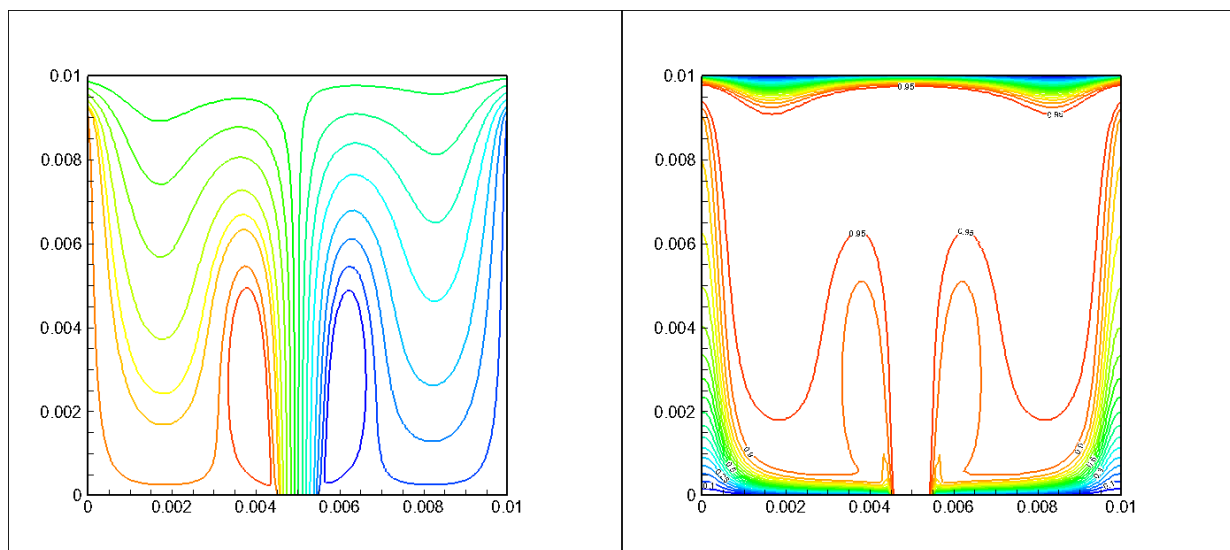
a) Lignes de courant

b) Isotherme

Ha=0



Ha=30



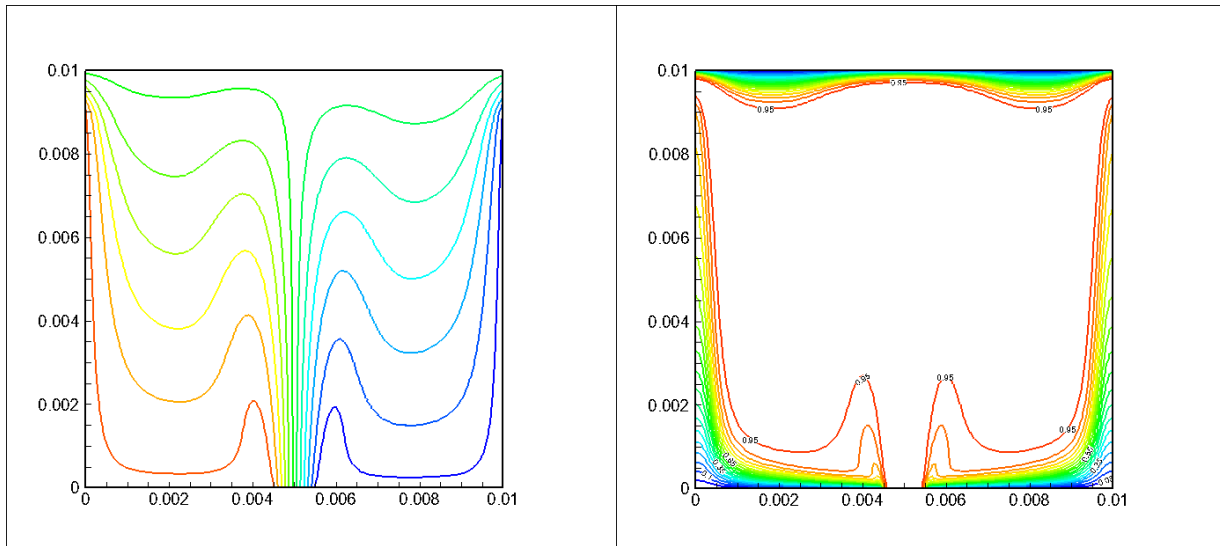
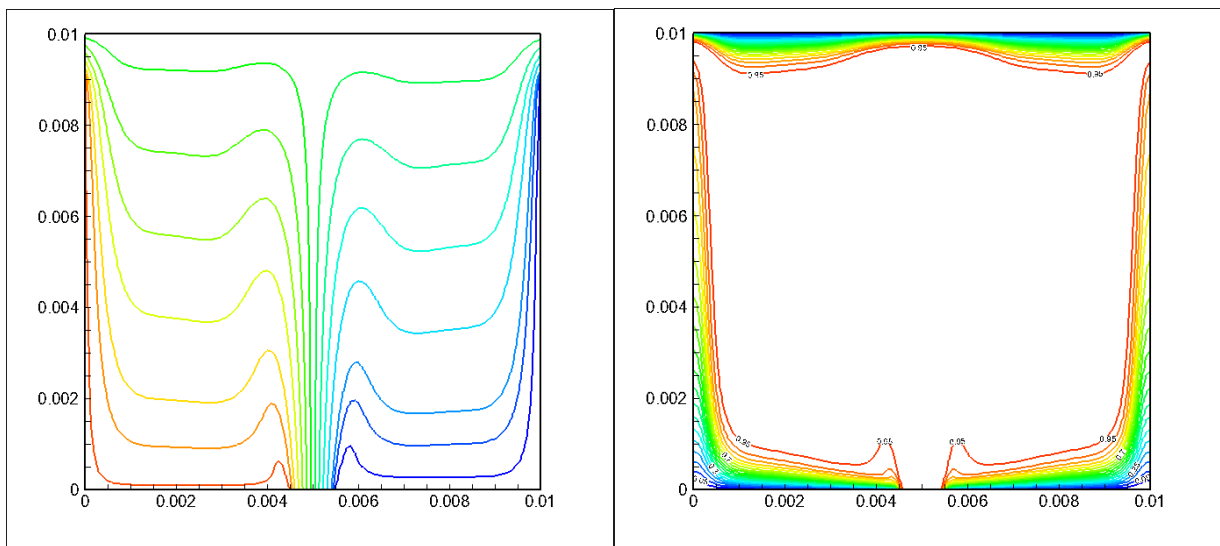
Ha=60**Ha=100**

Figure III 20 : Lignes de courant et isothermes pour différents nombres de Hartmann (Ha) : $Re=10^3$, $Gr=10^5$ ($Ri=0.1$)

Ce phénomène est aussi mis en évidence sur la figure III. 21 qui montre l'effet du nombre de Hartman sur la distribution de température le long de l'axe médian horizontal de la cavité. Le comportement des profils de température indique que le champ magnétique anéanti les courants de convection ce qui conduit à une stratification thermique. Le profil de température s'aplatit excepté au voisinage des parois verticales où sont localisées les couches limites dynamiques et thermiques.

