



LESTE
LABORATOIRE D'ETUDES DES SYSTEMES
THERMIQUES ET ENERGÉTIQUES



République Tunisienne

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de
la Recherche Scientifique

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Université de Monastir

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Laboratoire d'Etudes des Systèmes
Thermiques et Energétiques

THÈSE

Présentée par

Sihem HAMMOUDA

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité: Génie Energétique

Transfert de chaleur par un écoulement MHD instationnaire d'un nano-fluide dans un système poreux à élargissement brusque

Soutenue le **24/07/2021**, devant le jury composé de :

M. Abdallah MHIMID	Professeur, ENIM, Monastir	Président
M. Mohamed Ammar ABBASSI	Maitre de conférence, ENIG, Gafsa	Rapporteur
M. Mohamed Naceur BORJINI	Professeur, ENIM, Monastir	Rapporteur
M. Souheil EL ALIMI	Maitre de conférence, ENIM, Monastir	Examineur
M. Hacen DHAHRI	Professeur, ENIM, Monastir	Directeur de thèse

Dédicaces

Avec l'expression de ma reconnaissance, je dédie ce modeste travail à ceux qui, quels que soient les termes embrassés, je n'arriverais jamais à leur exprimer mon respect, mon amour et ma gratitude sincère. Je dédie cette Thèse

À MES CHÈRES PARENTS, MON PÈRE MONJI et MA MÈRE NEJMA

Source inépuisable de tendresse, d'amour et de patience tout le long de mon cursus. Aucune dédicace ne pourrait exprimer mes respects vers tous vos sacrifices consentis, vos précieux conseils et crûs en moi. Puisse Dieu vous préserver en bonne santé et vous protéger de tout mal pour que ma vie soit illuminée pour toujours.

À MON TRÈS CHÈRE ÉPOUX : NOUREDDINE

Je dédie ce travail en gage de mon amour et mon respect les plus profonds à l'homme, mon précieux offre du Dieu, mon mari pour ton encouragement et ton soutien. Merci d'être toujours à mes côtés, tu me voulais toujours le meilleur. Je prie dieu pour qu'il te garde en bonne santé, prospérité et bonheur.

À MON FILS MOHAMED AMINE

Mon précieux offre du Dieu, source de joie dans ma vie. Que Dieu te protège et te donne du bon temps.

À TRÈS CHÈRES FRÈRES: FAKHREDDINE, HOUCEM et WICEM et MA CHÈRE soeur SOUHIR

Vous êtes toujours dans mon coeur avec vos encouragements et vos motivations non seulement pour cette thèse mais durant toute ma vie. En témoignage de mon affection fraternelle, je vous remercie pour vos affections sincères. Je vous dédie ce travail avec tous mes soeux de bonheur et de santé. Puisse Allah vous apporte le bonheur, santé et langue vie.

À MA CHÈRE MARWA YOUSFI,

Ma conseillère, amie fidèle qui j'adore. Que Dieu garde notre sincère et profonde amitié.

*Je finirai ma dédicace par tous mes amis et collègues. J'ai partagé de très bons moments au laboratoire L'ESTE.
Merci infiniment pour vos aides et vos conseils. Merci à toutes les personnes qui participent d'une façon directe ou indirecte à l'élaboration de ce travail.*

Remerciements

Je remercie tout d'abord Dieu le tout puissant qui nous éclaire le bon chemin.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire de thèse ont été effectués au sein du Laboratoire Etude des Systèmes Thermiques et Énergétiques (LESTE) à l'École Nationale d'Ingénieurs de Monastir (ENIM).

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, *Mr. Hacem Dhahri*, professeur et chef du département énergétique à l'École Nationale d'Ingénieurs de Monastir (ENIM). J'ai eu le privilège de profiter de votre profond savoir faire ainsi que vos vastes connaissances. J'ai pu aussi apprécier votre rigueur intellectuelle, votre grande compétence, vos qualités humaines et professionnelles que je n'oublierai jamais.

J'adresse de chaleureux remerciements à mon membre de jury:

- Monsieur *Mhimid Abdallah*, professeur à l'ENIM, d'avoir accepté de présider le jury de ma thèse.
- Monsieur *Mohamed Ammar Abbassi*, maître de conférences à l'École Nationale d'Ingénieurs de Gabes (ENIG) et Monsieur *Mohamed Naceur Borjini*, professeur à l'ENIM, pour avoir accepté de rapporter sur ce manuscrit. Leurs remarques ont permis d'améliorer la qualité de ce mémoire.
- Monsieur *Souheil El Alimi*, maître de conférences à l'ENIM, pour avoir accepté d'examiner rigoureusement ce travail et de faire partie de ce jury.

J'adresse enfin ma reconnaissance à tous les membres de LESTE, de près ou de loin durant mes années de doctorat, pour leur conseils, leur bonne humeur et leur soutien moral qu'ils m'ont témoigné. Qu'ils trouvent dans ce mémoire toute ma reconnaissance.

Liste d'abréviations

BFS	Backward-Facing Step.
BGK	Bhatnagar-Gross-Krook.
CFD	Dynamique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamics).
CFD	Courant-Friedrichs-Lewy.
DBF	Darcy-Brinkmann-Forchheimer.
ER	Rapport d'expansion.
LBM	Méthode de Boltzmann sur réseau (Lattice Boltzmann Method).
LGCA	Automates cellulaires de gaz sur réseau (Lattice gas cellular automata).
LTE	Local thermal equilibrium.
MCP	matériaux à changement de phase.
MHD	Magnetohydrodynamic.
V.E.R	Volume Élémentaire Représentatif.
PDF	Fonction de distribution monoparticulaire.
SCNHM	Single-Component Nonhomogeneous Model.
S_{spe}	surface spécifique.
TC	Transfert de chaleur.

Liste de Symboles

Nombres Adimensionnels

Be	Nombre de Bejan.
Be_{moy}	Nombre de Bejan moyen.
Da	Nombre de Darcy.
Ec	Nombre d'Eckert.
EG	Génération d'entropie.
Ha	Nombre de Hartmann.
Le	Nombre de Lewis.
Ma	Nombre de Mach.
N_{BT}	Rapport de diffusivité modifié.
Nu	Nombre local de Nusselt.
Ns	Taux volumique de l'entropie de génération.
Pr	Nombre de Prandtl.
R_c	Rapport de capacité thermique.
Re	Nombre de Reynolds.
R_m	Nombre de Reynolds magnétique.
R_k	Rapport de conductivité thermique.
Sc	Nombre de Schmidt.
Sh	Nombre de Sherwood.
St	Nombre de Strouhal.

Nomenclature Latine

A_0	Amplitude de la pulsation.
B	Champ magnétique.
cp	Capacité calorifique.

D	Dimension de l'espace.
d	Diamètre.
D_B	Diffusivité brownienne.
E	Champ électrique.
e_i	Vitesses discrétisées qui sont données par la LBM.
c_s	Vitesse du son LBM.
F	force de Lorentz.
ξ	Densité d'énergie interne.
c_s	Vitesse du son de la LBM.
n	Facteur de forme empirique.
J	Densité de courant.
q	Charge électrique.
f	Fonction de distribution de la vitesse.
f_{eq}	Fonction de distribution à l'équilibre de la vitesse.
F_ε	Nombre de Forchheimer local.
g	Fonction de distribution de la température.
g_{eq}	Fonction de distribution à l'équilibre de la température.
H	Longueur caractéristique.
h	Fonction de distribution de la fraction volumique.
h_{eq}	Fonction de distribution à l'équilibre de la fraction volumique.
n_i	Variables booléennes.
k	Conductivité thermique.
K	Perméabilité.
K_B	Constante de Boltzmann.
m	Masse d'une particule.
P	Pression adimensionnelle.
p	Pression dimensionnelle.
PI	Performance Index.
P_{pum}	Puissance de pompage.
t	Temps dimensionnel.
T	Température dimensionnelle.
U,V	Vitesses adimensionnelles.

- u,v Vitesses dimensionnelles.
- X,Y Coordonnées Cartésiennes adimensionnelles.
- x,y Coordonnées Cartésiennes dimensionnelles.

Symboles grecs

- Δt Pas de temps.
- Δx Pas de l'espace.
- μ Viscosité dynamique.
- μ_0 Perméabilité magnétique du vide.
- σ Conductivité électrique.
- α Diffusivité thermique.
- γ Inclinaison du champs magnétique.
- τ Temps de relaxation.
- ε Porosité.
- ϵ Permittivité.
- ω Fréquence angulaire.
- φ Fraction volumique de nanofluide.
- β' Rapport d'épaisseur.
- θ Temperature adimensionnelle.
- \tilde{t} Temps adimensionnel.
- Ω_i Opérateur de collision.
- ω_i Fréquence de collision.

Indices

- eff effective.
- f fluid.
- in inlet.
- LB lattice Boltzmann.
- moy moyenne.
- nf nanofluid.
- np nanoparticle.
- p pore.
- phy physique.

ref référence.

s solid.

w wall.

Table des matières

Liste des Figures	x
Liste des Tables	xiv
Introduction Générale	1
Chapitre 1: Généralités et synthèse bibliographique	4
1.1 Introduction	4
1.2 Description de la configuration géométrique: BFS	4
1.3 Généralité sur les nanofluides	5
1.3.1 Effets du nanofluide sur le transfert thermique	7
1.3.2 Nanoparticules et fluides porteurs	11
1.3.3 Fabrication des nanoparticules	14
1.3.3.1 Procédés physiques	14
1.3.3.2 Procédés chimiques	16
1.3.4 Synthèse des nanofluides	17
1.3.4.1 Processus de préparation en une étape	18
1.3.4.2 Processus de préparation en deux étapes	19
1.3.5 Propriétés thermophysiques des nanofluides	20
1.3.6 Comportement newtonien et non newtonien des nanofluides	26
1.3.7 Domaine d'applications des nanofluides	27
1.3.8 Avantages des nanofluides	29
1.3.9 Limites d'utilisation des nanofluides	29
1.4 Milieu poreux et nanofluides	30
1.4.1 Définition du milieu poreux	30
1.4.2 Matériau poreux et théorie de la continuité	32

1.4.3	Grandeurs caractéristiques des matériaux poreux	32
1.4.4	Modèles d'écoulement en milieu poreux	34
1.5	Equations de conservation dans les milieux poreux	36
1.5.1	Equation de conservation de masse	36
1.5.2	Equation de conservation de quantité de mouvement	36
1.5.3	Equation de conservation de l'énergie	37
1.5.4	Equation de conservation des nanoparticules	37
1.6	Convection magnétohydrodynamique des nanofluides dans les milieux poreux	38
1.7	Conclusion	41

Chapitre 2: Lattice Boltzmann sur réseau pour les nanofluides dans les milieux poreux **42**

2.1	Introduction	42
2.2	Méthode de Boltzmann sur réseau: histoire	42
2.3	Équation de Boltzmann	45
2.3.1	Équation de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK)	47
2.3.2	Fonction de distribution à l'équilibre	48
2.3.3	Incorporation du terme source	50
2.4	Lattice Boltzmann pour les nanofluides	51
2.4.1	Flottabilité et force de gravité	52
2.4.2	Force de traînée	53
2.4.3	Diffusion brownienne	54
2.4.4	Force thermophorétique	54
2.4.5	Potentiel d'interaction	55
2.5	Discrétisation des équations de conservations en milieux poreux pour un nanofluide monocomposant non homogène par LBM	56
2.5.1	Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement	57
2.5.2	Discrétisation de l'équation d'énergie	58
2.5.3	Discrétisation de l'équation de conservation des nanoparticules	59
2.6	Mise en place des conditions initiales avec LBM	59
2.7	Mise en place des conditions aux limites avec LBM	60
2.7.1	Traitement des conditions aux limites dynamiques	61
2.7.1.1	Condition aux limites de rebond	61

2.7.1.2	Condition de Zou & He-Frontière "Ouest"	61
2.7.1.3	Condition aux limites de gradient nul	62
2.7.2	Traitement des conditions aux limites thermiques	62
2.8	Algorithme de la méthode de Boltzmann sur réseau	63
2.9	Adimensionnement	64
2.10	Stabilité de la méthode de Boltzmann sur réseau	65
2.11	Conclusion	66
Chapitre 3:	Validation	67
3.1	Introduction	67
3.2	Test de maillage	67
3.3	Développement d'un écoulement dans un canal muni d'un élargissement brusque	68
3.4	Convection forcée d'un fluide dans un canal poreux	71
3.5	Écoulement pulsé dans un élargissement brusque	74
3.6	Influence d'un champ magnétique sur la convection mixte du flux de nanofluides dans un BFS	75
3.7	Conclusion	76
Chapitre 4:	Application de la LBM aux écoulements MHD des nanofluides dans les milieux poreux	77
4.1	Introduction	77
4.2	Définition du problème	77
4.2.1	Nombres adimensionnels	80
4.2.2	Les propriétés thermophysiques	81
4.2.3	Condition aux limites et initiales	81
4.3	Résultats des simulations	81
4.3.1	Choix de type de nanofluide de travail	82
4.3.2	Etudes des modèles d'écoulement globaux	87
4.3.3	Perte de charge et puissance de pompage	94
4.3.4	Taux de transfert de la chaleur	98
4.3.5	Indice de performance	102
4.3.6	Génération d'entropie	106
4.4	Conclusion	113

Chapitre 5: Modèle SCNHM de la LBM pour un écoulement pulsé des nano-	
fluides dans un BFS poreux	115
5.1 Introduction	115
5.2 Configuration et mise en équation	117
5.3 Résultats des simulations	119
5.3.1 Profils des vitesses	120
5.3.2 Détermination du coefficient de frottement	124
5.3.3 Puissance de pompage	126
5.3.4 Indice de performance	129
5.3.5 Détermination du nombre de Sherwood des nanoparticules	134
5.3.6 Génération d'entropie	139
5.4 Conclusion	145
Conclusion générale et perspectives	146
Annexe A: La constante de Boltzmann non dimensionnée	150
Annexe B: Décritisation d'équation de Boltzmann sur réseau	152
Annexe C: La convection magnétohydrodynamique	154
C.1 Équation intervenant en magnétohydrodynamique	155
C.2 La Force électromagnétique	156
Liste des publications	157
Bibliographie	159

Liste des Figures

1.1	Structure d'un écoulement dans un élargissement brusque [16].	5
1.2	Statistiques du scopus récupérées par le mot clé "nanofluid" par domaine d'application [20].	7
1.3	Les agrégats de nanoparticules créent des chemins préférentiels à haute conductivité thermique par rapport au fluide de base [31].	8
1.4	Agitation désordonnée de toutes les nanoparticules suite aux chocs avec les molécules de fluide [31].	9
1.5	Action de la thermophorèse sur une nanoparticule [31].	10
1.6	Formation d'une nanocouche d'eau ordonnée à la surface des nanoparticules [31].	11
1.7	Représentation d'échelle de grandeur.	11
1.8	Quelques différences majeures entre les microparticules et les nanoparticules [36].	12
1.9	oxyde de cuivre (CuO)	13
1.10	Oxyde de l'aluminium (Al_2O_3)	13
1.11	Cuivre (Cu)	13
1.12	Or (Au)	13
1.13	Nanotubes de carbone(CNT)	14
1.14	Nanodiamante(C)	14
1.15	Schéma de synthèse de nanoparticules à partir d'un précurseur organométallique [42].	17
1.16	Synthèse des nanofluides [49].(a) processus en une étape (b) processus en deux étapes.	19
1.17	Comparaison de la conductivité thermique de liquides, polymères et solides courants [62].	24
1.18	Schéma d'un milieu poreux [87].	31

2.1	Réseau du modèle HPP [118].	43
2.2	Réseau du modèle FHP [119].	43
2.3	Espace de phase.	46
2.4	Etat initial	50
2.5	Collision	50
2.6	Propagation	50
2.7	Fonctions de distributions du modèle D_2Q_9 aux frontières	60
2.8	Algorithme 'stream and collide'	63
3.1	Test d'indépendance du maillage pour $Re=200$, $Da=0.01$ et $\varepsilon = 0.6$	68
3.2	Écoulement à travers un BFS (2-D)	68
3.3	Profils de vitesse à trois emplacements différents: LBM (—), A.A.Mohamed (- - -).	69
3.4	Schéma d'un écoulement dans un élargissement brusque avec les conditions aux limites	70
3.5	Composante de vitesse u à deux différents emplacements :LBM (- - -), Zarghami et al(***): (a) $x=h$; (b) $x=40h$	70
3.6	Diagramme schématique du problème	71
3.7	Effet de Da sur le profil transversal de la température: LBM (—),Mahmud et al (- - -).	72
3.8	Diagramme schématique du problème avec les condition aux limites.	73
3.9	Comparison des results du code développé (—) et celles de Maghrebi et al (- - -): (a) profile de vitesse; (b) profile de température	74
3.10	Comparison des resultats du code développé (—) et ceux de Maghrebi et al (***): (a): $St\tau=0.25$; (b) $St\tau=0.5$; écoulement stationnaire	75
3.11	Comparison des resultats du code développé (—) et ceux de Selimefendigil et al (●●●).	76
4.1	Modèle géométrique: Configuration 2-D avec les conditions aux limites.	78
4.2	Contours des températures et lignes des courants pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Da=0.01$ et, $Ha=20$, $\gamma = 90^\circ$ et $\varepsilon = 0.6$: (a) nanoparticules de Al_2O_3 , (b) nanoparticules de Cu, (c) nanoparticules de SiO_2 , (d) nanoparticules de TiO_2 , (e) eau pur.	84

4.3	Profils des températures pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Da=0.01$, $Ha=20$, $\gamma = 90^\circ$ et $\varepsilon = 0.6$ à différents plans de x : (a) $X=1.6$, (b) $X=3$, (c) $X=14$	86
4.4	Contours des températures et lignes des courants pour le nanofluide Cu-H ₂ O pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Ha=20$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $\varepsilon = 0.6$: (a) $Da=10^{-3}$, (b) $Da=10^{-2}$, (c) $Da=10^{-1}$, (d) $Da=1$, (e) sans milieux poreux.	89
4.5	Contours des températures et lignes des courants pour le nanofluide Cu-H ₂ O pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Ha=20$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $Da=10^{-2}$: (a) $\varepsilon = 0.6$, (b) $\varepsilon = 0.7$, (c) $\varepsilon = 0.8$, (d) $\varepsilon = 0.9$, (e) non poreux.	91
4.6	Effet de Ha sur les profil de vitesse U pour le nanofluide Cu-H ₂ O pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $\varepsilon = 0.6$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $Da=10^{-2}$ à différents plans de X : (a) $X=0.6$, (b) $X=1.76$, (c) $X=5$ et (d) $X=13$	92
4.7	Effet de Ha sur les profil de la température pour le nanofluide Cu-H ₂ O pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $\varepsilon = 0.6$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $Da=10^{-2}$ à différents plans de X : (a) $X=0.6$, (b) $X=2$ et (c) $X=14$	93
4.8	Effet de γ sur les profils de température pour le nanofluide Cu-H ₂ O pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $\varepsilon = 0.6$, $Ha=20$ et $Da=10^{-2}$ à différents plans de X : (a) $X=0.6$, (b) $X=2$ et (c) $X=14$	94
4.9	Variation de la perte de charge en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c) et angle d'inclinaison (d).	97
4.10	Variation de la P_{pump} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c) et angle d'inclinaison (d).	98
4.11	Variation de Nu_{moy} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).	102
4.12	Variation de PI en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).	105
4.13	Variation de Ns_{moy} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).	110
4.14	Variation de Be_{moy} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).	113
5.1	Domaine physique et conditions aux limites.	118

5.2	Variation de la vitesse instantannée, U et de sa fluctuation, $(U-U_S)$ à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (e) Effet de ε ; (f) Effet de nombre de Ha et (g) Effet de γ	123
5.3	Fluctuation de Cf , $(Cf-Cf_S)$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (e) Effet de ε ; (f) Effet de nombre de Ha et (g) Effet de γ	125
5.4	Variation de la puissance de pompage, P_{pump} et de sa fluctuation, $(P_{pump}-P_{pump(A_0=0)})$ à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de A_0 ; (b) Effet de St ; (c) Effet de nombre de Da ; (e) Effet de ε ; (f) Effet de nombre de Ha et (g) Effet de γ	128
5.5	Indice de performance à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (d) Effet de ε ; (e) Effet de nombre de Ha ; (f) Effet de γ ; ((g) Ec ; (h) R_c ; (i) R_k ; (j) Sc et (k) N_{BT}	134
5.6	Variation spatio-temporelle de nombre de Sherwood à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (d) Effet de ε ; (e) Effet de nombre de Ha ; (f) Effet de γ ; ((g) Ec ; (h) R_c ; (i) R_k ; (j) Sc et (k) N_{BT}	139
5.7	Variations de la génération d'entropie et de S^* , (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (d) Effet de ε ; (e) Effet de nombre de Ha ; (f) Effet de γ ; ((g) Ec ; (h) R_c ; (i) R_k	145
C.1	Projection des vecteurs.	156

Liste des Tables

1.1	Conductivité thermique de divers fluides de base à 20°C [19].	6
1.2	Combinaisons nanoparticules/fluides de base disponibles en littérature [38]. . . .	15
1.3	Classification des nanomatériaux basée sur des critères de composition de phase [39].	16
1.4	Relations de β proposées dans la littérature pour différents types de nanoparticules [60].	23
1.5	Rapport des viscosités du nanofluide (Al_2O_3 -eau) et fluide de base obtenus à partir des différents modèles précédents.	25
1.6	Porosité de quelques matériaux [89,90].	33
2.1	Arrangements des modèles LBM et leurs propriétés.	49
2.2	Conversion des unités de LB en unités physiques.	65
4.1	Propriétés thermophysiques des nanoparticules et de fluide de base à $T=25^\circ\text{C}$. . .	81
4.2	Condition aux limites.	82
4.3	Comparaison des performance des différents nanofluides ($\varphi = 4\%$) et fluide de base.	87
A.1	Valeurs de références pour la constante de Boltzmann non dimensionnée pour l'eau en fonction de tous les paramètres de mise à l'échelle pertinents	151

Introduction Générale

L'amélioration du transfert de chaleur, TC, est une nécessité d'efficacité énergétique dans des nombreuses applications d'ingénierie. Les méthodes relatives à cette amélioration reçoivent un intérêt considérable dans l'accroissement de l'efficacité, la réduction de la taille et des coûts des systèmes énergétiques. Elle consiste en trois méthodes décrites comme méthodes actives (l'utilisation des apports extérieurs pour alimenter le transfert thermique, des pulsations induites par des pistons, des signaux de puissance électrique et des vibrations), passives (des modifications géométrique de la surface en incorporant des inserts ou par des additifs tels que des bulles de gaz, particules solides, des gouttelettes de liquide) et composées dans lesquels plus d'une technique active et/ou passive sont utilisées [1].

Le transport des fluides dans des réseaux à géométrie variable dans de nombreuses activités industrielles est une technique passive qui affecte de manière significative le mécanisme de TC qui est un processus d'une grande importance. La plupart des applications industrielles est constituée de toutes formes de singularités telles que coude, élargissement ou rétrécissement brusques, étranglements, grilles, etc ... Parmi ces singularités, le cas de l'élargissement brusque (dit en anglais Backward-facing step (BFS)) correspond à une situation très courante.

L'existence d'une zone de séparation et de recollement et de plusieurs zones de recirculation, joue un rôle important sur l'amélioration du TC dans une grande variété d'applications d'ingénierie, requérant l'écoulement autour des bâtiments, les profils aérodynamiques, les dispositifs de refroidissement nucléaires et électroniques. Des efforts numériques et expérimentaux ont une tentative d'améliorer les performances de TC dans les canaux à BFS et surtout avec les progrès récents en nanotechnologies. Cet avancement technologique a donné l'idée de suspendre ces particules dans un liquide traditionnels (l'eau, l'huile et l'éthylène glycol...) pour améliorer sa conductivité thermique dans de nombreuses applications technologiques et industrielles (cycles de compression de vapeur, applications de refroidissement, échangeurs de chaleur,

refroidissement automobile, applications biomédicales, énergie solaire...) [1, 2, 4–6].

Une suspension de nanoparticules dans un fluide de base est appelée nanofluide. Les nanofluides sont l'un des moyens créatifs d'augmenter le TC. Ce terme était introduit par Choi [6] au sein de la Laboratoire National d'Argonne de l'université de Chicago en ouvrant la porte à une nouvelle technologie qui présente des propriétés thermiques supérieures en relation avec la transmission de chaleur. Le nanofluide est une composition d'un fluide caloporteur (l'eau, l'eau glycolée, l'huile...) et des nanoparticules de métal (Al, Cu, Ag, Au, etc.) ou d'oxyde métallique ou non métallique (SiO_2 , Al_2O_3 , TiO_2), et autre (formes allotropiques comme le diamant et le graphite). En raison de leurs petites tailles et grâce à leur propriétés physico-chimiques particulières, ces nanofluides pourraient augmenter le TC en modifiant de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur même dans des quantités relativement faibles. Les nanofluides s'écoulent facilement, et en conséquence, l'obstruction de canaux et l'érosion des parois n'est plus un problème.

Ces dernières années, les progrès sont remarquables dans la recherche orientée vers l'application combinée des milieux poreux et de la magnétohydrodynamique en raison de sa pertinence dans des applications d'ingénierie (l'isolation thermique, les mouvements d'eau dans les réservoirs géothermiques, le stockage des déchets nucléaires, caloduc, stockage de grain, etc...) [7, 8]. En réalité, tous les fluides sont soumis généralement à un champ magnétique naturel citant comme exemple le champ magnétique des planètes ou des champs magnétiques induits [9]. L'étude des écoulements MHD des nanofluides devient une source de motivation majeure ces dernières années car il conjugue des aspects fondamentaux (échanges thermiques aux interfaces à petite échelle) et appliqués (miniaturisation des échangeurs, amélioration des échanges thermiques).

Notre objectif est d'évaluer l'effet de l'ajout des nanofluides sur le mécanisme de la convection forcée dans les canaux poreux contenant un BFS notamment en présence d'un champs magnétique externe. Dans ce contexte, nous avons développé notre propre code de calcul et mener une étude paramétrique regardant les paramètres thermo-mécaniques et géométriques. Cette évaluation sera faite en utilisant la méthode de Lattice de Boltzmann sur réseau (LBM) comme un outil de simulation numérique.

Notre rapport de thèse s'articule autour de cinq chapitres, une conclusion générale et trois annexes.

- Le premier chapitre est consacré d'une part à présenter la configuration considérée et les notions fondamentales sur les nanofluides et ses propriétés thermo-physiques. D'autre part, une étude bibliographique focalisée sur les milieux poreux et l'exposition des équations modélisant le problème traité dans cette thèse ont été traitées. Une synthèse des études portant sur le transfert de chaleur en milieu poreux pour les écoulements MHD des nanofluides a été faite;

-Le deuxième chapitre est consacré à la présentation détaillée de la méthode numérique utilisée dans la simulation des écoulements MHD des nanofluides dans les canaux munis d'un BFS. Après une brève introduction justifiant le choix de la méthode numérique utilisée, les équations adimensionnelles régissant, les paramètres caractéristiques ainsi que les conditions aux limites associées sont présentés;

-Le troisième chapitre est consacré à la présentation des tests de validations du code développé en utilisant la méthode LBM. Afin de valider nos résultats numériques, nous faisons une comparaison avec des solutions numériques de la littérature ;

-On rassemble dans le chapitre quatre les principaux résultats numériques de la simulation numérique en configuration bidimensionnelle de la convection forcée des nanofluides dans un milieu poreux, en supposant que la distribution des nanoparticules dans le fluide de base soit homogène. Le canal poreux muni d'un BFS est soumis à un champ magnétique d'inclinaison variable. Les commentaires, interprétations et analyses des divers résultats de cette étude paramétrique obtenues à l'intermédiaire de la LBM sont également présentés;

- Le cinquième chapitre présente l'effet d'ajouter de nanoparticules dispersés d'une façon hétérogène dans de l'eau sur un écoulement MHD des nanofluides dans un canal muni d'un BFS. Une étude paramétrique sera faite permettant de caractériser et de comprendre les mécanismes qui semblent conditionner les performances thermiques des nanofluides à concentrations non homogène dans le BFS.

-Ce manuscrit sera achevé par une conclusion générale des travaux effectués mettant en évidence les résultats pertinents. Quelques recommandations pour les études futures sont également formulées;

Chapitre 1 :

Généralités et synthèse bibliographique

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, On va faire une description de la géométrie du problème traité avec élargissement brusque (BFS) ainsi qu'une étude descriptive des nanofluides, leur composition, leurs méthodes de synthèse, leurs propriétés physiques et thermiques, leurs effets sur le transfert thermique et leurs applications industrielles. D'autre part, une revue de synthèse sur les comportements dynamique et thermique des écoulements dans les milieux poreux, y comprend la modélisation des équations décrivant le phénomène de transport au sein de ces systèmes poreux est présentée. On finit par mettre l'accent sur l'évolution des recherches portant sur la convection magnétohydrodynamique des nanofluides dans les milieux poreux.

1.2 Description de la configuration géométrique: BFS

Les phénomènes de séparation d'écoulement et de recollement qui se produisent en raison d'une expansion soudaine dans les passages d'écoulement tels que les BFS ont été reconnus comme des situations industrielles importantes. Ces structures d'écoulement complexes sont présentes dans les applications de chauffage ou de refroidissement telles que le refroidissement d'équipements électroniques, le refroidissement des aubes de turbines, les chambres de combustion, les procédés chimiques, le refroidissement de réacteurs nucléaires, les échangeurs de chaleur... [10–15].

Dans des nombreux cas, la séparation de l'écoulement est indésirable et conduit à des chutes de pression indésirables et des pertes d'énergie qui nécessitent un ventilateur supplémentaire ou une puissance de pompage pour les surmonter. Cependant, dans d'autres circonstances, la séparation d'écoulement peut être encouragée comme dans la stabilisation de la flamme du

brûleur [4].

Récemment, le BFS devient l'un des importants modèles géométriques de séparation considérés bidimensionnels ou tridimensionnels. Les écoulements dans ce modèle géométrique sont caractérisés par des phénomènes fondamentaux importants reliés à la mécanique des fluides tels que le développement d'une couche limite sur la paroi horizontale en amont, décollement et développement d'une couche de cisaillement au coin de la marche, formation d'une zone de recirculation en aval de la paroi verticale, recollement de la couche de cisaillement sur la paroi horizontale en aval et redéveloppement d'une couche limite en aval du point de recollement (Figure 1.1) [16]. Ce que fait l'attrait de ce modèle dans plusieurs travaux de recherche au fil des années.

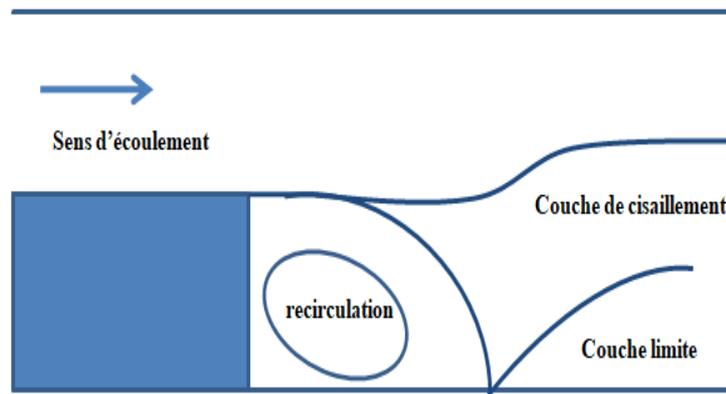


FIG. 1.1 – Structure d'un écoulement dans un élargissement brusque [16].

Le BFS est une des diverses techniques qui ont été utilisées pour améliorer le TC par convection dans différents équipements. Ces méthodes incluent aussi différentes approches telles que le changement des conditions aux limites et l'amélioration des propriétés thermophysiques du fluide. Pour améliorer les propriétés thermiques des fluides, les scientifiques et les ingénieurs ont utilisé la technique de dispersion des particules solides de petit taille dans des fluides ordinaires [17, 18].

1.3 Généralité sur les nanofluides

Les particules avec des échelles de micro ou de millimètre étaient utilisées dans le but d'améliorer le TC par convection [3]. Cependant, telles particules ont causé des problèmes

critiques tels que l'encrassement, la corrosion et des pertes de pression élevées, et par conséquent, elles n'ont pas pu recevoir une attention significative et surtout qu'elles ont une conductivité thermique très faible.

Avec les progrès technologiques et l'introduction de la nanotechnologie, des particules à l'échelle nanométrique (de 1 à 100 nm), appelées nanoparticules, ont été produites. Elles sont caractérisées par une conductivité assez élevée par rapport à celle des particules de taille micro ou millimétriques (Tableau 1.1 [19]). La conductivité thermique du cuivre à la température ambiante est 700 fois plus grande que celle de l'eau et environ 3000 fois plus grande que celle des huiles de moteur.

La suspension de nanoparticules solides dans des liquides courants (eau, l'éthylène et le propylène glycol, les huiles et autres lubrifiants, le toluène et les bio-fluides) aboutit à un type moderne de dispersions appelées nanofluides. Le mot nanofluide a été utilisé par Choi [6] en 1995 au sein de la laboratoire national d'Argonne pour la première fois. La suspension des particules

TAB. 1.1 – *Conductivité thermique de divers fluides de base à 20° C [19].*

Fluide de base	Conductivité thermique k (W/m.K)
Air	0.0263
Eau	0.599
50% eau + 50% éthylène glycol	0.41
40% Ethylène + 60% glycol	0.249
Ethylène glycol	0.25
huile de moteur	0.14

métalliques de taille nanométrique est l'origine de l'apparition des nouvelles propriétés biologiques, chimiques et physiques de fluide et de développement rapide de nombreuses applications industrielles et médicales [20] (Figure 1.2).

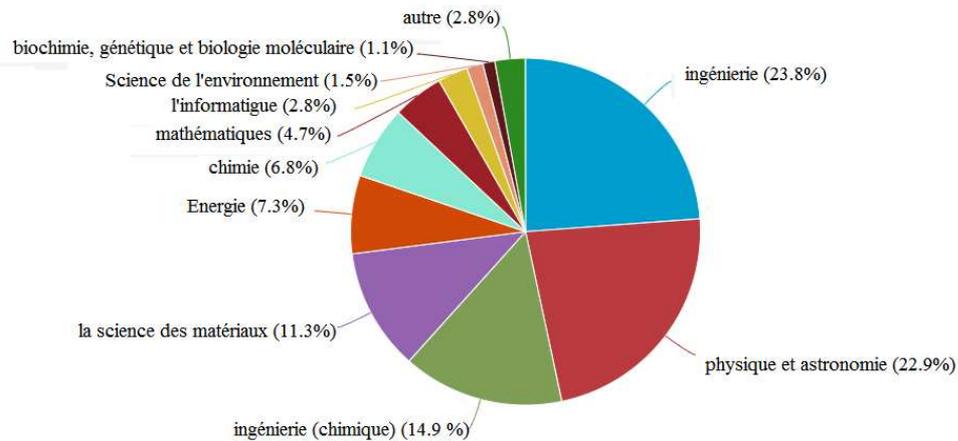


FIG. 1.2 – Statistiques du scopus récupérées par le mot clé "nanofluid" par domaine d'application [20].

Les nanofluides offrent un coefficient de transfert thermique imbattable par rapport aux autres fluides traditionnels dans divers applications, à titre d'exemple, le refroidissement des composants électroniques, le chauffage des bâtiments, le refroidissement des systèmes nucléaires, le stockage d'énergie, l'absorption solaire, la réduction de la friction, l'activité antibactérienne, l'intensification des micros réacteurs et même en milieu poreux [21–30].

1.3.1 Effets du nanofluid sur le transfert thermique

Une grande partie de la résistance thermique par convection vient de la couche limite au niveau du contact fluide-paroi. La couche limite existe toujours mais on peut réduire autant que possible son épaisseur en augmentant la vitesse du fluide (passages étroits, jets d'eau...) ou bien en disposant des petits obstacles (picots, aspérités...). Heureusement, grâce à l'utilisation des nanofluides, il est possible d'adopter un arrangement structural particulier dans la couche limite qui engendre directement un transfert thermique plus élevé.

Selon la nature et la forme des nanoparticules, l'augmentation de la vitesse de cisaillement (comportement rhéofluidifiant) est responsable à la diminution de la viscosité apparente tout près de la paroi (effet lubrifiant). Cette réduction de viscosité induit une diminution de l'épaisseur de la couche limite dynamique et donc thermique par implication. Ce qui implique encore une fois une augmentation directe du coefficient d'échange thermique près de la paroi. Ils existent plusieurs phénomènes principaux qui sont candidats pour expliquer ces

améliorations [31]:

- *Surface d'échange nanoparticules-liquide :*

La surface spécifique (S_{spe} [m^2/kg]) rapportée à une unité de masse est inversement proportionnelle au rayon des nanoparticules :

$$S_{spe} = \frac{3}{\text{masse volumique [kg/m}^3\text{]} \text{ rayon de nanoparticule [m]}} \quad (1.1)$$

L'équation (1.1) permet d'avoir des particules de taille très réduite et en concentration suffisante pour faire exploser la valeur de la surface d'échange à l'intérieur du nanofluide. En effet, la conductivité thermique augmente quand on diminue la taille moyenne des nanoparticules dû à l'augmentation de la surface de contact [32, 33].

Considérons l'arrangement cubique d'une suspension homogène des nanoparticules sphériques du diamètre de 10 nm en découpant le volume de fluide en petits cubes de 25 nm de côté avec une nanoparticule au centre. La surface spécifique d'échange vaut environ $67 m^2$ par gramme de nanopoudre de cuivre ou encore $222 m^2 /g$ pour la nanopoudre d'aluminium. En comparaison, un gramme de poudre de microparticules sphériques de cuivre de 0.01 mm de diamètre ne représente que quelques $670 cm^2$.

On désigne les regroupements des nanoparticules sous le terme d'agrégation fractale. Cette agglomération de particules assure l'augmentation de la surface d'échange expliquée par un transfert direct de la chaleur via le contact inter-nanoparticules (Figure 1.3).

Le transfert est plus rapide en passant par conduction dans ces structures à grande conductivité plutôt que par le fluide de base.

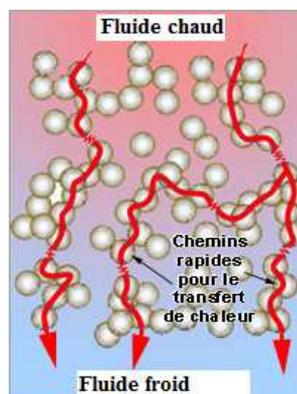


FIG. 1.3 – Les agrégats de nanoparticules créent des chemins préférentiels à haute conductivité thermique par rapport au fluide de base [31].

- *Mouvement brownien :*

Le mouvement brownien des nanoparticules de taille suffisamment petite en suspension est l'ensemble chaotique causé par ses collisions avec les molécules du fluide de base lors de leurs déplacements constants et/ou aléatoires au sein du nanofluide (Figure 1.4). Elles peuvent parcourir une petite distance puis repartir dans une autre direction suite aux nouveaux chocs et ainsi de suite. Plus la taille des nanoparticules est grande, plus ce mouvement brownien sera faible, car elles auront une vitesse de déplacement plus faible du fait d'une inertie plus importante. Ce mouvement brownien a donc un intérêt particulier pour les nanoparticules ayant une taille suffisamment réduite. Il influence aussi les propriétés thermophysiques des nanofluides et les rend plus sensibles à la température que celles des fluides classiques. L'agitation moléculaire est intense pour des températures importantes améliorant d'autant plus la conductivité thermique du nanofluide.

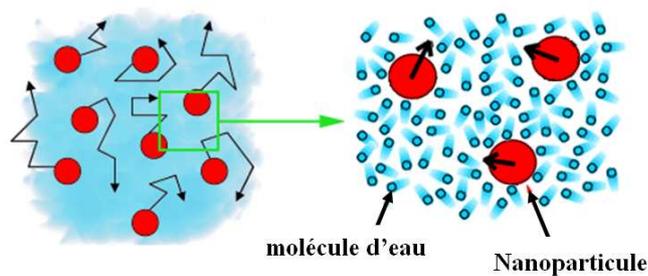


FIG. 1.4 – Agitation désordonnée de toutes les nanoparticules suite aux chocs avec les molécules de fluide [31].

- *Principe de thermophorèse :*

La thermophorèse est un phénomène convectif lié au mouvement brownien. Son influence est valable au voisinage d'une paroi chauffée ou dans des régions à fort gradient de température. L'action de la thermophorèse engendre l'apparition d'une force au voisinage d'une nanoparticule dans une direction préférentielle, qui résulte un déséquilibre des chocs avec les molécules du fluide (Figure 1.5). Le fluide est par nature plus chaud près d'une paroi chauffée. Les molécules du côté chaud pousse donc plus fortement les nanoparticules vers les régions plus froides à cause de la différence de quantité de mouvement, favorisant l'homogénéisation de la température.

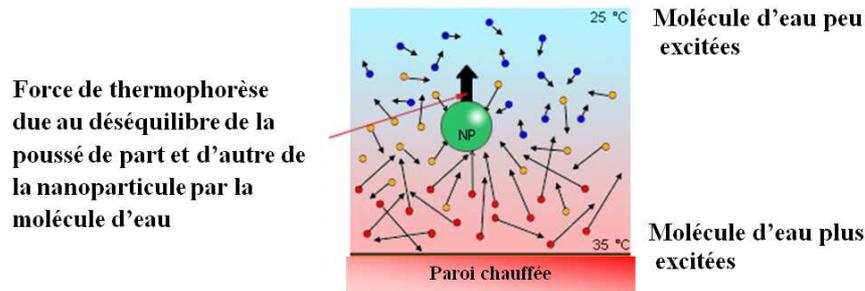


FIG. 1.5 – Action de la thermophorèse sur une nanoparticule [31].

- *Phonons balistiques pour transporter la chaleur :*

Le phonon est un quantum d'énergie de vibration et d'énergie lumineuse qui peut persister dans le fluide sur une distance très courte. L'importance des phonons est représentée dans des aspects comme la conductivité thermique, la chaleur spécifique... Dans un solide suffisamment petit contenant un déséquilibre de température, le transfert thermique est effectué de la région chaude contenant une densité importante des phonons vers la région froide où leur densité est moindre mais sans rétablir l'équilibre thermique car il n'y a pas de collisions internes. La nanoparticule offre alors une température identique à sa surface pour restaurer l'équilibre thermique avec le fluide grâce au transport balistique qui qualifie la très faible probabilité qu'un phonon subisse des collisions durant son trajet. Une meilleure efficacité du transport d'énergie est obtenue lors de la transmission directe d'un phonon issu d'une nanoparticule à une autre nanoparticule.

- *Couche interfaciale nanoparticule-fluide :*

Une nanoparticule est entièrement entourée d'une nanocouche compacte de fluide de l'ordre du nanomètre d'épaisseur (Figure 1.6). Le nanofluide est alors un assemblage de trois structures: l'une entièrement solide (nanoparticule), une simili solide (la nanocouche d'eau) et une entièrement liquide (fluide de base). Cette nanocouche d'eau ordonnée à la surface des nanoparticules jouerait le rôle d'un pont thermique entre la particule et le fluide, ce qui peut expliquer l'augmentation de la conductivité thermique générale. La chaleur contenue dans la nanoparticule peut s'échanger avec cette nanocouche directement par conduction dans l'ensemble. Par ailleurs, l'échange direct des phonons d'une nanoparticule à une autre se fait via cette nanocouche lors d'une collision.

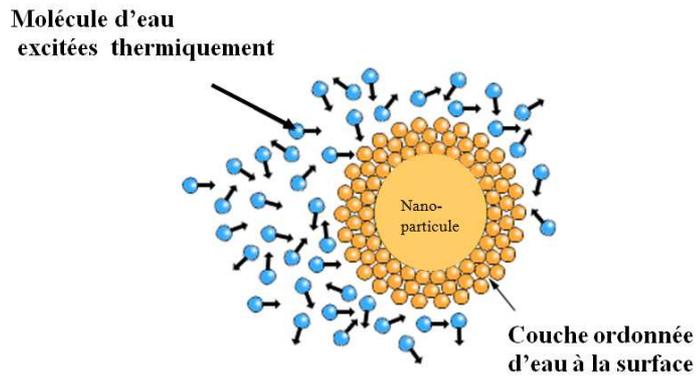


FIG. 1.6 – Formation d'une nanocouche d'eau ordonnée à la surface des nanoparticules [31].

1.3.2 Nanoparticules et fluides porteurs

Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire (Figure 1.7).

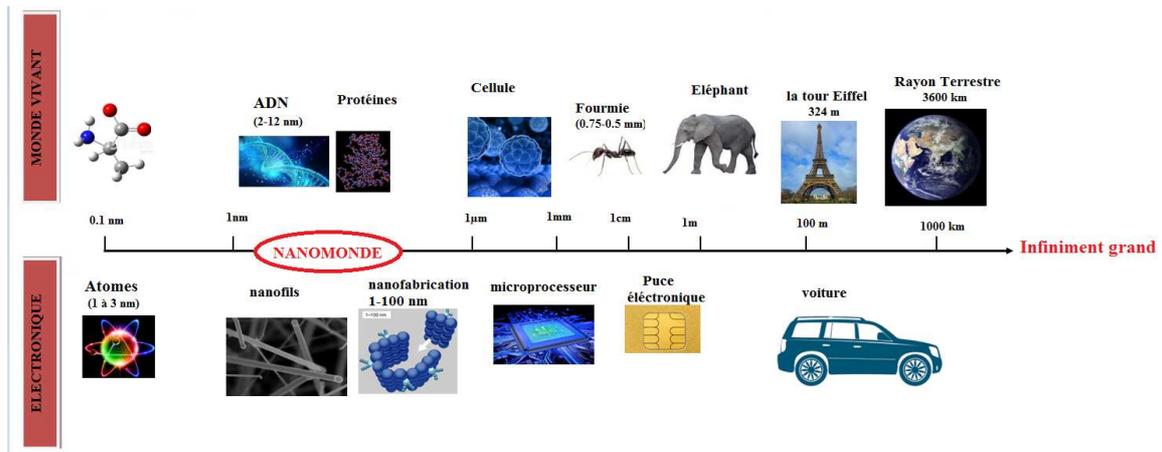


FIG. 1.7 – Représentation d'échelle de grandeur.

Les suspensions de particules millimétrique ou micrométriques présentent les inconvénients majeurs suivants [33, 35] :

- Les particules millimétrique ou micrométriques sédimentent rapidement vu leur masse plus importante (1000 à 1 000 000 fois plus grosse que des nanoparticules) ce qui entraîne la réduction de l'efficacité du transfert thermique (Figure 1.8) [36];

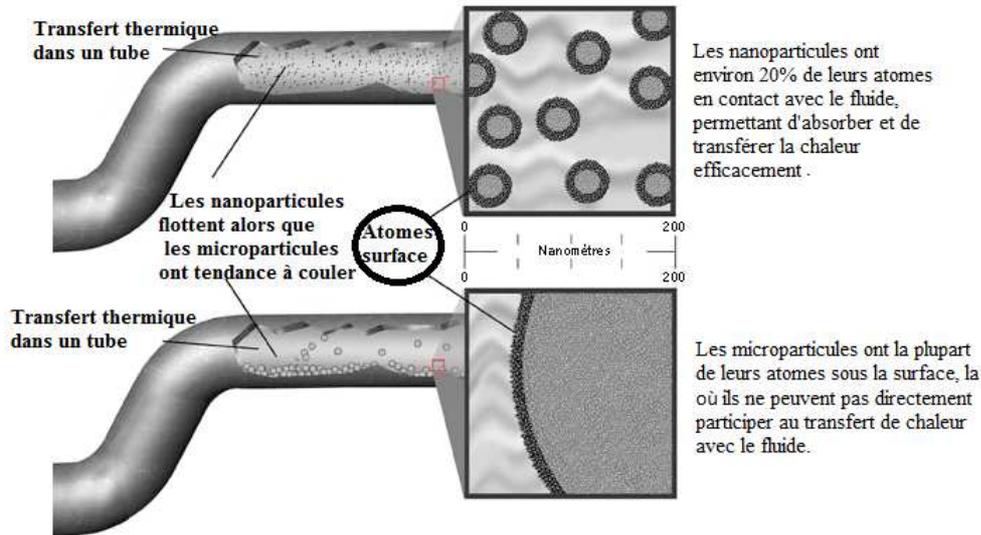


FIG. 1.8 – Quelques différences majeures entre les microparticules et les nanoparticules [36].

- Les particules se déposent rapidement, formant une couche à la surface et réduisant la capacité de TC du fluide;
- Si la vitesse de circulation du fluide augmente, la sédimentation est réduite mais l'érosion des dispositifs de TC, des conduites, augmente rapidement;
- La grande taille des particules a tendance à obstruer les canaux d'écoulement, en particulier si les canaux de refroidissement sont étroits;
- La perte de charge dans le fluide augmente considérablement;

Ainsi, la voie de mise en suspension des particules dans un fluide était une option bien connue mais rejetée pour les applications du TC. L'émergence de nanofluides a réussi la réexamen de cette option. La technologie des matériaux moderne a permis de produire des particules de taille nanométrique assez différentes en termes de propriétés mécaniques, thermiques, électriques et optiques.

Les premiers travaux expérimentales dans ce domaine sont faites par Choi [6], qui ont permis de comprendre et analyser le comportement thermo-hydraulique des nanofluides. En faite, l'idée est alors d'introduire au sein du fluide classique, des particules de taille nanométrique pour espérer d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange en même temps pour empêcher le phénomène de sédimentation sous l'effet de l'agitation thermique qui peut compenser l'action de la force de pesanteur.

Les nanoparticules peuvent être classés en catégories selon leur nature [37]:

- Les nanoparticules des oxydes métalliques

- L'oxyde de l'aluminium (Al_2O_3)*
 - L'oxyde de cuivre (CuO)*
 - L'oxyde de silicium (SiO_2)*
 - L'oxyde de Titantium (TiO_2)*

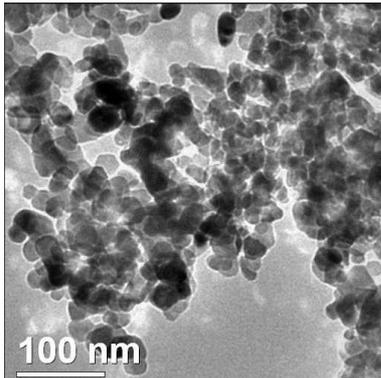


FIG. 1.9 – *oxyde de cuivre (CuO)*

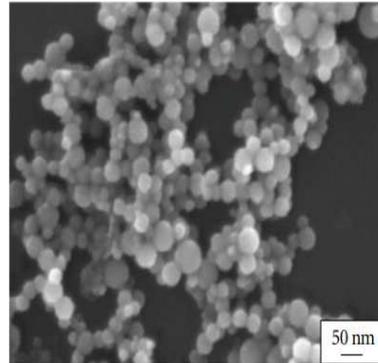


FIG. 1.10 – *Oxyde de l'aluminium (Al_2O_3)*

- Les nanoparticules métalliques:

- L'aluminium (Al)*
 - Le cuivre (Cu)*
 - L'or (Au)*

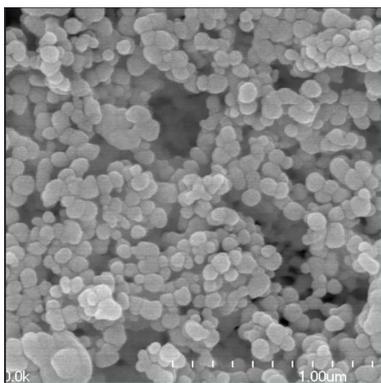


FIG. 1.11 – *Cuivre (Cu)*

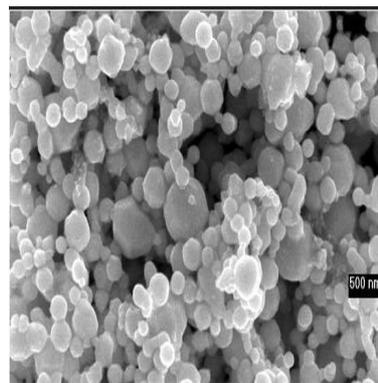
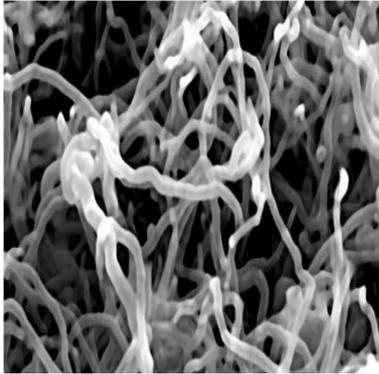
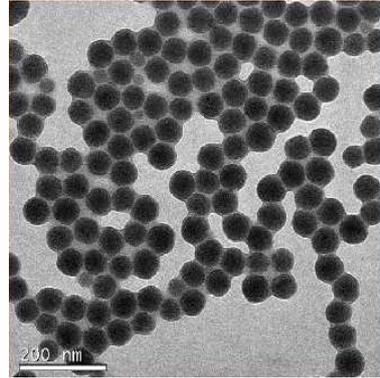


FIG. 1.12 – *Or (Au)*

- Les nanoparticules non métalliques :

- Le nanotube de carbone (CNT)*
 - Le diamante (C)*

FIG. 1.13 – *Nanotubes de carbone(CNT)*FIG. 1.14 – *Nanodiamante(C)*

Le choix des fluides de base est essentiel pour une bonne stabilité de la suspension des nanoparticules dans le temps et pour éviter tout phénomène d'agrégaions. Les fluides de base généralement utilisés dans la préparation des nanofluides sont ceux d'usage commun dans les applications de TC tels que l'eau, l'éthylène glycol, l'huile de moteur etc... Le tableau 1.2 [38] regroupe une liste de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base.

1.3.3 Fabrication des nanoparticules

Les nanoparticules peuvent être composées d'un seul matériau constitutif (tableau 1.3) [39] ou composites de plusieurs matériaux. Les nanoparticules que l'on trouve dans la nature sont souvent des agglomérations de matériaux de compositions diverses, alors que des matériaux de composition simples purs peuvent être facilement synthétisés de nos jours par diverses méthodes. La fabrication des nanoparticules est une industrie nécessitant une technologie très précise pour obtenir les tailles et les formes désirées et nécessite aussi bien des traitements chimiques de surface pour les maintenir en suspension. Pour élaborer des nanoparticules, des procédés de nature physique et/ou chimique peuvent être disponibles. Ces différentes techniques permettent d'obtenir des nanoparticules libres à l'état de poudre relativement facile à disperser dans un liquide ou un gel hôte, ou enrobées dans une matrice solide ou un polymère.

1.3.3.1 Procédés physiques

Ces méthodes consistent à subdiviser un matériau jusqu'à l'échelle nanométrique. Cette subdivision ne permet pas de contrôler la distribution de taille et la morphologie des nanoparticules. Afin de corriger cette limitation, il existe autres méthodes physiques plus perfectionnées

TAB. 1.2 – Combinaisons nanoparticules/fluides de base disponibles en littérature [38].

	Eau	Ethylène glycol	Toluène	Décène	Huile	Ethanol
Silver (<i>Ag</i>)	+				+	
Aluminium Nitride (<i>AlN</i>)						+
Gold (<i>Au</i>)	+		+			
Nanoparticules alliées (<i>Al₇₀Cu₃₀</i>)		+				
Oxyde d'aluminium (<i>Al₂O₃</i>)	+	+			+	
Diamant (<i>C</i>)	+					
Graphite (<i>C</i>)	+				+	
NTC (<i>C</i>)	+			+	+	
Fullerène (<i>C</i>)			+		+	
Cuivre (<i>Cu</i>)	+	+			+	
Oxyde de cuivre (<i>CuO</i>)	+	+				
Fer (<i>Fe</i>)		+				
Carbure de silicium (<i>SiC</i>)	+					
Dioxyde de silicone (<i>SiO₂</i>)	+	+				
dioxyde de titane (<i>TiO₂</i>)	+	+				
oxyde de tungstène (<i>WO₃</i>)		+				
Oxyde de zirconium (<i>ZrO₂</i>)	+					

TAB. 1.3 – Classification des nanomatériaux basée sur des critères de composition de phase [39].

Composition de phase	Exemples
Solides monophasés	polymères cristallins, particules et couches amorphes
Solides multiphasés	composites matriciels, particules enrobées
Systèmes multiphasés	colloïdes, aérogels, ferroïdes

comme :

- La pulvérisation d'un matériau cible qui se fait à l'aide d'un plasma (pulvérisation cathodique) ou d'un faisceau laser intense (ablation laser). Sakuma et Ishii [40] ont préparé des nanoparticules magnétiques de Co-Pt et Fe de taille de 4 à 6 nm par cette méthode;
- L'évaporation thermique: consiste à chauffer un matériau à une température très élevée pour assurer l'évaporation des atomes qui constituent ce matériau. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules [41];

Ces méthodes physique nécessitent un matériel coûteux pour un rendement souvent très limité en nanoparticules.

1.3.3.2 Procédés chimiques

Contrairement aux procédés physiques, les procédés chimiques sont rentables, quantitatives et peu coûteuses et présentent l'avantage d'être simples à mettre en oeuvre. Les nanoparticules obtenues par ces méthodes sont caractérisées par des morphologies variées et une distribution de tailles relativement étroite. Parmi ces méthodes on peut citer :

- Élaboration des différents systèmes de nanoparticules en utilisant des **précurseurs organométalliques**. Le principe de ce procédé est de décomposer, dans un solvant organique judicieusement choisi, un composé organométallique, dans lequel le métal est à bas degré d'oxydation. Cette décomposition est réalisée par élimination par chauffage des ligands de coordination. L'avantage principale de cette méthode est d'éviter l'emploi de réducteurs chimiques puissants qui provoquent des impuretés qui s'adsorbent à la surface des particules et sont difficiles à éliminer. Ce type de synthèse se décompose en 3 étapes [42] (Figure 1.15):

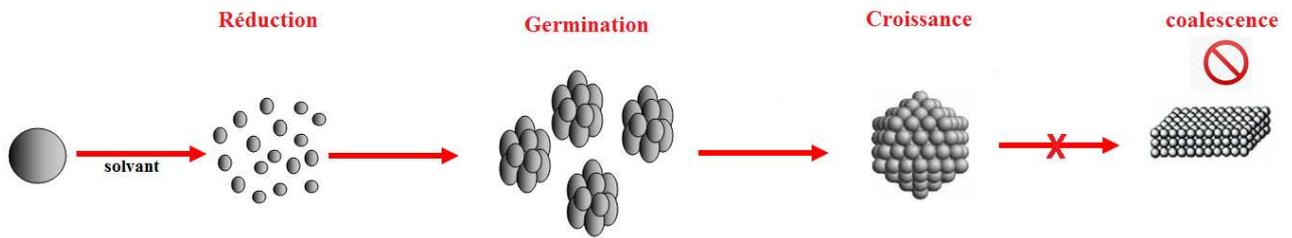


FIG. 1.15 – Schéma de synthèse de nanoparticules à partir d'un précurseur organométallique [42].

1. La réduction: décomposer le précurseur de métal à l'aide d'un réducteur;
2. La germination: l'atome de métal une fois libéré diffuse dans la solution et forme des germes avec d'autres atomes;
3. La croissance: ces germes vont alors croître progressivement. Lors de la croissance des germes, il est nécessaire d'empêcher toute coalescence;

Lors de la croissance des germes, il est nécessaire d'empêcher toute coalescence.

La préparation de nanoparticules de Co et Fe de taille 13.9 ± 1.9 nm et 12.5 ± 1.3 nm, respectivement, est faite par D. K. Lee et al. [43] par la méthode de décomposition thermique de CoCl_2 et FeCl_2 à une température d'environ 286°C , en présence de polymères organiques.

- Un autre procédé chimique pour la fabrication des particules de tailles nanométriques est appelé **voie radio-lytique**. Cette méthode repose essentiellement sur la réduction des ions métalliques en solution au moyen d'espèces produites (en général des électrons) par radiolyse. En effet, la synthèse de nanoparticules métalliques par voie radio-lytique en solution présente l'avantage de conditions physicochimiques simples (température ambiante, pression atmosphérique, absence de contaminants). Au cours de ce procédé, la formation des espèces réductrices se produit directement de la radiolyse du solvant sans besoin l'addition d'un agent réducteur chimique. R. Benoit et al. [44] ont préparé des nanoparticules de bismuth dans de la silice suivant le principe de la synthèse radio-lytique.

1.3.4 Synthèse des nanofluides

La préparation d'un nanofluide n'est pas un simple processus de mélange des nanoparticules dans le fluide de base. Pour obtenir des nanofluides avec des nanoparticules dispersées de manière

homogène, une stabilisation et un mélange correct sont nécessaires dans certaines conditions environnementales. Au cours de la préparation des nanofluides, on doit négliger tout échange chimique avec le fluide de base.

Il existe deux méthodes principales pour préparer des nanofluides: le processus de préparation en une étape et celui en deux étapes (Figure 1.16).

1.3.4.1 Processus de préparation en une étape

Le processus de préparation en une étape consiste à combiner la préparation et la suspension des nanoparticules en même temps (Figure 1.16 (a)). Une micrographie électronique à transmission montrant la taille et la morphologie de l'aggloméré des particules de Cu est présentée sur cette figure. Ce procédé n'utilise pas les processus, à savoir le séchage, le stockage, le transport et la distribution de nanoparticules. Cela conduit à une agglomération minimale, ce qui améliore la stabilité des nanofluides [45, 46].

Bien que des nanofluides stables puissent être obtenus via ce type de processus, ce processus de préparation est compliqué et l'équipement a des exigences de haute qualité et est très coûteux. Pour le moment, la méthode ne convient que pour de petites quantités de production. Si des grandes quantités de nanofluides sont nécessaires, cette technique augmentera les coûts d'investissement [47]. Seuls les fluides à faible pression de vapeur sont compatibles avec un tel processus [5, 48]. De plus, il existe des réactifs résiduels du fait des réactions incomplètes des nanofluides.

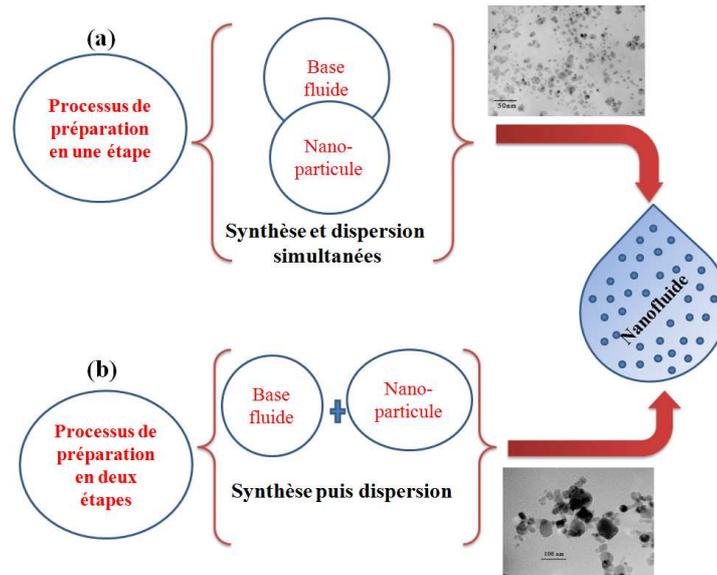


FIG. 1.16 – *Synthèse des nanofluides [49].(a) processus en une étape (b) processus en deux étapes.*

1.3.4.2 Processus de préparation en deux étapes

La méthode en deux étapes est la plus utilisée pour la préparation de nanofluides. Généralement, elle implique deux étapes (Figure 1.16 (b)). Dans un premier temps, des nanoparticules sont produits sous forme de poudre sèche, souvent par condensation de gaz inerte [50]. Les nanoparticules ou nanotubes sont ensuite dispersés dans un fluide au cours d'une seconde étape de traitement à l'aide d'un dispositif de dispersion tel qu'un agitateur magnétique, un homogénéisateur ou en utilisant des dispositifs à ultrasons tels que bain à ultrasons, processeur à ultrasons, etc [51] pour minimiser l'aggrégation des particules et améliorer le comportement en dispersion.

Un tel processus en deux étapes fonctionne bien dans certains cas, tels que les nanofluides constitués de nanoparticules d'oxyde dispersées dans de l'eau déminéralisée. Mais moins de succès a été trouvé lors de la production de nanofluides contenant des nanoparticules métalliques plus lourdes.

La méthode en deux étapes est celle la plus économique pour produire des nanofluides à grande échelle, car les techniques de synthèse des nanopoudres ont déjà été étendues à des niveaux de production industrielle par plusieurs entreprises. On peut constater que les nanoparticules de CuO s'agglomèrent pour former des particules beaucoup plus grosses que les grains individuels avant dispersion. Aucune tentative n'a été faite pour casser les nanoparticules ag-

glomérées, car même des nanoparticules agglomérées ont été dispersées avec succès dans des liquides et ont formé des suspensions stables.

Par rapport à la méthode en une étape, le principal inconvénient de la méthode en deux étapes est l'instabilité des nanofluides en raison de la grande énergie de surface des nanoparticules [52]. De plus, le processus de séchage, de stockage et de transport des nanoparticules était inévitable dans la méthode à deux étapes.

1.3.5 Propriétés thermophysiques des nanofluides

L'ajout des nanoparticules modifie profondément les propriétés thermophysiques des fluides de base (conductivité thermique, masse volumique, la chaleur spécifique, la viscosité dynamique et cinématique...). Nous supposons dans notre travail que les nanoparticules sont bien dispersés de façon uniforme et sont en équilibre thermique avec le fluide de base.

Densité

La densité du nanofluide est donnée par la relation suivante [53]:

$$\rho_{nf} = \left(\frac{m}{V}\right)_{nf} = \frac{m_{np} + m_f}{V_{np} + V_f} = (1 - \varphi) \rho_f + \varphi \rho_{np} \quad (1.2)$$

Avec φ est dite la fraction volumique qui est le rapport du volume des nanoparticules et le volume totale:

$$\varphi = \frac{\text{Volume des nanoparticules}}{\text{Volume totale du nanofluide}} = \frac{V_{np}}{V_{np} + V_f} \quad (1.3)$$

Où :

ρ_{nf} , m_{nf} et V_{nf} désignent respectivement la masse volumique, la masse et le volume du nanofluide.

ρ_f , m_f et V_f désignent respectivement la masse volumique, la masse et le volume du fluide de base.

ρ_{np} , m_{np} et V_{np} désignent respectivement la masse volumique, la masse et le volume de la nanoparticule.

Capacité spécifique

La capacité spécifique est la chaleur calorifique correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour augmenter la température de l'unité de substance de 1 K lors d'une transformation isobare. Pour déterminer la capacité spécifique du nanofluide on a utilisé l'expression suivante [54–56] :

$$(\rho cp)_{nf} = (1 - \varphi) (\rho cp)_f + \varphi (\rho cp)_{np} \quad (1.4)$$

Conductivité thermique

La conductivité thermique est une propriété qui joue un rôle très important dans le phénomène de TC, elle est utilisée pour déterminer l'efficacité du TC d'un fluide ou d'un solide. En plus de sa dépendance de la température, la conductivité thermique d'un nanofluide varie bien en fonction de φ . Elle peut être calculée selon les modèles suivants :

- Modèle de Maxwell (1873) :

Ce modèle est acceptable seulement pour les nanofluides qui contiennent des nanoparticules sphériques et pour des φ relativement faibles. Il a supposé qu'il n'y a pas de contact entre les particules (absence d'interaction mutuelle entre les particules) [57].

$$k_{nf} = k_f \frac{k_{np} + 2k_f - 2\varphi(k_f - k_{np})}{k_{np} + 2k_f + \varphi(k_f - k_{np})} \quad (1.5)$$

Où k_{nf} , k_f et k_{np} désignent respectivement la conductivité thermique du nanofluide, du fluide de base et du nanoparticule.

- Modèle de Bruggeman [58] :

Ce modèle complète celui de Maxwell pour des fractions volumiques relativement élevées. Ce modèle aussi ne tient pas compte ni de la taille des particules ni leur forme.

$$\varphi \frac{k_{np} - k_{nf}}{k_{np} + 2k_{nf}} + (1 - \varphi) \frac{k_f - k_{nf}}{k_f + 2k_{nf}} = 0 \quad (1.6)$$

- Modèle de Hamilton et Crosser :

Ce modèle est un développement du calcul de la conductivité thermique du nanofluide indépendamment de la forme de la nanoparticule qui lui constitue [58].

$$k_{nf} = k_f \frac{k_{np} + (n - 1)k_f - (n - 1)(k_f - k_{np})\varphi}{k_{np} + (n - 1)k_f + \varphi(k_f - k_{np})} \quad (1.7)$$

Où (n) est un facteur de forme empirique:

n=3 pour les nanoparticules sphériques (Modèle de Maxwell)

n=5 pour les nanoparticules cylindriques

- Modèle de Yu et Choi (2003) :

Le nanofluide est modélisé comme un fluide de base et particules solides séparés par une couche nanométrique qui agit comme un pont thermique entre le fluide et les nanoparticules [59].

$$k_{nf} = k_f \frac{k_{np} + 2k_f - 2(1 + \beta')^3(k_f - k_{np})\varphi}{k_{np} + 2k_f + (1 + \beta')^3(k_f - k_{np})\varphi} \quad (1.8)$$

Où β' est le rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules.

- Modèles tenant compte du mouvement brownien :

Dans les systèmes à nanofluides, en raison de la taille des nanoparticules, il se produit un mouvement brownien qui peut affecter les propriétés de TC. Dans une approche conventionnelle de calcul de la conductivité thermique de nanofluides telle que les modèles de Maxwell et de Hamilton-Crosser, l'effet du mouvement brownien des particules est négligé en raison de la grande taille des particules.

À mesure que l'échelle de taille des particules se rapproche de l'échelle du nanomètre, le mouvement brownien des particules et son effet sur les liquides environnants jouent un rôle important dans le TC. Koo et Kleinstreuer [60] et Xuan et al. [61] ont proposé un nouveau modèle de conductivité thermique des nanofluides en ajoutant l'effet du mouvement brownien au modèle de conductivité de Maxwell et en prenant en compte des facteurs tels que la température, la taille des particules, leur concentration en volume et leur propriétés. Ils combinaient la conductivité thermique d'une suspension statique diluée et la conductivité due au mouvement brownien comme suit :

$$k_{nf} = k_f \overbrace{\frac{k_{np} + 2k_f - 2\varphi(k_f - k_{np})}{k_{np} + 2k_f + \varphi(k_f - k_{np})}}^{k_{statique}} + \overbrace{5 \cdot 10^4 \beta \varphi \rho_f c p_f \sqrt{\frac{K_B T}{\rho_f d_{np}}}}^{k_{brownien}} f(\varphi, T) \quad (1.9a)$$

$$f(\varphi, T) = (-6.04 \varphi + 0.4705) \frac{T}{T_{ref}} + 1722.3 \varphi - 134.63 \quad (1.9b)$$

Notant que K_B est la constante de Boltzmann (voir annexe A) et d_{np} est le diamètre de la nanoparticule. β représente la fraction du volume de fluide qui se déplace avec une particule.

Puisque β est lié au mouvement des particules, il devrait dépendre non seulement de la fraction volumique, mais également de la température, de la forme des particules et des propriétés matérielles des particules et du fluide porteur.

Le tableau 1.4 [60] présente la fonction β obtenue pour différentes nanoparticules en fonction de φ de particules ($1\% \leq \varphi$) pour une température qui varie de 300 à 325 K . Nous supposons que β est une fonction de la fraction volumique uniquement, puisque toutes les autres dépendances peuvent être couvertes avec la fonction $f(\varphi, T)$. $f(\varphi, T)$ considère la dépendance accrue à la température due aux interactions entre particules. Elles devraient être déterminées à partir des données expérimentales pour différents nanofluides via la complexité de sa détermination théorique. Cette formulation est valable dans le cas où φ est comprise entre 1 et 4% et la température varie de 300 à 325 K.

TAB. 1.4 – Relations de β proposées dans la littérature pour différents types de nanoparticules [60].

Types de nanoparticules	β
Au-citrate, Ag-citrate, CuO, Cu	$0.0137 (100\varphi)^{-0.8229}$ pour $\varphi < 1\%$
CuO, Cu	$0.0011 (100\varphi)^{-0.7272}$ pour $1\% < \varphi$
Ag	$0.653 (100\varphi)^{0.01}$
Al ₂ O ₃	$0.0017 (100\varphi)^{-0.0841}$
ZnO	$8.4407 (100\varphi)^{-1.07304}$
TiO ₂	$0.000867 (100\varphi)^{-0.9475}$
SiO ₂	$1.9526 (100\varphi)^{-1.4594}$

La figure 1.17 montre la comparaison de la conductivité thermique des fluides caloporteurs et des nanofluides [62]. Les métaux et les oxydes métalliques présentent une conductivité largement supérieure (plus que 100 W/(m.K)) à celle des fluides caloporteurs et aux matières organiques qui ne dépasse pas 1 W/(m.K).

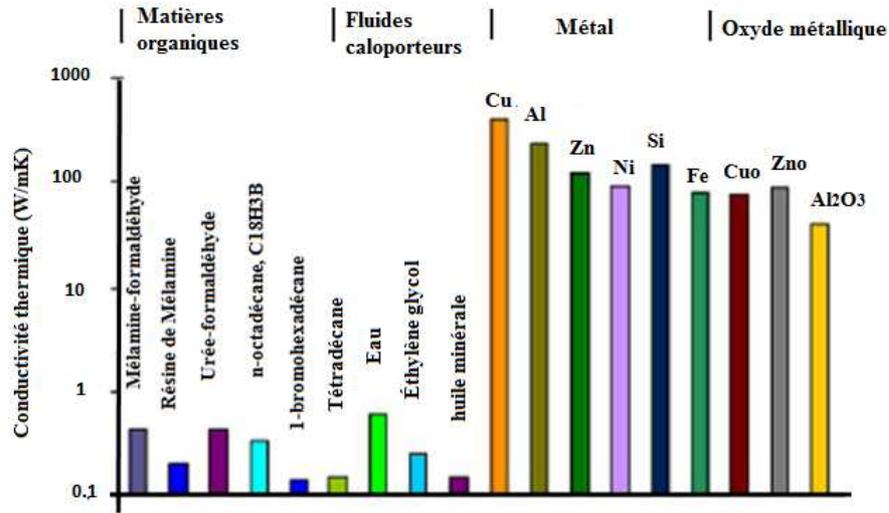


FIG. 1.17 – Comparaison de la conductivité thermique de liquides, polymères et solides courants [62].

La conductivité thermique effective de tout nanofluide est influencée par des principaux paramètres citant à titre d'exemple:

- Type et conductivité thermique du fluide de base;
- Taille et forme des nanoparticules;
- La concentration en nanoparticules;

Viscosité effective

D'une manière générale, les formules existantes dérivent du travail fondamental d'Einstein [63]. Drew et Passman [64] ont présenté l'expression très connue d'Einstein pour évaluer la viscosité effective (μ_{eff}) d'un nanofluide pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides et un fluide de base de viscosité linéaire visqueux (μ_f):

$$\mu_{eff} = \mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5\varphi) \quad (1.10)$$

En prenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques, Batchelor a montré que la viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de φ , comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire de φ avec la présence d'un terme en φ^2 [65]:

$$\mu_{eff} = \mu_{nf} = \mu_f (6.2\varphi^2 + 2.5\varphi + 1) \quad (1.11)$$

Cette relation est restreinte pour les faibles concentrations volumiques ($\varphi < 0.05$). Pour cela, Brinkman [66] a étendue l'équation d'Einstein comme suit :

$$\mu_{eff} = \mu_{nf} = \mu_f \frac{1}{(1 - \varphi)^{2.5}} \quad (1.12)$$

L'obtention exacte de la viscosité apparente du nanofluide se fait par expérience. Xuan et Li [67] ont fait des travaux expérimentales pour déterminer la viscosité apparente du nanofluide (huile-eau transformé et eau-cuivre) pour une marge de températures allant de 20 à 50°C. Les résultats trouvés expérimentalement révèlent une coïncidence relativement bonne avec le modèle de Brinkman.

Le tableau 1.5 illustre le rapport de la viscosité du nanofluide Al_2O_3 -eau et celle le fluide de base (eau) en fonction de fraction volumique φ variant de 0% à 4%. En utilisant le même

TAB. 1.5 – Rapport des viscosités du nanofluide (Al_2O_3 -eau) et fluide de base obtenus à partir des différents modèles précédents.

$\varphi\%$	μ_{nf}/μ_f		
	EINSTEIN	BRINKMAN	BATCHELOR
0	1	1	1
1	1.025	1.0254	1.026
2	1.05	1.0518	1.0525
3	1.075	1.0791	1.0806
4	1.1	1.1074	1.1099

concept pour la détermination de la conductivité effective due au mouvement brownien, la viscosité effective du nanofluide a été donnée par [57, 68] comme suit :

$$\mu_{nf} = \mu_f \frac{1}{(1 - \varphi)^{2.5}} + \frac{k_{brownien}}{k_f} \frac{\mu_f}{Pr_f} \quad (1.13)$$

Conductivité électrique des nanofluides (modèles théoriques)

L'importance de l'estimation de la conductivité électrique a été soulignée plus intensément il y a environ 3 à 4 ans lorsque la recherche sur ce sujet a clairement augmenté. Le modèle de Maxwell [69] est considéré applicable principalement aux faibles concentrations de nanoparticules sphériques et estime la conductivité électrique du nanofluide en fonction de la conductivité

électrique des nanoparticules et du fluide de base :

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} = 1 + \frac{3 \left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f} - 1 \right) \varphi}{\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f} + 2 - \left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f} - 1 \right) \varphi} \quad (1.14)$$

Cruz et al. [70] ont suggéré, sur la base du modèle classique de Maxwell, d'autres équations comme :

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} = \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\varphi, & \text{for } \sigma_{np} \ll \sigma_f \text{ (particules isolantes)} \\ 1, & \text{for } \sigma_{np} = \sigma_f \text{ (conductivité égale)} \\ 1 + 3\varphi, & \text{for } \sigma_f \ll \sigma_{np} \text{ (particules hautement conductrices)} \end{cases} \quad (1.15)$$

En revanche, l'effet théorique, prédit par le modèle de Bruggeman [71], de la fraction volumique des particules sur la conductivité électrique relative est donné comme suit :

$$\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f} - 1 \right) (1 - \varphi) = \left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f} - \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \right) \left(\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.16)$$

1.3.6 Comportement newtonien et non newtonien des nanofluides

Il existe encore un débat concernant le comportement newtonien ou non newtonien des nanofluides. Le comportement newtonien a été rapporté dans [72, 73] pour les nanofluides $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$, [74] pour les nanofluides $\text{Cu-H}_2\text{O}$ et [75] pour les nanofluides $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-PG}$ (Propylène glycol), alors que le comportement non newtonien des nanofluides a été rapporté dans [76, 77].

Des analyses rhéologiques détaillées montrent que les nanofluides peuvent présenter un comportement newtonien ou non newtonien, en fonction de la taille et de la forme des particules, de leur concentration, de la viscosité du liquide de base et de la chimie de la solution.

- Yu et al. [78] ont déclaré que la rhéologie newtonienne ou non newtonienne des nanofluides dépend fortement de la fraction volumique des nanoparticules;
- Pour les nanofluides dilués actuels, les nanoparticules se répartissent uniformément dans le fluide de base. Cette distribution homogène de nanoparticules réduit l'agrégation de nanoparticules dans ce fluide, conduisant à un comportement newtonien;
- Le comportement rhéologique du nanofluide devient newtonien pour des taux de cisaillement élevés;
- Les nanofluides constitués de fluides de faible viscosité (par exemple l'eau) sont plus

susceptibles de présenter un comportement non newtonien que ceux constitués de fluides de base très visqueux (par exemple l'éthylène glycol et le propylène glycol);

1.3.7 Domaine d'applications des nanofluides

Les nanotechnologies sont utilisées ou envisagées pour de nombreuses applications visant à fournir des sources d'énergie plus propres et plus efficaces. Grâce à leurs propriétés thermophysiques améliorées, les nanofluides peuvent être utilisés dans de nombreux domaines industriels [79, 80].

- L'industrie automobile :

Les nanofluides ont des applications potentielles comme liquide de refroidissement pour les moteurs, liquide de transmission automatique, liquide de frein, lubrification pour des engrenages, liquide de transmission, huile des moteurs et graisse. Les nanoparticules dans les nanofluides forment un film protecteur de dureté faible et dont le module d'élasticité à la surface usée peut être considéré comme la principale raison pour laquelle certains nanofluides présentent d'excellentes propriétés lubrifiantes. En plus, la très petite taille des nanoparticules et les propriétés lubrifiantes de certaines d'entre elles permettraient leur emploi comme fluide pour les transmissions. La première application dans le système de transmission automatique de puissance de refroidissement réalisée par Senthilraja et al. [81] montre que les nanofluides contenant les nanoparticules du CuO présentent la distribution de la température la plus basse et, par conséquent, la meilleure performance de TC;

- Refroidissement industriel :

L'application de nanofluides dans le refroidissement industriel entraînera de grandes économies d'énergie et des réductions d'émissions polluantes;

- Chauffage des bâtiments et réduction de la pollution :

Les nanofluides peuvent être appliqués dans les systèmes de chauffage des bâtiments. Ils nécessitent des systèmes de chauffage plus petits, capables de fournir la même quantité d'énergie thermique que les systèmes de chauffage plus grands, mais sont moins coûteux. Cela réduit le coût initial de l'équipement, à l'exclusion du coût des nanofluides. Cela réduira également les polluants environnementaux car les plus petites unités de chauffage consomment moins d'énergie et que l'unité de TC a moins de déchets liquides et de matériaux à éliminer à la fin de son cycle de vie;

- 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, refroidissement des miroirs et filtres des lasers et rayons X de forte puissance... Pour les applications énergétiques des nanofluides, deux propriétés remarquables sont utilisées : l'une est la conductivité thermique supérieure des nanofluides, ce qui améliore le TC, et l'autre, les propriétés d'absorption des nanofluides;

- Industrie biomédicale :

Pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement de cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Lors d'une chirurgie, les nanofluides sont utilisés pour produire le refroidissement efficace autour de région chirurgicale.

- Stockage d'énergie :

La différence temporelle entre la source d'énergie et les besoins en énergie a rendu nécessaire le développement d'un système de stockage. Le stockage de l'énergie thermique sous forme de chaleur sensible et latente est devenu un aspect important de la gestion de l'énergie. L'accent étant mis sur l'utilisation et la conservation efficaces de la chaleur résiduelle et de l'énergie solaire dans l'industrie et les bâtiments. Liu et al. [82] ont préparé un nouveau type de matériaux à changement de phase (MCP) en mettant en suspension une petite quantité de nanoparticules de TiO_2 dans une solution aqueuse saturée de BaCl_2 . Les nanofluides utilisés comme des MCP présentaient des conductivités thermiques remarquablement élevées par rapport au matériau de base. Les nanoparticules de cuivre sont des additifs efficaces pour améliorer les vitesses de chauffage et de refroidissement des MCP [83];

- Absorption solaire :

Les nanofluides sont utilisés pour augmenter le TC dans les capteurs solaires avec systèmes de stockage. Le capteur solaire à absorption directe est une technologie bien établie; toutefois, l'efficacité de ce capteur est limitée par les propriétés d'absorption du fluide de travail, qui est très médiocre pour les fluides classiques utilisés. Récemment, cette technologie a été associée aux suspensions des nanoparticules dans un liquide pour créer une nouvelle classe de capteurs solaires à base de nanofluides.

- Autres applications : échangeur de chaleur, refroidissement des systèmes nucléaire, calo-
-

ducs, piles à combustible, forage...

1.3.8 Avantages des nanofluides

Lorsque les nanoparticules sont correctement dispersées, les caractéristiques des nanofluides devraient offrir des avantages par rapport aux fluides caloporteurs classiques pour les intensifications de TC [84, 85]:

- La grande surface de nanoparticules permet d'augmenter le TC. Les nanoparticules d'une taille inférieure à 20 nm portent 20% de leurs atomes à leur surface, ce qui les rend instantanément disponibles pour une interaction thermique. Un autre avantage est la mobilité des nanoparticules, due à la petite taille, qui peut provoquer une micro-convection et donc un TC accru. La micro-convection et l'augmentation du TC peuvent également augmenter la dispersion de la chaleur dans le fluide à un rythme plus rapide;
- Vue leurs petites tailles, les nanoparticules pèsent moins et les risques de sédimentation sont également moindres. Cette sédimentation réduite peut pallier l'un des inconvénients majeurs des suspensions et rendre les nanofluides plus stables;
- Les nanofluides constituent non seulement un meilleur moyen de TC, mais ils conviennent également aux applications à microcanaux dans lesquelles des charges thermiques élevées sont rencontrées. La combinaison de microcanaux et de nanofluides fournira à la fois des fluides hautement conducteurs et une grande surface de TC. Cela ne peut pas être atteint avec des méso ou microparticules car elles obstruent les microcanaux;
- Une très grande économie de puissance de pompage, énergie amenée au système pour compenser celle dissipée par le frottement lors d'un écoulement dans une singularité, peut être obtenue si une augmentation importante de la conductivité thermique peut être obtenue avec suspension des nanoparticules à une petite fraction volumique;

1.3.9 Limites d'utilisation des nanofluides

L'utilisation des nanofluides semble attractive dans une large gamme d'applications, comme il est indiqué dans la section précédente. Ces applications sont freinées par des nombreux facteurs. Le présent section met donc l'accent sur de nombreux défis importants qui devraient être résolus:

- Mauvaise stabilité à long terme de la suspension:
-

Les stabilités physiques et chimiques à long terme des nanofluides présentent un problème pratique important en raison de l'agrégation de nanoparticules due à la suspension non homogène.

- Augmentation de la perte de charge et de la puissance de pompage:

On sait qu'une densité et qu'une viscosité plus élevées entraînent une chute de pression et une puissance de pompage plus élevées. Il existe de nombreuses études montrant l'augmentation significative de la perte de charge en utilisant les nanofluides par rapport au fluide de base. Choi [86] a calculé expérimentalement une augmentation de 40% de la puissance de pompage lors de l'usage des nanofluides par rapport à l'eau pur pour un débit donné;

- Chaleur spécifique plus faible:

Un fluide caloporteur idéal doit posséder une valeur de chaleur spécifique plus élevée pour pouvoir échanger plus de chaleur. Des études antérieures montrent que les nanofluides présentent une chaleur spécifique inférieure à celle du fluide de base. Cela limite l'utilisation de l'application nanofluide;

- Coût élevé des nanofluides :

Les nanofluides sont préparés selon une méthode en une ou deux étapes. Les deux méthodes nécessitent des équipements avancés et sophistiqués. Cela conduit à un coût de production plus élevé des nanofluides. Par conséquent, le coût élevé des nanofluides est un inconvénient dans leurs exploitations industriels;

1.4 Milieu poreux et nanofluides

1.4.1 Définition du milieu poreux

Un milieu poreux est un corps composé à l'échelle microscopique d'une matrice solide perméable à un écoulement de fluide. Il comporte des vides appelés pores de tailles et de géométries différentes, plus ou moins interconnectés [87] (Figure 1.18). Un ou plusieurs fluides peuvent s'écouler à travers un matériau poreux grâce à l'interconnexion de ces pores. Les milieux poreux jouent un rôle primordial dans des nombreux domaines industriels et des phénomènes naturels (génie pétrolier, génie chimique et l'électrochimie, la géothermie, le génie thermique, le génie civil, la médecine, la biochimie, l'agriculture) selon la forme et la taille des grains et

des pores de la matrice, ainsi que les propriétés physico-chimiques des matériaux constitutifs ou leurs échelles.