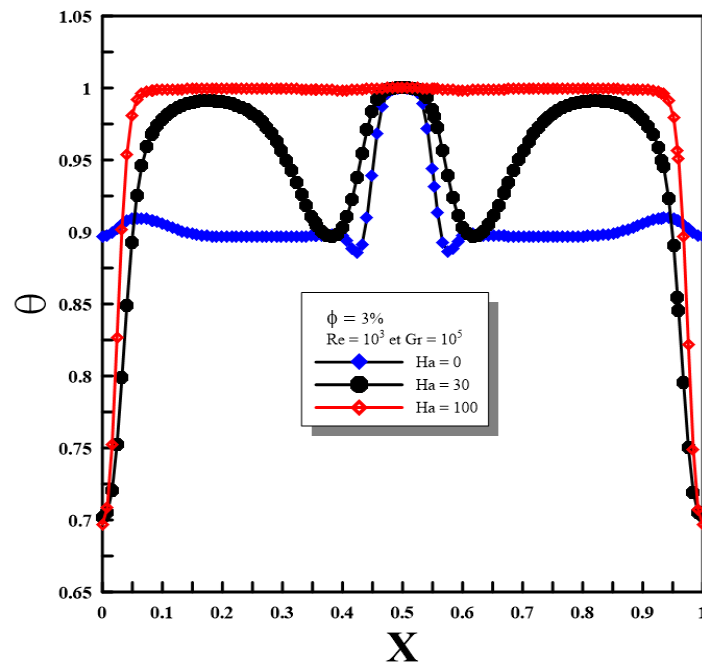


Figure III 21: Effet du nombre de Hartmann sur la distribution de température sur l'axe de symétrie horizontale : $\phi = 3\%$, $Re=10^3$ et $Gr=10^5$ ($Ri=0.1$)

La figure III.22, illustre les profils de vitesse (V) pour différents nombres de Hartmann. Elle montre qu'effectivement le champ magnétique agit en ralentissant l'écoulement. Les pics de vitesses diminuent progressivement avec l'accroissement de l'intensité du champ magnétique donc de Ha .

Tout ceci s'explique par le fait qu'en présence d'un champ magnétique d'intensité Bo , une force magnétique s'exerce sur les particules fluides et dévie constamment leur direction. Cette force agit selon X , elle augmente avec l'intensité du champ Bo .

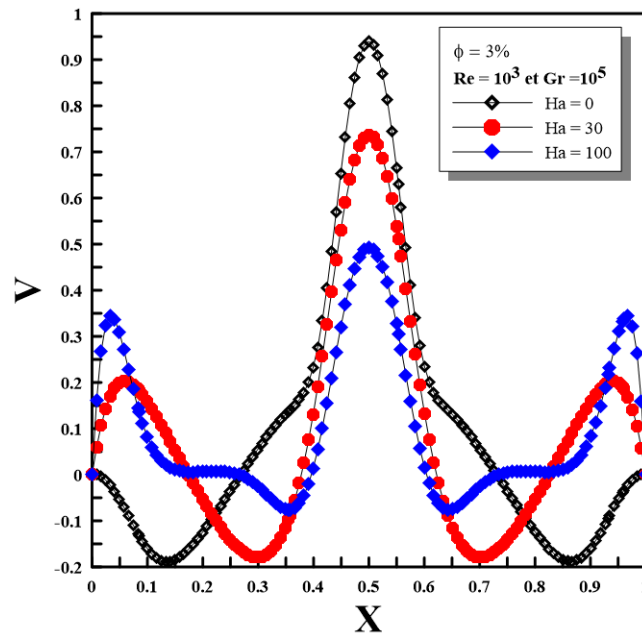


Figure III 22: Effet du nombre de Hartmann sur la vitesse axiale (V) pour $\phi = 3\%$, $Re=103$ et $Gr=105$ ($Ri=0.1$)

Nombre de Nusselt local :

La variation du nombre de Nusselt local Nu pour différents nombres de Hartmann Ha ($Ha=0, 30, 60, 100$) est présentée sur la figure III. 23. D'après cette figure, on remarque clairement que pour $Ha=0$ le taux de transfert de chaleur est très élevé surtout dans la partie centrale de la surface froide. Une application d'un champ magnétique ($Ha > 0$) conduit à un amortissement des courant de recirculation par convection dans la cavité. En conséquence, le transfert de chaleur diminue avec l'augmentation du nombre de Hartmann. On peut déduire que le champ magnétique peut être utilisé comme un moyen de contrôle du transfert de chaleur local dans la cavité.