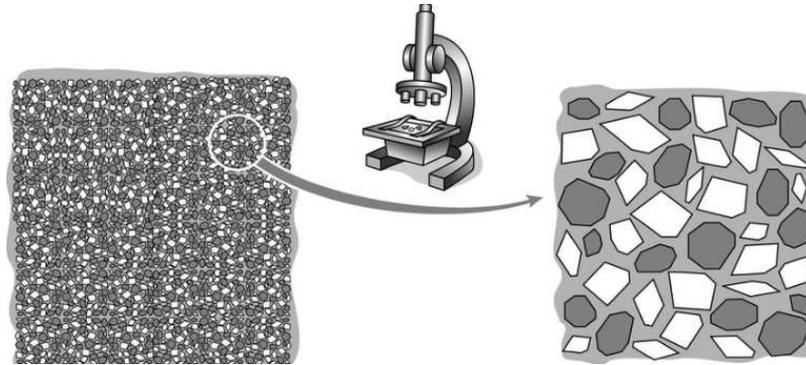


FIG. 1.18 – Schéma d'un milieu poreux [87].

Un milieu poreux peut se présenter généralement sous les deux formes suivantes:

- Milieu poreux non consolidé (granulaire) dans lequel la phase solide est formée d'un empilement de grains ou de fibres non soudés entre eux (graviers, sable, billes de verre et d'acier, coton);
- Milieu poreux consolidé dans lequel la phase solide compacte ne peut pas se diviser en grains ou fibres (Roches calcaires, grès, argiles, céramiques, tissus végétaux et animaux...);

Au sein de ces milieux, plusieurs phénomènes physico-chimique de transport sont mis en jeu. L'étude de ces phénomènes nécessite une connaissance des propriétés de transfert (de masse, de quantité de mouvement et d'énergie), qui dépendent de la morphologie de la matrice solide et de ses propriétés mécaniques. De plus, les résultats obtenus par ces phénomènes sont dépendants de plusieurs échelles/niveaux de longueur sur lesquelles un tel système peut être homogène ou non. Dans le cadre de notre étude, les principales échelles de longueur qui décrivent les hétérogénéités du milieu poreux selon Haldorsen et Lake [88] sont :

- Le niveau microscopique : le fluide est essentiellement discontinu, il est composé de molécules en agitation thermique continue. Il est appelé aussi échelle de pore (liée au diamètre moyen des pores) à l'intérieur de laquelle les grandeurs locales peuvent être très largement variées.
- Le niveau mésoscopique : c'est une échelle intermédiaire entre le niveau microscopique et celui macroscopique. Des macro-pores, des agrégats et des composants d'interfaces sont pris en compte et désormais homogènes à ce niveau;
- Le niveau macroscopique : c'est l'échelle du milieu poreux, caractéristique des variations significatives des grandeurs locales, définies en moyenne sur un Volume Élémentaire

Représentatif noté V.E.R (Figure 1.18). L'importance d'un V.E.R est qu'il satisfait localement aux propriétés du système. Dans la plupart des applications, les matériaux sont considérés comme homogènes au niveau macroscopique, mais les hétérogénéités peuvent encore être présentes;

1.4.2 Matériau poreux et théorie de la continuité

Les pores constituant le milieu poreux sont de formes et de tailles irrégulières. En dépassant l'échelle du pore, ce système ne peut pas être décrit théoriquement. Par conséquent, on revient à la théorie de la continuité pour présenter une approximation du système poreux plus facile à traiter. Cette approximation consiste à remplacer le système physique réel qui présente des variations très rapides par un système continu. L'hypothèse de la continuité suppose que les propriétés du matériau varient de façon continue d'un point macroscopique à un autre pour permettre l'utilisation du calcul différentiel pour décrire les processus s'y déroulant. Pour un point mathématique dans l'espace continue, la valeur d'une variable physique en chaque point résulte d'une moyenne de la propriété physique réelle sur un V.E.R.

1.4.3 Grandeurs caractéristiques des matériaux poreux

Les écoulements en milieu poreux sont décrits par un certain nombre de grandeurs principalement la porosité et la perméabilité. Ces grandeurs apparaissent dans les équations d'écoulement et du transport qui sont définies pour un milieu continu.

- Porosité: le matériau doit contenir des pores délimités par une matrice solide. La porosité noté ε est définie numériquement comme la fraction du volume occupé par les pores (vides), V_p , et le volume total du milieu, V_t . Elle varie entre 0 (solides pleins) et 1 (volume complètement vide). La porosité n'a pas d'unité puisqu'il s'agit d'un rapport de mêmes propriétés. Elle est souvent exprimée en pourcentage.

$$\varepsilon = \frac{V_p}{V_t} \quad (1.17)$$

On trouve dans le tableau 1.6 la porosité de quelques matériaux poreux [89, 90]:

- Perméabilité: La perméabilité (K) est une notion dynamique définie comme étant l'aptitude de circulation qu'offre un milieu poreux à un fluide lors de son écoulement à travers les pores de ce milieu. Elle est liée au diamètre des particules et à la porosité. Nous

TAB. 1.6 – Porosité de quelques matériaux [89, 90].

Matériaux	Porosité (ε)	Perméabilité K (m^2)
Béton standard	0.02 \rightarrow 0.07	
Briques	0.12 \rightarrow 0.34	$4.8 \times 10^{-15} \rightarrow 2.2 \times 10^{-13}$
Calcaire (dolomite)	0.04 \rightarrow 0.1	$2 \times 10^{-15} \rightarrow 4,5 \times 10^{-14}$
Catalyseur	0.45	
Charbon	0.45	
Cuir	0.56 \rightarrow 0.59	$9.5 \times 10^{-14} \rightarrow 1.2 \times 10^{-13}$
Cuivre en poudre	0.09 \rightarrow 0.34	$3.3 \times 10^{-10} \rightarrow 1.5 \times 10^{-9}$
Fibre de verre	0.88 \rightarrow 0.93	
Fil à tisser	0.68 \rightarrow 0.76	
Filtre de cigarettes	0.17 \rightarrow 0.49	
Grains de silice	0.65	
Granulé de pierres	0.44 \rightarrow 0.45	
Matériau mousseux	0.98	
Mousse métalliques	0.85 \rightarrow 0.95	$10^{-9} \rightarrow 10^{-10}$
Poudre d'ardoise noire	0.57 \rightarrow 0.66	$4.9 \times 10^{-14} \rightarrow 1.2 \times 10^{-13}$
Poudre de cuivre	0.09 \rightarrow 0.34	
Pierre à chaud	0.04 \rightarrow 0.10	
Sable	0.37 \rightarrow 0.50	$2 \times 10^{-11} \rightarrow 1.8 \times 10^{-10}$
Terre	0.43 \rightarrow 0.54	$2.9 \times 10^{-13} \rightarrow 1.4 \times 10^{-11}$

trouvons dans la littérature plusieurs expressions notons à titre d'exemple :

♣ Relation de Kozeny-Carman [91] :

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^3}{36 C_0 (1 - \varepsilon)^2} \quad (1.18)$$

♣ Relation d'Ergun [91] :

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^3}{150 (1 - \varepsilon)^2} \quad (1.19)$$

♣ Pour un faisceau de tubes capillaires parallèles [91] :

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^2}{32} \quad (1.20)$$

- Conductivité et diffusivité thermiques effectives:

La diffusivité thermique d'un milieu contrôle la diffusion d'énergie en mode purement conducteur. En effet, elle caractérise la vitesse de propagation de la chaleur dans un

milieu poreux. Elle s'écrit comme suit :

$$\alpha_{eff} = \frac{k_{eff}}{\varepsilon(\rho cp)_f + (1 - \varepsilon)(\rho cp)_s} \quad (1.21)$$

k_{eff} est la conductivité thermique effective d'un milieu poreux rempli de fluide. Au cours de convection forcé dans un milieu poreux, elle peut être obtenue en prenant simplement en compte la fraction volumique de chaque substance, en donnant la relation résultante en fonction de la porosité et de la conductivité thermique de chaque substance.

$$k_{eff} = \varepsilon k_{nf} + (1 - \varepsilon) k_s \quad (1.22)$$

Avec k_{nf} et k_s sont respectivement les conductivités thermiques de la phase nanofluide et solide et ε est la porosité. Cependant, cette équation ne tient pas compte de la convection naturelle entre les phases solide et fluide, du rayonnement ou de caractéristiques structurelles distinctes.

1.4.4 Modèles d'écoulement en milieu poreux

L'écoulement dans un milieu poreux est modélisé par un ensemble des lois :

- Loi de Darcy :

En 1856, Henry Darcy [92] est l'un des premiers scientifiques qui a mené une étude expérimentale approfondie des écoulements dans les milieux poreux. Cette loi est initialement obtenue sur des expériences unidimensionnels dans des colonnes formées de sable, homogènes et isotropes. Elle est aujourd'hui généralisée à des fluides incompressibles en l'exprimant selon les propriétés intrinsèques du milieu poreux et du fluide pour les écoulements multidirectionnels :

$$\vec{u} = \frac{K}{\mu} \left(\vec{\nabla} P - \rho \vec{g} \right) \quad (1.23)$$

Où \vec{u} , μ , K , ρ , P et \vec{g} sont respectivement le vecteur vitesse de Darcy, la viscosité dynamique du fluide, la perméabilité du milieu poreux, la masse volumique du fluide saturant, la pression appliqué. La loi de Darcy ne s'applique cependant que pour un régime d'écoulement laminaire. Un écoulement à grande vitesse sera turbulent donc les pertes d'énergie par frottement visqueux ne sont plus proportionnelles à la vitesse, mais

à une puissance de celle-ci la loi de Darcy ne peut pas être appliquée.

- Formulation de Brinkmann :

L'équation de Brinkmann est une alternative à l'équation de Darcy en introduisant un terme équivalent au terme de diffusion visqueuse dans la loi de Stokes. Elle prend la forme suivante :

$$\overbrace{\vec{u} - \frac{K}{\mu} \left(\vec{\nabla} P - \rho \vec{g} \right)}^{\text{terme de Darcy}} = \overbrace{\mu_{eff} \vec{\nabla}^2 \vec{u}}^{\text{terme de Brinkmann}} \quad (1.24)$$

Cette loi empirique est connue sous le nom de la formulation de Darcy-Brinkmann. L'évaluation de la viscosité équivalente (μ_{eff}) est une difficulté dans l'utilisation de ce modèle. Cette formulation présente deux termes visqueux : terme usuel de Darcy (μ) et le second est similaire au terme laplacien qui apparaît dans l'équation de Navier-Stokes (μ_{eff}). Brinkman suppose que ces deux viscosités sont égales, mais en général ce n'est pas vrai.

- Formulation de Brinkman-Wooding :

Par analogie avec les équations de Navier-Stokes, Wooding [93] a proposé une extension de l'équation de Darcy-Brinkmann en introduisant un terme convectif :

$$\overbrace{\frac{\rho}{\varepsilon} \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \vec{u}}^{\text{terme convectif}} = -\vec{\nabla} P - \frac{\mu}{K} \vec{u} + \mu_{eff} \vec{\nabla}^2 \vec{u} \quad (1.25)$$

Le terme de convection tient compte des effets inertiels quand les vitesses sont importantes.

- Formulation de Forchheimer :

Avec l'augmentation de la vitesse, l'effet inertiel, non linéaire devient important et l'équation de Darcy devient insuffisante pour décrire l'écoulement. L'équation de Darcy est remplacé par l'équation suivante :

$$\vec{u} = \frac{K}{\mu} \left(\vec{\nabla} P - \rho \vec{g} - \overbrace{\frac{\rho F}{K} |\vec{u}| \vec{u}}^{\text{terme de Forchheimer}} \right) \quad (1.26)$$

Pour des vitesses d'écoulement élevées, le terme convectif de Forchheimer devient prépondérant.

- Formulation de Darcy-Brinkmann-Forchheimer (DBF):

Les modifications proposées par Forchheimer et Brinkman ont conduit au modèle générale

suivant :

$$\frac{\rho}{\varepsilon} \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} = -\vec{\nabla} P + \frac{\mu_{eff}}{\varepsilon} \vec{\nabla}^2 \vec{u} - \frac{\mu}{K} \vec{u} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}} |\vec{u}| \vec{u} \quad (1.27)$$

1.5 Equations de conservation dans les milieux poreux

Un rappel des équations traduisant les lois de conservation régissant l'écoulement des nanofluides dans un canal poreux est présenté dans la suite de ce chapitre. Nous considérons un V.E.R pour analyser les variations au cours du temps, de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces.

1.5.1 Equation de conservation de masse

Elle est déduite du principe de conservation de masse et s'exprime comme suit :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.28)$$

1.5.2 Equation de conservation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\underbrace{\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u}}_{(a)} = - \underbrace{\frac{1}{\rho_{nf}} \vec{\nabla} P}_{(b)} + \underbrace{v_{nf} \vec{\nabla}^2 \vec{u}}_{(c)} - \underbrace{\frac{v_{nf}}{K} \vec{u}}_{(d)} - \underbrace{\frac{F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |\vec{u}| \vec{u}}_{(e)} + \underbrace{\vec{F}}_{(f)} \quad (1.29)$$

u : est une quantité moyennée à travers un volume élémentaire,

- (a): Forces inertielles macroscopiques,
- (b): Gradient de pression,
- (c): Terme visqueux de Brinkman,
- (d): Terme de Darcy,
- (e): Terme de Forchheimer (forces inertielles microscopiques),
- (f): Forces extérieures,

p est la pression et ε est la porosité. L'indice nf se réfère à la phase nanofluide. L'opérateur ∇ est l'opérateur de gradient microscopique. Dans l'équation (1.29), K est la perméabilité du milieu poreux qui peut être calculée en utilisant la relation empirique d'Ergun, en supposant un milieu poreux homogène.

\vec{F} représente la totale des forces extérieures.

1.5.3 Equation de conservation de l'énergie

Pour un écoulement d'un nanofluide incompressible dans un milieux poreux soumis à un champs magnétique, les deux formes d'équations s'écrivent comme suit:

- Pour une distribution homogène des nanoparticules:

$$\left(\varepsilon(\rho cp)_{nf} + (1 - \varepsilon)(\rho cp)_s \right) \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho cp)_{nf} \nabla \left(\frac{uT}{\varepsilon} \right) = k_{eff} \nabla^2 T + s_\theta \quad (1.30)$$

- Pour une distribution hétérogène des nanoparticules:

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon(\rho cp)_{nf} + (1 - \varepsilon)(\rho cp)_s \right) \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho cp)_{nf} \nabla \left(\frac{uT}{\varepsilon} \right) &= k_{eff} \nabla^2 T \\ &+ \underbrace{\varepsilon(\rho cp)_{np} \left(D_B (\nabla \varphi \nabla T) + D_T \frac{\nabla T \nabla T}{T_{ref}} \right)}_{s'_\theta} + s_\theta \end{aligned} \quad (1.31)$$

T , ρ , cp et k représentent dans l'équation (1.31) la température, la densité, la chaleur spécifique et la conductivité thermique, respectivement. L'indice nf et s réfèrent aux phases nanofluide et solide, respectivement. s_θ est le terme source du champ de la température due aux forces extérieures et à la dissipation visqueuse.

D_B est la diffusivité brownienne (ou coefficient de diffusion) et D_T est le coefficient de diffusion thermique (voir chapitre 2).

1.5.4 Equation de conservation des nanoparticules

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \left(\frac{u\varphi}{\varepsilon} \right) = \varepsilon \nabla \left(\underbrace{D_B (\nabla \varphi)}_{TermI_{conc}} + \underbrace{D_T \frac{\nabla T}{T_{ref}}}_{TermII_{conc}} \right) \quad (1.32)$$

La dernière équation montre l'existence d'un couplage direct entre l'équation d'énergie et celle de fraction volumique. Ce couplage est dû au flux de masse produit par un gradient de température ($TermII_{conc}$) et au flux thermique produit par un gradient de concentration ($TermI_{conc}$). c'est connu sous le nom "effet de Soret et Defour" [97].

1.6 Convection magnétohydrodynamique des nanofluides dans les milieux poreux

L'intensification du TC semble être intéressante en optimisant deux paramètres importants, à savoir la conductivité thermique du fluide et la surface d'échange. La technique bénéfique consistant à utiliser un écoulement des nanofluides dans un milieu poreux en raison de leurs implémentations dans les processus réels et industriels (hydraulique, génie pétrolier, géologie, agriculture, génie civil, industrie chimique, etc). Les milieux poreux assurent un TC important dans un volume donné [98–100].

Une revue systématique faite par Hadadian et al. [101] a montré que l'amélioration du TC à travers un support poreux est une direction de recherche très importante qui nécessite une attention particulière via des investigations expérimentales, informatiques et théoriques. Ainsi, comme le signalent **Kasaeian et al.** [102], la quantité de chaleur transférée d'une source de chaleur aux fluides peut être considérablement augmentée en utilisant simultanément des nanofluides et des milieux poreux.

L'application d'un champ magnétique externe comme paramètre de contrôle de la convection des nanofluides dans les milieux poreux a attiré l'attention de beaucoup de chercheurs [103–106] au cours de ces dernières années. **Javaherdeh et al.** [107] ont utilisé la LBM pour étudier les effets d'un champ magnétique vertical uniforme ($Ha=0, 5, 10$ et 15) sur l'écoulement et de TC par couplage fluide-solide dans un canal partiellement rempli de milieu poreux ($\varepsilon=0.74$). Le nanofluide d' $Al_2O_3-H_2O$ ($\varphi=0\%, 3\%, 5\%$ et 7%), considéré comme un fluide de travail ayant des propriétés thermosensibles, est forcé de s'écouler dans le canal tandis que les parois supérieure et inférieure du canal sont chauffées et maintenues à une température constante. Les auteurs ont observé une augmentation considérable de la température moyenne, de la vitesse à la sortie du canal et du taux de TC pour des hautes fractions volumiques de nanoparticules. En outre, l'augmentation du nombre de Hartmann (Ha) entraîne une lente croissance du nombre moyen de Nusselt, bien que la température et la vitesse moyennes à la sortie montrent une légère baisse.

Sheikholeslami et al. [108] ont étudié la convection forcée MHD de nanofluide dans une cavité poreuse avec un obstacle circulaire chaud en utilisant LBM. Le système poreux est rempli de nanofluide $CuO-H_2O$ et un champ magnétique horizontal a été appliqué. L'impact du mouvement brownien a été pris en compte pour la modélisation des nanofluides. Les résultats

révèlent que la convection s'améliore avec l'augmentation du nombre de Reynolds mais diminue avec l'augmentation des forces de Lorentz. Le gradient de température varie inversement avec le nombre de Hartmann.

Ashorynejad et al. [109] ont appliqué LBM à l'étude des effets d'un champ magnétique vertical uniforme sur la thermohydrodynamique du nanofluide Cu-H₂O dans un canal partiellement poreux. Le nanofluide Cu-H₂O à gradient de pression constant est forcé de s'écouler dans le canal tandis que la paroi supérieure est chauffée par un flux de chaleur constant et que la paroi inférieure ondulée du canal est isolée de la chaleur. Le support poreux est modélisé à l'aide du modèle Brinkman-Forchheimer. Ils ont été observé qu'un gradient de pression plus élevé dans le canal (débit plus rapide) entraînait un TC plus efficace de la paroi chaude. Lors du renforcement du champ magnétique, le fluide est de plus en plus emprisonné dans la couche poreuse. En appliquant un fort champ magnétique sur le canal, la performance principale de la couche poreuse pour l'amortissement du flux de fluide disparaît. Cependant, une légère amélioration du taux de TC ne se produit qu'en raison de la conductivité élevée du matériau poreux. Enfin, ils ont été observé que des nombres de Darcy plus élevés dans un canal avec un gradient de pression constant entraînaient des débits de TC plus élevés.

Un écoulement MHD d'un nanofluide à base de H₂O dans une conduite perméable a été démontrée par **Li et al.** [110]. Des nanoparticules d'oxyde de cuivre ont été dispersées dans H₂O. Les propriétés du nanofluide ont été prédites en considérant le mouvement brownien. Les impacts du nombre de Reynolds, Hartmann, de la concentration en nanofluides et de Darcy sur le mouvement des nanofluides ont été discutés en considérant le mouvement brownien. Les résultats montrent qu'une couche limite thermique plus fine peut être observée avec l'augmentation de nombre de Darcy. L'utilisation d'un champ magnétique fait disparaître le vortex secondaire et crée des isothermes parallèles.

Zahmatkesh et al. [111] ont utilisé le modèle mathématique de Buongiorno pour simuler à la fois la convection naturelle et la convection mixte d'un nanofluide dans des cavités carrées poreuses. Des températures constantes et variables sont prescrites sur les parois latérales, tandis que celles restantes sont maintenues adiabatiques. De plus, toutes les limites sont supposées être imperméables au fluide de base et aux nanoparticules. L'impacte du nombre de thermophoreses sur la force du flux et le nombre moyen de Nusselt est plus importante que le paramètre de diffusion brownien.

Mchirgui et al. [112] ont étudié numériquement la convection à double diffusion dans une

cavité carrée poreuse et est soumise à des gradients thermiques et de concentration horizontaux. L'analyse est réalisée à l'aide de la formulation de Darcy-Brinkman. Avec une augmentation du nombre de thermophorèses, des changements progressifs se produisent dans les isocontours de la température et de la fraction volumique des nanoparticules. Le paramètre de diffusion brownien et le coefficient de flottabilité n'ont presque aucun effet sur le nombre de Nusselt dans la convection naturelle, mais avec une augmentation de nombre de Rayleigh, ils deviennent progressivement plus influents dans la convection mixte.

Cependant, peu de travaux ont porté sur cet effet lors de l'écoulement de nanofluides coulé dans un élargissement brusque (BFS) vue son importance dans de nombreuses applications d'ingénierie. Une étude numérique de la convection forcée laminaire d'un écoulement de nanofluide dans un BFS sous l'influence d'un champ magnétique incliné a été menée par **Selimfendigil et Öztop** [113]. À l'entrée du canal, une vitesse parabolique et une température uniforme sont imposées. La paroi inférieure du canal est chauffée de manière isotherme et les autres parois du canal sont supposées adiabatiques. La conductivité thermique effective du nanofluide inclut l'effet du mouvement brownien. Leur récente étude numérique a porté sur l'effet d'une convection mixte laminaire de nanofluide CuO- H₂O dans un BFS muni d'un obstacle triangulaire et sous l'effet d'un champ magnétique [114]. L'obstacle affecte la distribution du nombre de Nusselt près de l'expansion, en particulier pour les valeurs faibles du nombre de Hartmann.

Un flux de nanofluides hybrides à convection forcée dans un BFS sous un champ magnétique non uniforme a été numériquement étudié par **Mehrez et al.** [115]. La source magnétique externe est placée dans le bord de l'expansion. La croissance du mode de TC par conduction augmente avec le nombre de Hartmann. Les effets de la force de Lorentz et des nanoparticules hybrides sur le vitesse d'amélioration du TC sont fortement liés à la fraction volumique des nanoparticules, aux nombres de Hartmann et aux nombres de Reynolds.

Récemment, **Hussain et al.** [116] ont axé sur une étude numérique de l'effet de la porosité et des paramètres de génération /absorption de chaleur interne sur le flux convectif mixte de nanofluide AL₂O₃-H₂O dans un BFS parallèlement à la génération d'entropie.

Le grand nombre de publications récentes de journaux, d'articles de synthèse et de livres sur l'écoulement des nanofluides et le transfert de chaleur à travers des supports poreux démontre clairement l'importance de ce sujet.

1.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre introductif une étude bibliographique, en premier lieu, sur les différents nanofluides utilisés au cours de cette décennie, leurs propriétés physiques et leurs applications dans de nombreux processus réels et industriels et en deuxième lieu, sur les comportements dynamique et thermique des écoulements dans les milieux poreux, y compris la modélisation des équations décrivant le phénomène de transport au sein de ces systèmes poreux. Cette revue résume aussi les dernières études sur les applications des nanofluides en milieu poreux en appliquant un champ magnétique. La combinaison de nanofluides et de milieu poreux offre un potentiel plus important d'amélioration du TC comparé à celui qui serait véhiculé par les fluides classiques dans divers systèmes thermiques.

Chapitre 2 :

Lattice Boltzmann sur réseau pour les nanofluides dans les milieux poreux

2.1 Introduction

Le développement de nouvelles méthodes numériques pour des applications en dynamique des fluides a progressé rapidement ces dernières années. Au début des années 90, ces nouvelles techniques incluent la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM en anglais : Lattice Boltzmann Method). LBM est devenue une méthode numérique prometteuse, alternative à la dynamique des fluides numérique (CFD) pour la simulation de divers écoulements de fluide sur une échelle mésoscopique. LBM a été exploitée avec succès dans plusieurs phénomènes de transport complexes et des écoulements de fluides, allant des écoulements à faible nombre de Reynolds en milieu poreux aux turbulences isotropes pleinement développées.

En tenant compte des forces externes et internes agissant sur les nanoparticules en suspension et des interactions entre les nanoparticules et les particules fluides, un modèle de Boltzmann sur réseau est proposé pour la simulation des processus de transfert d'énergie au sein des nanofluides.

2.2 Méthode de Boltzmann sur réseau : histoire

La méthode de Boltzmann sur réseau trouve ses racines dans la théorie cinétique des gaz. Particulièrement, elle a été développée à partir des automates cellulaires de gaz sur réseau (LGCA), conçus à l'origine par Stanislaw Ulam et John von Neumann dans les années 1940 [117], en prenant des moyennes sur les équations d'évolution. La méthode des automates de gaz sur réseau permet de retrouver les variables macroscopiques par simulation des interactions entre les molécules.

L'évolution des LGCA se partage en deux étapes : collision et propagation. Pendant la phase de propagation, chaque particule se déplace vers le noeud voisin en respectant sa direction de vitesse. Une seule particule est autorisée par noeud, alors, quand plusieurs particules arrivent au même endroit et au même instant, la phase de collision règle leurs interactions et la façon dont elles changent de position.

En 1976, le premier modèle de LGCA, avec discrétisations spatiale et temporelle, a été proposé par **Hardy**, **Pomeau** et de **Pazzis** [118] (HPP) (Figure 2.1). Le principale but de ce modèle était d'étudier les propriétés de transport des fluides par la modélisation de l'écoulement en termes d'interactions entre les particules constituant ces fluides. Ce modèle utilisait un réseau carré dont les noeuds étaient réservés par des particules qui pouvaient se déplacer suivant quatre directions différentes.

Bien que le modèle HPP reproduise la dynamique moléculaire, la capacité de ce modèle à modéliser un véritable particule du gaz est faible en raison d'un manque d'isotropie [119]. D'où provient le besoin d'apporter des améliorations à ce modèle. **Frisch**, **Hasslacher** et **Pomeau** ont proposé un autre modèle en 1986 connu par FHP, dont le réseau était hexagonal (Figure 2.2), réseau avec lequel ils dénouent le manque d'isotropie du HPP. À l'échelle microscopique,

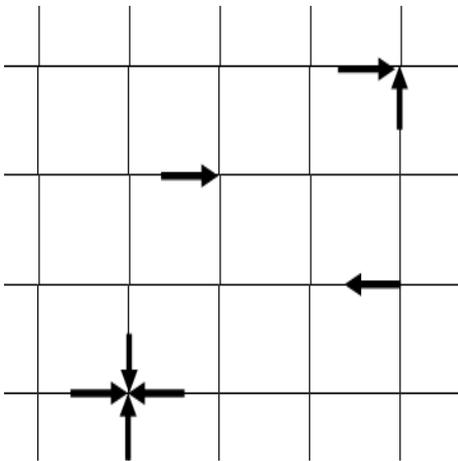


FIG. 2.1 – Réseau du modèle HPP [118].

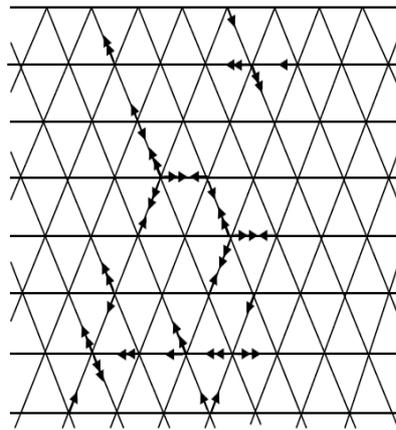


FIG. 2.2 – Réseau du modèle FHP [119].

le modèle FHP cherche à respecter le comportement d'un fluide et par conséquent respecter la conservation des particules et de la quantité de mouvement. Grâce à la symétrie du réseau imposée par la structure des lattices du modèle FHP, les équations de Navier-Stokes ont été résolues à partir des LGCA [120].

La LGCA représente une dynamique moléculaire fictive simplifiée dans laquelle l'espace, le

temps et la vitesse des particules sont tous discrets. De ce point de vue, la méthode des gaz sur réseau est souvent appelée automate cellulaire de gaz sur réseau. Dans le modèle FHP, un ensemble de variables booléennes $n_i(\mathbf{x}, t)$ ($i = 1, \dots, M$) décrivant l'occupation des particules est défini. M étant le nombre de directions des vitesses de particules à chaque noeud. L'équation d'évolution en temps et en espace des LGCA est la suivante :

$$n_i(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = n_i(\vec{x}, t) + \Omega_i(n_i(\vec{x})) \quad (2.1)$$

Avec Ω_i est l'opérateur de collision indiquant les règles à suivre lorsque plusieurs particules arrivent au même noeud en assurant la conservation de masse et de la quantité de mouvement.

L'équation (2.1) exprime le fait qu'une particule pénétrant dans un emplacement \vec{x} avec une vitesse \vec{e}_i continuera en ligne droite, de sorte qu'au prochain pas de temps, elle entrera dans la position $\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t$ avec la même direction de mouvement. Cependant, en raison de collisions, une particule peut être retirée de sa direction d'origine ou une autre peut être déviée dans la direction \vec{e}_i .

Malgré les avantages qu'elle présente, la modélisation par automates de gaz sur réseau avait des défauts tel que :

- Le bruit du fait du caractère booléen de n_i (fluctuation relative des nombres de particules), le coefficient du terme d'advection de l'équation de Navier-Stokes était dépendant de la densité ρ ;
- La pression était dépendante de la vitesse ,
- Difficulté d'étendre les modèles HPP et FHP pour résoudre les problèmes tridimensionnels;

Les améliorations proposées ont donné la motivation de la transition de LGCA à LBM. En 1988, il est proposé d'utiliser LBM pour simuler des problèmes hydrodynamiques pour la première fois. LBM a eu recours à une fonction de distribution monoparticulaire (FDP) exprimant la densité de particules à la position \vec{x} à l'instant t , au lieu de la variable booléenne n_i . Avec la LBM, la collision est vue comme une relaxation vers un état d'équilibre.

Ainsi, la méthode LBM est devenue une méthode alternative pour la résolution des problèmes de la dynamique des fluides dans beaucoup de secteurs. Dans les méthodes classiques, les équations de Navier-Stokes (équations macroscopiques continues) contenant des équations aux dérivées partielles non linéaires sont discrétisés et résolues en des points discrets de façon itérative. Alors que LBM est basé sur des modèles microscopiques et des équations cinétiques

permettant d'incorporer les bases physiques des processus microscopiques ou mésoscopiques de façon que les propriétés macroscopiques moyennes obéissent aux équations désirées.

Le comportement collectif d'un ensemble de particules constituant un tel système résulte la dynamique macroscopique de ce système. Cette dernière est insensible aux détails fondamentaux dans la physique microscopique [121]. En plus de la simplicité de résolution d'équation de Boltzmann (équations de premier ordre), la méthode LBM présente les avantages suivants :

- La LBM évite totalement le terme convectif non-linéaire ($\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$) puisque par un décalage uniforme de données par l'étape de propagation, la convection devient une simple advection;
- Il est facile de l'appliquer à des domaines complexes; il est relativement facile de traiter des flux multiphasiques et multicomposants sans avoir besoin de tracer les interfaces entre les différentes phases. De plus, il peut naturellement être adapté au traitement parallèle en raison de la localité et du caractère explicite de la méthode;
- La LBM est habituellement une méthode explicite qui n'a pas besoin de procédures itératives.
- L'équation de Navier-Stokes est une équation aux dérivées partielles de deuxième ordre, celle de Boltzmann est de premier ordre, ce qui implique une résolution plus simple.
- Le solveur Navier-Stokes emploie habituellement des procédures itératives pour obtenir une solution convergée;

2.3 Équation de Boltzmann

Dans la théorie cinétique des gaz, l'évolution et l'interaction des molécules qui composent un gaz sont décrites par l'équation de Boltzmann. Un système constitué de N particules (molécules) peut être décrit par une fonction de densité $f(\vec{x}, \vec{e}, t)$ dite aussi fonction de distribution mono-particulaire. Elle est définie comme la densité de probabilité qu'une molécule prise au hasard, ait une vitesse entre \vec{e} et $\vec{e} + \delta e$, et une position entre \vec{x} et $\vec{x} + \delta x$, dans l'espace de phase (l'espace donné par la position et la vitesse, voir figure 2.2). Lorsque les positions \vec{x} et les vitesses \vec{e} de toutes les particules (molécules) sont connues au temps t , il est possible de prédire le comportement mécanique du système. L'échange de quantité de mouvement et d'énergie est obtenu par le flux de particules et la collision de particules ressemblant à des billards. Ce

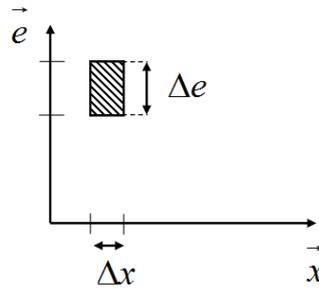


FIG. 2.3 – Espace de phase.

processus peut être modélisé par l'équation de transport de Boltzmann suivante [122] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} \vec{e} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{e}} = \Omega(f, f) \quad (2.2)$$

Où \vec{F} est une force externe agissant sur la particule, m est la masse d'une molécule et Ω est l'opérateur de collision décrivant l'interaction des molécules lors des chocs explicité sous la forme :

$$\Omega(f, f) = \iiint [f(e'_1) f(e'_2) - f(e_1) f(e_2)] \|\vec{e}_1 - \vec{e}_2\| \vec{d}s d\vec{e}_2 \quad (2.3)$$

Avec:

- f_i et f'_i sont les fonctions de distributions avant et après collision respectivement,
- $\|\vec{e}_1 - \vec{e}_2\|$ est la vitesse relative,
- $\vec{d}s$ est la section différentielle traversée par $\|\vec{e}_1 - \vec{e}_2\|$,

L'équation de Boltzmann est non-linéaire vu le terme quadratique en f à l'intérieur de l'intégrale d'où la complexité de sa résolution.

La résolution de cette équation, nous permet de connaître alors les valeurs de f et par suite nous pouvons obtenir les quantités macroscopiques telles que la masse volumique, quantité de mouvement, température et énergie interne. En intégrant la fonction de distribution sur toutes les vitesses, nous obtenons la masse volumique probable autour de la position \vec{x} et temps t :

$$\rho(\vec{x}, t) = \int f d\vec{e} \quad (2.4)$$

La quantité de mouvement est donnée par [111] :

$$\rho u_\alpha(\vec{x}, t) = \int e_\alpha f d\vec{e} \quad (2.5)$$

La densité d'énergie interne, ξ , est définie par:

$$\rho\xi(\vec{x}, t) = \int f |e - u|^2 d\vec{e} \quad (2.6)$$

L'évaluation de ces variables hydrodynamiques se fait par une discrétisation dans les espaces de moment :

$$\begin{cases} \rho = \sum_i f_i \\ \rho u = \sum_i e_i f_i \\ \rho\xi = \frac{1}{2} \sum_i |e_i - u|^2 f_i \end{cases} \quad (2.7)$$

Les équations 2.3 à 2.7 indiquent que la densité, ρ , et la vitesse, \vec{u} sont respectivement liées aux moments zéro, premier et deuxième de la fonction de distribution f à l'échelle mésoscopique.

2.3.1 Équation de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK)

En générale, le terme de collision dans l'équation de Boltzmann est plutôt compliqué et une simplification est donc nécessaire dans les applications pratiques, à condition de conserver les caractéristiques de base. En fait, ce phénomène ou ce modèle bien connu de Bhatnagar-Gross-Krook [123] découle de ce besoin. Selon la théorie de collision, pour un volume de référence, une fraction $\frac{dt}{\tau}$ des particules subissent une collision pendant un temps dt . Le modèle BGK traite le processus de collision à un relâchement de l'équilibre local, exprimée par la distribution de Maxwell-Boltzmann. Le terme de collision dans l'équation de Boltzmann peut être approché par:

$$\Omega(f, f) = -dt \frac{f - f^{eq}}{\tau} \quad (2.8)$$

Avec τ est le temps de relaxation. Il définit le temps nécessaire pour atteindre la solution de l'état d'équilibre pour un problème physique. Ceci exprime le fait que les collisions ont tendance à relâcher la fonction de distribution à une valeur d'équilibre dite encore fonction de distribution à l'équilibre notée f^{eq} .

2.3.2 Fonction de distribution à l'équilibre

En absence de collision, les particules sont en état d'équilibre thermodynamique local induisant un terme de collision nul. Pour les particules se déplaçant dans un milieu de vitesse macroscopique, u , f_i^{eq} [124], peut être écrit comme:

$$f_i^{eq}(x,t) = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left(-\frac{(\vec{e}_i - \vec{u})^2}{2RT}\right) \quad (2.9)$$

$$= \frac{\rho}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left(-\frac{\vec{e}_i \cdot \vec{e}_i}{2RT}\right) \exp\left(\frac{\vec{e}_i \cdot \vec{u} - \vec{u} \cdot \vec{u}}{2RT}\right) \quad (2.10)$$

Avec $RT = \frac{k_B T}{m} = c_s^2$, où k_B est la constante de Boltzmann et m est la masse de la particule.

$c_s = \frac{\Delta x}{\sqrt{3} \Delta t}$ est dit pseudo-vitesse de son (vitesse de la transmission de l'information dans l'espace réseau).

La fonction exponentielle peut être étendue à l'aide d'une série de Taylor:

$$\exp(x) = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} \dots \quad (2.11)$$

Donc Eq (2.10) devient:

$$f_i^{eq}(x,t) = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left(-\frac{\vec{e}_i \cdot \vec{e}_i}{2RT}\right) \left[1 + \frac{\vec{e}_i \cdot \vec{u} - \vec{u} \cdot \vec{u}}{2RT} + \frac{(\vec{e}_i \cdot \vec{u} - \vec{u} \cdot \vec{u})^2}{4R^2 T^2} + \dots\right] \quad (2.12)$$

En ignorant les termes d'ordre supérieurs ou égales à $O(u^3)$, la fonction de distribution à l'équilibre peut être approchée comme suit:

$$f_i^{eq}(x,t) = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left(-\frac{\vec{e}_i \cdot \vec{e}_i}{2RT}\right) \left[1 + \frac{\vec{e}_i \cdot \vec{u} - \vec{u} \cdot \vec{u}}{2RT} + \frac{(\vec{e}_i \cdot \vec{u})}{2R^2 T^2}\right] \quad (2.13)$$

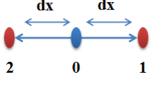
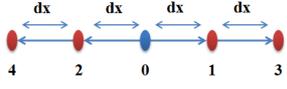
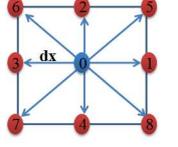
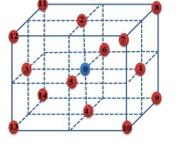
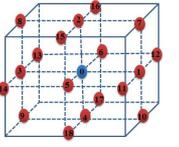
Selon Sukop et Thorne [125], la fonction de distribution à l'équilibre est,

$$f_i^{(eq)}(x,t) = \omega_i \rho \left[1 + \frac{1}{c_s^2} (\vec{e}_i \cdot \vec{u}) + \frac{1}{2c_s^4} (\vec{e}_i \cdot \vec{u})^2 - \frac{1}{2c_s^2} (\vec{u} \cdot \vec{u})\right] \quad (2.14)$$

L'équation (2.14) est donnée pour les écoulements quasi-incompressibles à faible nombre de Mach ($M = |\vec{u}|/c_s \ll 1$). La fréquence de collision, $\omega_i = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left(-\frac{\vec{e}_i \cdot \vec{e}_i}{2RT}\right)$ ou encore coefficient de pondération dépend du modèle de LBM pour la discrétisation noté $D_n Q_m$ pour se référer à la dimension (n) du problème et du nombre de vitesse de réseau (m) (Tableau 2.1).

Dans les méthodes de discrétisation, la stabilité est satisfaite par le bon choix des pas de temps et d'espace, qui sont généralement égal à 1 ($\Delta x = \Delta t = 1$) dans la méthode LBM.

TAB. 2.1 – Arrangements des modèles LBM et leurs propriétés.

Modèle	D_1Q_3	D_1Q_5	D_2Q_9	D_3Q_{15}	D_3Q_{19}
c_s^2	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
ω_i	4/6; i=0 1/6; i=1 1/6; i=2	6/12; i=0 2/12; i=1,2 1/12; i=3,4	4/9; i=0 1/9; i=1→4 1/36; i=5→8	16/72; i=0 8/72; i=1→6 1/72; i=7→14	12/36; i=0 2/36; i=1→6 1/36; i=7→18
e_i					

En appliquant cette approximation, la discrétisation (indice i) de l'équation de Boltzmann (Eq (2.2)) se réduit à :

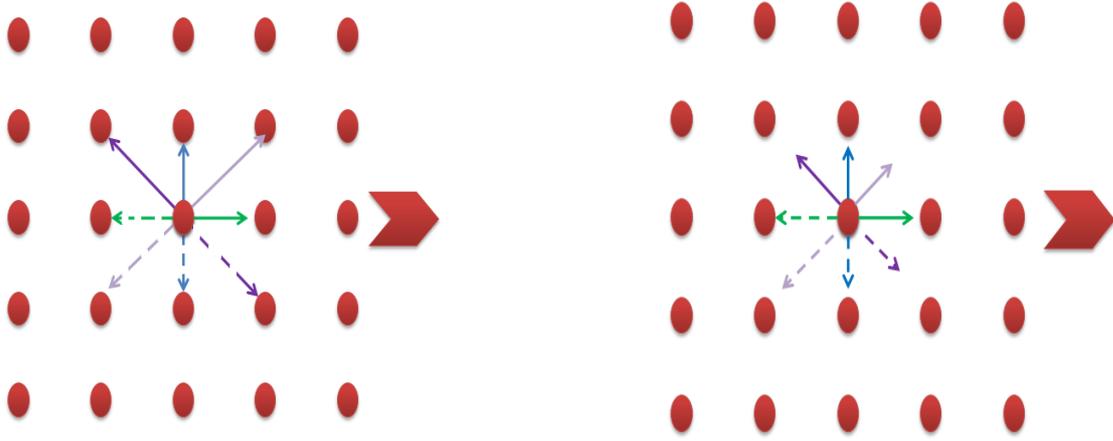
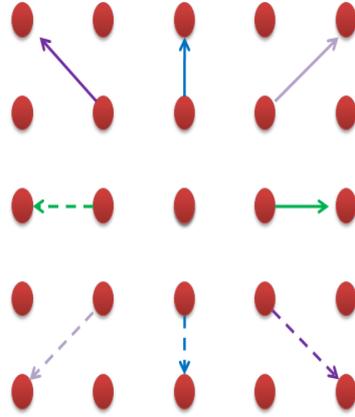
$$\underbrace{f_i(\vec{x} + \vec{e}_i dt, t + dt) - f_i(\vec{x}, t)}_{\text{Terme de propagation}} = \underbrace{-\omega_i dt (f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t))}_{\text{Terme de collision}} + \underbrace{dt F_i(\vec{x}, t)}_{\text{Terme source}} \quad (2.15)$$

La discrétisation de l'équation de Boltzmann est détaillée dans l'annexe B.

Cette méthode a une viscosité cinématique, $\nu = (\tau - \frac{1}{2}) c_s^2 \Delta t$.

L'équation 2.15 représente les étapes de propagation et collision:

- **Étape de collision:** Elle est locale et implique uniquement les liens qui arrivent aux mêmes noeuds(Figure 2.5). La fonction de distribution est modifié dans cette étape lorsque les particules au noeud considéré entrent en collision les unes avec les autres .
- **Étape de propagation:** les particules présentes en chaque lien sont advectées aux plus proches voisins à proximité selon leurs vitesses. Le processus de diffusion est représenté dans la figure (2.6). Les distribution sont in-changeables au cours de ce processus par la suite, la quantité recherchée est conservée.

FIG. 2.4 – *Etat initial*FIG. 2.5 – *Collision*FIG. 2.6 – *Propagation*

2.3.3 Incorporation du terme source

Le terme source dans l'équation (2.2), $\frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{e}}$, ne peut pas être évalué, car la dépendance de f en \vec{e} est inconnue. Selon l'hypothèse de la collision de BGK, f ne peut s'écarter que légèrement de l'équilibre, il est prudent de supposer que $f \simeq f_i^{(eq)}$. Avec la différenciation l'équation (2.9) devient alors:

$$\frac{\partial f(\vec{x}, \vec{e}, t)}{\partial \vec{e}} \simeq \frac{\partial f^{eq}(\vec{x}, \vec{e})}{\partial \vec{e}} = -\frac{\vec{e} - \vec{u}}{RT} f^{eq}(\vec{x}, \vec{e}) \quad (2.16)$$

Si on prend $m=1$ et $RT=c_s^2$, le terme source devient alors $F_i = F \frac{\vec{e}_i - \vec{u}}{c_s^2} f_i^{eq}$. D'autres tests de la forme du terme source ont été faits en s'appuyant sur l'écoulement de Poiseuille comme référence

vue la facilité d'obtention des résultats:

- Huang et al. [126] ont proposé la forme suivante:

$$F_i = F \left(1 - \frac{\omega_i}{2}\right) \frac{(e_i - u)}{RT} f_i^{eq} \quad (2.17)$$

- Guo et Zhao [127, 128] ont utilisé la forme suivante:

$$F_i = \omega_i \rho \left(1 - \frac{1}{2\tau}\right) \left[\frac{e_i F}{c_s^2} + \frac{u F (e_i e_i - c_s^2 I)}{\varepsilon c_s^4} \right] \quad (2.18)$$

- Luo [129] a élaboré la forme suivante:

$$F_i = 3\omega_i \rho \frac{e_i F}{c_s^2} \quad (2.19)$$

Par conséquent, l'équation discrétisée de BGK-Boltzmann (Eq.(2.15) peut être réécrite comme suit:

$$f_i(\mathbf{x} + \vec{e}_i dt, t + dt) - f_i(\mathbf{x}, t) = \omega_i dt (f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)) + dt F \frac{\mathbf{e}_i - \mathbf{u}}{c_s^2} f_i^{eq}(\mathbf{x}, t) \quad (2.20)$$

2.4 Lattice Boltzmann pour les nanofluides

Afin de simuler les écoulements des nanofluides par la LBM, il faut d'abord analyser les facteurs dynamiques qui affectent l'écoulement du nanofluide. En raison des potentiels interparticules et des autres forces exercées sur les nanoparticules, le nanofluide se comporte différemment du fluide pur du point de vue mésoscopique et offre une plus grande efficacité en termes de transport d'énergie ainsi qu'une meilleure stabilisation par rapport au mélange solide-liquide.

En l'absence d'autres champs extérieurs actifs, les nanoparticules sont sous l'influence de la flottabilité, de la force gravitationnelle, de la force brownienne, de la force de traînée et de la force de dispersion résultant du potentiel repulsif. Si la force brownienne est dominante, les nanoparticules peuvent avoir tendance à s'agréger et à former des grappes accompagnant un mouvement aléatoire des nanoparticules. Si la force repulsive entre les nanoparticules est dominante, les grappes formées peuvent être brisées et le processus d'agrégation de particules est supprimé. Sous l'effet de la force de gravitation, les nanoparticules ont tendance à sédimenter et les grappes de plus grande taille subissent une sédimentation moyennement rapide. Comme

mentionné précédemment, le nanofluide est un type de suspension colloïdale. Ainsi, la théorie des colloïdes [130] peut être appliquée pour décrire la dynamique des nanoparticules en suspension.

Les forces agissant sur chaque nanoparticule peuvent être exprimées en tant que somme vectorielle de la force brownienne, du potentiel d'interaction, de la force de traînée, de la flottabilité et de la force gravitationnelle.

2.4.1 Flottabilité et force de gravité

La gravité est une force susceptible de déstabiliser une dispersion. Si les particules dispersées sont moins denses que le fluide dispersant, elles auront tendance à remonter à la surface. En revanche, une phase dispersée plus dense aura tendance à sédimenter. La gravité impose une déviation globale des particules vers le bas, ce qui contribue à un flux de dépôt accru sur les surfaces orientées vers le haut. La force de gravité exercée sur une particule est:

$$F_g = \frac{\pi}{6} d_{np}^3 (\rho_{np} - \rho_a) g \quad (2.21)$$

Où g est l'accélération due à la gravité (980 cm s^{-2} à la surface de la Terre), et ρ_{np} et ρ_a sont respectivement les densités de particules et la densité de l'air.

L'effet de flottabilité peut généralement être négligé car ρ_a est généralement beaucoup plus petit que ρ_{np} . La vitesse de sédimentation terminale d'une particule, v_s , est établie lorsque la force de gravité est équilibrée par la force de traînée du fluide et est exprimée comme suit:

$$v_s = \frac{C_c \rho_{np} d_{np}^2 g}{18\mu} \quad (2.22)$$

C_c est un paramètre de correction, le facteur de correction de Cunningham:

$$C_c = 1 + \frac{\lambda}{d_{np}} \left[2.514 + 0.8 \exp \left(-0.55 \frac{\lambda}{d_{np}} \right) \right] \quad (2.23)$$

λ est le libre parcours moyen des molécules du gaz. Comme suggéré dans l'équation (2.22), la vitesse de sédimentation des particules augmente rapidement avec la taille des particules car elle est proportionnelle au carré du diamètre des particules pour les particules supermicroniques (où $C_c = 1$). En supposant une densité de particules unitaire, par exemple, les vitesses de sédimentation pour des particules de 1 et 10 nm sont respectivement de $3.50 \cdot 10^{-3}$ et $3.05 \cdot 10^{-1} \text{ cm s}^{-1}$.

2.4.2 Force de traînée

La traînée de fluide sur une particule est la force de résistance exercée par le fluide environnant lorsqu'il existe un mouvement relatif entre la particule et le fluide. En d'autres termes, la force de traînée est toujours présente tant que la particule n'est pas transportée dans le vide. L'effet net de la force de traînée est d'empêcher le mouvement des particules par rapport au fluide. La force de traînée F_D sur une particule sphérique peut être caractérisée par la loi de Stokes [131] :

$$F_D = 3\pi\mu d_{np}V \quad (2.24)$$

Où V est la vitesse des particules par rapport à la vitesse du fluide local. Cette equation (Eq(2.24)) est valable pour des faibles vitesses et des petites tailles de particules impliquées. La plupart des mouvements de ces particules se produisent à des nombres de Reynolds à particules faibles ($Re_{np} = \frac{d_{np}V}{\nu} \ll 1$), exprimant le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses sur les particules. Pour les particules de taille relativement grande qui se déplacent rapidement dans un fluide, les forces d'inertie deviennent dominantes par rapport aux forces visqueuses. La force de traînée exercée sur la particule est donc calculée comme suit [131] :

$$F_D = \frac{\pi}{8}d_{np}^2\rho V^2 C_d \quad (2.25)$$

Où C_d est le coefficient de traînée, donné par [132] :

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re} & Re < 0.1 \\ \frac{24}{Re} \left[1 + \frac{3}{16}Re + \frac{9}{160}Re^2 \ln(2Re) \right] & 0.1 < Re < 2 \\ \frac{24}{Re} (1 + 0.15Re^{0.687}) & 2 < Re < 500 \\ 0.44 & 500 < Re < 2 \times 10^5 \end{cases} \quad (2.26)$$

L'hypothèse d'une vitesse relative du fluide nulle à la surface de la particule échoue lorsque la taille d'aérosol de nanoparticule se rapproche de celle des molécules du gaz. Dans ce cas, la force de traînée réelle est inférieure à celle prévue par la loi de Stokes. Pour corriger ce phénomène, on doit introduire le facteur de correction de Cunningham, C_c , introduit pour corriger le phénomène de glissement des petites particules. La loi de Stokes corrigée devient :

$$F_D = \frac{3\pi\mu d_{np}V}{C_c} \quad (2.27)$$

2.4.3 Diffusion brownienne

La diffusion brownienne est le mouvement aléatoire caractéristique de petites particules en suspension dans le fluide immobile, résultant du bombardement constant par les molécules du fluide environnantes. Robert Brown a observé pour la première fois ces mouvements irréguliers de grains de pollen dans l'eau en 1827 [133], puis des phénomènes similaires ont été observés pour de petites particules de fumée dans l'air. Au début du XXe siècle, les relations caractérisant la diffusion brownienne basées sur la théorie cinétique des gaz ont été dérivées pour la première fois par Einstein, puis vérifiées par des expériences [134]. La diffusivité brownienne D_B (ou coefficient de diffusion), qui relie les propriétés du gaz et les particules par traînée de fluide, peut être évaluée par l'expression de Stokes-Einstein [94,95] :

$$D_B = \frac{K_B T C_c}{3 \pi \mu d_{np}} \quad (2.28)$$

Avec $K_B = 1.38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$ est la constante de Boltzmann et $T(K)$ est la température absolue. La valeur de D_B dépend de la taille des particules et des propriétés du fluide. Plus la valeur de D_B est grande, plus le processus de transfert de masse est rapide pour déplacer les particules des régions à concentration élevée vers celles à concentration faible. La diffusion brownienne est le mécanisme dominant de dépôt de particules pour les petites particules sur de courtes distances.

2.4.4 Force thermophorétique

En présence d'un gradient de température, les nanoparticules sont entraînées des régions de température élevée à celles à basse température; ce processus de transport est connu sous le nom de thermophorèse.

La force thermophorétique découle des interactions asymétriques d'une nanoparticule avec les molécules de fluide environnantes dans un gradient de température, les molécules de fluide situées du côté chaud bombardant la particule avec une quantité de mouvement moyenne supérieure à celle du côté plus froid. En agissant dans le sens d'une diminution de la température, la force thermophorétique, F_{th} , peut être exprimée par [135] :

$$F_{th} = -\frac{3 \pi \mu^2 d_{np} H}{\rho T} \frac{dT}{dy} \quad (2.29)$$

Où $\frac{dT}{dy}$ est le gradient de température et H est le coefficient de force thermophorétique, donné par:

$$H \cong \left(\frac{2.34}{1 + 6.84 \frac{\lambda}{d_{np}}} \right) \left(\frac{\frac{k_f}{k_{np}} + 4.36 \frac{\lambda}{d_{np}}}{1 + 2 \frac{k_f}{k_{np}} + 8.72 \frac{\lambda}{d_{np}}} \right) \quad (2.30)$$

Contrairement à la sédimentation gravitationnelle et à la diffusion brownienne, qui sont des fonctions importantes dépendantes de la taille des particules, la vitesse thermophorétique est presque indépendante de la taille des particules pour d_{np} inférieure à 1 μm . Cela est dû au fait que la force thermophorétique et la traînée visqueuse du fluide dépendent approximativement de la même façon du diamètre des particules. Lorsque la force thermophorétique exercée sur une particule est équilibrée avec la traînée du fluide, la vitesse thermophorétique est obtenue comme suit:

$$V_{th} = -\frac{C_c \nu H}{T} \frac{dT}{dy} \quad (2.31)$$

V_{th} diminue avec l'augmentation de la taille des particules d'une part et des conductivités thermiques relatives de la particule et de fluide pur.

2.4.5 Potentiel d'interaction

Le potentiel d'interaction entre les nanoparticules voisines les plus proches peut s'exprimer comme suit [136]:

$$V_A = -\frac{1}{6} A \left(\frac{2d_{np}^2}{L^2 - 4d_{np}^2} + \frac{2d_{np}^2}{L^2} + \ln \frac{L^2 - 4d_{np}^2}{L^2} \right) \quad (2.32)$$

L est la distance centre-centre entre deux particules voisine et A est la constante de Hamaker et représente les propriétés du matériau indépendamment de la forme géométrique. Pour toutes les nanoparticules dans les réseaux adjacents, la force provoquée par le potentiel d'interaction s'écrit comme suit:

$$F_A = \sum_{i=1}^8 N_i \frac{\partial V_A}{\partial d_{np}} \quad (2.33)$$

Où N_i est le nombre de particules dans le réseau adjacent.

Ainsi, la somme vectorielle des forces totales agissant sur un nombre (N) de particules dans un réseau donné par unité de volume de réseau (Vol) est:

$$F_p = N (F_A + F_g + F_{th} + F_D + D_B) / Vol \quad (2.34)$$

D'autre part, les forces agissant sur les molécules de fluide par unité de volume de réseau

peuvent être exprimées sous forme de réaction de force de traînée, force brownienne et celle thermophorétique :

$$F_f = -N (F_{th} + F_D + D_B) / Vol \quad (2.35)$$

N.B: En fait, la fraction volumique des nanoparticules ne dépasse pas 4% donc elle est négligeable par rapport au fluide de base. Par suite, les principales forces internes détaillée précédemment agissant sur les nanoparticules sont vont être disparues [137] et surtout en présence d'autres forces macroscopiques (force magnétique, forces exercées par les milieux poreux...).

2.5 Discrétisation des équations de conservations en milieux poreux pour un nanofluide monocomposant non homogène par LBM

Dans la nature, les nanofluides sont des fluides multicomposants. Cependant, les nanofluides présentent des caractéristiques uniques qui sont assez différentes de celles des mélanges solides-liquides dans lesquels des particules millimétriques et/ou micrométriques sont ajoutées. Les nanoparticules sont si petites pour que le nanofluide se comporte comme **un fluide pur** monocomposant. La plupart des études numériques à ce jour considèrent le nanofluide comme un fluide unique possédant des propriétés efficaces, en supposant que la distribution des nanoparticules dans le fluide de base soit homogène.

Mais, la majorité des résultats sur l'amélioration du TC pour les nanofluides obtenus par ces études numériques sont en contradiction avec les conclusions des études expérimentales. Les expérimentateurs concluent que la détérioration du TC des nanofluides est probablement due au glissement particule-fluide, à l'interaction particule-particule et à la sédimentation des particules. Il est également bien compris que la détérioration / l'augmentation du TC des nanofluides est dûe aux certains mécanismes entre le fluide de base et les nanoparticules plutôt qu'à une modification de leurs propriétés physiques. Cependant, toutes les études numériques qui se basent sur l'hypothèse de nanofluide en tant que fluide monocomposant homogène, ne pouvaient pas modéliser le glissement entre la particule et le fluide de base . Ainsi, le nanofluide est considéré comme un fluide monocomposant avec une distribution (concentration) non homogène de nanoparticules. Par conséquent, le modèle est appelé modèle non homogène à composant unique (SCNHM en anglais: Single-Component Nonhomogeneous Model). Cette

migration de particules est induite par la diffusion par glissement, qui est résolue par l'équation de transport de concentration de nanoparticules proposée par Buongiorno [138].

Dans le SCNHM, la collision entre les particules et le fluide de base est un processus prédominant.

L'équation de Lattice Boltzmann est la forme discrète de l'équation cinétique de Boltzmann où la partie compliquée de la collision est approchée par le modèle de collision le modèle de BGK.

2.5.1 Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement

L'équation de Boltzmann sur réseau associés à l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation 1.29) peut être écrite comme suit [128]:

$$f_i(\vec{x} + \vec{e}_i dt, t + dt) - f_i(\vec{x}, t) = \frac{f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t)}{\tau_e} + dt F_i \quad (2.36)$$

Avec:

- f_i est la fonction du distributions de la densité des particules se déplaçant à une vitesse e_i , à la position x et à l'instant t ;
- τ_e est le temps de relaxation adimensionnels pour l'écoulement calculé sur la base de la viscosité cinématique [139]:

$$\tau_e = \left(3\nu_{nf(LBM)} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.37)$$

- f_i^{eq} est la fonctions de distributions à l'équilibre local pour f_i , et est donnée comme suit [140]:

$$f_i^{eq}(x, t) = \omega_i \rho \left[1 + \frac{1}{c_s^2} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{2\varepsilon c_s^4} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1}{2\varepsilon c_s^2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) \right] \quad (2.38)$$

- F_i est la composante de force dans la i ème direction qui agit sur la distribution de la quantité de mouvement donnée par l'équation (2.18);
- Les coefficients de pondération figurant dans l'expression de fonction d'équilibre local correspondant au modèle D₂Q₉ de LBM pour la distribution de la vitesse sont données comme suit [127]:

$$\omega_i = \begin{cases} \frac{4}{9}, & i = 0 \\ \frac{1}{9}, & i = 1, 2, 3, 4 \\ \frac{1}{36}, & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (2.39)$$

- Les vitesses de particule discrète e_i dans les modèles D_2Q_9 de LBM sont données comme suit [127] :

$$e_i = \begin{cases} (0,0) ; i = 0 \\ e (\cos \theta_i, \sin \theta_i) , \theta_i = (i - 1) \frac{\pi}{2} ; i = 1,2,3,4 \\ e\sqrt{2} (\cos \theta_i, \sin \theta_i) , \theta_i = (i - 5) \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4} ; i = 5,6,7,8 \end{cases} \quad (2.40)$$

2.5.2 Discrétisation de l'équation d'énergie

L'équation de Boltzmann sur réseau associés à l'équation de conservation d'énergie peut être écrite dans le modèle D_2Q_9 comme suit:

- Pour une distribution homogène des nanoparticules:

$$g_i(\vec{x} + \vec{e}_i dt, t + dt) - g_i(\vec{x}, t) = \frac{g_i(\vec{x}, t) - g_i^{eq}(\vec{x}, t)}{\tau_g} + dt S_{\theta_i} \quad (2.41)$$

- Pour une distribution hétérogène des nanoparticules:

$$g_i(\vec{x} + \vec{e}_i dt, t + dt) - g_i(\vec{x}, t) = \frac{g_i(\vec{x}, t) - g_i^{eq}(\vec{x}, t)}{\tau_g} + dt (S'_{\theta_i} + S_{\theta_i}) \quad (2.42)$$

Avec :

- g_i est la fonction de distribution de la température;
- g_i^{eq} est la fonction de distribution à l'équilibre de la température exprimée par [140]:

$$g_i^{eq}(x, t) = \omega_i \theta \left[1 + \frac{1}{c_s^2} (e_i \cdot u) \right] \quad (2.43)$$

- τ_g est la fréquence de collision de relaxation pour la fonctions de distribution de température du fluide calculé sur la base de la diffusivité thermique comme suit:

$$\tau_g = 3Pr \frac{R_{c_{nf}}}{R_{k_{nf}}} \frac{(1 - \varphi)^{-2.5}}{(1 - \varphi) + \varphi \frac{\rho_p}{\rho_f}} (\tau_e - 0.5)C + 0.5 \quad (2.44)$$

- Selon Bin et al. [141], la production de chaleur interne (terme source) peut être énoncée comme suit:

$$\begin{cases} S_{\theta_i} = \omega_i \left[1 + \frac{e_i u}{c_s^2} \left(\frac{\tau_g - 0.5}{\tau_g} \right) \right] S_{\theta} \\ S'_{\theta_i} = \omega_i \left[1 + \frac{e_i u}{c_s^2} \left(\frac{\tau_g - 0.5}{\tau_g} \right) \right] S'_{\theta} \end{cases} \quad (2.45)$$

Où S_{θ} et S'_{θ} sont les formes adimensionnelles de la s_{θ} et s'_{θ} , respectivement.

2.5.3 Discrétisation de l'équation de conservation des nanoparticules

La discrétisation de l'équation (1.32) par la LBM est donnée par l'équation suivante [142]:

$$h_i(\vec{x} + \vec{e}_i dt, t + dt) - h_i(\vec{x}, t) = \frac{h_i(\vec{x}, t) - h_i^{eq}(\vec{x}, t)}{\tau_\varphi} + dt S_{\varphi i} \quad (2.46)$$

Avec :

- h_i est la fonction de distribution pour les nanoparticules;
- h_i^{eq} est la fonction de distribution à l'équilibre pour les nanoparticules exprimée par [142]:

$$h_i^{eq}(x, t) = \omega_i \varphi \left[1 + \frac{1}{c_s^2} (e_i \cdot u) + \frac{1}{2c_s^4} (e_i \cdot u)^2 - \frac{1}{2c_s^2} (u \cdot u) \right] \quad (2.47)$$

- τ_φ est la fréquence de collision de relaxation pour les fonctions de distribution de nanoparticules calculés sur la base de la diffusivité brownienne du nanofluide comme suit:

$$\tau_\varphi = \left(3D_{B_{nf}(LBM)} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.48)$$

- Les coefficients de pondération figurant dans les expressions des fonctions d'équilibre local correspondant au modèle D₂Q₅ de LBM pour la fonction de distribution des nanoparticules [142]:

$$\omega_i = \begin{cases} \frac{2}{6}, & i = 0 \\ \frac{1}{6}, & i = 1, 2, 3, 4 \end{cases} \quad (2.49)$$

- Les vitesses de particule discrète pour la discrétisation de l'équation des nanoparticules sont écrites dans le modèle D₂Q₅ de LBM comme suit [142]:

$$e_i = \begin{cases} (0, 0); & i = 0 \\ e(\cos \theta_i, \sin \theta_i), & \theta_i = (i - 1) \frac{\pi}{2}; \quad i = 1, 2, 3, 4 \end{cases} \quad (2.50)$$

2.6 Mise en place des conditions initiales avec LBM

La fonction de distribution (f), la densité et les vitesses doivent être initialisées à chaque noeud. Une bonne initialisation joue un rôle essentiel dans la convergence du modèle. Une valeur initiale inappropriée peut entraîner des erreurs dans la réponse finale. Les valeurs appropriées

des premières suppositions pour les propriétés mentionnées seraient [143] :

- La valeur initiale de la fonction de distribution, f , doit être égale à la fonction de distribution d'équilibre, $f^{(eq)}$.
- La première estimation des vitesses est égale à zéro.
- La densité doit être égale à 1 car il s'agit d'une propriété sans dimension.

2.7 Mise en place des conditions aux limites avec LBM

Les conditions aux limites jouent un rôle très important dans les méthodes CFD qui spécifient directement des conditions pour les différentes quantités hydrodynamiques et thermiques sur les frontières du domaine dans la résolution de tout système différentiel. De la même manière, imposer avec précision les conditions aux limites est crucial pour la méthode de Boltzmann sur réseau.

De manière plus détaillée, le rôle principal n'est pas les variables macroscopiques mais plutôt la fonction de distribution microscopique. La LBM est fondé principalement sur la détermination des fonctions de distribution inconnues en se basant sur des conditions aux limites imposées macroscopiquement. La figure 2.7 présente les fonctions de distribution inconnues aux frontières du domaine de calcul (paroi, entrée, sortie...) en se basant sur le modèle bidimensionnel D_2Q_9 . Le domaine est subdivisé en une grille de $n \times m$ carrés de réseau. Les fonctions de distribution f_i qui manquent sur chaque limite, sont présentées en ligne interrompu. Beaucoup de travaux

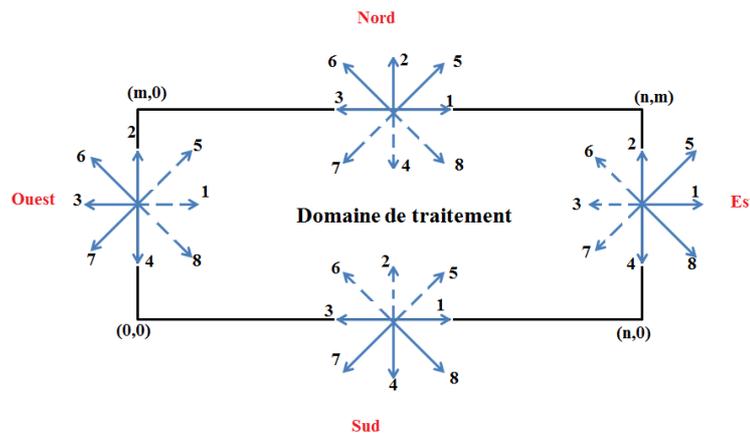


FIG. 2.7 – Fonctions de distributions du modèle D_2Q_9 aux frontières

sont intéressés aux conditions aux limites appliquées en LBM, dans notre cas on se limitera

juste aux conditions utilisées dans nos simulations.

2.7.1 Traitement des conditions aux limites dynamiques

2.7.1.1 Condition aux limites de rebond

La condition aux limites de rebond ou bounce-back est fréquemment utilisée pour les interfaces fluide-solide car elle est précise et facile à mettre en oeuvre. Comme leur nom l'indique, lorsqu'une particule fluide atteint une paroi solide, sa quantité de mouvement est inversée, autrement dit, elle "rebondit" et repart dans le sens opposé suivant sa direction d'arrivée. Lors de la phase de collision, les fonctions de distribution se propageant vers la frontière solide sont simplement dispersées de nouveau dans le domaine fluide au long de leurs directions entrantes. Par exemple, pour une frontière inférieure (sud) d'un modèle D_2Q_9 (Figure 2.7), les distributions entrantes f_2 , f_5 et f_6 sont calculées à partir des distributions sortantes f_4 , f_7 et f_8 connues grâce au processus de propagation tel que:

$$f_2 = f_4, f_5 = f_7, f_6 = f_8 \quad (2.51)$$

2.7.1.2 Condition de Zou & He-Frontière "Ouest"

Zou et du He [144] variante du bounce-back qui est considéré comme l'une des conditions aux limites les plus populaires pour les zones d'entrée et de sortie. Cette méthode est basée sur l'idée d'une méthode de Bounce-back hors équilibre et elle est appliquée pour les modèles de Boltzmann BGK à réseau bidimensionnel (LBGK). Les fonctions de distribution inconnues à l'entrée du domaine (Figure 2.7) sont: f_1, f_5, f_8 et ρ

Les valeurs de ces fonctions de distribution manquantes sont obtenues à partir des fonctions de distribution connues et la vitesse d'entrée du domaine comme suit:

$$\begin{cases} \rho = \frac{f_0 + f_2 + f_4 + 2(f_3 + f_6 + f_7)}{1 - u_{in}} \\ f_1 = f_3 + 2\rho u_{in} \\ f_5 = f_7 - \frac{1}{2}(f_2 - f_4) + \frac{1}{6}\rho u_{in} + \frac{1}{2}\rho v_0 \\ f_8 = f_6 - \frac{1}{2}(f_2 - f_4) + \frac{1}{6}\rho u_{in} - \frac{1}{2}\rho v_0 \end{cases} \quad (2.52)$$

2.7.1.3 Condition aux limites de gradient nul

La condition de limite de gradient nul est utilisée lorsque le flux sur la limite est nul. Par exemple, cette condition aux limites est utilisée pour modéliser la vitesse d'un écoulement de fluide dans un canal horizontal lorsque l'écoulement de fluide est complètement développé à la sortie du canal et que la vitesse ne change pas. Pour estimer la vitesse à la sortie du domaine, Mei et al. [145] ont développé une technique d'extrapolation pour évaluer les fonctions de distributions inconnues, f_3, f_7, f_6 . Dans le cas où la vitesse à la sortie est inconnue, les fonctions de distribution inconnues s'écrivent donc :

$$f_{k,n} = 2f_{k,n-1} - f_{k,n-2}, k = 3,6,7 \quad (2.53)$$

2.7.2 Traitement des conditions aux limites thermiques

Les conditions aux limites thermique sont collectées comme suit:

- Condition limite de Dirichlet : soit une fonction $T(x, t)$ définie sur un domaine Σ , on impose la valeur de la fonction sur la frontière $d\Sigma$, par exemple la condition dans la frontière ($x=0$) $T(0, t) = T_{wall}$ peut se traduire sous la forme suivante:

$$f_5 = T_{wall} (\omega_5 + \omega_7) f_7 \quad (2.54)$$

- Condition limite de von Neumann : on spécifie les valeurs des dérivées de la fonction sur la frontière, soit par exemple $\frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = -\frac{q}{k}$, qui correspond à la loi de Fourier pour un flux normal à la direction x lorsque T représente la température. L'approximation de la différence finie appliquée à cette condition aux limites s'écrit :

$$k \frac{T_{i+1,t} - T_{i,t}}{\Delta x} = q \quad (2.55)$$

Alors:

$$f_{1,2,3,4,5,6,7,8}(i,t) = f_{1,2,3,4,5,6,7,8}(i+1,t) + \frac{q\Delta x}{k} \quad (2.56)$$

2.8 Algorithme de la méthode de Boltzmann sur réseau

La plupart des simulations de l'équation de Boltzmann utilise l'algorithme 'stream and collide'. Sur le plan algorithmique, la LBM consiste en une succession séquentielle des étapes de collision, propagation et d'application des conditions aux limites à chaque pas de temps, illustrée sur la figure 2.8.

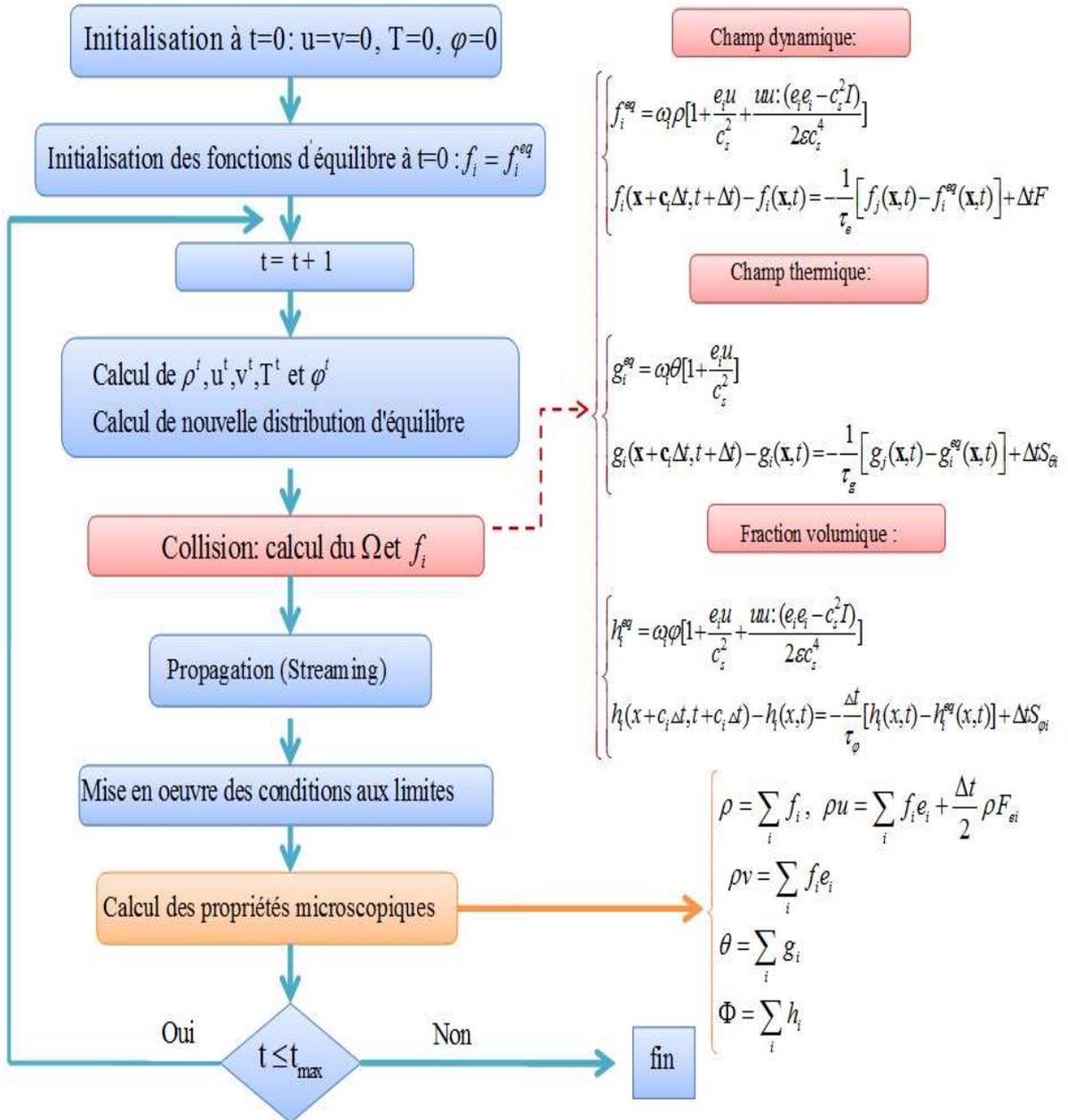


FIG. 2.8 – Algorithme 'stream and collide'

2.9 Adimensionnement

La simulation est exécutée relativement à l'approche fondée sur la résolution directe des équations de Navier-Stokes à partir des variables et des paramètres qui sont représentés sous la forme d'unité physique. Bien que la simulation des écoulements fondée sur la méthode LBM est effectuée directement dans l'espace réseau c'est à dire toutes les variables et les paramètres de simulation sont exprimés en termes d'unité de réseau puisqu'on n'ai pas besoin de changer, à chaque fois, les équations de base dans la résolution du problème. Pour Appliquer la LBM sur les problèmes physiques, il faut bien faire le passage correct des unités physiques aux unités du réseau de Boltzmann pour garantir l'équivalence de la simulation avec le système physique réel. La paramétrisation du réseau s'appuie sur une résolution de grille suffisante, un pas de temps adéquat δt . On note que les fonctions de distributions et les différents temps de relaxation sont en unités de réseau et donc ils restent les mêmes dans notre étude alors que les autres variables et paramètres physiques seront pris de manière adimensionnelle en choisissant des pas discrets de temps (δt), de l'espace (δx) et de masse (δm).

$$\delta x = \frac{L}{L_{LB}} \quad (2.57)$$

$$\delta t = \frac{t}{t_{LB}} = \frac{L}{L_{LB}} \frac{c_s}{C_s} \quad (2.58)$$

$$\delta m = \frac{m}{m_{LB}} = \left(\frac{L}{L_{LB}} \right)^3 \frac{\rho_{phy}^{ref}}{\rho_{LB}^{ref}} \quad (2.59)$$

Les paramètres $\left(\rho_{phy}^{ref}, \rho_{LB}^{ref}, C_s, c_s \right)$ sont définis comme suit:

- ρ_{phy}^{ref} : est la densité de référence physique.
- ρ_{LB}^{ref} : est la densité de référence dans LB qui est égale à l'unité.
- C_s : est la vitesse du son physique.
- c_s : est la vitesse du son dans LB ($c_s = \frac{1}{\sqrt{3}}$).

Toutes les quantités physiques seront obtenues une fois les pas discrets δx , δt et δm sont calculés multipliant les quantités adimensionnelles dans le réseau LB par les facteurs de conversions correspondants. La conversion des unités de LB de certaines variables en unités physiques est regroupée dans le tableau 2.2.

TAB. 2.2 – Conversion des unités de LB en unités physiques.

Variables	Conversions
Coordonnées (x_{phy}, y_{phy})	$x_{LB} = \frac{x_{phy}}{\delta x}, y_{LB} = \frac{y_{phy}}{\delta x}$
Densité (ρ_{phy}^{ref})	$\rho_{LB}^{ref} = (\delta x)^3 \frac{\rho_{phy}^{ref}}{\delta m}$
Pression (P_{phy})	$(P_{LB} = \frac{deltax(deltat)^2}{deltam} P_{phy})$
Temps (t_{phy})	$t_{LB} = \frac{t_{phy}}{\delta t}$
Viscosité (ν_{phy})	$(\nu_{LB} = \frac{deltat}{(deltax)^2} \nu_{phy})$
Vitesse (u_{phy})	$(u_{LB} = \frac{deltat}{deltax} u_{phy})$
Vitesse du son (C_s)	$(c_s = \frac{deltat}{deltax} C_s)$

2.10 Stabilité de la méthode de Boltzmann sur réseau

Lors de la réalisation d'une telle simulation numérique en s'appuyant sur la méthode de Boltzmann sur réseau on doit prendre en considération une propriété primordiales appelé stabilité. La LBM est stable à condition que:

- On passe loin de la frontière de l'espace;
- La diminution de l'amplitude de la force externe;
- Les réseaux doivent être isotropes pour le même ensemble de valeurs des paramètres [133];
- La condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) [148] est valable. Elle concerne la capacité que possède la méthode à transporter les informations, cette condition se traduit par le nombre de Courant suivant :

$$C = \frac{u\delta t}{\delta x} \lll 1 \quad (2.60)$$

Etant donné le lien entre le pas de temps et le pas d'espace $\delta x = e_i \delta t$, imposé lors de la définition du réseau, la condition CFL se réduit à $C = Ma \ll 1$, Ma représente le nombre de Mach. Une fois la méthode est définie et en particulier les fonctions de distributions à l'équilibre, la condition CFL doit être automatiquement assurée. En pratique la vitesse e_i est normalisée à 1, alors la condition CFL se réduit à une condition sur la vitesse u_j ;

- Le temps de relaxation doit être compris entre 0.5, représentant une viscosité quasi nulle, et 2, représentant une viscosité quasi infinie, selon le type du fluide utilisé et le pas de discrétisation imposé. Au-dessous de 0.5, la viscosité devient négative ce qui produit l'instabilité physique. D'autre part, un temps de relaxation plus grand que 2 permet de réduire le nombre de particules qui sera échangé à l'état d'équilibre;

- Le bon lien entre les paramètres du réseau ($\delta x, \delta t, \nu = \frac{\Delta t}{3}(\tau - 0.5)$). Pour une simulation sur un domaine quelconque, un pas d'espace δx petit implique un pas de temps court, ainsi la simulation sera précise et longue. Inversement une simulation stable peut devenir instable si les pas δx et δt sont trop grands;

Ces considérations sur la stabilité sont à retenir pour appliquer la méthode de Boltzmann sur réseau sur un tel système car elles représentent les principales sources d'instabilité d'une simulation.

2.11 Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté une description formelle de la méthode adoptée pour la résolution numérique, la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM). On a utilisé la LBM pour analyser l'écoulement du nanofluide monocomposant non homogène. Puis, on a présenté les différents réseaux associés à la LBM ainsi que les différentes conditions aux limites. Ensuite, on a noté quelques conditions pour assurer la stabilité de la LBM. Finalement, on a détaillé l'algorithme de LBM qui assure notre simulation.

Chapitre 3 :

Validation

3.1 Introduction

Le troisième chapitre porte sur la validation et la fiabilité de notre code numérique développé en utilisant la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM). Les comparaisons sont faites versus des résultats obtenus numériquement concernant les aspects dynamique et thermique pour des phénomènes physiques que nous allons étudier dans les applications de ce manuscrit.

3.2 Test de maillage

Les résultats numériques doivent être indépendants de la grille utilisée. Ainsi, l'étude du maillage est réalisée avant validation. Pour réaliser le test de maillage, des simulations ont été effectuées à l'aide de quatre grilles sur la figure 3.1. La figure 3.1 montre des profils de la vitesse au niveau de la marche (Figure 3.1 (a)) et dans la zone où la vitesse est totalement développée (Figure 3.1 (b)) pour $Re=200$, $Da=0.01$ et $\varepsilon = 0.6$. Comme on peut le voir, les valeurs prédites sont très proches les unes des autres et la différence maximale entre les deux premières mailles est d'environ 0.8 %. Ensuite, il est rétréci pour atteindre un écart de 0.2% entre les trois dernières grilles. Ceci suggère que la solution devient indépendante à partir du G1. Par conséquent, une telle grille a été sélectionnée pour le reste des calculs ultérieurs. Cette grille est un meilleur compromis entre la précision et le temps de calcul.

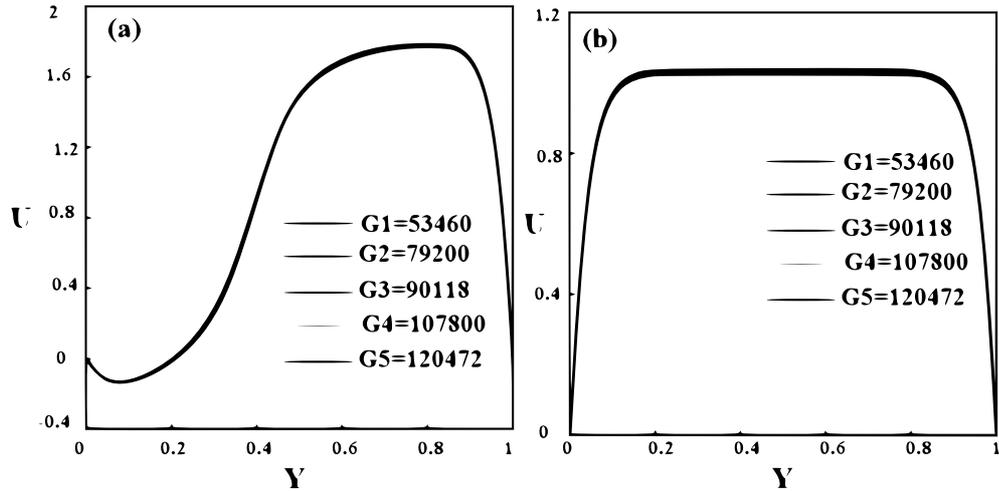


FIG. 3.1 – Test d'indépendance du maillage pour $Re=200$, $Da=0.01$ et $\varepsilon = 0.6$

3.3 Développement d'un écoulement dans un canal muni d'un élargissement brusque

La LBM était utilisé pour étudier les écoulement à travers un BFS qui rassemble à une conduite contenant un obstacle à l'entrée. BFS est très courant dans les applications d'ingénierie et de géophysique, comme un écoulement dans un milieu poreux. Le schéma du problème est donné par la figure (3.2). L'équilibre thermique local est pris entre les phases solide et fluide.