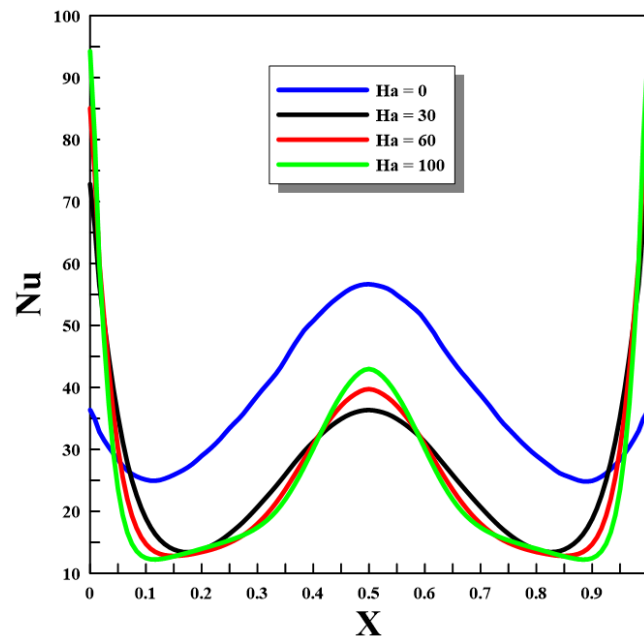


Figure III 23 : Effet du nombre de Hartmann (Ha) sur le nombre de Nusselt local (Nu) pour $Re=500$, $Gr= 10^3$ et $\phi = 0.03$

Nombre de Nusselt moyen :

La figure III.24 représente la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Hartmann pour différents nombres de Grashof et un nombre de Reynolds fixe. Il ressort de ce graphe que le transfert de chaleur (Nu) diminue à mesure que Ha augmente. Ceci peut être expliqué par le fait que le champ magnétique réduit les forces de flottabilité et les courants de convection induisant la décélération de l'écoulement. Pour la plage des valeurs considérées pour le nombre de Grashof, une augmentation de ce dernier n'induit pas de changements palpables sur le taux de transfert de chaleur.

Quant à la figure III. 25, elle montre l'effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour deux valeurs du nombre de Reynolds avec $Gr=10^3$. On peut faire le même constat que précédemment, à savoir que le champ magnétique agit en réduisant les forces d'inerties ce qui se traduit par un faible échange de chaleur.

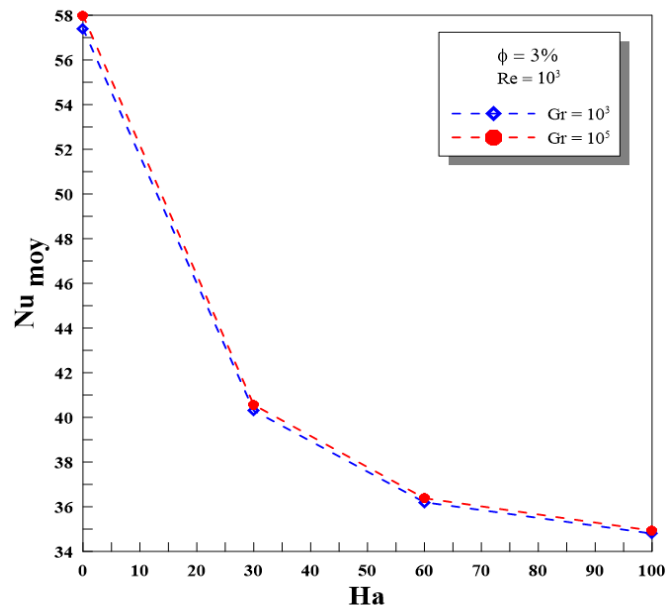


Figure III 24: Effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour $Re=10^3$

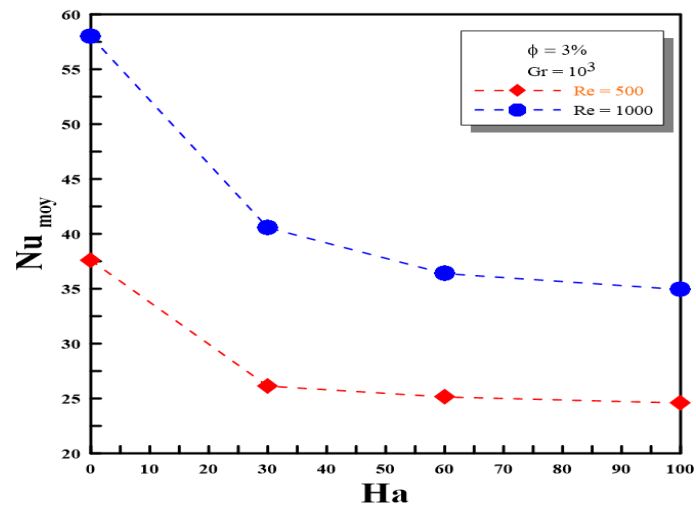


Figure III 25: Effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour $Gr=10^3$

III.6 CONCLUSION

Dans cette partie, on a étudié numériquement le transfert de chaleur dans une cavité carrée soumise à un champ magnétique en régime de convection mixte et en présence d'un nanofluide.

On a analysé les effets des nombres de Reynolds, de Grashof, de Hartmann et de la fraction volumique du nanofluide sur le transfert thermique dans la cavité.

Les résultats de la simulation numérique ont mené aux conclusions suivantes :

- Une augmentation de la fraction volumique des nanoparticules améliore le transfert de chaleur
- Une augmentation des nombres de Reynolds et de Grashof produit un taux de transfert de chaleur nettement plus élevé.
- Il n'y a qu'une légère différence dans les ordres de grandeur pour $Gr = 10^3$ et 10^5
- Le transfert de chaleur diminue en augmentant le nombre de Hartmann

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce mémoire a permis d'étudier numériquement le transfert de chaleur en régime de convection mixte dans une cavité carrée soumise à un champ magnétique constant. Les parois horizontales (inférieure et supérieure) sont supposées froides et les parois latérales sont adiabatique. Un nanofluide (Cu-eau) entre par un orifice situé sur la paroi basse et ressort latéralement par des orifices situés sur les parois verticales.

Les équations gouvernantes les équations de Navier Stocks et de l'énergie établies avec l'hypothèse de l'approximation de Boussinesq.

Un programme basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLE, a été utilisé pour résoudre les équations du modèle mathématique. Les effets des nombres de Reynolds, de Grashof, de Hartmann et de la fraction volumique du nanofluide sur le transfert thermique ont été examinés en détail.

Les conclusions retenues de cette synthèse sont résumées comme suit :

1. Une augmentation de la fraction volumique solide des nanoparticules améliore le transfert de chaleur.
2. Une augmentation des nombres de Reynolds et de Grashof produit un taux de transfert de chaleur nettement plus élevé.
3. L'augmentation de nombre de Hartmann fait diminuée le transfert de chaleur

Et comme perspectives Dans le futur proche nous espérons mené une étude numérique sur les nombreuses applications qui existent dans les différentes industries tel que les panneaux solaires, les échangeurs de chaleur. Il est aussi souhaitable d'envisager des études de transfert de chaleur en présence des nanofluides et de champ magnétique dans lequel les effets suivants pourraient être considérés :

- Effet de la forme et de la dimension des nanoparticules.
- Régime turbulent.
- Écoulement à double phase.
- Développez la simulation à trois dimensions