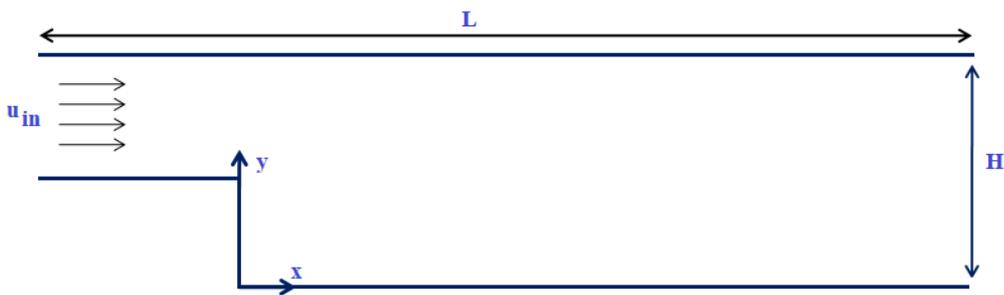


FIG. 3.2 – Écoulement à travers un BFS (2-D)

Dans cette application physique, l'eau s'écoule à travers le BFS d'hauteur ($H=2$ cm) avec une vitesse de $u_{in}=0.02$ m/s. La longueur de BFS (L) mesure 50 cm. La densité et la viscosité cinématique de l'eau sont 1 kg/m³ et 10^{-6} m²/s, respectivement. En supposant que la longueur unitaire de la conduite est de 1 m, le nombre de Reynolds (Re) est égale à 400. Le rapport

d'aspect (hauteur/longueur) du problème est de 25.

Le système d'équations adimensionnelles qui régit le problème est donné par :

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \cdot \nabla U = -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 U \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \cdot \nabla \theta = \frac{1}{\text{Re Pr}} \nabla^2 \theta \quad (3.3)$$

La figure 3.3 présente les profils de vitesses développées à trois emplacements différents ($x=100$, 200 et 300). Le profil de la vitesse à $x=100$ présente une vitesse négative ou faible près de la paroi inférieure en raison de la région de recirculation. La vitesse pleinement développée est mise en évidence à $x=300$. Ces structures dynamique sont en bon accord avec les résultats obtenus par A.A. Mohamed [139].

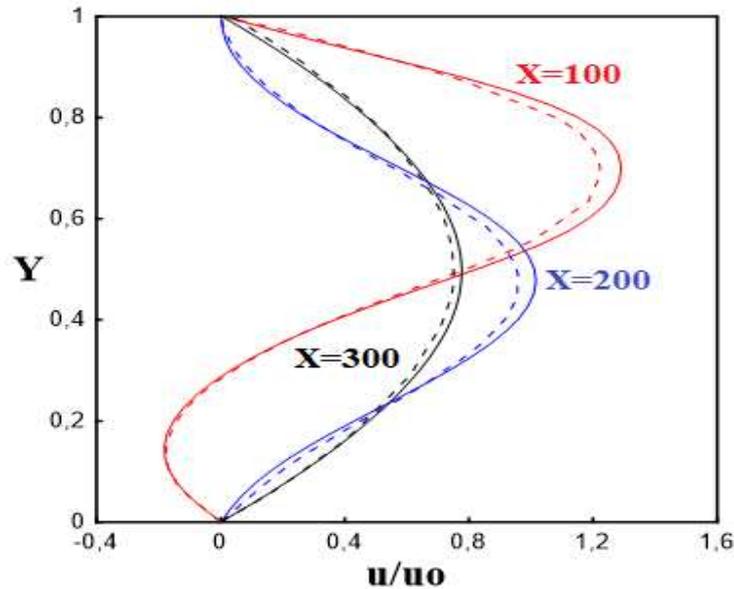


FIG. 3.3 – Profiles de vitesse à trois emplacements différents: LBM (—), A.A.Mohamed (- - -).

Dans le but de valider notre propre code numérique aussi , on a testé nos résultats par rapport aux celles publiés de Zarghami et al. [150] qui ont présenté une formulation en volumes finis de la LBM, pour étudier la transport thermo-hydrodynamique dans les nanofluides. La configuration géométrique est reportée sur la figure 3.4. Le taux d'expansion $ER = H / h$, est égal à 2 et la longueur du canal est prise comme $L = 50 h$ pour garantir le developpement de l'écoulement à la sortie du canal. À l'entrée, un profil de vitesse stable et pleinement développé

est imposé.

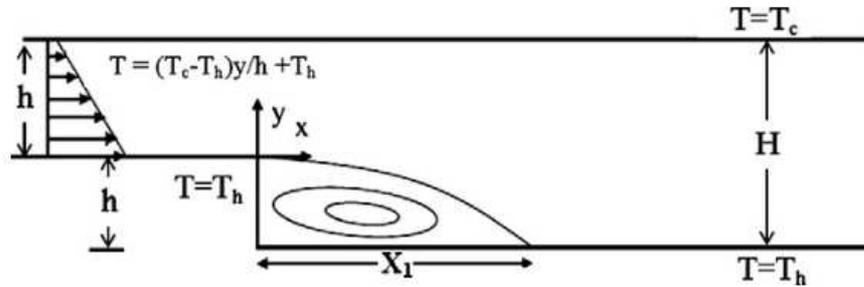


FIG. 3.4 – Schéma d'un écoulement dans un élargissement brusque avec les conditions aux limites .

La figure 3.5 montre les profils de vitesse à deux positions ($x=h$ et $x=40h$) pour l'eau pure pour trois différents nanofluides (TiO_2 , Cu, CuO) avec une fraction volumique $\varphi = 0.05$ à $\text{Re} = 350$. Figure 3.5 (a) illustre une zone de recirculation développée. La taille de cette zone diminue à mesure que x augmente, jusqu'à ce que le débit atteigne une vitesse nulle au point de rattachement ($x = X_1$). Par la suite, le flux recommence à se dilater et se transforme finalement en un écoulement pleinement développé où l'effet de l'expansion soudaine se détache (Figure 3.5 (b)). On peut constater que les nanofluides $\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ et $\text{Cu-H}_2\text{O}$ ont la vitesse absolue la plus élevée et la plus basse, respectivement, en raison de la différence en densité.

Il est clair, d'après les résultats de la figure 3.5, que nos résultats sont en excellent accord avec les résultats de la littérature pour tous les nanofluides testés.

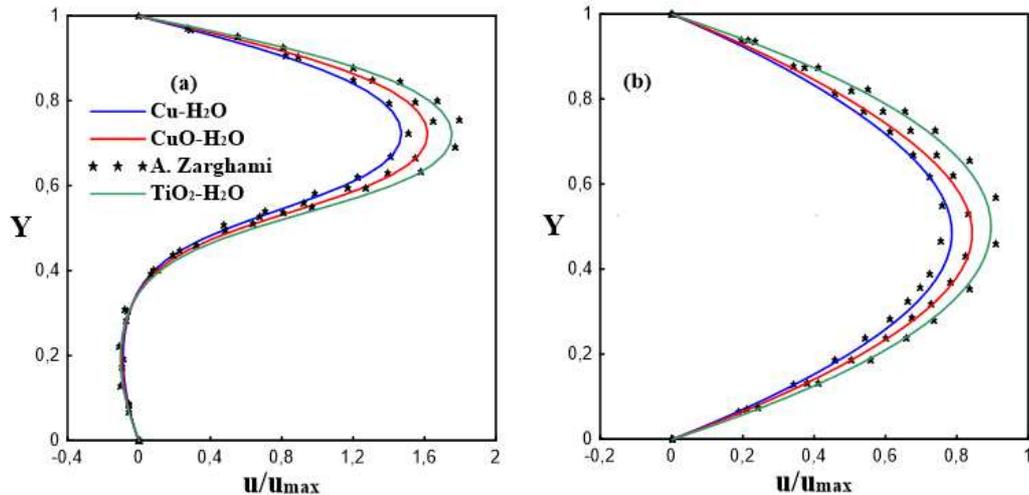


FIG. 3.5 – Composante de vitesse u à deux différents emplacements : LBM (- - -), Zarghami et al. (***): (a) $x=h$; (b) $x=40h$.

3.4 Convection forcée d'un fluid dans un canal poreux

Cette section est focalisée sur la validité du code developpé en tenant compte de la présence d'une structure poreuse.

Le premier cas simulé avec la LBM concerne l'étude d'un problème classique de convection forcée dans une canal rempli dun milieu poreux isotrope et homogène (Mahmud et al. [151]). L'écoulement dans le matériau poreux est décrit par l'équation de Darcy-Brinkman. Les parois isothermes sont sélectionnées comme conditions aux limites thermiques (Figure 3.6). Notre analyse est concentrée sur la partie du canal où l'écoulement et le champs thermique se développent hydrodynamiquement et thermiquement.

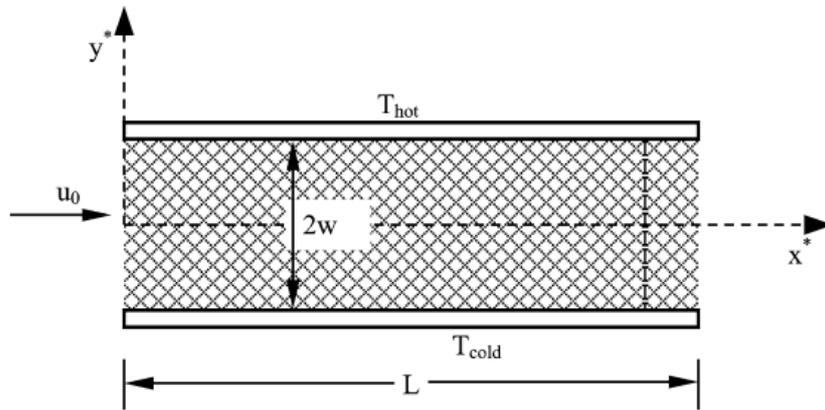


FIG. 3.6 – Diagramme schématique du problème .

Le système d'équations adimensionnelles qui régit le problème est donné par :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re Da}} U \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re Da}} V \quad (3.6)$$

$$(\varepsilon + (1 - \varepsilon)R_c) \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{t}} + \left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = \frac{\varepsilon + (1 - \varepsilon)R_k}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) + \varepsilon \frac{Ec}{\text{Da Re}} (U^2 + V^2) \quad (3.7)$$

La figure 3.7 montre l'impact de la variation du nombre de Darcy sur la variation transversale de la température en présence de la dissipation visqueuse dans les structures poreuses. Plus la

valeur du nombre de Darcy est faible, plus l'effet visqueux non linéaire dans le profil de la température est élevé. À faible nombre de Darcy, les profils de la température révèlent que l'énergie thermique (chaleur) est transférée aux plaques chaudes et froides.

Les résultats ultérieurs obtenus par notre code numérique basé sur LBM montre bien un excellent accord avec les résultats analytiques de Mahmud et al. [151]. Ce qui prouve bien la fiabilité de la LBM dans la prédiction du transfert de chaleur en présence de la dissipation visqueuse dans les structures poreuses.

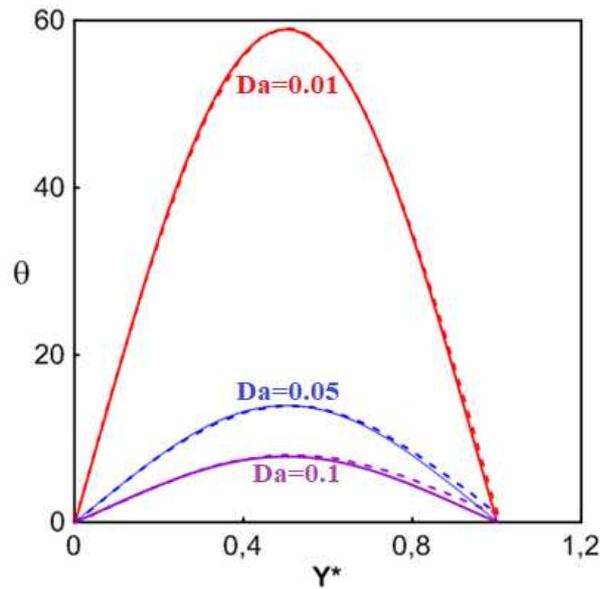


FIG. 3.7 – Effet de Da sur le profil transversal de la température: LBM (—), Mahmud et al (---).

Le deuxième test porte sur le même problème physique présenté par Maghrebi et al. [152]. Son étude porte sur le TC par convection des nanofluides dans un canal poreux (Figure 3.8). Le modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer est utilisé pour modéliser ce flux. Le modèle d'équilibre thermique est supposé entre la phase nanofluide et celle solide. On suppose que les nanoparticules sont distribuées de manière non uniforme à l'intérieur du canal. En conséquence, l'équation de distribution de la fraction volumique est également couplée aux équations directrices. Les profils de la vitesse et de température adimensionnelles sont illustrés à la figure 3.9 dans la région complètement développée thermiquement. Il apparaît de cette figure un très bon accord entre nos propres solutions numériques et celles de Maghrebi et al. [152].

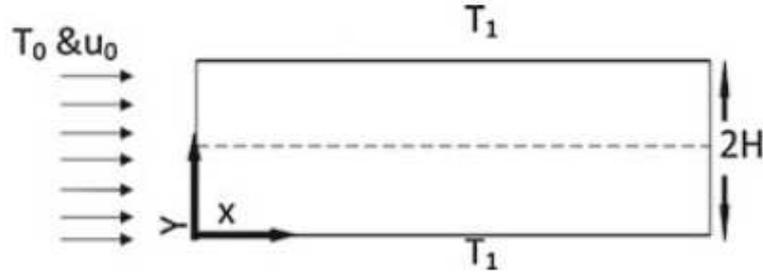


FIG. 3.8 – Diagramme schématique du problème avec les condition aux limites.

Le système d'équations adimensionnelles qui régit le problème est donné par :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = & -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}(1-\varphi)^{2.5} (1-\varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f})} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \\ & - \frac{\varepsilon}{\text{Re} Da (1-\varphi)^{2.5} (1-\varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f})} U - \frac{F_\varepsilon \varepsilon}{\sqrt{Da}} U \sqrt{(U^2 + V^2)} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = & -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}(1-\varphi)^{2.5} (1-\varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f})} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \\ & - \frac{\varepsilon}{\text{Re} Da (1-\varphi)^{2.5} (1-\varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f})} V - \frac{F_\varepsilon \varepsilon}{\sqrt{Da}} V \sqrt{(U^2 + V^2)} \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon + (1-\varepsilon) \frac{R_c}{R_{cnf}} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{t}} + \left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = & \frac{\varepsilon + (1-\varepsilon) \frac{R_k}{R_{knf}}}{\text{Re} \text{Pr} \left(1-\varphi + \varphi \frac{(\rho C_p)_{np}}{(\rho C_p)_f} \right)} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \\ & + \varepsilon \frac{(\rho c p)_{np}}{(\rho c p)_f} \left(\frac{1}{Le} \left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial X} \frac{\partial \theta}{\partial X} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) + \frac{1}{N_{BT} Le} \left(\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right) \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

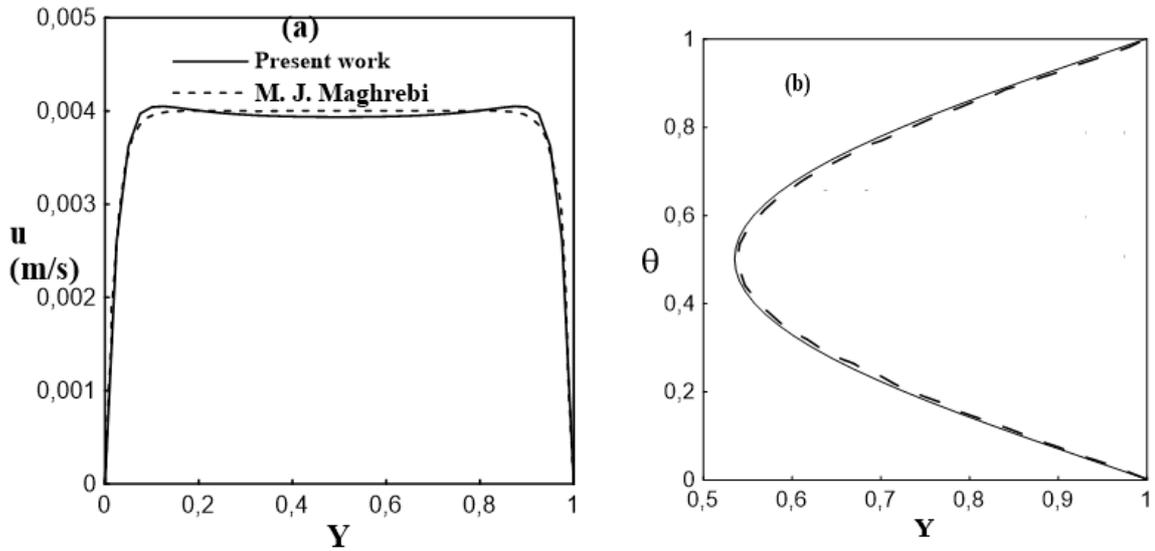


FIG. 3.9 – Comparison des results du code développé (—) et celles de Maghrebi et al (- - -): (a) profile de vitesse; (b) profile de température .

3.5 Écoulement pulsé dans un élargissement brusque

Une autre validation du code concerne des problèmes de TC par des écoulements pulsés laminaires. Elle s'articule autour d'un écoulement pulsé laminaire incompressible de convection forcée d'air dans un canal contenant un BFS sous la condition de LTE. La comparaison avec les résultats obtenus par Valencia et al. [153] se fait pour le stationnaire et le cas de condition d'entrée pulsatile pour un seul cycle pulsatile. Un profil d'entrée parabolique a été utilisé pour l'écoulement pulsatile pour $A=1.0$, $St=1.0$, $\frac{s}{H}=0.5$, $L/H=5.0$, $Re=100$, $Pr=0.71$.

$$U_p = \frac{3}{\left(\frac{h}{2H}\right)^2} \left(\left(Y - \frac{s}{H}\right) \frac{h}{2H} - 0.5 \left(Y - \frac{s}{H}\right)^2 \right) \quad (3.12)$$

Le système d'équations adimensionnelles qui régit le problème est donné par :

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tilde{t}} + U \cdot \nabla U = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla^2 U \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tilde{t}} + U \cdot \nabla \theta = \frac{1}{Re Pr} \nabla^2 \theta \quad (3.15)$$

La figure 3.10 illustre la variation du nombre de Nusselt, Nu sur la paroi supérieure du canal.

On constate que la variation du Nu à travers un cycle pulsatile est faible (Figures 3.10 (a) et (b)). La reproductibilité des résultats permet de conclure quant à la validité du code développé.

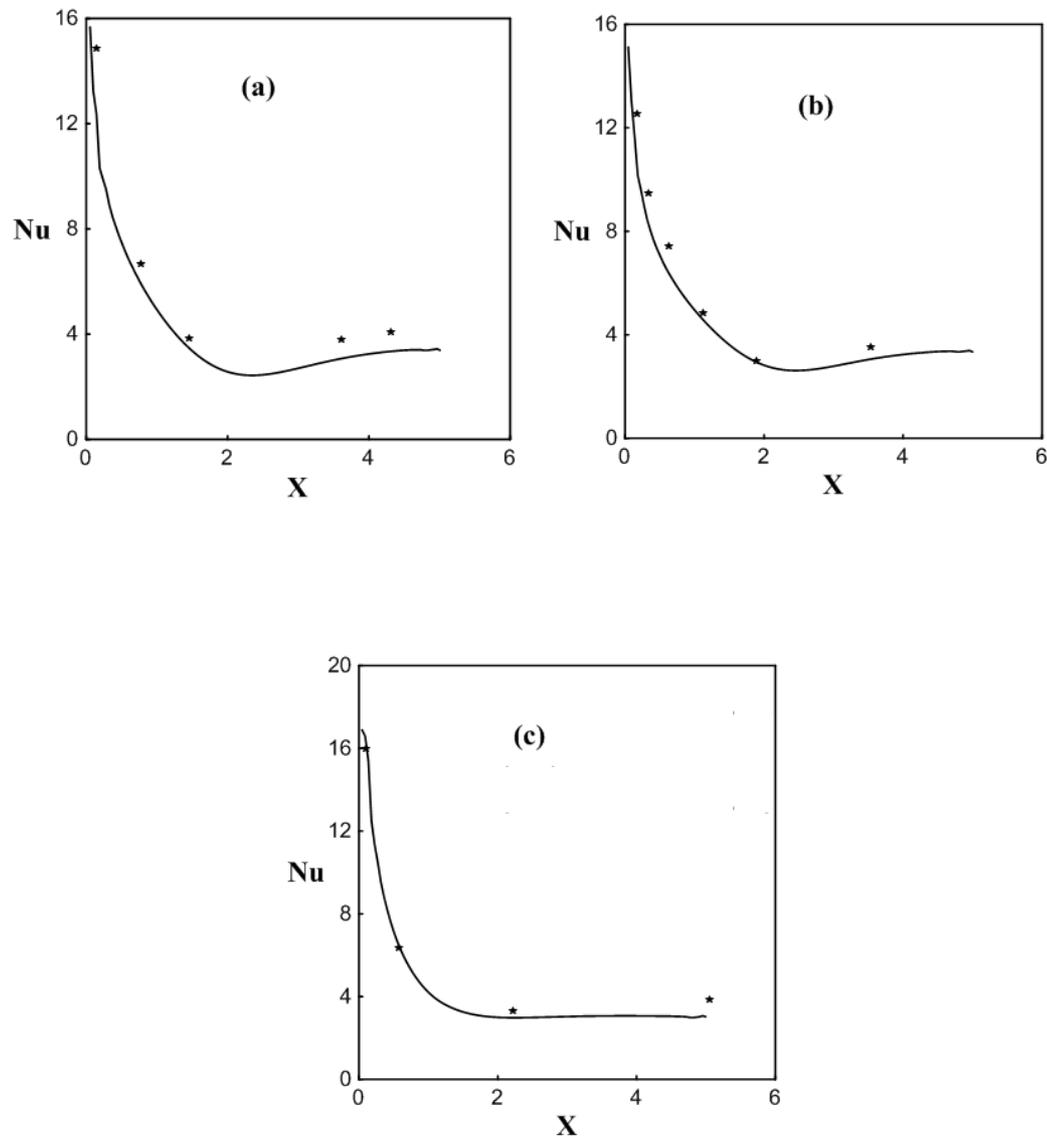


FIG. 3.10 – Comparison des résultats du code développé (—) et ceux de Maghrebi et al (***) : (a) : $St\tau = 0.25$; (b) $St\tau = 0.5$; écoulement stationnaire .

3.6 Influence d'un champ magnétique sur la convection mixte du flux de nanofluides dans un BFS

La validation numérique de notre code porte sur la convection forcée laminaire d'un écoulement de nanofluides sur un BFS sous l'effet d'un champ magnétique incliné et est comparée avec les

resultats présentés par Selimefendigil et al. [113]. La paroi inférieure du BFS est chauffée de manière isotherme et les autres parois du canal sont supposées adiabatiques.

On a tracé l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de la coordonnée transversale (Figure 3.11) pour $Re = 100$, $Ha=20$ et l'angles d'inclinaison ($\gamma= 90^\circ$). La valeur maximale de Nu est vue plus en aval de la marche en raison de la longueur élevée de la zone de recirculation derrière la marche.

On déduit à partir des profils présentés que la méthode de lattice Boltzmann sur réseau est aussi fiable une pour les écoulements laminaires des nanofluides soumis à un champs magnétique, d'où la validité du code développé.

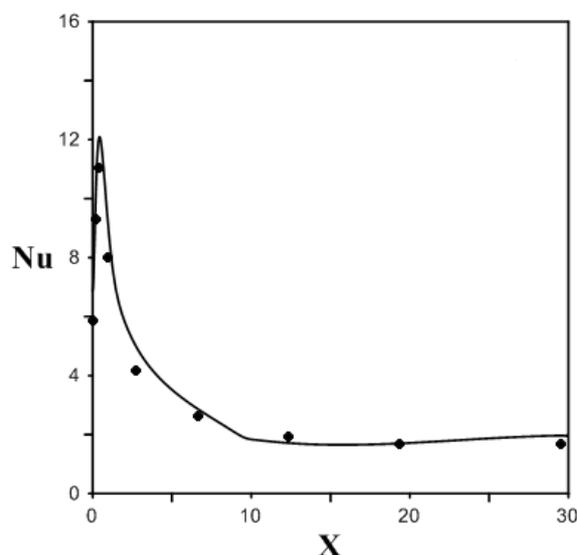


FIG. 3.11 – *Comparison des resultats du code développé (—) et ceux de Selimefendigil et al (●●●).*

3.7 Conclusion

Nous avons détaillé les résultats de validation du code développé basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau. Un examen de sept tests est exposé dans ce chapitre. Il a été déduit que les résultats issus du code numérique sont en très bon accord avec ceux obtenus par d'autres auteurs cités dans leurs cas d'études. Ainsi nous garantissons la capacité et fiabilité de notre méthode numérique LBM à simuler les différents phénomènes physiques étudié dans la suite de notre manuscrit.

Chapitre 4 :

Application de la LBM aux écoulements MHD des nanofluides dans les milieux poreux

4.1 Introduction

La présence d'un champ magnétique lors d'une convection forcée a un effet notable sur le TC. L'objectif principale de ce chapitre est de résoudre des problèmes des écoulements MHD des nanofluides avec une répartition homogène au sein d'un canal poreux muni d'un BFS en utilisant la LBM. De l'eau pure a été utilisée comme fluide de base et de cuivre (Cu), alumine (Al_2O_3), dioxyde de silicium (SiO_2) et dioxyde de titane (TiO_2) sous forme de nanoparticules. . Les équations gouvernantes, basées sur le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer, et les équations de transport d'énergie sous leurs formes adimensionnelles sont considérées sous l'hypothèse de l'équilibre thermique local (LTE) entre les phases nanofluide et solide. Compte tenu des effets de la dissipation visqueuse, deux fonctions de distribution sont utilisées pour gérer l'écoulement et le Tc des nanofluides. Dans le présent chapitre, la conductivité thermique effective et la viscosité du nanofluide sont évaluées en tenant compte des modèles Maxwell et Brinkman (section 1.3.5).

4.2 Définition du problème

L'objet de notre étude porte sur un écoulement laminaire des nanofluides incompressibles au sein d'un canal poreux muni d'un BFS de hauteur H et de largeur (1+L), chauffé à sa paroi inférieure (T_w) tandis que les autres parois sont isolées. L'entrée du canal est soumise à une température uniforme (T_{in}) (Figure 4.1). On suppose que les conditions de sortie sont

pleinement développées. En outre, on suppose également que le champ magnétique est uniforme. Les AR et ER sont fixés respectivement à 5 et 2 tout au long de cette étude. Les nanoparticules étudiées (Cu, Al₂O₃, SiO₂ et TiO₂) sont supposées être suspendues uniformément dans le fluide de base (eau) pour éviter leur agglomération et leur dépôt dans la matrice poreuse.

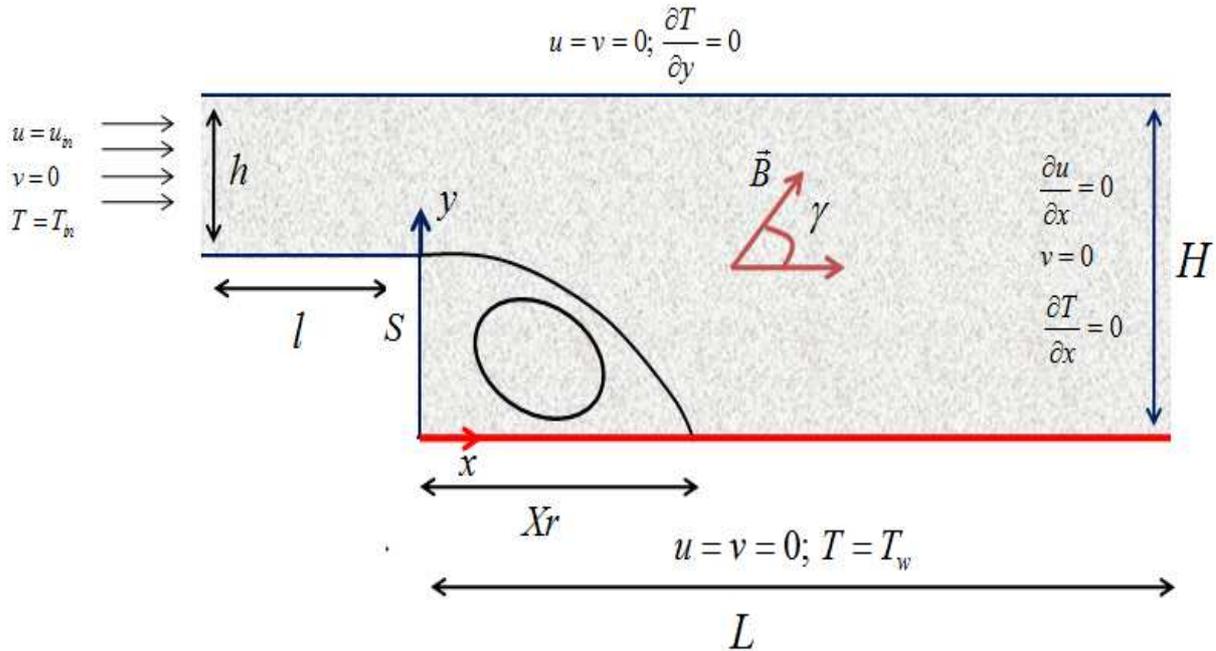


FIG. 4.1 – Modèle géométrique: Configuration 2-D avec les conditions aux limites.

Notre étude est basée sur les hypothèses simplificatrices suivantes:

- Le milieu poreux est homogène, isotrope, saturé avec une seule phase fluide;
- L'écoulement est supposé bidimensionnel, monophasique et laminaire;
- Le nanofluide est supposée incompressible;
- Les propriétés thermophysiques de la matrice solide et du nanofluide (ρ , μ , c_p , k , σ) sont supposées constantes
- La convection forcée domine le champ thermique;
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable;
- La force brownienne et la force thermophorétique sont négligeable;
- La dissipation visqueuse est incluse dans l'équation d'énergie;
- Le modèle de Darcy-Brinkmann-Forcheimer (DBF) décrit l'écoulement;
- L'hypothèse de l'équilibre local est assumé;

- L'écoulement des nanofluides est complètement développés;
- La méthode Lattice Boltzmann est appliquée pour simuler le flux et le transfert de chaleur;

Sous les hypothèses ci-dessus, les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie au niveau macroscopique dans un système de coordonnées cartésiennes 2D peuvent être écrites sous forme adimensionnelle en utilisant les paramètres sans dimension suivants:

$$(U, V) = \left(\frac{u}{u_{in}}, \frac{v}{u_{in}} \right), (X, Y) = \left(\frac{x}{H}, \frac{y}{H} \right), \tilde{t} = t \frac{u_{in}}{H}, P = \frac{p}{\rho u_{in}^2}, \theta = \frac{T - T_{in}}{T_w - T_{in}}$$

★ Equation de continuité:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (4.1)$$

★ Equations de quantité de mouvement suivant l'axe(X):

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = & -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re} \chi \eta} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re} Da \chi \eta} U \\ & - \frac{F_x \varepsilon}{\sqrt{Da}} U \sqrt{(U^2 + V^2)} + F_x \end{aligned} \quad (4.2)$$

★ Equations de quantité de mouvement suivant l'axe(Y):

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = & -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re} \chi \eta} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re} Da \chi \eta} V \\ & - \frac{F_y \varepsilon}{\sqrt{Da}} V \sqrt{(U^2 + V^2)} + F_y \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\text{Avec} \begin{cases} \chi = (1 - \varphi)^{2.5} \\ \eta = \left(1 - \varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f} \right) \end{cases}$$

Où F_x et F_y sont les composantes de la totale des forces extérieures dans les directions X et Y, respectivement. \vec{F} représente la totale des forces extérieures et peut être exprimée dans un repère cartésien sous une forme donnée par Mahmoudi et al. [154] (voir annexe C).

$$F = \begin{cases} F_x = \frac{\varepsilon Ha^2}{\text{Re} \left(1 - \varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f} \right)} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} (V \sin \gamma \cos \gamma - U \sin^2 \gamma) \\ F_y = \frac{\varepsilon Ha^2}{\text{Re} \left(1 - \varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f} \right)} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} (U \sin \gamma \cos \gamma - V \cos^2 \gamma) \end{cases} \quad (4.4)$$

★ Equations d'énergie:

$$\left(\varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{R_c}{R_{c_{nf}}} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{t}} + \left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = \frac{\left(\varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{R_k}{R_{k_{nf}}} \right)}{\text{Re Pr} \left(1 - \varphi + \varphi \frac{(\rho C_p)_{np}}{(\rho C_p)_f} \right)} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) + S_\theta \quad (4.5)$$

Les effets de la dissipation visqueuse et du champ magnétique sont introduits dans l'équation d'énergie par l'intermédiaire de le terme source S_θ .

$$S_\theta = \frac{Ec}{\text{Re} \left(1 - \varphi + \varphi \frac{(\rho C_p)_{np}}{(\rho C_p)_f} \right)} \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\varepsilon}{Da(1-\varphi)^{2.5}} + \frac{\varepsilon F_\varepsilon \text{Re} \left(1 - \varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f} \right)}{\sqrt{Da}} |U| \right) (U^2 + V^2) \\ + \frac{1}{(1-\varphi)^{2.5}} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left(\left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) + \left(\frac{\partial V}{\partial X} \right) \right)^2 \right\} \\ + \varepsilon Ha^2 \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} (U \sin \gamma - V \cos \gamma)^2 \end{array} \right\} \quad (4.6)$$

4.2.1 Nombres adimensionnels

La mise sous forme adimensionnée des équations de conservations a permis d'obtenir des nombres sans dimensions caractéristiques du problème dont ils sont définis comme suit:

- Re: nombre de Reynolds: $Re = \left(\frac{H u_0}{\nu} \right)_f$;
- Pr: nombre de Prandtl: $Pr = \left(\frac{\mu c_p}{k} \right)_f$;
- Da: nombre de Darcy: $Da = \frac{K}{H^2}$;
- F_ε : nombre de Forchheimer local: $F_\varepsilon = \frac{1.75}{\sqrt{150 \varepsilon^3}}$;
- Ha: nombre de Hartmann: $Ha = HB_0 \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}}$;
- R_c : rapport des capacités thermiques entre la phase solide et le fluide de base: $R_c = \frac{(\rho c_p)_s}{(\rho c_p)_f}$;
- $R_{c_{nf}}$: rapport des capacités thermiques entre le fluide de base et le nanofluide: $R_{c_{nf}} = \frac{(\rho c_p)_{nf}}{(\rho c_p)_f}$;
- R_k : rapport des conductivités thermiques entre la phase solide et le fluide de base: $R_k = \frac{k_s}{k_f}$;
- $R_{k_{nf}}$: rapport des conductivités thermiques entre le fluide de base et le nanofluide: $R_{k_{nf}} = \frac{k_{nf}}{k_f}$;
- Ec: nombre d'Eckert: $Ec = \frac{u_0^2}{c_p \Delta T}$;

4.2.2 Les propriétés thermophysiques

Le tableau 4.1 présente toutes les propriétés thermophysiques des nanoparticules utilisés dans notre simulation numérique. Les caractéristiques des nanofluides utilisés dans cette étude,

TAB. 4.1 – *Propriétés thermophysiques des nanoparticules et de fluide de base à $T=25^\circ C$.*

Propriétés thermophysiques	Eau	Al ₂ O ₃	Cu	SiO ₂	TiO ₂
$k (W.m^{-1}.K^{-1})$	0.613	40	400	36	8.9
$\rho (kg.m^{-3})$	997.1	3970	8933	2200	4250
$c_p (J.kg^{-1}.K^{-1})$	4.79	765	385	765	686.2
$\sigma (\Omega.m)^{-1}$	0.05	10^{-12}	$5.97*10^7$	10^{-12}	$0.26*10^7$
$d_{np}(nm)$		47	0.2556	45	21

c'est-à-dire la densité effective, la capacité thermique volumétrique à pression constante et la conductivité thermique et électrique, basées sur les propriétés de l'eau et des nanoparticules, sont évaluées à l'aide du modèle Maxwell-Garnetts et Brinkman et peuvent être données par les formules suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_{np}\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\varphi)^{2.5}} \\ k_{nf} = k_f \frac{k_{np}+2k_f-2\varphi(k_f-k_{np})}{k_{np}+2k_f+\varphi(k_f-k_{np})} \\ (\rho c_p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho c_p)_f + \varphi(\rho c_p)_{np} \\ \sigma_{nf} = \sigma_f \left(1 + \frac{3\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f}-1\right)\varphi}{\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f}+2\right)-\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_f}-1\right)\varphi} \right) \end{array} \right. \quad (4.7)$$

4.2.3 Condition aux limites et initiales

Dans un premier temps on doit partir d'un état initial qui est proche de la réalité, afin d'assurer la convergence du problème. Donc, initialement le fluide est au repos (vitesse nulle) et maintenue à une température constante (généralement nulle).

Les conditions aux limites sous forme adimensionnelle du problème sont présentées dans le tableau 4.2:

4.3 Résultats des simulations

L'écoulement dans un canal muni d'un BFS est extrêmement sensible à l'expansion géométrique soudaine. Par conséquent, Le flux se dilate à partir du profil parabolique entièrement développé

TAB. 4.2 – Condition aux limites.

	Vitesse	Température
Paroi Nord	$U = V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$
Paroi Sud	$U = V = 0$	$\theta = 1$
Paroi Est	$\frac{\partial U}{\partial X} = 0, V=0$	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
Paroi West	$U = 1, V = 0$	$\theta = 0$
Le reste des frontières solides	$U = V = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$

en amont de la marche et se sépare au bord de la marche pour former une région de recirculation primaire. Cette zone est dûe à une basse pression en aval de la marche, qui aspire le fluide dans cette région afin de créer un vortex en circulation. Puis, le profil de vitesse se rattache et se redéveloppe en s'approchant d'un écoulement complètement développé lorsque le fluide s'écoule vers la sortie du canal [4].

Dans cette partie, notre attention porte sur l'application de la LBM sur les phénomènes physiques qui se manifestent au cours de la convection forcée d'un nanofluide dans un milieu poreux saturé isotrope sous l'effet d'un champs magnétique. De ce fait, on a représenté l'évolution spatial des différentes variables qui décrivent ce problème pour un nombre de Reynolds ($Re=100$), un nombre de Prandtl choisi ($Pr=6.2$) et un coefficient d'inertie ($F_\varepsilon = 0.1$).

Certains paramètres peuvent influencer l'écoulement du nanofluide, le transfert de chaleur, le taux de production d'entropie et l'indice de performance du système actuel tels que le type du nanoparticules utilisés (Cu, Al_2O_3 , SiO_2 et TiO_2), la fraction volumique ($0 \leq \varphi \leq 4\%$), nombre de Darcy ($10^{-3} \leq Da \leq 1$), porosité ($0 < \varepsilon < 1$) et le nombre d'Eckert ($0 \leq Ec \leq 10$). De plus, le rapport de conductivité thermique et celui de capacité thermique sont variés sur des marges de ($5 \leq R_k \leq 20$) et ($5 \leq R_c \leq 20$), respectivement. L'effet du champ magnétique, donné par le nombre de Hartman ($0 \leq Ha \leq 25$) et par une angle d'inclinaison ($0 \leq \gamma \leq \pi$) est étudié aussi.

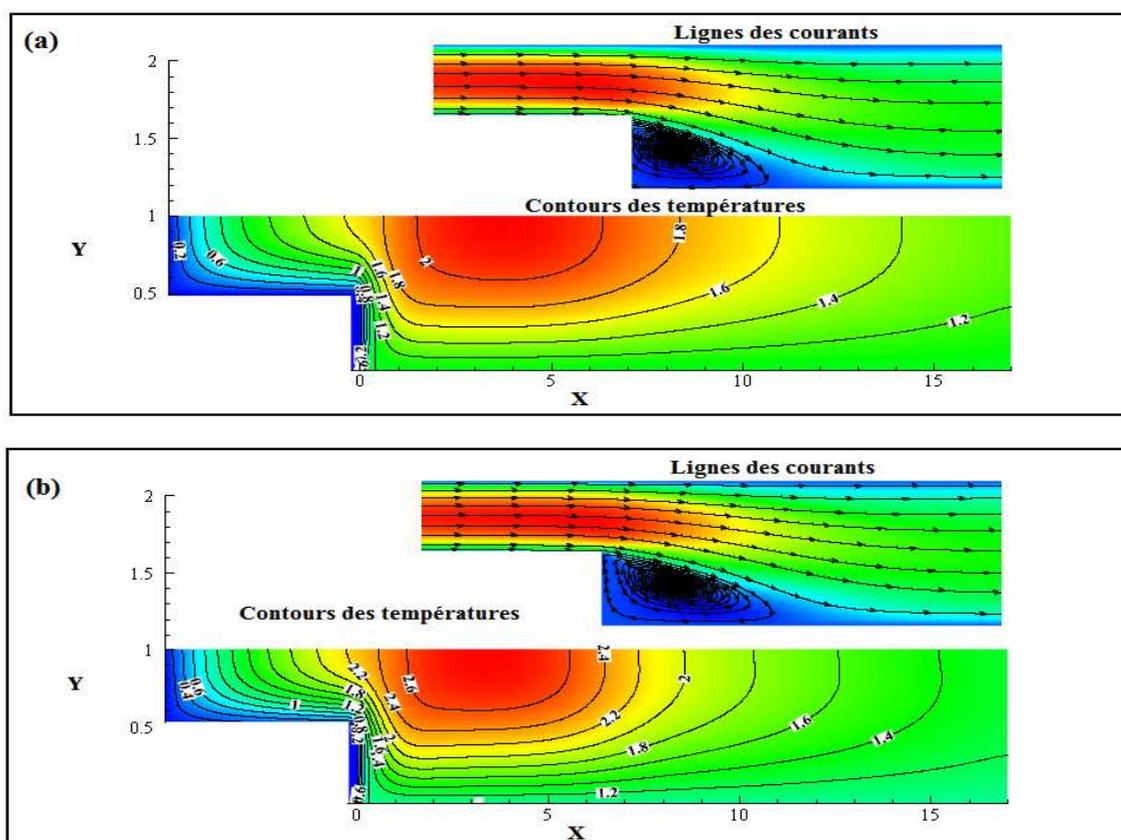
4.3.1 Choix de type de nanofluide de travail

L'influence des nanoparticules dans le fluide de base (eau pur) rapportée en termes des modèles d'écoulement globaux (contours des températures et des lignes des courants) pour quatre nanoparticules près de la région de recirculation est illustré dans la figure 4.2. Pour une meilleure compréhension de l'influence des nanoparticules, on introduit les isothermes et lignes des courants correspondants au cas d'un fluide de base (eau pur) sur la même figure. Les lignes des

courants sont figurés avec les isothermes près de l'entrée pour décrire la zone de recirculation près de la paroi inférieure.

D'après cette figure, la vitesse augmente à mesure que la densité du nanofluide diminue (le nanofluide de SiO_2 a la densité la plus faible et le nanofluide Cu a la densité la plus élevée (Tableau 4.1)). De ce fait, on remarque que la taille de recirculation avec les nanoparticules de SiO_2 est la plus petite par comparaison avec les autres nanoparticules. En effet, le gradient de vitesse augmente dans le sens négatif lorsque la densité du nanofluide diminue. Cependant, pour un matériau de densité plus élevée (Cu), la taille du tourbillon de la paroi inférieure est accentuée. Cela est dû à un inverse d'expression $\left[(1 - \varphi)^{2.5} \left(1 - \varphi + \varphi \frac{\rho_{np}}{\rho_f} \right) \right]$ dans les équations (4.2) et (4.3) qui est < 1 pour SiO_2 , alors que pour le reste des matériaux cette valeur est > 1 .