Références Bibliographiques

- [1] Bessaïh, R., Marty, P., & Kadja, M. (2003): Hydrodynamics and Heat transfer in disk driven flows under axial magnetic fields. *Int. J. of Transport Phenomena*, 259-278
- [2] Sheikholeslami, M., & Rokni, H. B. (2017): Simulation of nanofluid heat transfer in presence of magnetic field: A review. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 115, 1203-1233.
- [3] Saha, L. K., Somadder, M. C., & Roy, N. C. (2015): Hydro-magnetic mixed convection flow in a lid-driven cavity with wavy bottom surface. *American J. App. Math*, 3(1), 8-19.
- [4] Ismael, M. A., Mansour, M. A., Chamkha, A. J., & Rashad, A. M. (2016): Mixed convection in a nanofluid filled-cavity with partial slip subjected to constant heat flux and inclined magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 416, 25-36.
- [5] Öztop, H. F., Sakhrieh, A., Abu-Nada, E., & Al-Salem, K. (2017) : Mixed convection of MHD flow in nanofluid filled and partially heated wavy walled lid-driven enclosure. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 86, 42-51.
- [6] Bakar, N. A., Karimipour, A., & Roslan, R. (2016): Effect of magnetic field on mixed convection heat transfer in a lid-driven square cavity. *Journal of Thermodynamics*, 2016.
- [7] Kadja, M., Zatri, A., Nemouchi, Z., Bessaïh, R., Benissaad, S., & Talbi, K : ÉTUDE DE LA CONVECTION A L'INTÉRIEUR D'UNE CAVITE REMPLIE PAR UN FLUIDE CONDUCTEUR ET SOUMISE A UN CHAMP MAGNÉTIQUE EXTERNE.
- [8] Khanafer, K. M., & Chamkha, A. J. (1998): Hydromagnetic natural convection from an inclined porous square enclosure with heat generation. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 33(8), 891-910.
- [9] Sarris, I. E., Kakarantzas, S. C., Grecos, A. P., & Vlachos, N. S. (2005): MHD natural convection in a laterally and volumetrically heated square cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(16), 3443-3453.
- [10] Qi, J., Wakayama, N. I., & Yabe, A. (1999): Attenuation of natural convection by magnetic force in electro-nonconducting fluids. *Journal of crystal growth*, 204(3), 408-412.
- [11] S. Bouabdallah, A. Medjelled, A. Benchatti & A. Hamini (2011) : Convection Mixte dans une Cavité Carrée Contenant des Portes d'entrée et de Sortie d'air
- [12] Berrahil, F., Benissaad, S., Chérifa, A., & Médale, M. (2014): Natural convection with volumetric heat generation and external magnetic field in differentially heated

enclosure. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, 228(15), 2711-2727.

[13] Rashad, A. M., Armaghani, T., Chamkha, A. J., & Mansour, M. A. (2018): Entropy generation and MHD natural convection of a nanofluid in an inclined square porous cavity: effects of a heat sink and source size and location. *Chinese journal of physics*, 56(1), 193-211.

[14] Kasaeipoor, A., Ghasemi, B., & Aminossadati, S. M. (2015): Convection of Cu-water nanofluid in a vented T-shaped cavity in the presence of magnetic field. *International Journal of Thermal Sciences*, 94, 50-60.

[15] Selimefendigil, F., & Öztop, H. F. (2015): Influence of inclination angle of magnetic field on mixed convection of nanofluid flow over a backward facing step and entropy generation. *Advanced Powder Technology*, 26(6), 1663-1675.

[16 Talebi, F., Mahmoudi, A. H., & Shahi, M. (2010) : Numerical study of mixed convection flows in a square lid-driven cavity utilizing nanofluid. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(1), 79-90.

[17] Kefayati, G. R. (2013): Effect of a magnetic field on natural convection in an open cavity subjugated to water/alumina nanofluid using Lattice Boltzmann method. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 40, 67-77.

[18] Mojumder, S., Rabbi, K. M., Saha, S., Hasan, M. N., & Saha, S. C. (2016): Magnetic field effect on natural convection and entropy generation in a half-moon shaped cavity with semi-circular bottom heater having different ferrofluid inside. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 407, 412-424.

[19] Selimefendigil, F., & Öztop, H. F. (2014): Numerical study of MHD mixed convection in a nanofluid filled lid driven square enclosure with a rotating cylinder. *International journal of heat and mass transfer*, 78, 741-754.

[20] Garoosi, F., Bagheri, G., & Talebi, F. (2013): Numerical simulation of natural convection of nanofluids in a square cavity with several pairs of heaters and coolers (HACs) inside. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 67, 362-376.