Pour un nombre de Reynolds donné ($\text{Re} = 100$), tous les autres paramètres sont maintenus constants à l'exception de la densité de nanofluide, de sorte que lorsque la densité augmente, la vitesse diminue pour maintenir le nombre de Reynolds constant.



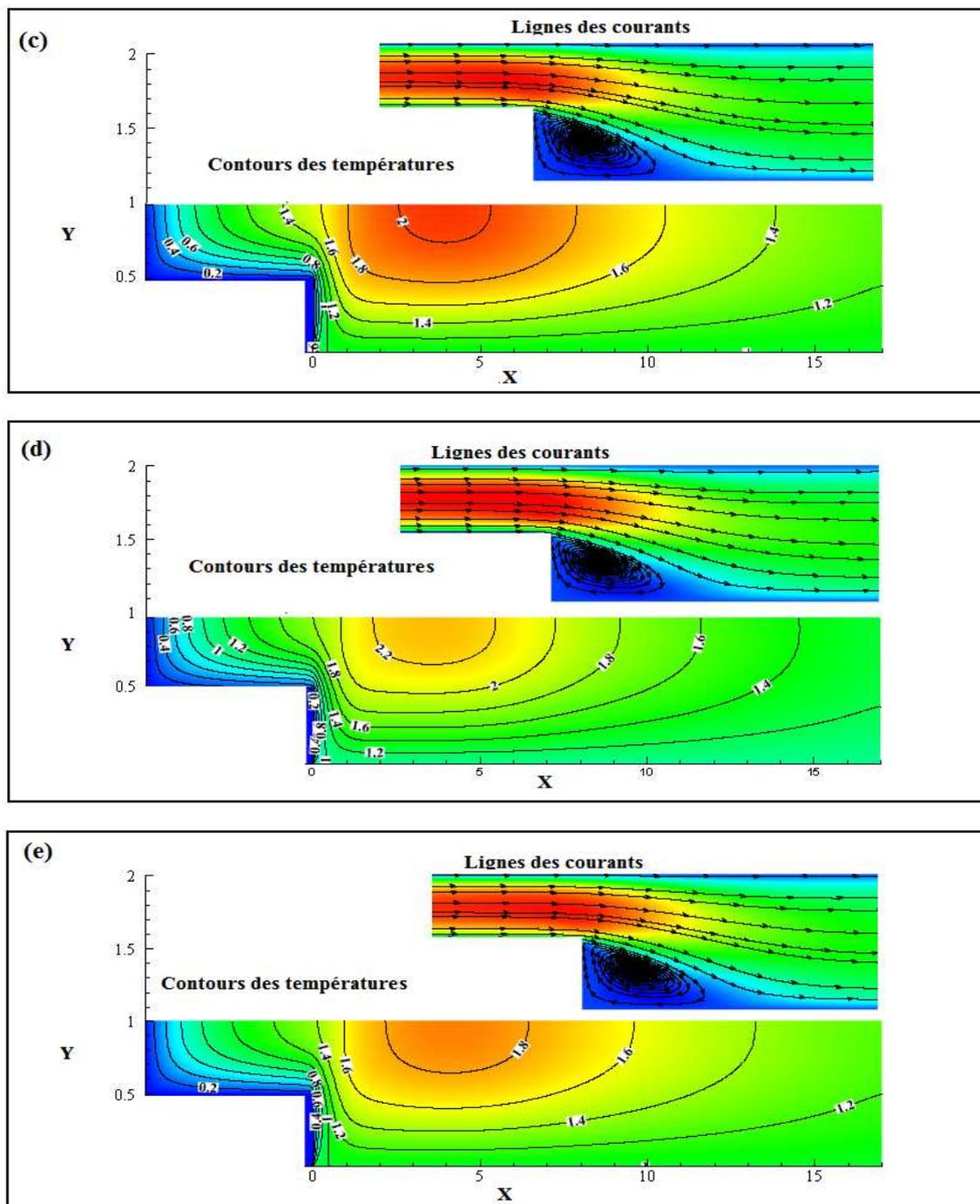


FIG. 4.2 – Contours des températures et lignes des courants pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Da=0.01$ et $Ha=20$, $\gamma = 90^\circ$ et $\varepsilon = 0.6$: (a) nanoparticules de Al_2O_3 , (b) nanoparticules de Cu , (c) nanoparticules de SiO_2 , (d) nanoparticules de TiO_2 , (e) eau pur.

Sur la figure 4.2, il est clairement visible que la présence de nanoparticules améliore le TC. La présence des nanoparticules augmente la conductivité thermique des nanofluides, k_{nf} (équation (4.7)). Cela peut être mieux visualisé à partir de la représentation des profils des températures. Les profile des températures à des différents emplacements en aval de la marche $X=1.6$, $X=3$

et $X=14$ sont illustrés pour divers nanomatériaux dans la figure 4.3.

Pour les nanoparticules à conductivité thermique relativement faible (SiO_2 et Al_2O_3), le tourbillon de la paroi inférieure a plus d'influence sur le TC près de la région d'entrée (Figure 4.3a) que pour ceux qui ont une conductivité thermique élevée. Loin de la marche, cette tendance s'améliore. Aussi, on observe que la température de tous les nanofluides est bien supérieure à celle du fluide de base. Le long de la couche de cisaillement, la distribution de température est sensible à divers nanoparticules. Le nanoparticule à conductivité thermique élevée (Cu) atteint une température plus élevée à n'importe quelle position particulière.

En avançant dans le canal, la chaleur est dispersée dans toutes les directions jusqu'à atteindre un maximum local du fait de la paroi chaude du BFS (Figure 4.3(b)). Cette tendance peut être justifiée par la chaleur supplémentaire fournie par la dissipation visqueuse et l'application d'un champs magnétique dans le canal poreux. Puis, les particules des nanofluides perdent cette chaleur en raison des pertes de quantité de mouvement et se refroidissent en s'approchant de la sortie de canal (Figure 4.3 (c)). Ceci induit la diminution du maximum local observé dans le profile des températures dans les sections longitudinales du BFS.

Pour étudier mieux l'influence de l'insertion des nanoparticules dans le fluide de base, on a comparé l'effet de quelques types des nanoparticules sur le coefficient de TC, l'irréversibilité, ainsi que la puissance de pompage et l'indice de performance de notre système.

Les résultats obtenus dans le tableau 4.3 indiquent que l'utilisation des nanofluides au lieu de l'eau pure améliore le coefficient de TC moyen (Nu_{moy}). Une amélioration de coefficient du Tc de 26.8%, 82.8%, 16.97% et 39% dans le cas des nanofluides $\text{AL}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$, $\text{Cu-H}_2\text{O}$, $\text{SiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ et $\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$, respectivement en comparaison avec l'utilisation de l'eau pur. D'où Nu_{moy} le plus élevé est lié au nanofluide contenant du Cu à une $\varphi = 4\%$. Cependant, cette augmentation de Nu_{moy} par convection est associée à une légère chute de pression (ΔP) qui peut limiter l'utilisation de nanofluide. L'utilisation des nanoparticules de Cu ou de AL_2O_3 peut minimiser cette chute par rapport au cas de l'eau pure de 12 à 26%. Alors qu'on remarque que dans le cas des naoparticules de $\text{SiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ et $\text{TiO}_2\text{-H}_2\text{O}$, ΔP est augmentée de 4 à 9%. Mais cette augmentation n'est pas trop élevée ce qui la rend n'est pas significativement différente de l'eau pure. Par conséquent, il ne génère pas de puissance de pompage, P_{pum} excessive.

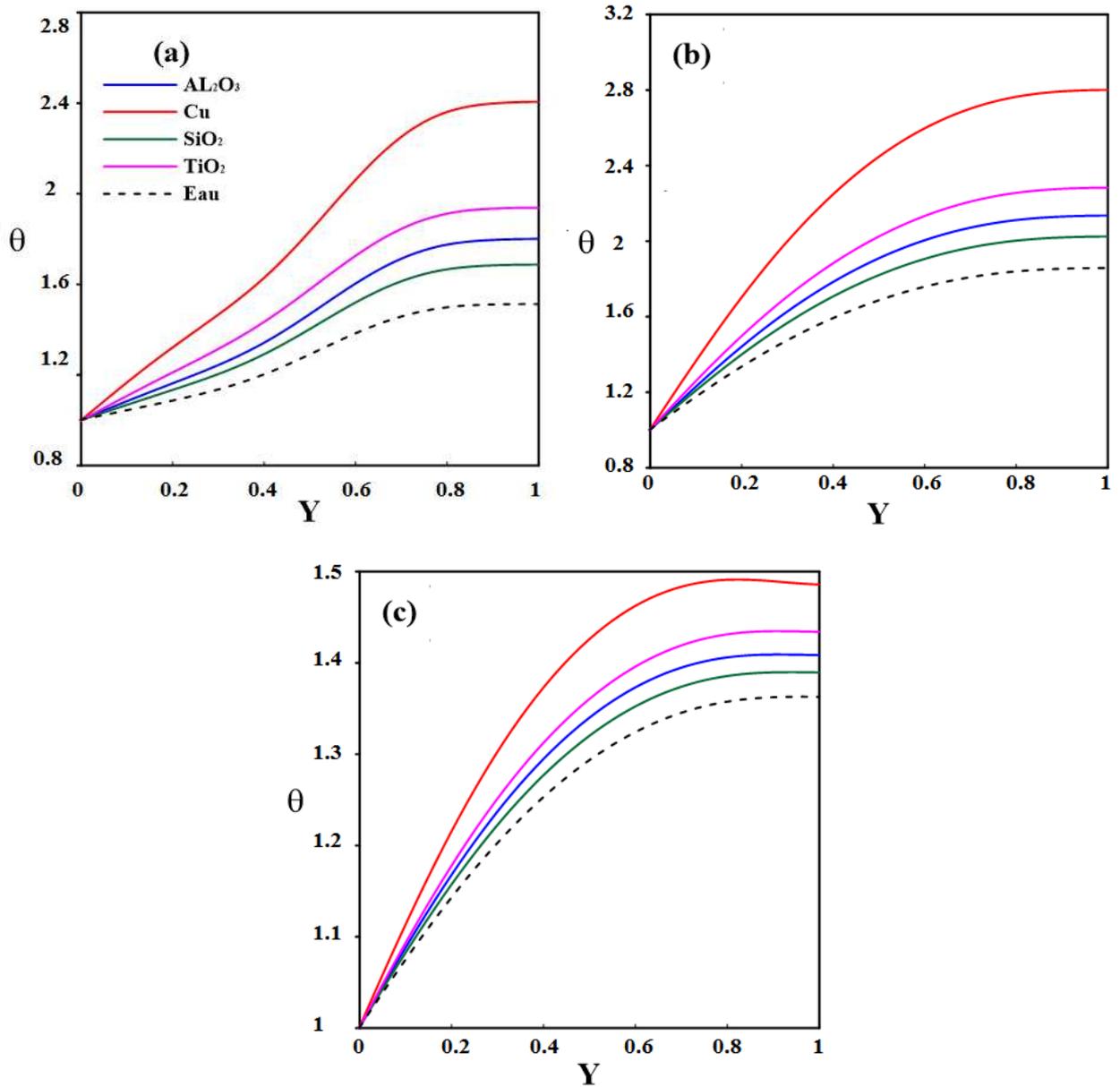


FIG. 4.3 – Profiles des températures pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Da=0.01$, $Ha=20$, $\gamma = 90^\circ$ et $\varepsilon = 0.6$ à différents plans de x : (a) $X=1.6$, (b) $X=3$, (c) $X=14$.

Par conséquent, afin de trouver les conditions optimales de l'utilisation des nanofluides, il convient de considérer simultanément l'augmentation du coefficient de transfert thermique et la perte de charge. À cet effet, un paramètre appelé indice de performance, PI (équation 4.11) est utilisé. Lorsque le PI est supérieur à un, l'influence des nanofluides dans la TC est supérieur à la perte de charge. Dans ce cas, l'utilisation de nanofluides conduit à amélioration des performances thermiques du système.

Pour évaluer cet indice, les changements de PI des nanofluides pour une fraction volumique de 4% sont indiqués dans le tableau 4.3. On remarque que le PI des tous les nanofluides testés

sont supérieurs à un. Par conséquent, l'utilisation de nanofluides conduit à une augmentation du coefficient de TC plus que l'augmentation de la perte de charge et ces types de nanofluides sont adaptés à une utilisation dans les applications industrielles. Le PI le plus élevé correspond au nanofluide Cu-H₂O avec une valeur de 2.0269, indiquant que le nanofluide Cu-H₂O est le choix souhaitable comme un fluide de travail pour le reste de ce chapitre et surtout qu'il est accompagné d'une puissance de pompage considérée la plus faible (6.1497×10^{-4}) par rapport au cas d'eau pure et des autres nanoparticules malgré qu'il génère une entropie élevée.

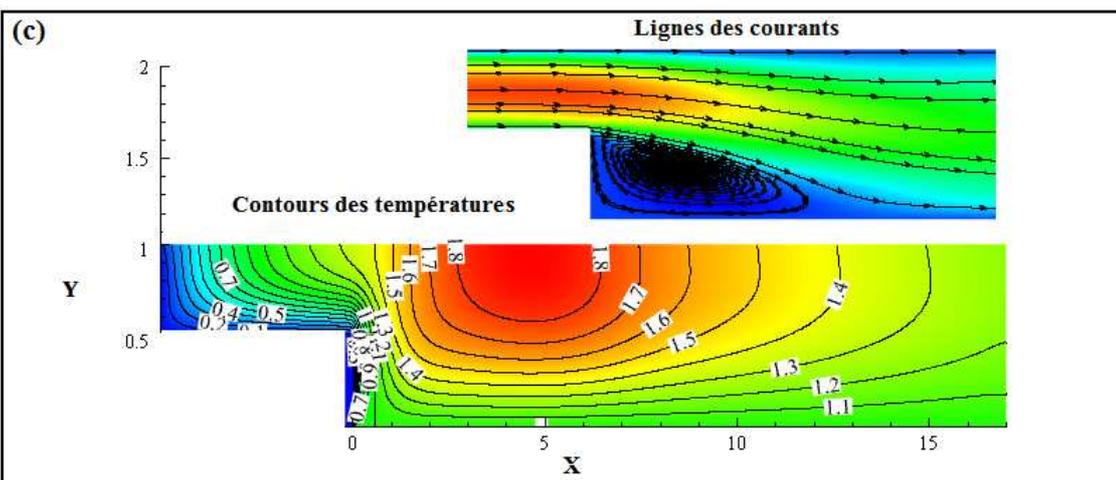
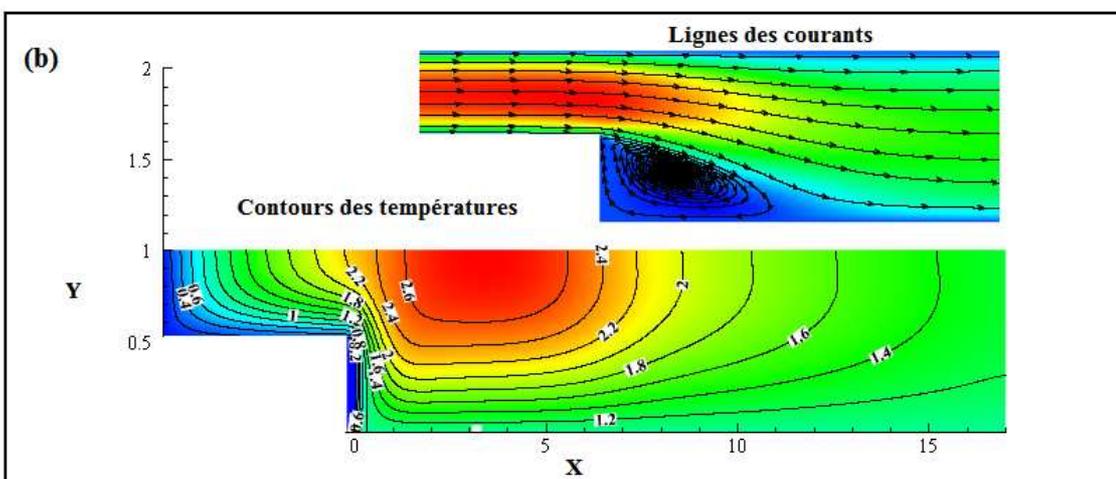
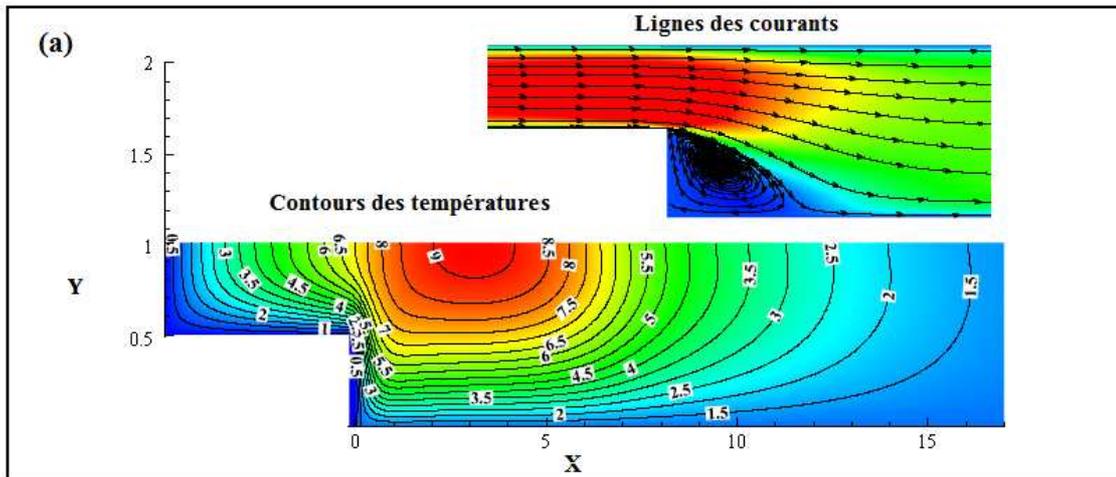
TAB. 4.3 – Comparaison des performance des différents nanofluides ($\varphi = 4\%$) et fluide de base.

	Nu_{moy}	Ns_{moy}	Be_{moy}	ΔP (Pa)	$P_{pum}(W)$	PI
Eau	9.799	0.4018	8.01×10^{-4}	7.9484	6.358×10^{-4}	1
AL₂O₃	12.4259	0.3887	8.87×10^{-4}	7.830	6.2640×10^{-4}	1.3232
Cu	17.9134	0.42125	1.123×10^{-3}	7.6871	6.1497×10^{-4}	2.0269
SiO₂	11.4624	0.397	8.27×10^{-4}	8.2684	6.6147×10^{-4}	1.1727
TiO₂	13.6262	0.442	8.85×10^{-4}	8.73912	6.9913×10^{-4}	1.4035

4.3.2 Etudes des modèles d'écoulement globaux

La figure 4.4 illustre les effets du nombre Da sur les modèles d'écoulement globaux (isothermes et les lignes des courants) en particulier sur la zone de recirculation. Il est clair que la taille de cette zone augmente avec le nombre de Da. Cette constatation peut s'expliquer premièrement par le fait que la couche de cisaillement a besoin d'une plus grande distance pour entraîner le fluide avant de se rattacher à la paroi inférieure car ce matériau engendre le retour du fluide du point de recollement et deuxièmement via la couche limite devient plus épaisse près de la paroi.

Cette variation de nombre de Da s'accompagne aussi d'une perte de chaleur vue la croissance de taille de la recirculation une fois Da augmente et en même temps il peut être justifiée par la réduction de chaleur fournie par la dissipation visqueuse dans le canal poreux (voir équation 4.6). En effet, des faibles valeurs de la perméabilité favorise la capacité du milieu poreux à emmagasiner plus de la chaleur. En comparaison avec le cas sans milieu poreux, on peut conclure qu'on doit choisir un matériau de perméabilité très faible ($Da \leq 10^{-2}$). Donc, pour des grandes valeurs de Da, le profil de la vitesse est presque semblable à celui obtenu pour un écoulement d'un nanofluide dans un BFS sans milieu poreux (Figure 4.4 (e)).



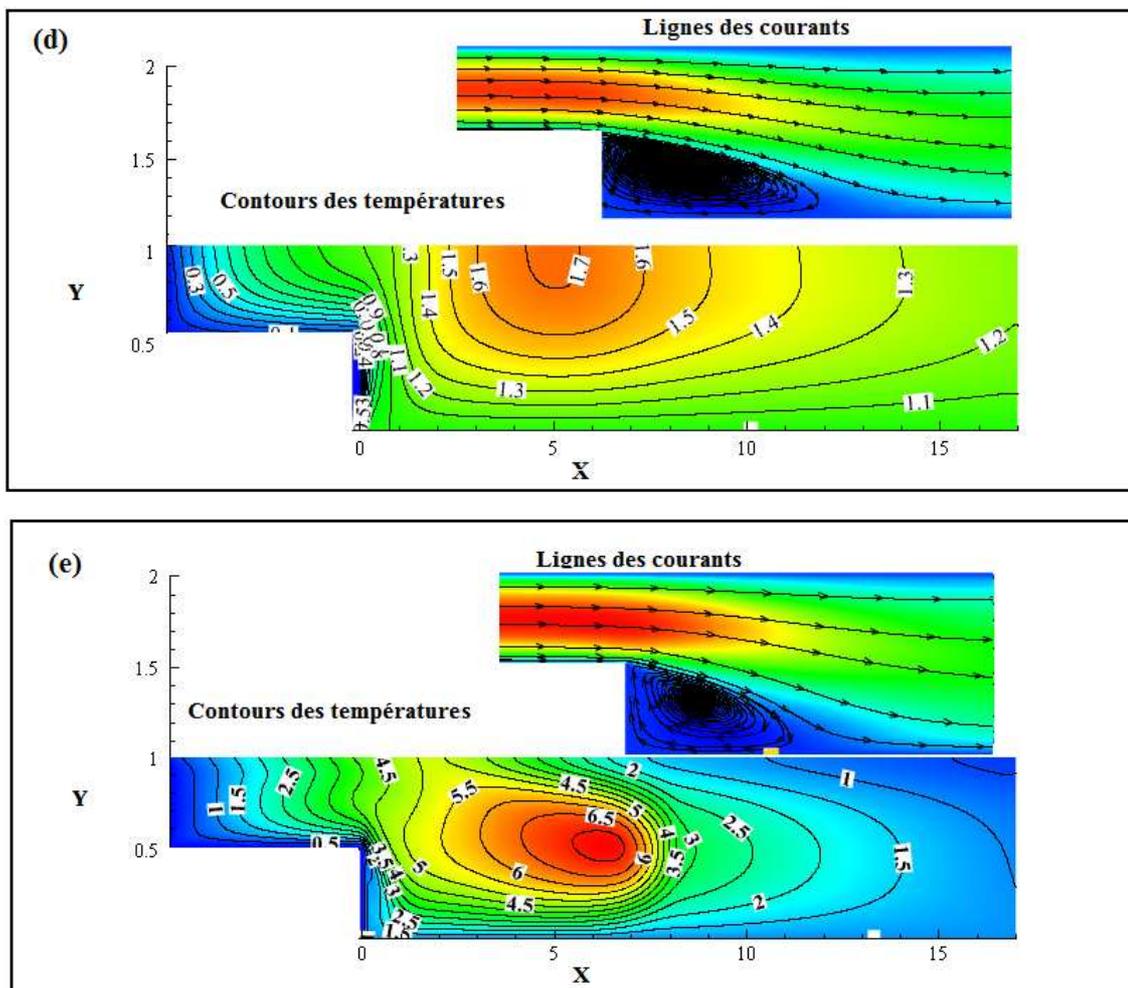
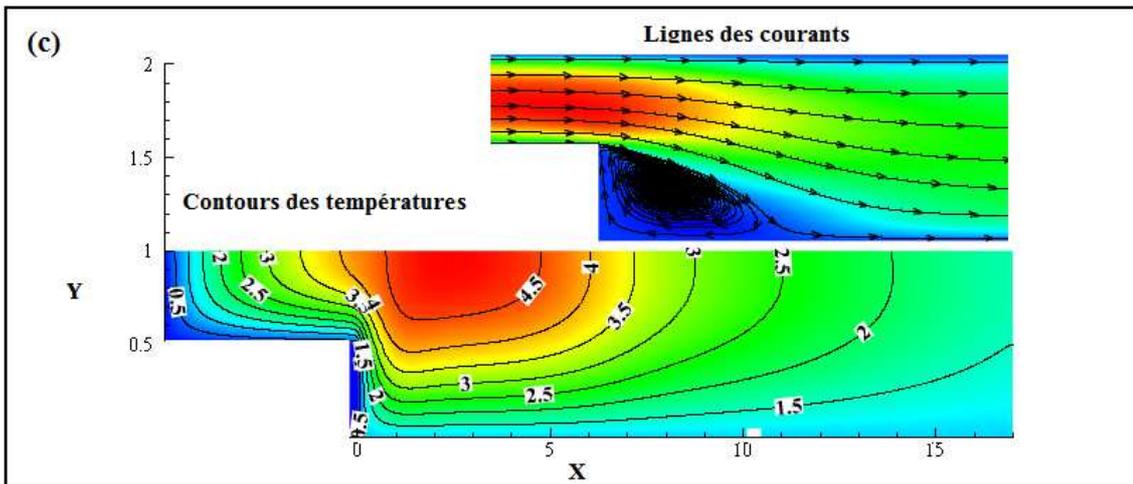
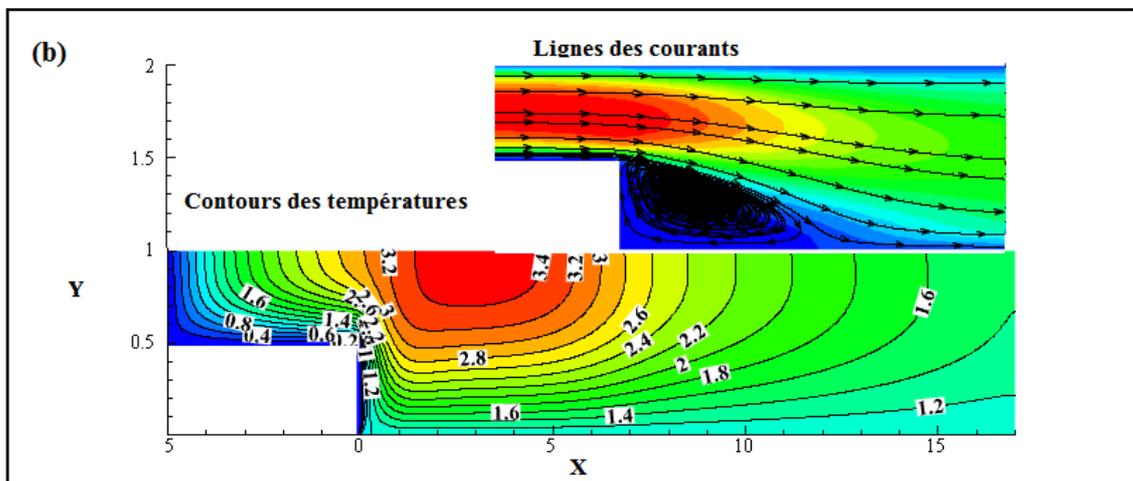
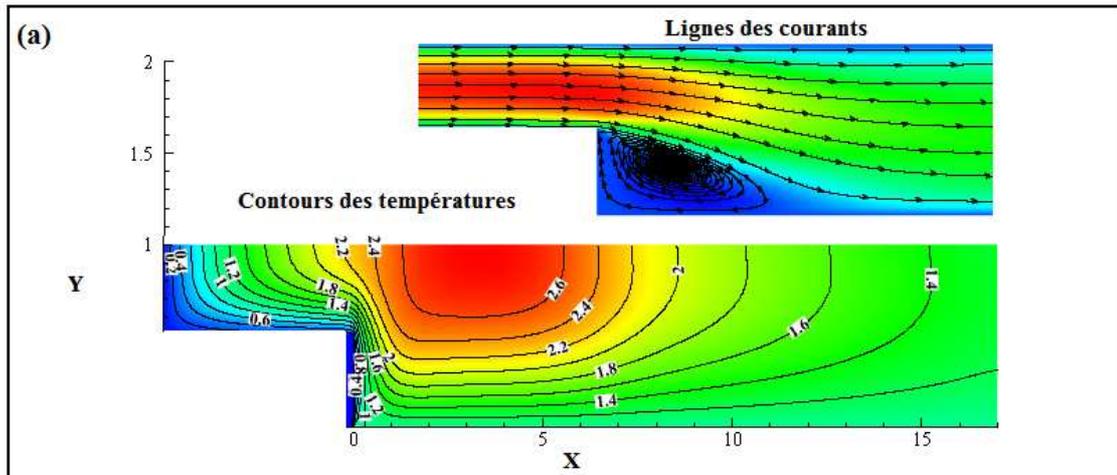


FIG. 4.4 – Contours des températures et lignes des courants pour le nanofluide $\text{Cu-H}_2\text{O}$ pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Ha=20$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $\varepsilon = 0.6$: (a) $Da=10^{-3}$, (b) $Da=10^{-2}$, (c) $Da=10^{-1}$, (d) $Da=1$, (e) sans milieu poreux.

Par contre, le phénomène inverse est observé pour des valeurs élevées de la porosité, ε (Figure 4.5). L'augmentation de ε engendre une diminution de la taille de recirculation et donne naissance à un petit vortex près de la marche sur la paroi inférieure ce qui mène à son tour à un TC plus élevé.

Donc, dans le but de garantir un TC bien élevé avec une diminution de la zone de recirculation ou en d'autre terme pour garantir le cycle de vie des équipements industriels selon les normes des constructeurs, on doit choisir un matériau constituant le milieu poreux avec une faible perméabilité et une porosité considérablement grande. Actuellement, la porosité élevé du milieu favorise la génération de chaleur par frottement entre le nanofluide et la matrice poreuse qu'il traverse. Par conséquence, la quantité de chaleur stocké dans le milieu s'améliore.



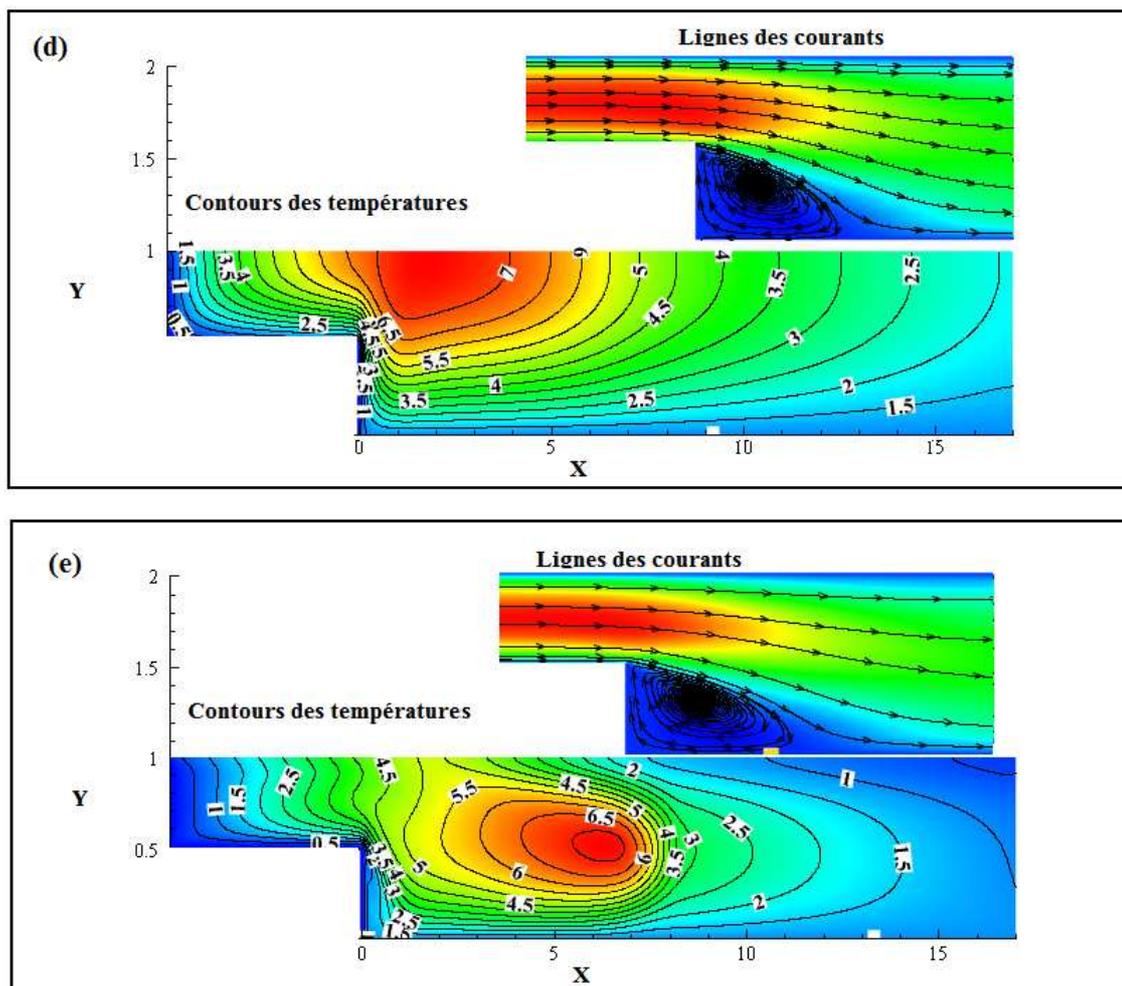


FIG. 4.5 – Contours des températures et lignes des courants pour le nanofluide $Cu-H_2O$ pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $Ha=20$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $Da=10^{-2}$: (a) $\varepsilon = 0.6$, (b) $\varepsilon = 0.7$, (c) $\varepsilon = 0.8$, (d) $\varepsilon = 0.9$, (e) non poreux.

La figure 4.6 (a) présente un vortex primaire généré à l'intérieur de la zone de recirculation présenté par les valeurs négatives dans les profils de la composante U de la vitesse. La plus large zone est créée en absence du champ magnétique. Sa taille peut être réduite une fois on augmente le nombre de Hartmann (Ha). En avançant dans le BFS, l'amplitude de la vitesse diminue avec l'augmentation de la valeur de Ha (Figure 4.6 (b)-(d)). Ceci est dû au ralentissement du flux des nanofluides dans la zone de recirculation sous l'effet de la force de Lorentz.

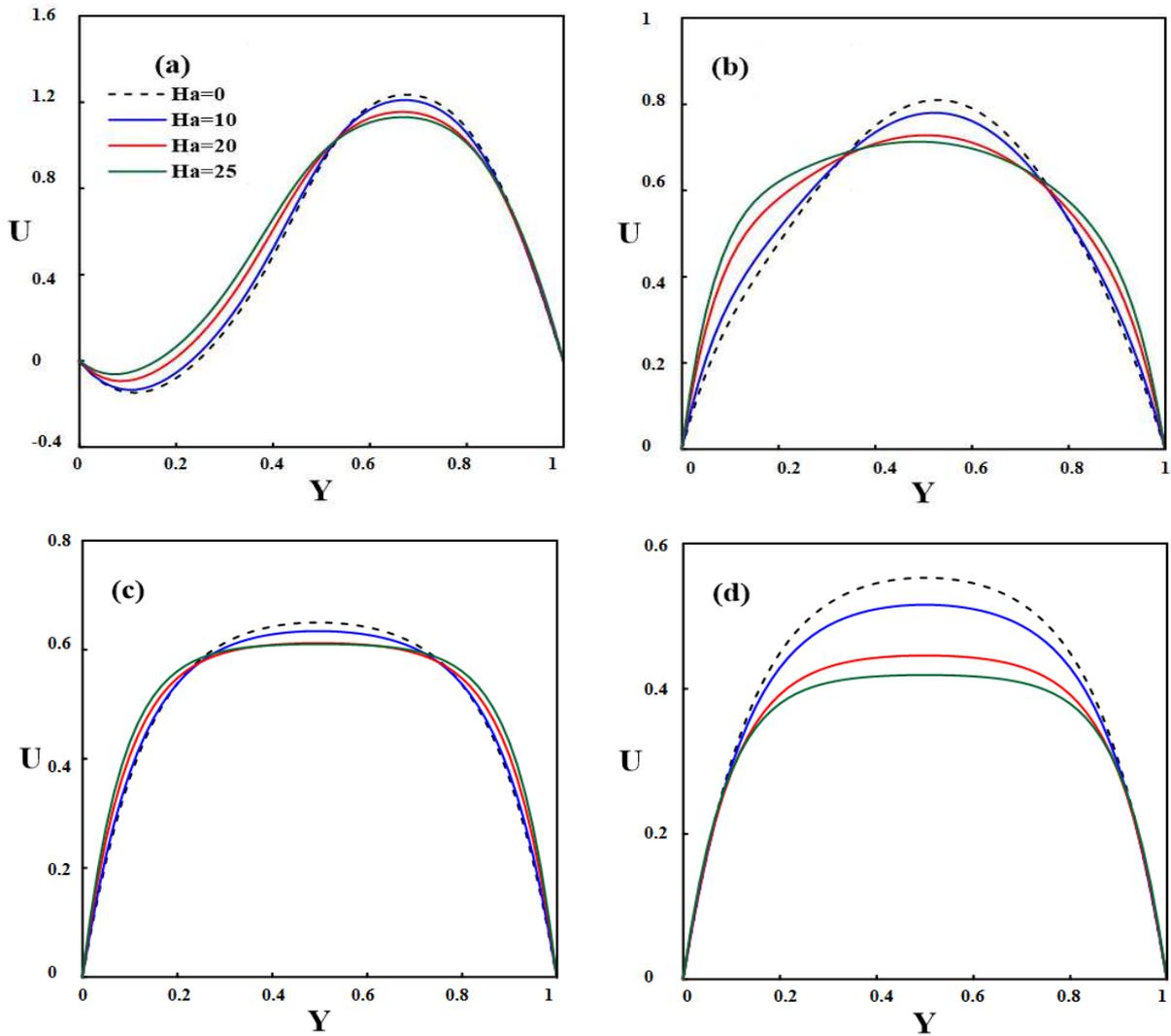


FIG. 4.6 – Effet de Ha sur les profil de vitesse U pour le nanofluide $Cu-H_2O$ pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $\varepsilon = 0.6$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $Da=10^{-2}$ à différents plans de X : (a) $X=0.6$, (b) $X=1.76$, (c) $X=5$ et (d) $X=13$.

Malgré qu'elle obéit une réduction dans l'amplitude de la vitesse, l'application d'un champ magnétique est une des techniques d'amélioration de TC. L'allure de la température est plus affectée par le nombre de Ha près de la marche à raison de l'existante de la zone de recirculation (Figure 4.7 (a)). Cette intensification est due à la chaleur supplémentaire créée par application du champ magnétique. On observe aussi que tout le long du BFS que le nanfluide s'échauffe de plus en plus avec le temps en s'éloignant de la marche (Figure 4.7(b)) grâce à la contribution du champ magnétique comme une source de chauffage, puis il se refroidit en s'approchant de la sortie de BFS conséquence de la perte de quantité de mouvement dans cette section. Le même comportement de la température est obtenu en modifiant l'orientation du champ magnétique

(Figure 4.8). De cette figure, on constate qu'un champs magnétique vertical est plus favorable pour l'amélioration de TC.

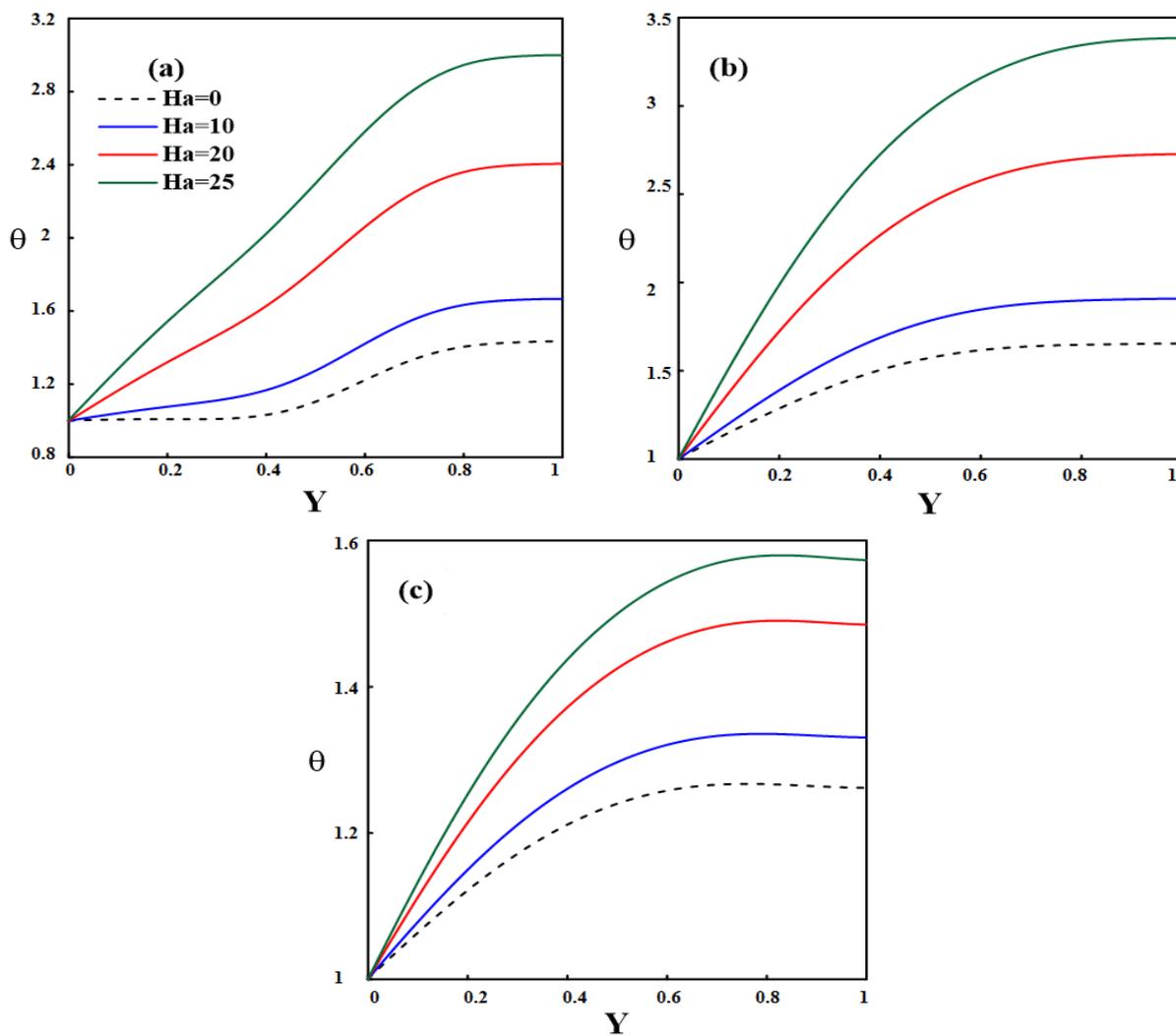


FIG. 4.7 – Effet de Ha sur les profil de la température pour le nanofluide $Cu-H_2O$ pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $\varepsilon = 0.6$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ et $Da=10^{-2}$ à différents plans de X : (a) $X=0.6$, (b) $X=2$ et (c) $X=14$.

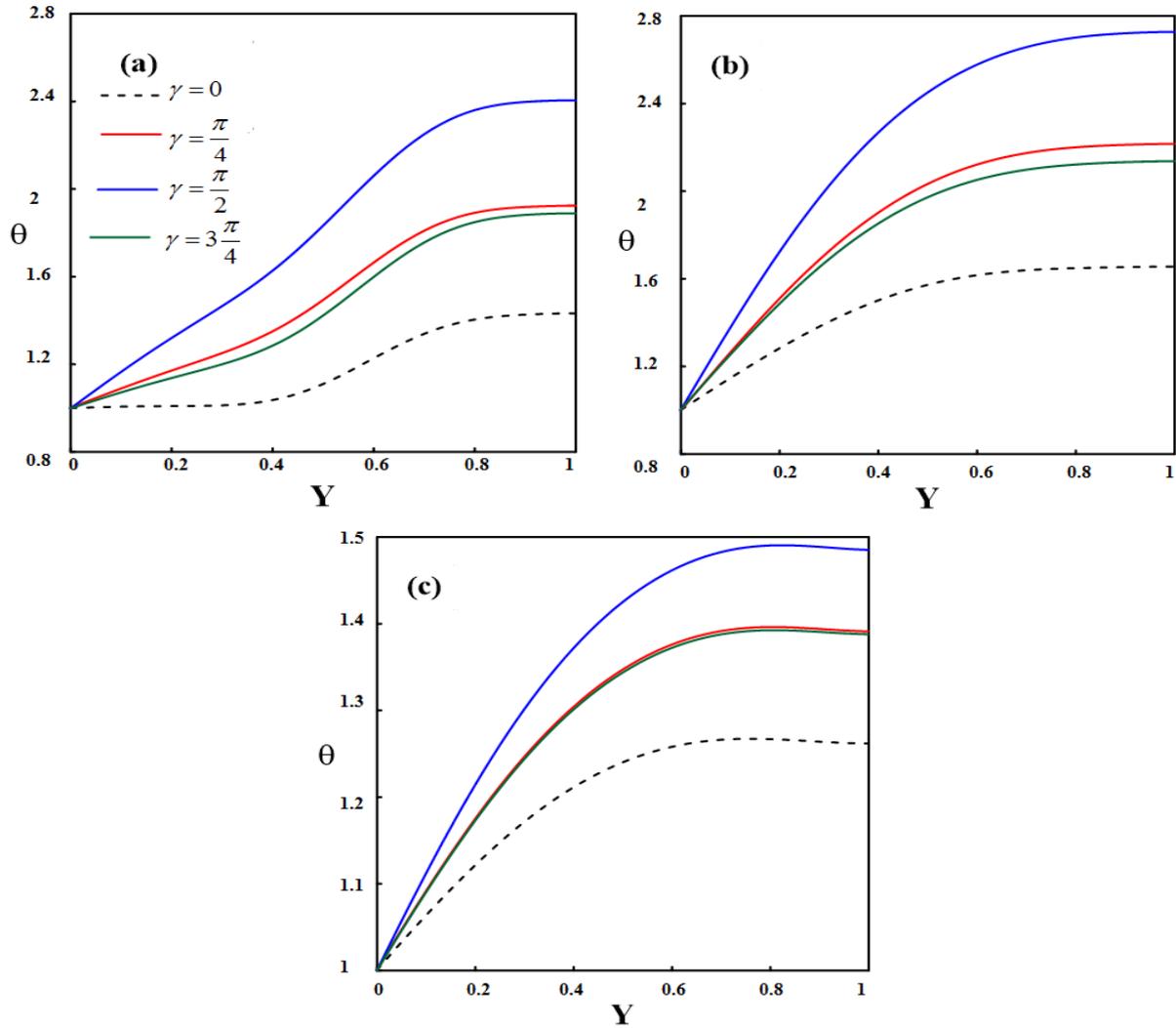


FIG. 4.8 – Effet de γ sur les profils de température pour le nanofluide $\text{Cu-H}_2\text{O}$ pour $Re=100$, $\varphi = 4\%$, $Ec=1$, $\varepsilon = 0.6$, $Ha=20$ et $Da=10^{-2}$ à différents plans de X : (a) $X=0.6$, (b) $X=2$ et (c) $X=14$.

4.3.3 Perte de charge et puissance de pompage

L'étude de la perte de charge (ΔP) est essentielle pour déterminer la dissipation, par frottement et par singularité, de l'énergie mécanique du nanofluide en mouvement. Pour maintenir le déplacement d'un nanofluide par une expansion brusque (BFS), il est nécessaire d'amener l'énergie correspondante pour compenser celle dissipée par le frottement. Cette énergie apportée est appelée puissance de pompage (P_{pum}).

$$\Delta P = P_{inlet} - P_{out} \quad (4.8)$$

$$P_{pum} = Q_v \Delta P = \overbrace{\underbrace{\Delta P}_{\text{non dimensionnelle}}}_{\text{dimensionnelle}} \times \rho_{nf} \times u_0^2 \times \overbrace{\underbrace{S_{in}}_{\text{surface d'entree}}}_{Q_v} \times u_0 \quad (4.9)$$

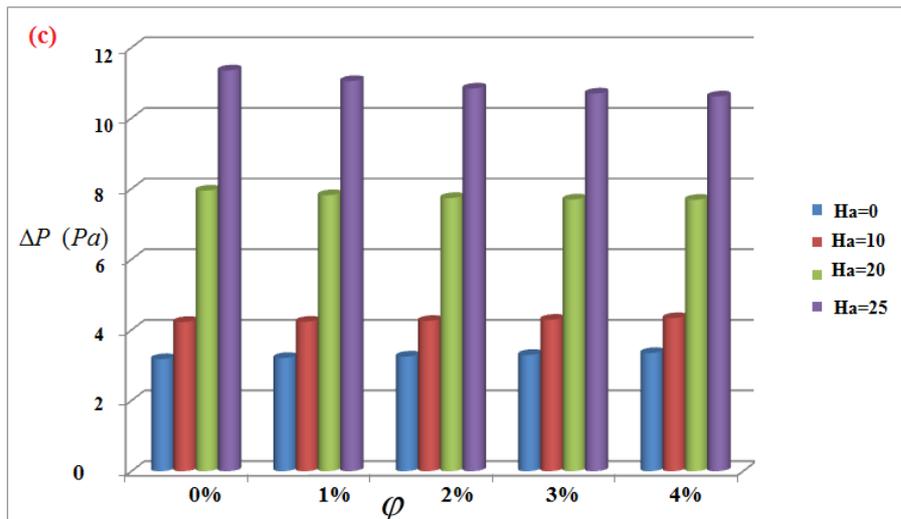
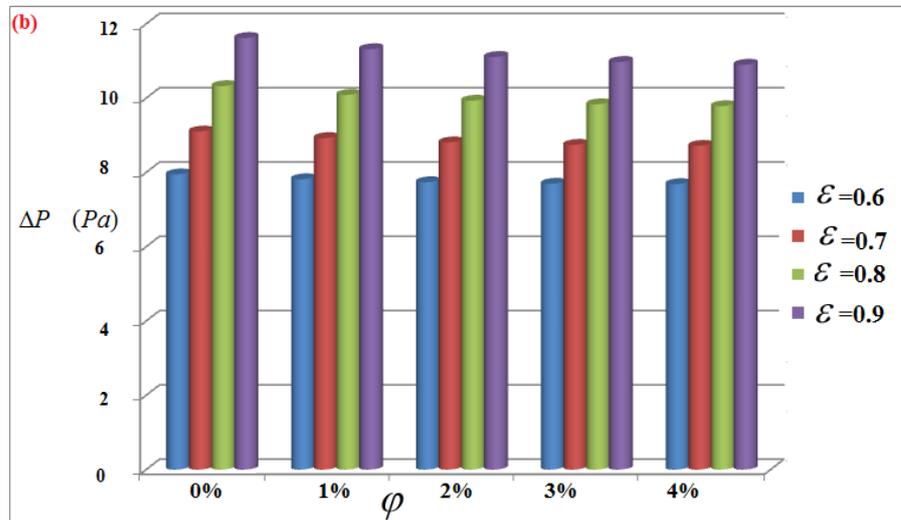
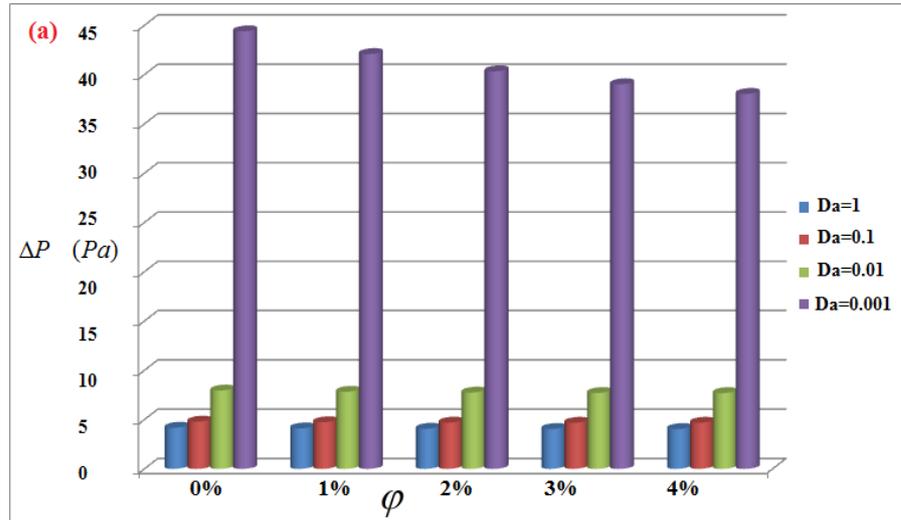
Q_v est le débit volumique. En général, la diminution de la puissance de pompage influence principalement le coefficient de performance thermo-hydraulique pour un faible débit massique. En revanche, il a été noté que pour un gradient de température élevé, l'agglomération des nanoparticules favorise une augmentation de la puissance de pompage nécessaire pour maintenir le même niveau de débit massique. Ce qui entraîne une diminution du coefficient de performance thermo-hydraulique.

La figure 4.9 présente la valeur ΔP obtenue pour le nanofluide Cu-H₂O en fonction de φ pour divers paramètres. Il est intéressant de noter que φ élevé induit une viscosité élevée et donc une ΔP élevée pour tous les cas étudiés, qui est proportionnel à la viscosité du nanofluide de travail.

A l'issue de la figure 4.9 (a), les faibles valeurs du nombre de Da entraînent une perte de charge très élevée. L'amplitude de ΔP augmente d'environ 10 fois lors de la diminution de la valeur de Da de 1 à 10^{-3} . Ceci peut s'expliquer par la diminution de la résistance inertielle et visqueuse offerte au flux de nanofluide pour un nombre Da plus élevé. On peut réduire cette perte en utilisant un matériau poreux avec une faible porosité (Figure 4.9 (b)).

L'application d'un champs magnétique peut modifier la structure de l'écoulement. Par conséquent, il affecte la ΔP . Les figures 4.9 (c) et 4.9 (d) présentent les effets de nombre de Ha et de l'inclinaison de champ magnétique sur ΔP , respectivement. On constate que la présence d'un champ magnétique vertical ($\gamma = \frac{\pi}{2}$) avec un nombre de Ha élevé produit une ΔP indésirable.

Lorsque le ΔP est élevé, l'écoulement du nanofluide à l'intérieur du BFS nécessite une P_{pum} plus élevée. Pour cela on remarque que l'évolution de P_{pum} en fonction de Da, ε , Ha et γ est la même de ΔP (Figure 4.10).



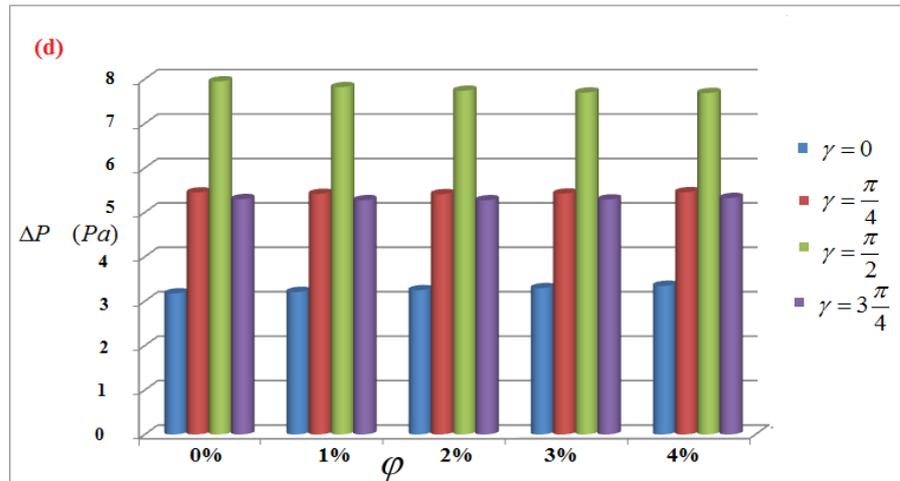
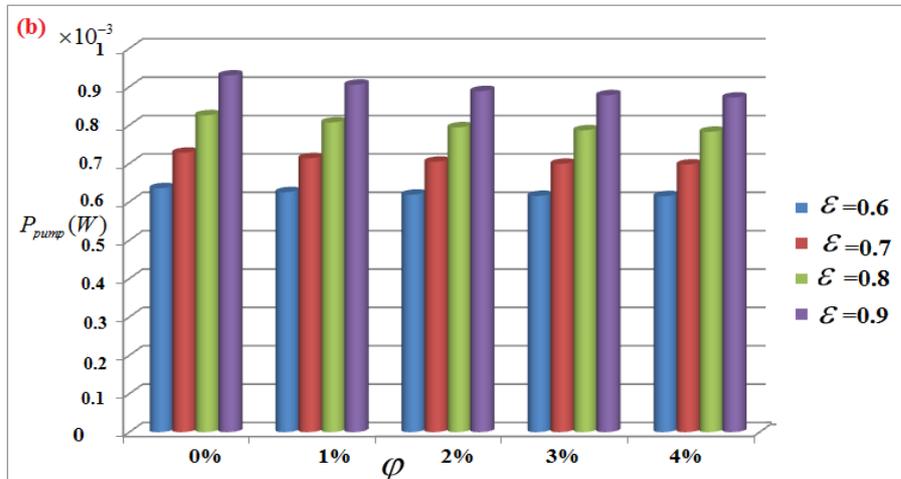
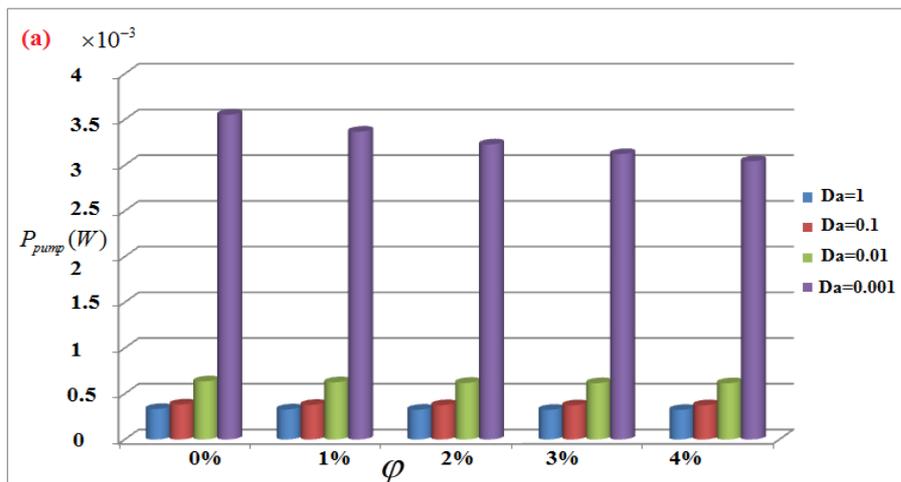


FIG. 4.9 – Variation de la perte de charge en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c) et angle d'inclinaison (d).



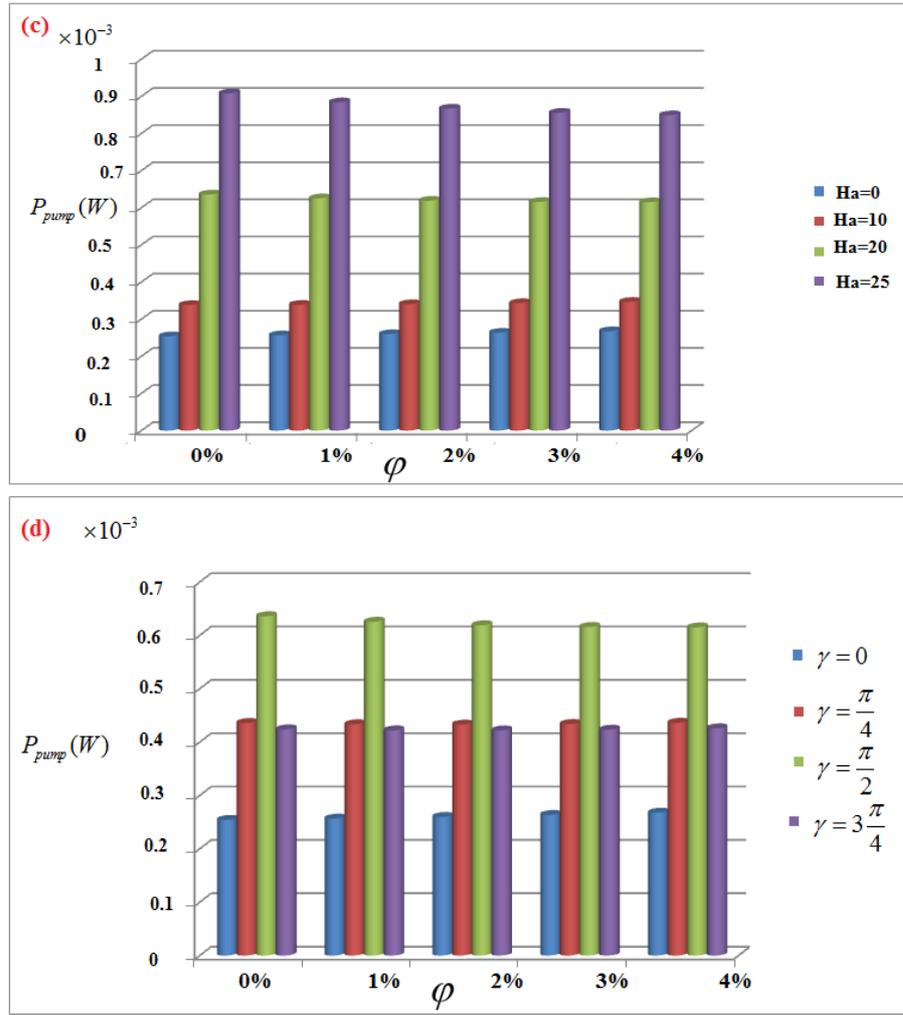


FIG. 4.10 – Variation de la P_{pump} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c) et angle d'inclinaison (d).

4.3.4 Taux de transfert de la chaleur

Le nombre de Nusselt (Nu) ou taux de transfert de la chaleur nous indique le degré d'amélioration du transfert de chaleur dû au mouvement du fluide.

Nu est un nombre adimensionnel fondamental théorique de la convection. Il est utilisé pour caractériser le transfert thermique convectif entre un fluide et une paroi. D'autre façon c'est un outil pour en déduire le coefficient de transfert de chaleur par convection. Il s'écrit sous la forme :

$$Nu = -\frac{\varepsilon k_{nf} + (1 - \varepsilon)k_s}{\varepsilon k_f} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \quad (4.10)$$

Si le nombre de Nusselt est très proche de 1 le transfert de chaleur se fait donc principalement par conduction. Plus Nu augmente, plus les phénomènes de convection sont plus dominants.

Pour une meilleure compréhension des caractéristiques de TC du nanofluide Cu-eau dans le canal poreux muni d'un BFS, le taux de TC à partir de la paroi inférieure, représenté en termes de Nu_{moy} est présentés à la figure 4.11. Cette figure montre que pour toutes les variations de paramètres émergents, le Nu_{moy} augmente linéairement avec φ en raison de la conductivité thermique élevée du nanofluide. L'utilisation de nanofluides Cu-eau offre un Nu_{moy} plus élevé que cel des fluides classiques. Les nanoparticules absorbent la chaleur de la surface de la paroi du BFS par conduction et la transfèrent au fluide de base et à leurs particules voisines. Un plus grand nombre de nanoparticules transfère une plus grande quantité de chaleur.

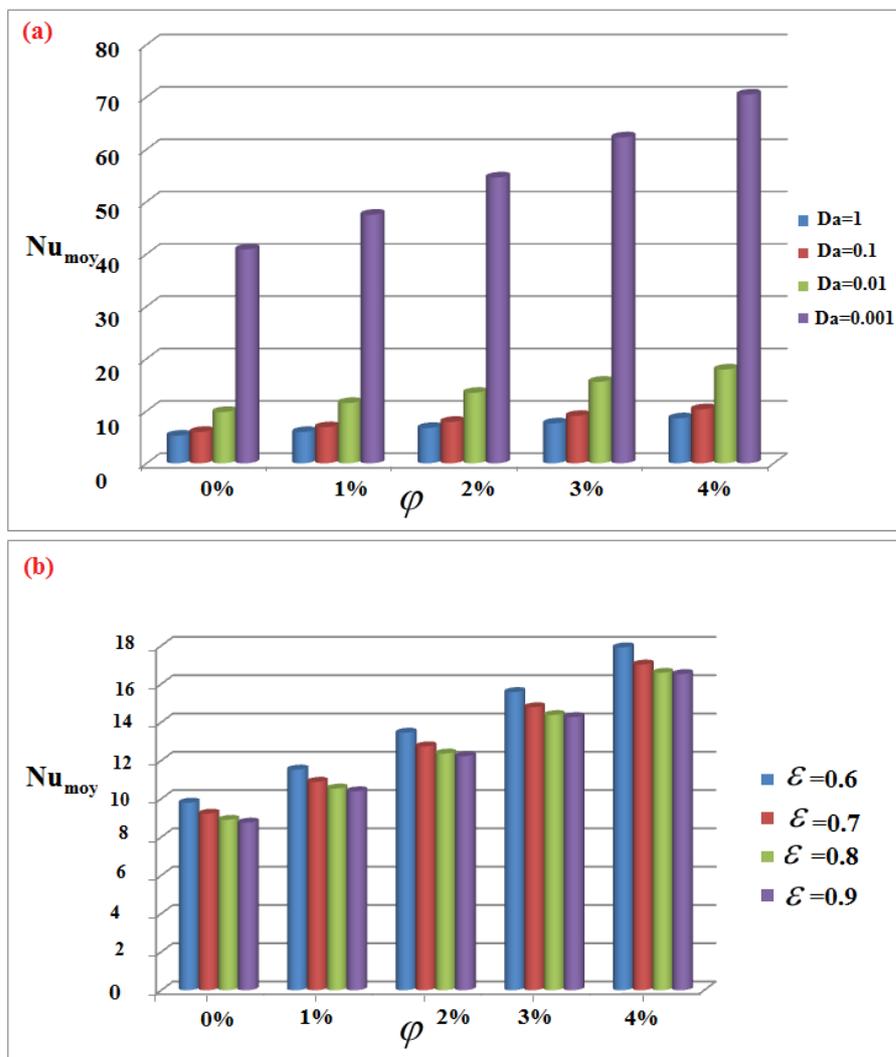
L'influence de la matrice poreuse sur la variation de Nu_{moy} est présentée en termes de Da , ε , R_c et R_k est illustrée sur les figures 4.11 (a) et (b). On peut noter que, l'amplitude du Nu_{moy} s'amplifie aux faibles nombres de Darcy et de porosité. Le mélange d'écoulement de nanofluide dans un BFS poreux est amélioré par la présence du milieu poreux. Il s'ensuit que l'utilisation d'un milieu poreux faiblement perméable ou de faible porosité favorise le transfert de chaleur.

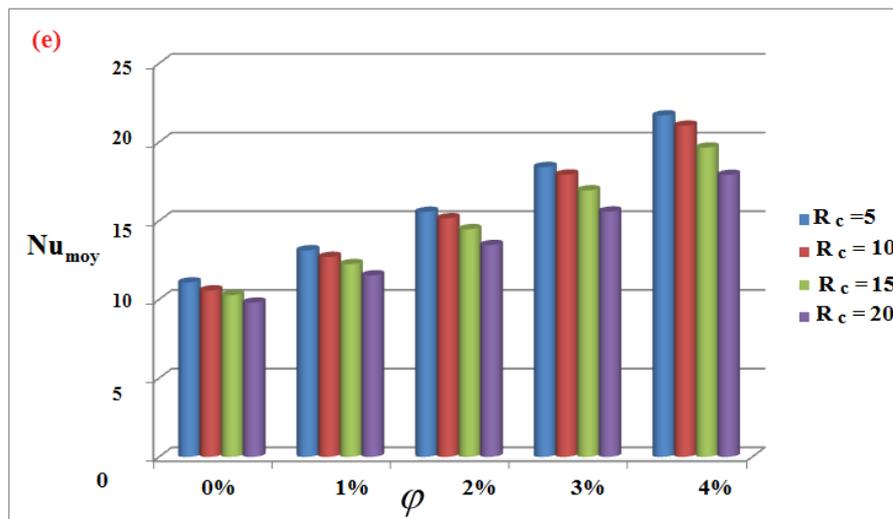
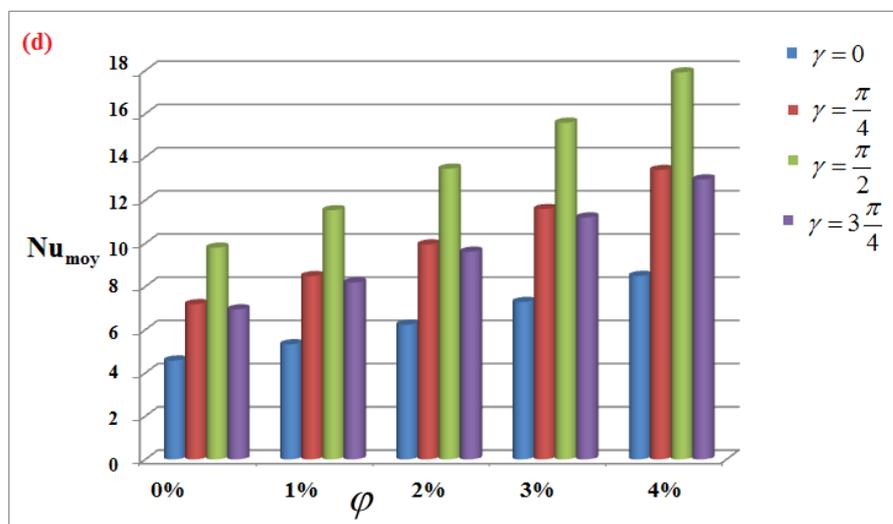
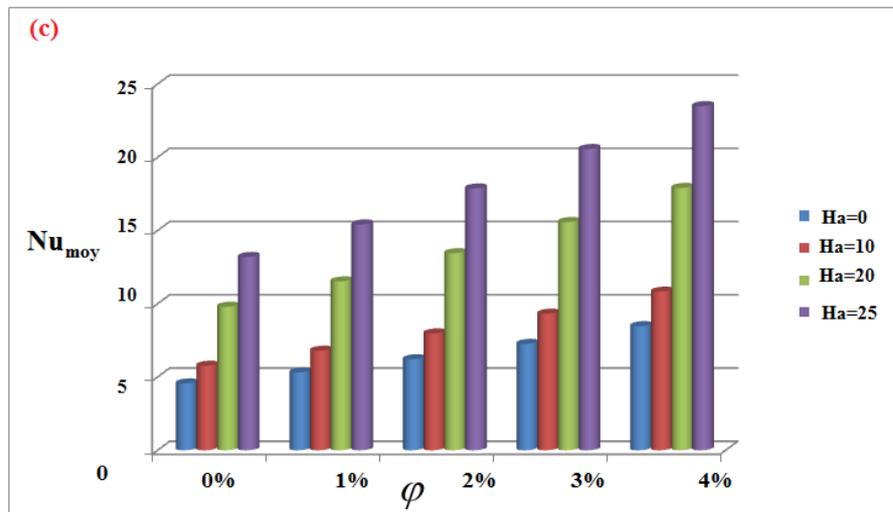
La figure 4.11 (c) montre l'influence du nombre Ha sur Nu_{moy} , associée à l'utilisation de nanofluide Cu-eau le long de la paroi inférieure. Une augmentation de Nu_{moy} lors de suspension 4% des nanoparticules de Cu dans l'eau pure d'environ 27%, 111%, 177% est obtenu pour $Ha = 10, 20$ et 25 par rapport à $Ha=0$, respectivement en raison de la force de type résistif appelée force de Lorentz et des zones tourbillonnaires qui perturbent le développement des couches limites thermiques; ce qui aura un effet favorable sur le taux de TC. On peut constater aussi que la valeur maximale de Nu_{moy} est atteinte avec un champ magnétique vertical (Figure 4.11 (d)). La force de Lorentz associée au champ magnétique incliné surtout avec une $\gamma = \frac{\pi}{2}$ est responsable, en particulier près des parois, à l'amélioration de taux de TC global.

L'effet conjugué du rapport des conductivités R_c et du rapport des capacités R_k sur Nu_{moy} est bien mis en évidence sur les figures 4.11 (e) et (f), respectivement. En effet, nous pouvons remarquer qu'une faible valeur de R_c , améliore le Nu_{moy} car la grande valeur de R_c se traduit par un accroissement de la capacité calorifique de la phase solide par rapport à celle du nanofluide. Ainsi, l'inertie thermique du milieu poreux augmente ce qui mène à une accumulation d'énergie au sein du BFS poreux. Par contre, Nu_{moy} est augmenté pour des fortes valeurs de R_k . Cette tendance est due au fait qu'en tant que R_k croit, la conductivité de la phase solide devient plus importante que celle en phase fluide ce qui améliore le Nu_{moy} sur la paroi inférieure.

Dans le but de prédire la contribution de la dissipation visqueuse dans la distribution Nu_{moy} dans notre système poreux, la variation de Nu_{moy} en fonction de Ec est présentée sur la figure

4.11 (g). Des valeurs élevées du nombre Ec conduisent à un échauffement par friction, qui induit une amplification de la température du nanofluide. L'amplitude élevée de la dissipation visqueuse affecte considérablement le gradient de température et génère une amélioration du TC.





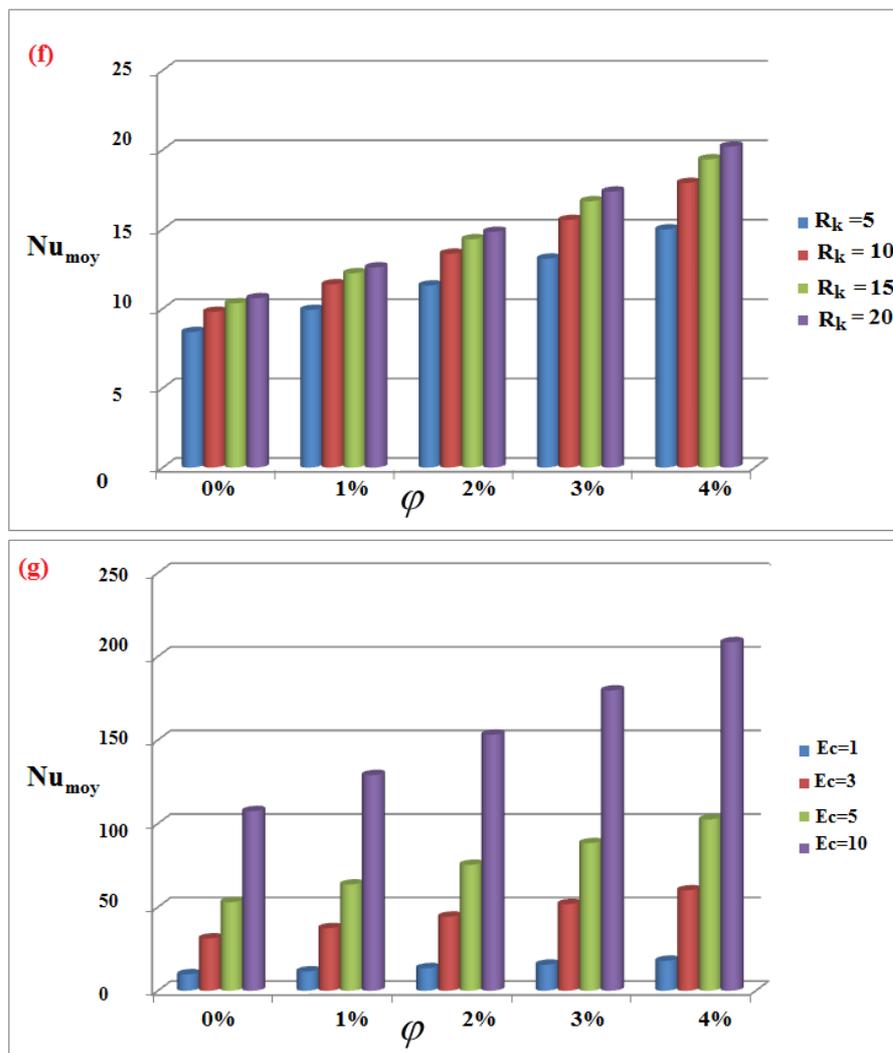


FIG. 4.11 – Variation de Nu_{moy} en fonction de ϕ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).

4.3.5 Indice de performance

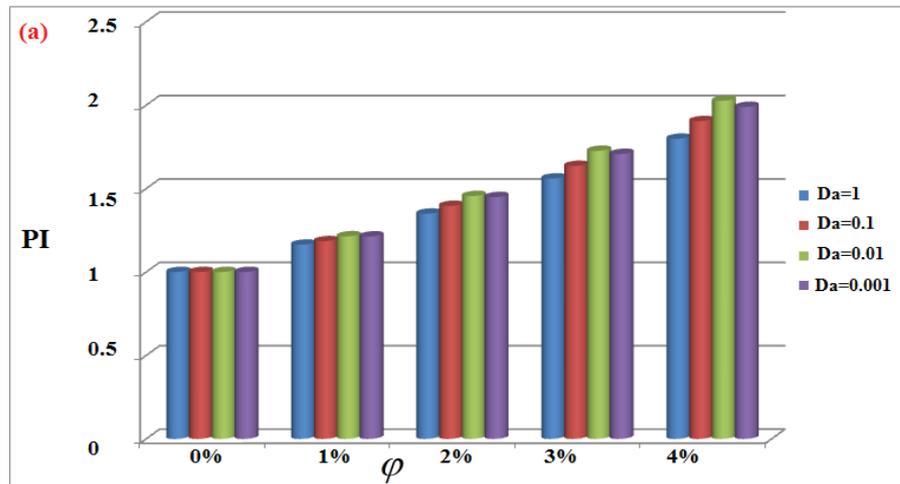
L'utilisation de nanofluides dans le système d'ingénierie énergétique améliore à la fois le taux de transfert de chaleur et la valeur de la perte de charge. Le premier est exigé et le second n'est pas souhaitable vu la puissance de pompage supplémentaire requise, ce qui peut limiter l'utilisation de nanofluide. Afin d'évaluer simultanément l'amélioration du transfert de chaleur et de la perte de charge, un terme connu sous le nom de coefficient de performance thermo-hydraulique ou encore indice de performance (PI) est considéré. PI est défini comme le rapport

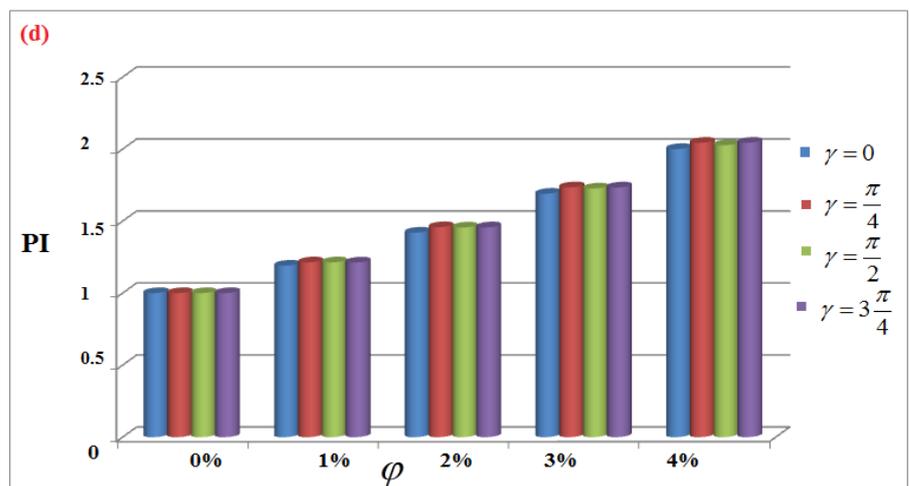
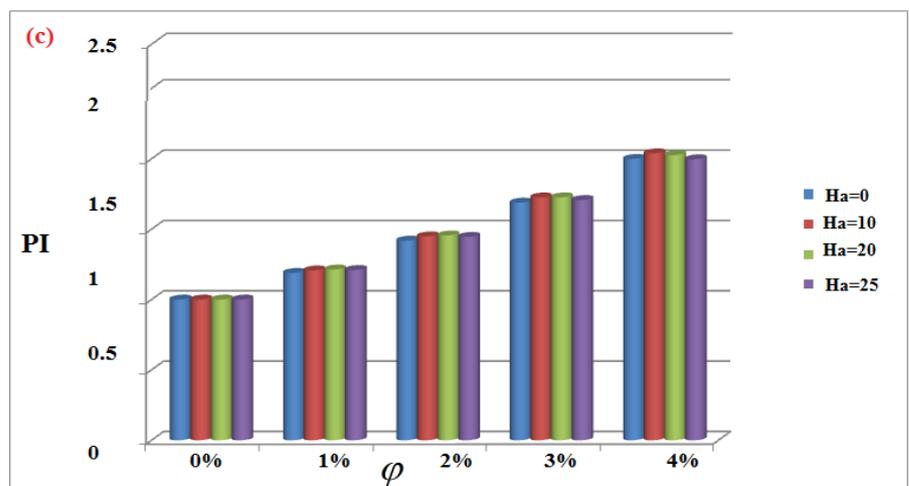
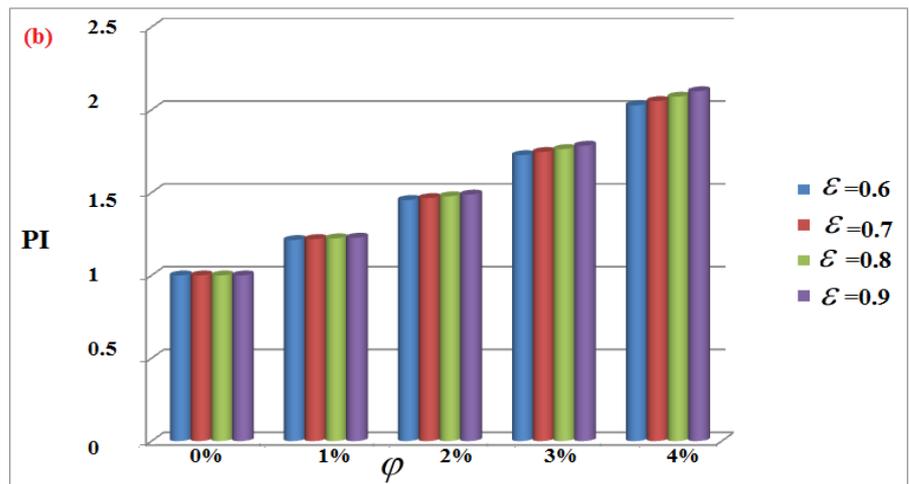
du taux de transfert de chaleur à la perte de charge [146]:

$$PI = \frac{Nu_{moy_{nf}}}{Nu_{moy_f}} \left(\frac{\Delta P_f}{\Delta P_{nf}} \right)^{1/3} \quad (4.11)$$

La figure 4.12 montre que le PI est supérieur à l'unité pour tous les paramètres émergents de cette étude. On peut en déduire que l'amélioration du transfert de chaleur par convection surmonte la perte de charge. En fait, comme observé dans la section précédente, il y avait une augmentation de perte de charge lorsque les nanofluides étaient appliqués mais elle n'est pas significative devant l'augmentation du Nu_{moy} qui a été obtenue en chargeant les nanoparticules de Cu dans l'eau pure. Ce qui confirme que l'utilisation des nanofluides dans des systèmes poreux est assez rentable.

Une autre observation à noter est que PI peut être amélioré avec des nombres faibles de Darcy (Figure 4.12 (a)). Les variations de la porosité (Figure 4.12 (b)) et de champ magnétique (Ha et γ)(Figure 4.12 (c) et (d)) ont un léger effet sur le PI. Ensuite, à travers la figure 4.12 (e), on observe que le PI augmente et atteint un maximum avec pour $R_c = 10$ puis ce maximum diminue pour des valeurs $10 < R_c$. On voit également sur la figure 4.12 (f) et (g) que le PI a une tendance ascendante avec R_k et Ec .





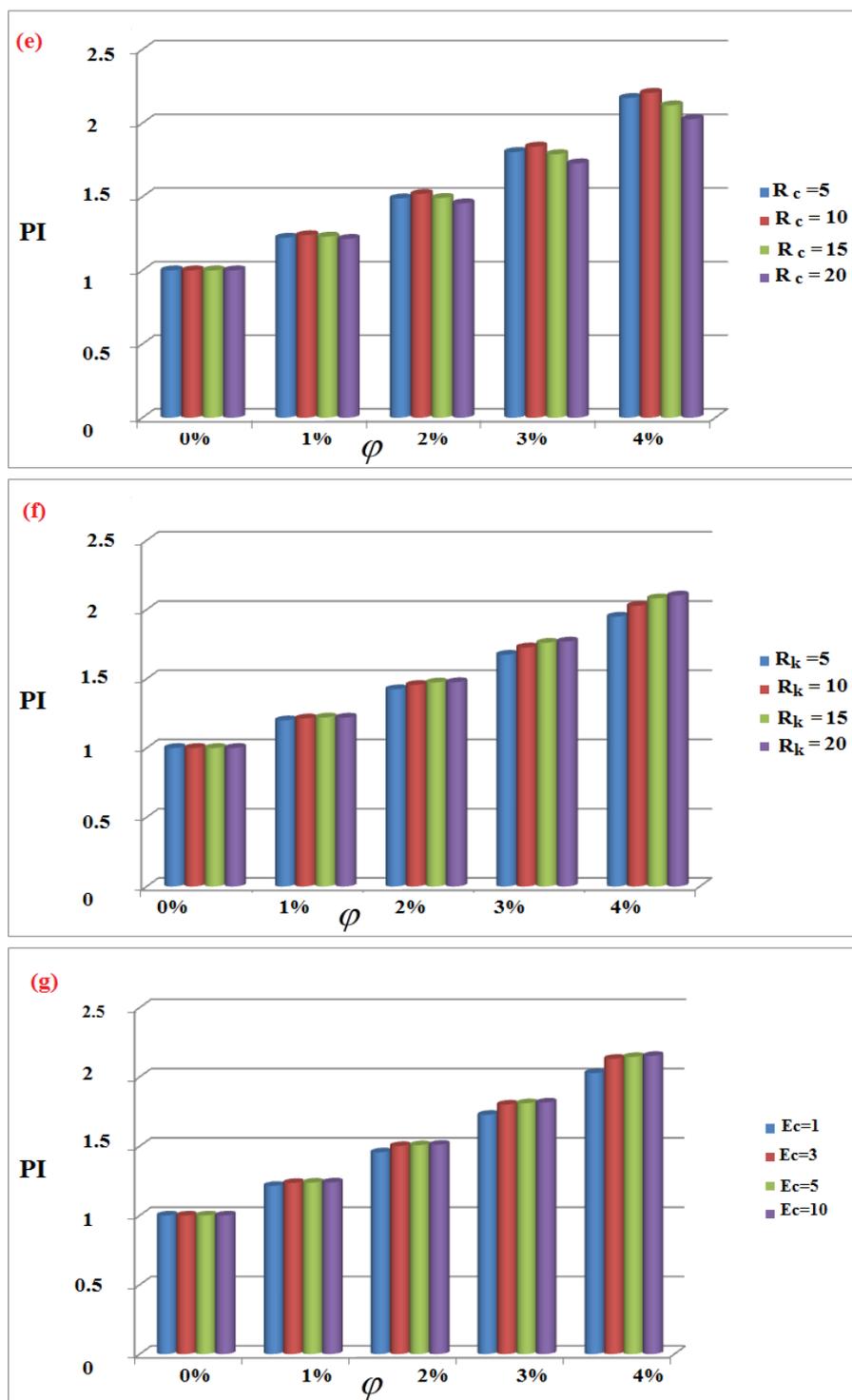


FIG. 4.12 – Variation de PI en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).