[21] Munshi, M. J. H., Alim, M. A., Bhuiyan, A. H., & Ali, M. (2017): Hydrodynamic mixed convection in a lid-driven square cavity including elliptic shape heated block with corner heater. *Procedia engineering*, 194, 442-449.

- [22] Al-Rashed, A. A., Shahsavari, A., Akbari, M., Toghraie, D., Akbari, M., & Afrand, M. (2019): Finite Volume Simulation of mixed convection in an inclined lid-driven cavity filled with nanofluids: Effects of a hot elliptical centric cylinder, cavity angle and volume fraction of nanoparticles. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 527, 121122.
- [23] Darabi Boroujeni, M., & Kianpour, E. (2020): Cooling a hot obstacle in a rectangular enclosure by using a MHD nanofluid with variable properties. *Journal of Computational & Applied Research in Mechanical Engineering (JCARME)*, 10(1), 101-110.
- [24] S Bouabdallah . A Medjelled . A Benchatti . A Hamini (2011) : Convection Mixte dans une Cavité Carrée Contenant des Portes d'entrée et de Sortie d'air
- [25] Shirvan, K. M., Mamourian, M., & Ellahi, R. (2017): Numerical investigation and optimization of mixed convection in ventilated square cavity filled with nanofluid of different inlet and outlet port. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*.
- [26] Ataei-Dadavi, I., Chakkingal, M., Kenjeres, S., Kleijn, C. R., & Tummers, M. J. (2020): Experiments on mixed convection in a vented differentially side-heated cavity filled with a coarse porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 149, 119238.
- [27] Mahmoudi, A. H., Shahi, M., & Talebi, F. (2010): Effect of inlet and outlet location on the mixed convective cooling inside the ventilated cavity subjected to an external nanofluid. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(8), 1158-1173.
- [28] Cheng, T. S., & Liu, W. H. (2010): Effect of temperature gradient orientation on the characteristics of mixed convection flow in a lid-driven square cavity. *Computers & Fluids*, 39(6), 965-978.
- [29] Shirvan, K. M., Mamourian, M., Mirzakhani, S., & Moghiman, M. (2015): Investigation on effect of magnetic field on mixed convection heat transfer in a ventilated square cavity. *Procedia Engineering*, 127, 1181-1188.
- [30] Pak, B. C., & Cho, Y. I. (1998): Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. *Experimental Heat Transfer an International Journal*, 11(2), 151-170.
- [31] Ho, C. J., Chen, M. W., & Li, Z. W. (2008): Numerical simulation of natural convection of nanofluid in a square enclosure: effects due to uncertainties of viscosity and thermal conductivity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(17-18), 4506-4516.
- [32] Chemloul, N. S., & Belmiloud, M. A. (2016): Effet des nanoparticules sur l'amélioration du transfert thermique dans une cavité carrée. *Revue des énergies renouvelables*, 19(3), 397-408.

- [33] Ho, C. J., Chen, M. W., & Li, Z. W. (2008) : Numerical simulation of natural convection of nanofluid in a square enclosure: effects due to uncertainties of viscosity and thermal conductivity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(17-18), 4506-4516.
- [34] Hwang, K. S., Lee, J. H., & Jang, S. P. (2007): Buoyancy-driven heat transfer of water-based Al₂O₃ nanofluids in a rectangular cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(19-20), 4003-4010.
- [35] Einstein, A. (1906): A new determination of molecular dimensions. *Ann. Phys.*, 19, 289-306.
- [36] Brinkman, H. C. (1952): The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *The Journal of Chemical Physics*, 20(4), 571-571.
- [37] Levin, M. L., & Miller, M. A. (1981): Maxwell a treatise on electricity and magnetism. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 135(3), 425-440.
- [38] Etaig, S., Hasan, R., & Perera, N. (2016): Investigation of a new effective viscosity model for nanofluids. *Procedia Engineering*, 157, 404-413.
- [39] Patankar, S. (1980): Numerical heat transfer and fluid flow, MC Graw-Hill, New York

Résumé

Dans ce travail, une étude numérique de la convection mixte laminaire bidimensionnel stationnaire en présence d'un champ magnétique externe verticale uniforme dans une cavité carrée ventilée a été présentée. La cavité est remplie par un nanofluid cu-H₂O caractérisé par un nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et contenant une porte d'entrée et deux sorties. Les deux paroi inférieures et supérieures sont maintenue à une température froide (TC), tandis que les autres parois sont maintenues adiabatiques. L'étude est réalisée pour $Re = 500, 1000, 1800$; $Gr = 103, 104, 105$; $Ha = 0, 30, 60, 100$ et $0 \leq \phi \leq 0.07$, les effets des paramètres de nombre Reynolds, Grashof, Hartmann et la fraction volumique sur le taux de transfert de chaleur ont été examinés en détail. Les résultats montrent que l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et les nombres adimensionnels (Re, Gr) améliore le taux de transfert de chaleur, De plus, lorsque le nombre de Hartmann augmente le taux de transfert de chaleur diminue.

Mots clés : Transfert de chaleur convectif, Nanofluid, magnétodynamiques

Abstract

In this work, a numerical study of stationary two-dimensional laminar mixed convection in the presence of a uniform vertical external magnetic field in a ventilated square cavity was presented. The cavity is filled with a cu-H₂O nanofluid characterized by a Prandtl number $Pr = 6.2$ and containing an entry gate and two exits. Both top and bottom walls are kept at a cold temperature (TC), while the other walls are kept adiabatic. The study is carried out for $Re = 500, 1000, 1800$; $Gr = 103, 104, 105$; $Ha = 0, 30, 60, 100$ and $0 \leq \phi \leq 0.07$, the effects of Reynolds, Grashof, Hartmann number parameters and volume fraction on heat transfer rate were examined in detail. The results show that increasing the volume fraction of nanoparticles and dimensionless numbers (Re, Gr) improves the rate of heat transfer, in addition, as the Hartmann number increases the rate of heat transfer decreases.

Key words: Convective heat transfer, Nanofluid, magnetodynamics

Résumé

Dans ce travail, une étude numérique de la convection mixte laminaire bidimensionnel stationnaire en présence d'un champ magnétique externe verticale uniforme dans une cavité carrée ventilée a été présentée. La cavité est remplie par un nanofluid cu-H₂O caractérisé par un nombre de Prandtl $Pr = 6.2$ et contenant une porte d'entrée et deux sorties. Les deux paroi inférieures et supérieures sont maintenue à une température froide (TC), tandis que les autres parois sont maintenues adiabatiques. L'étude est réalisée pour $Re = 500, 1000, 1800$; $Gr = 103, 104, 105$; $Ha = 0, 30, 60, 100$ et $0 \leq \phi \leq 0.07$, les effets des paramètres de nombre Reynolds, Grashof, Hartmann et la fraction volumique sur le taux de transfert de chaleur ont été examinés en détail. Les résultats montrent que l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et les nombres adimensionnels (Re, Gr) améliore le taux de transfert de chaleur, De plus, lorsque le nombre de Hartmann augmente le taux de transfert de chaleur diminue.

Mots clés : Transfert de chaleur convectif, Nanofluid, magnétodynamiques

Abstract

In this work, a numerical study of stationary two-dimensional laminar mixed convection in the presence of a uniform vertical external magnetic field in a ventilated square cavity was presented. The cavity is filled with a cu-H₂O nanofluid characterized by a Prandtl number $Pr = 6.2$ and containing an entry gate and two exits. Both top and bottom walls are kept at a cold temperature (TC), while the other walls are kept adiabatic. The study is carried out for $Re = 500, 1000, 1800$; $Gr = 103, 104, 105$; $Ha = 0, 30, 60, 100$ and $0 \leq \phi \leq 0.07$, the effects of Reynolds, Grashof, Hartmann number parameters and volume fraction on heat transfer rate were examined in detail. The results show that increasing the volume fraction of nanoparticles and dimensionless numbers (Re, Gr) improves the rate of heat transfer, in addition, as the Hartmann number increases the rate of heat transfer decreases.

Key words: Convective heat transfer, Nanofluid, magnetodynamic