4.3.6 Génération d'entropie

L'existence de gradients thermiques à travers le nanofluide et les frontières solides, en plus de les frottements entre les couches fluides et les effets du champ magnétique, place le nanofluide dans un état de non-équilibre qui provoque une génération d'entropie (EG) dans le système issue du second principe de la thermodynamique.

La EG mesure le niveau d'irréversibilités dans le processus de transfert de chaleur. Pour la présente étude, les irréversibilités associées sont dues au transfert de chaleur (EG_h), aux effets visqueux (EG_{vis}), à la présence d'une matrice poreuse (EG_h) et à l'effet magnétique (EG_{magn}). Après la résolution numérique des différentes équations de conservation, la EG peut être calculé pour un écoulement laminaire de nanofluides visqueux dans un milieu poreux soumis à un champ magnétique comme suit:

$$EG = EG_h + EG_{MP} + EG_{vis} + EG_{magn} \quad (4.12)$$

$$EG_h = \frac{k_{eff}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (4.13)$$

$$EG_{MP} = \left(\frac{\varepsilon \mu_{nf}}{K} + \frac{\varepsilon \rho_{nf} F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |u^2 + v^2| \right) \frac{(u^2 + v^2)}{T} \quad (4.14)$$

$$EG_{vis} = \frac{\mu_{nf}}{T} \left(2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right]^2 \right) \quad (4.15)$$

$$EG_{magn} = \frac{\varepsilon \sigma_{nf} B_0^2}{T} (u \sin \gamma - v \cos \gamma)^2 \quad (4.16)$$

L'expression sans dimension du taux de génération d'entropie locale (N_s) peut être acquis à l'aide de la relation suivante:

$$N_s = EG \frac{H^2}{k_f} \quad (4.17)$$

En projetant l'équation (4.17) dans l'équation (4.12) on obtient:

$$N_s = N_h + N_{MP} + N_{vis} + N_{magn} \quad (4.18)$$

$$N_h = \frac{\varepsilon R_{k_{nf}} + (1 - \varepsilon) R_k}{(\theta + \Omega)^2} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (4.19)$$

$$N_{MP} = \frac{Ec \text{ Pr}}{(\theta + \Omega)} \varepsilon \left(\frac{1}{Da \chi} + \frac{F_\varepsilon Re \eta}{\sqrt{Da}} |U^2 + V^2| \right) (U^2 + V^2) \quad (4.20)$$

$$N_{vis} = \frac{Ec Pr}{(\theta + \Omega)} \frac{1}{\chi} \left(2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right]^2 \right) \quad (4.21)$$

$$N_{magn} = \frac{Ec Pr}{(\theta + \Omega)} \varepsilon \frac{H_a^2 \sigma_{nf}}{\sigma_f} (U \sin \gamma - V \cos \gamma)^2 \quad (4.22)$$

Où :

- Ω est la différence de température sans dimension L'EG donne une idée de la quantification de l'irréversibilité, mais il ne parvient pas à prédire la domination du processus d'écoulement du nanofluide ou du transfert de chaleur dans la génération d'entropie totale. La dominance de la génération d'entropie thermique peut être exprimée par un nombre sans dimension appelé nombre de Bejan (Be) qui est défini comme le rapport de l'irréversibilité thermique (N_h) à l'irréversibilité totale (N_s).

$$Be = \frac{N_h}{N_s} \quad (4.23)$$

De l'équation 4.23, il est bien évident que les valeurs du nombre de Bejan sont comprises entre 0 et 1. Ainsi, le cas $Be = 0$ signifie que l'irréversibilité du transfert de chaleur est dominée par l'effet combiné de l'irréversibilité N_{vis} , N_h et N_{magn} dominant sur l'irréversibilité N_h , alors que $Be \approx 1$ représente la situation où l'irréversibilité N_h est la dominante. Il est tout à fait compréhensible que $Be = 0.5$ représente le scénario où la contribution de l'irréversibilité du transfert de chaleur à la génération totale d'entropie devient égale à la contribution totale des autres irréversibilités à la génération totale d'entropie.

La génération moyenne d'entropie est l'indicateur d'efficacité du système. Il est utilisé pour mesurer le compte de l'irréversibilité associé aux processus réels. Par conséquent, le taux de production d'entropie totale, dû au flux de nanofluides et au transfert de chaleur à l'intérieur d'un BFS poreux, et le nombre de Bejan moyen, sur l'ensemble du domaine d'écoulement par unité de volume sont définis par:

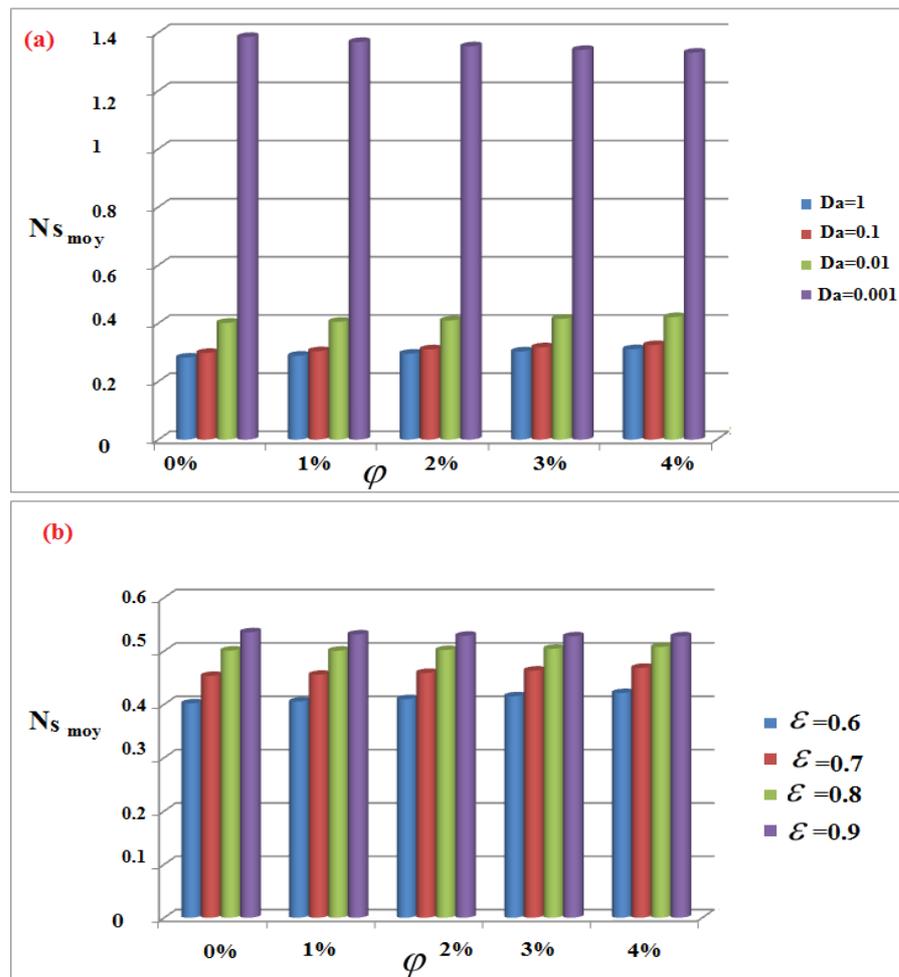
$$N_{s_{moy}} = \frac{H}{L} \int_0^{L/H} N_s dx dy \quad (4.24)$$

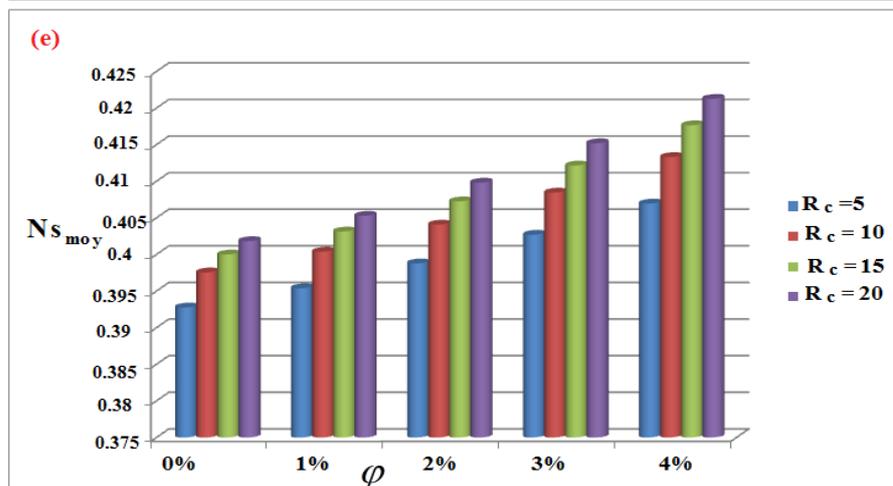
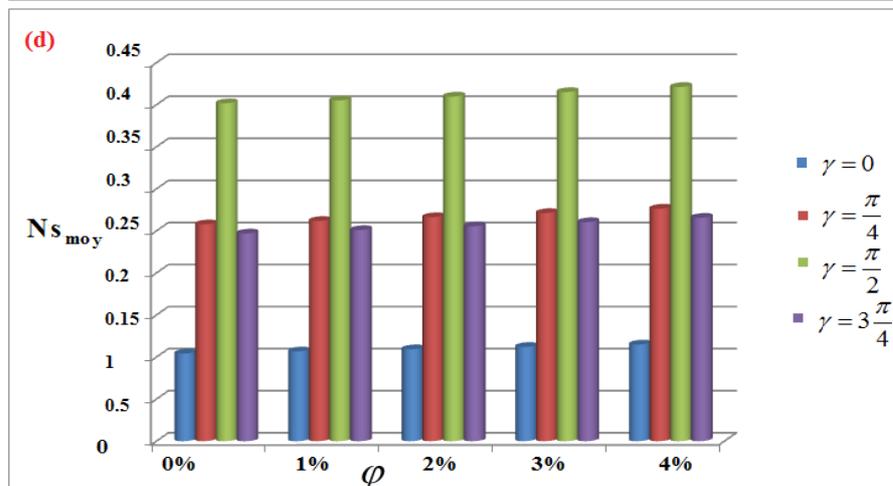
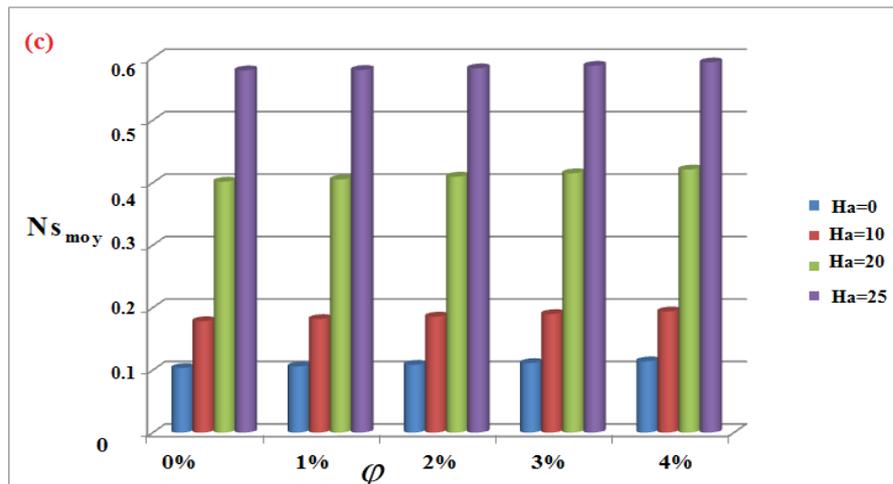
$$Be_{moy} = \frac{H}{L} \int_0^{L/H} Be dx dy$$

Les profils représentés sur la figure 4.13 ont prouvé que $N_{s_{moy}}$ est légèrement proportionnel à φ en raison de l'augmentation de la conductivité thermique effective et de la viscosité du nanofluide. Ce résultat implique que le système peut échanger plus d'énergie même à une faible

φ . Des nombres élevés de Da ou des faibles porosités réduisent Ns_{moy} en raison de la suppression de la région de recirculation (Figure 4.13 (a) et (b)). Afin de réduire l'irréversibilité, on peut appliquer un champ magnétique vertical avec de faible nombre de Ha (Figure 4.13 (c) et (d)). Les figures 4.13 (e), (f) et (g) indiquent également que les faibles valeurs de R_c , R_k et Ec peuvent minimiser la génération d'entropie en raison de leur contribution dans les forces dissipatives.

En examinant la distribution de Be_{moy} à travers le BFS dans des conditions de paramètres variables, on peut noter que le FFI a dominé la EG (Figure 4.14). Be_{moy} est donné en fonction de différents paramètres émergents. Pour tous les paramètres, le Be_{moy} est une fonction croissante de φ en raison de l'augmentation de la conductivité thermique effective et de la viscosité du nanofluide, ce qui entraîne une amélioration du transfert de chaleur et une irréversibilité du frottement du fluide.





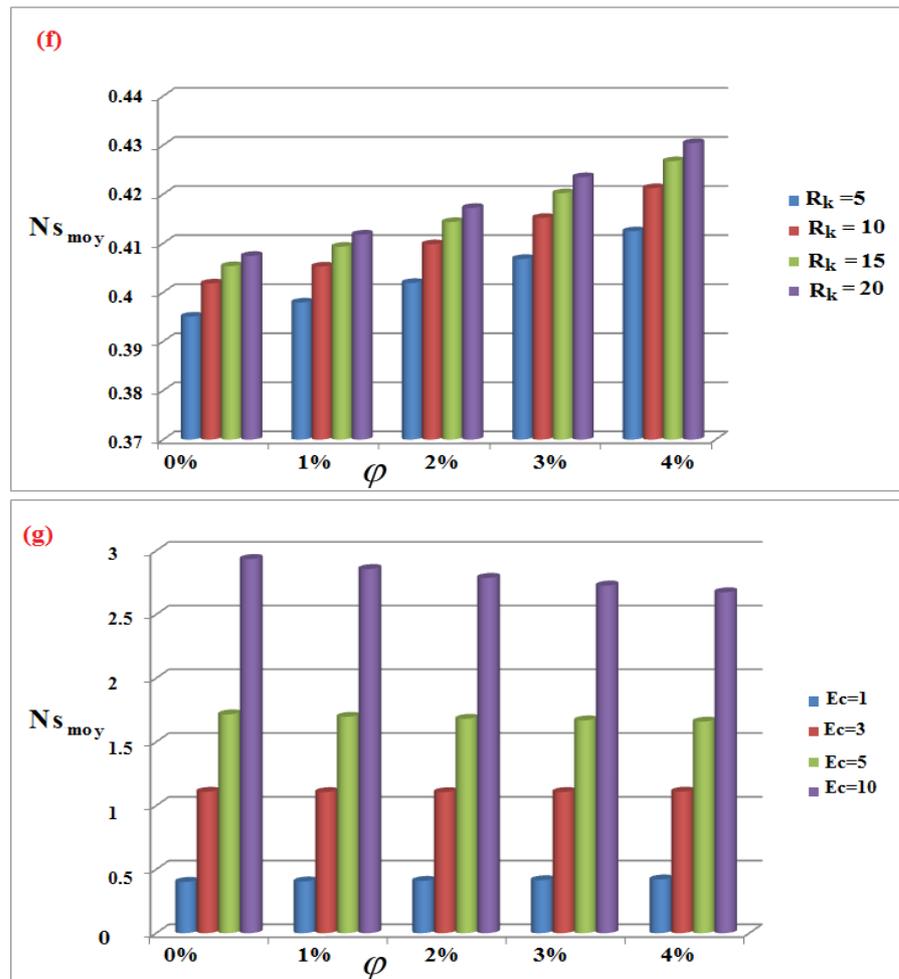
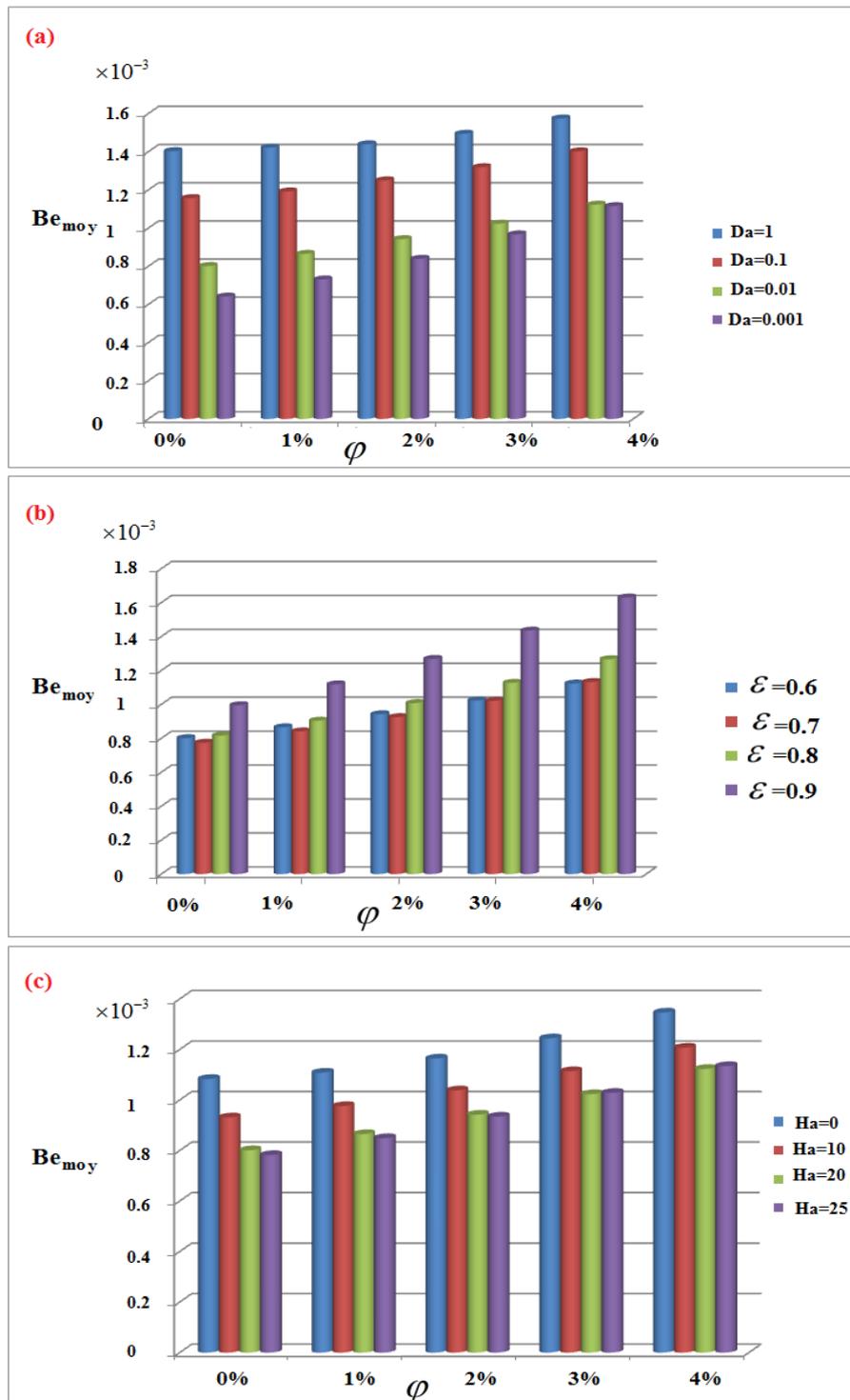
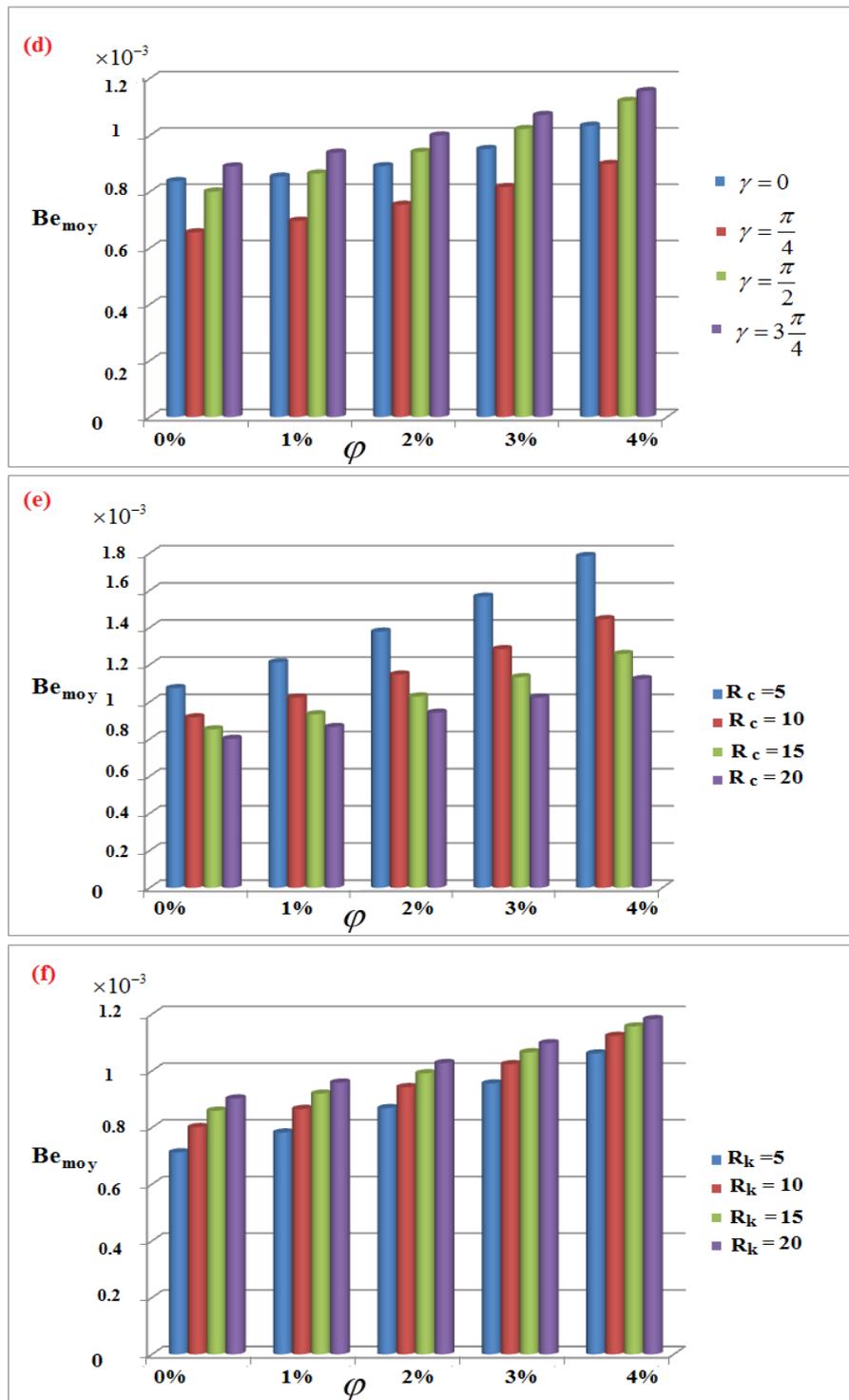


FIG. 4.13 – Variation de Ns_{moy} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), angle d'inclinaison (d), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).





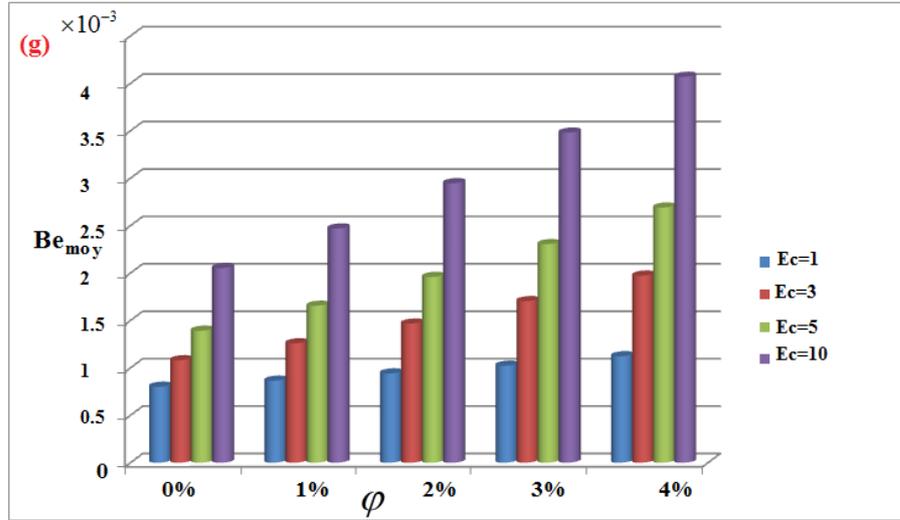


FIG. 4.14 – Variation de Be_{moy} en fonction de φ pour différents nombres de Da (a), de porosité (b), nombres de Ha (c), R_c (e), R_k (f) et nombre de Ec (g).

4.4 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est l'étude d'un écoulement forcé, du TC et de l'entropie de génération dans un canal rempli totalement par un milieu poreux muni d'un BFS sous des conditions d'équilibre thermique local en tenant compte des effets de la dissipation visqueuse.

Certains paramètres peuvent influencer l'écoulement du nanofluide, le transfert de chaleur, le taux de production d'entropie et l'indice de performance du système actuel tels que le type de nanoparticules utilisés (Cu, Al_2O_3 , SiO_2 et TiO_2), la fraction volumique ($0 \leq \varphi \leq 4\%$), nombre de Darcy ($10^{-3} \leq Da \leq 1$), porosité ($0 < \varepsilon < 1$) et le nombre d'Eckert ($0 \leq Ec \leq 10$). De plus, le rapport de conductivité thermique et celui de capacité thermique sont variés sur des marges de ($5 \leq R_k \leq 20$) et ($5 \leq R_c \leq 20$), respectivement. L'effet du champ magnétique, donné par le nombre de Hartman ($0 \leq Ha \leq 25$) et par une angle d'inclinaison ($0 \leq \gamma \leq \pi$) est étudié aussi.

L'effet de la fraction volumique de nanoparticules ($0 \leq \varphi \leq 0.04$) et des divers paramètres: nombre de Darcy ($10^{-3} \leq Da \leq 1$), porosité ($0 < \varepsilon < 1$), le nombre d'Eckert ($0 \leq Ec \leq 10$), rapport de conductivité thermique ($5 \leq R_k \leq 20$) et celui de capacité thermique ($5 \leq R_c \leq 20$), nombre de Hartman ($0 \leq Ha \leq 25$) et angle d'inclinaison ($0 \leq \gamma \leq \pi$) sur les caractéristiques d'écoulement du nanofluide Cu- H_2O et de TC était étudié numériquement à l'aide du LBM. De plus, des analyses serviraient à l'amélioration de l'efficacité thermique de notre système se

produisent via une étude complète de l'indice de performance et de l'entropie de génération. De ce fait, les résultats numériques obtenus montrent que :

- L'étude de l'insertion des nanoparticules dans l'eau pur nous permet de choisir le nanofluide Cu-H₂O comme fluide de travail puisqu'il offre un indice de performance très élevé et ne génère pas de puissance de pompage excessive;
 - Les zones de recirculation sont réduites pour disparaître complètement à des faibles valeurs de Da (aussi bien à des valeurs modérées de ε et de Ha pour un champ magnétique vertical. Ce dernier a poussé le nanofluide à travers l'entrée et a diminué le vortex devant la marche;
 - La présence de la dissipation visqueuse favorise le TC avec une combinaison des fortes valeurs de ε , Ha et des faibles valeurs de Da;
 - La fraction volumique de nanoparticules augmente l'indice de performance, la perte de charge et la puissance de pompage. Cette tendance est affectée par une combinaison de l'intensité et de l'angle d'inclinaison du champ magnétique et de la perméabilité du milieu poreux utilisé dans la configuration BFS;
 - Une génération d'entropie moyenne plus réduite est indiquée pour des nombres élevés de Da ou des faibles porosité en raison de la suppression de la région de recirculation. Afin de réduire l'irréversibilité, on peut appliquer un champs magnétique vertical avec de faible nombre de Ha, R_c , R_k et Ec en raison de leurs contribution dans les forces dissipatives.
 - Pour obtenir moins de génération d'entropie et une efficacité élevée du système, il est nécessaire d'avoir une bonne combinaison de différents paramètres qui influencent fortement le comportement d'écoulement du nanofluide dans la structure poreuse;
-

Chapitre 5 :

Modèle SCNHM de la LBM pour un écoulement pulsé des nanofluides dans un BFS poreux

5.1 Introduction

Dans une configuration quelconque, les écoulements instationnaires des fluides incompressibles sont gouvernés par des équations aux dérivées partielles non linéaires de Navier-Stokes. Pour résoudre ces équations, le recours aux méthodes de résolutions numériques est imposé vu que celles analytiques restent difficile à obtenir.

Les problèmes d'écoulement pulsé dans un canal poreux ont reçu une attention considérable en raison de leurs applications pratiques dans l'ingénierie et les systèmes biomécaniques y compris le refroidissement par transpiration, la diffusion gazeuse, l'échangeur de chaleur pulsé, les moteurs à piston et le réacteur nucléaire [158–162]. Expérimentalement, la pulsation de l'écoulement à l'entrée du canal est introduite par la projection perpendiculaire d'une onde acoustique générée par un haut parleur lié à un générateur de fonction et un amplificateur [163]. Dans ces travaux, les auteurs ont montré que cette technique produit un écoulement pulsé par une variation adéquate de la fréquence dans le générateur de fonction. Le générateur de fonction utilisé par Ji et al. [164] est de type HP-33120A et un amplificateur du signal de type Inkel AX7030G. Ces équipements délivrent des ondes acoustiques appropriées pour un écoulement pulsé. Guo et al. [165, 166] ont découvert qu'une augmentation significative du TC et une réduction de perte de charge peuvent être obtenues en utilisant un milieu poreux et via un écoulement pulsé dans un tuyau. Dans leur étude expérimentale, Fu et al. [167] ont effectué le TC dans un canal poreux soumis à un écoulement oscillant. Ils ont constaté que le nombre de

Nusselt moyen pour un écoulement oscillant est supérieur à celui pour un écoulement constant. Leong et Jin [168] ont traité expérimentalement le TC pour un flux oscillant à travers un canal rempli d'une mousse d'aluminium soumis à un flux thermique de paroi constant. Leurs résultats ont révélé que le TC pour un flux oscillant est considérablement amélioré par l'utilisation de milieux poreux.

Cependant, les études portant sur les effets combinés de la pulsation, des nanofluides et des milieux poreux sont un peu nombreuses. A. Vijayalakshmi et S. Srinivas [169] ont étudié le flux pulsé des nanofluides hydromagnétique dans un canal poreux avec un rayonnement thermique. Ils ont constaté que le taux de TC augmente avec la fraction volumique des nanoparticules et qu'il est plus élevé pour les nanoparticules d'argent qu'avec le cuivre, l'aluminium et le dioxyde de titane. S. Sivasankaran et K. Narrein [170] ont étudié numériquement les caractéristiques thermiques et hydrauliques d'un écoulement laminaire pulsé dans un microcanal hélicoïdal tridimensionnel poreux rempli d'un nanofluide à base d'eau et de nanoparticules de Al_2O_3 . Ils ont conclu que la condition de débit d'entrée pulsé peut augmenter considérablement le TC par convection avec une augmentation moyenne de 6%. Le nombre de Nusselt augmente avec la diminution de l'amplitude de pulsation en raison d'un mélange supplémentaire pour les faibles valeurs des nombres de Reynolds.

Dans un souci de simplicité, dans les études récentes, les nanofluides sont considérés monophasés et homogènes, malgré le fait qu'il est presque impossible de produire de tels mélanges colloïdaux homogènes en laboratoire. Par conséquent, des simulations homogènes de nanofluides n'ont pas réussi à simuler le comportement exacte des nanofluides par rapport aux données expérimentales, de manière exhaustive. Les études de Ding et Wen [171] et Kang et al. [172] suggèrent que l'hypothèse d'homogénéité de la distribution des nanoparticules peut ne pas être valide en raison de l'effet de migration des particules. Cela a conduit Buongiorno [138] à rechercher une nouvelle méthode de solution pour les nanofluides. Ce dernier est considéré comme un fluide à un seul composant avec une concentration non homogène de nanoparticules c'est à dire ils sont supposées être distribuées de manière incohérente dans le fluide de base en raison du mouvement brownien et de la diffusion thermophorétique. Par conséquent, le modèle est appelé modèle non homogène à un seul composant (SCNHM). Le SCNHM a été largement utilisé par de nombreux chercheurs [173–179], ce qui confirme l'impact du mouvement brownien et de la thermophorèse sur la distribution des nanoparticules, le champ d'écoulement, le champ thermique et le taux de TC du nanofluide.

Savithiri et al. [180] ont analysé le TC par convection naturelle d'un nanofluide Al_2O_3 -eau dans une cavité carrée en utilisant la méthode de Boltzmann sur réseau mono-composant non homogène (SCNHLBM). Ils ont établi que l'ajout de la diffusion brownienne et thermophorétique a entraîné une diffusion thermique supplémentaire et donc réduit le transport convectif de la chaleur. Armaghani et al. [181] ont utilisé le modèle de Buongiorno pour modéliser le nanofluide et le modèle Darcy-Brinkman pour un milieu poreux. Jaimala et al. [182], Sheremet et al. [183] et Dhananjay et al. [184] ont étudié le Buongiorno modèle à un seul composant en milieu poreux et ont trouvé des effets significatifs du mouvement brownien et de la thermophorèse. Latifa et al. [185] ont simulé numériquement le flux de convection naturelle instable et le TC à l'aide de nanoparticules à l'intérieur d'une enceinte carrée suivant un modèle dynamique non homogène.

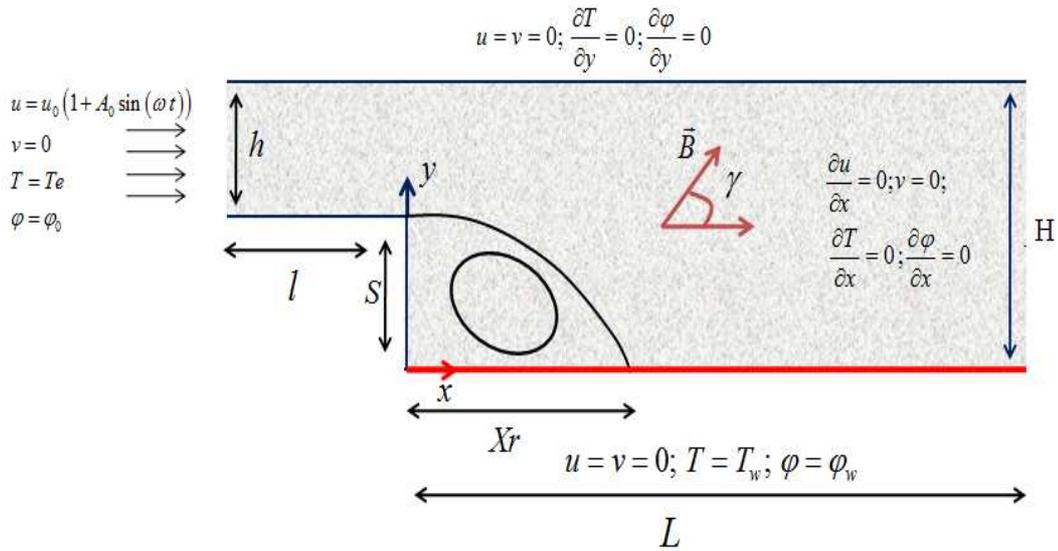
À la lumière de l'enquête bibliographique ci-dessus, le TC de nanofluides avec une concentration non homogène de nanoparticules dans un canal poreux muni d'un BFS n'a pas été complètement considéré dans la littérature. Ce défi est généralement considéré comme un sujet de recherche ouvert qui nécessite une étude plus approfondie. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce chapitre qui consiste à comprendre l'effet combiné des diffusions browniennes et thermophorèses sur la convection forcée pulsée laminaire des nanofluides s'écoulant à travers un BFS poreux en utilisant le SCNHLBM sous la condition LTE. Une étude est menée pour examiner le sensibilité du flux de nanofluides, du transfert de chaleur, de la fraction volumique de nanoparticules à différents émergents paramètres.

5.2 Configuration et mise en équation

Une description schématique du problème physique est présentée à la figure 5.1. Un canal poreux muni d'un BFS soumis à un champ magnétique est considéré de hauteur H et de largeur $(l+L)$, chauffé à sa paroi inférieure (T_w) tandis que les autres parois sont isolées. Le nanofluide entre dans le canal à température uniforme T_e et une fraction volumique $\varphi = \varphi_0$ avec un débit pulsatoire, $u = u_0(1 + A_0 \sin(\omega t))$, où A_0 et ω sont respectivement l'amplitude et la fréquence des pulsations. Les parois du canal sont chauffées à température constante (T_w) avec une fraction volumique constante ($\varphi = \varphi_w$).

Il convient de noter que les hypothèses suivantes sont prises en compte:

- Le milieu poreux est homogène, isotrope, saturé avec une seule phase fluide;
- L'écoulement est supposé bidimensionnel, monophasique et laminaire;

FIG. 5.1 – *Domaine physique et conditions aux limites.*

- Le nanofluid est supposé incompressible;
- Les propriétés thermophysiques du nanofluid (ρ : la densité volumique, μ : la viscosité cinématique, c_p : chaleur spécifique) sont supposées constantes, sauf la conductivité thermique (k) est modélisé tenant compte du mouvement brownien (voir section (1.3.5));
- Les propriétés thermophysiques de la matrice solide (ρ , μ , c_p , k , σ) sont supposées constantes
- La convection forcée domine le champ thermique;
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable;
- La force brownienne et la force thermophorétique sont les seuls mécanismes de glissement considérés;
- La dissipation visqueuse est incluse dans l'équation d'énergie;
- Le modèle de Darcy-Brinkmann-Forchheimer (DBF) décrit l'écoulement;
- L'hypothèse de l'équilibre local est assumé;
- Le flux et le transfert de chaleur de nanofluides sont complètement développés;
- La méthode Lattice Boltzmann est appliquée pour simuler le flux et le transfert de chaleur;

Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules de Cu à la température de référence sont présentées dans le tableau 4.1. Les équations de conservations de masse et de quantité de mouvement sont présentées précédemment dans le quatrième chapitre (équations

4.1, 4.2 et 4.3). Avec les hypothèses ci-dessus, les équations de conservations d'énergie et de nanoparticules au niveau macroscopique dans un système de coordonnées cartésiennes 2D peuvent être écrites sous forme sans dimension en utilisant les paramètres sans dimension suivants:

$$(U, V) = \left(\frac{u}{u_0}, \frac{v}{u_0} \right), (X, Y) = \left(\frac{x}{H}, \frac{y}{H} \right), \tilde{t} = t \frac{u_0}{H}, P = \frac{p}{\rho u_0^2}, \theta = \frac{T - T_e}{T_w - T_e}, \varphi^* = \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_w - \varphi_0}$$

★ Equations d'énergie

$$\begin{aligned} \chi_1 \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{t}} + \left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) &= \frac{\chi_3}{\text{Re Pr } \chi_2} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \\ + \underbrace{\varepsilon \frac{(\rho c p)_{np}}{(\rho c p)_f} \left(\frac{1}{Le} \left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial X} \frac{\partial \theta}{\partial X} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) + \frac{1}{N_{BT} Le} \left(\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right) \right)}_{S'_\theta} &+ S_\theta \end{aligned} \quad (5.1)$$

S_θ est le terme source qui traduit les effets de la dissipation visqueuse et du champ magnétique (équation 4.6).

★ Equation de conservation des nanoparticules

$$\frac{\partial \varphi^*}{\partial \tilde{t}} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U \frac{\partial \varphi^*}{\partial X} + V \frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} \right) = \frac{\varepsilon}{Sc \text{Re } \chi \eta} \left(\left(\frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial Y^2} \right) + \frac{1}{N_{BT}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \right) \quad (5.2)$$

Avec:

- Le: nombre de Lewis: $Le = \frac{\alpha_{nf}}{D_B \varphi_0}$
- N_{BT} : rapport de diffusivité modifié lié au rapport de la diffusion Brownienne à la diffusion par thermophorèse: $N_{BT} = \frac{D_B \varphi_0 T_{ref}}{D_T T_w - T_e}$
- Sc: nombre de Schmidt: $\frac{\nu}{D_B}$

5.3 Résultats des simulations

La présente étude réside dans la discussion des effets couplés de la pulsation, du milieu poreux et un champ magnétique sur l'écoulement de nanofluide Cu-H₂O avec une distribution non homogène des nanoparticules de Cu dans l'eau. Les principaux paramètres qui affectent le flux de nanofluides et les caractéristiques thermiques dans notre configuration étaient la fréquence d'oscillation variée dans la gamme de ($0.5 \leq St \leq 1$), l'amplitude de la pulsation à l'entrée ($0.1 \leq A_0 \leq 0.75$), la fraction volumique à l'entrée ($0 \leq \varphi_0 \leq 0.04$).

L'impact du milieu poreux est représenté par le nombre de Darcy, qui englobe une large gamme de ($10^{-3} \leq Da \leq 1$) et par la porosité ($0.6 \leq \varepsilon \leq 0.9$). De plus, le rapport de conductivité thermique et le rapport de capacité thermique ont été modifiés sur des plages de ($5 \leq R_k \leq 20$) et ($5 \leq R_c \leq 20$), respectivement. Tous les calculs ont été effectués pour l'eau fluide de base ($Pr = 6.2$).

5.3.1 Profils des vitesses

Les profils instantanés de la composante U de la vitesse et de sa fluctuation ($U-U_S$) pour différents grandeurs adimensionnels pendant un cycle de pulsation sont regroupés dans la figure 5.2. U_s est la composante stationnaire ou non pulsé de la vitesse. On remarque que la vitesse instantanée atteint un maximum près du centre du BFS. Il y avait une vitesse négative ou faible près de la paroi inférieure en raison des régions de recirculation.

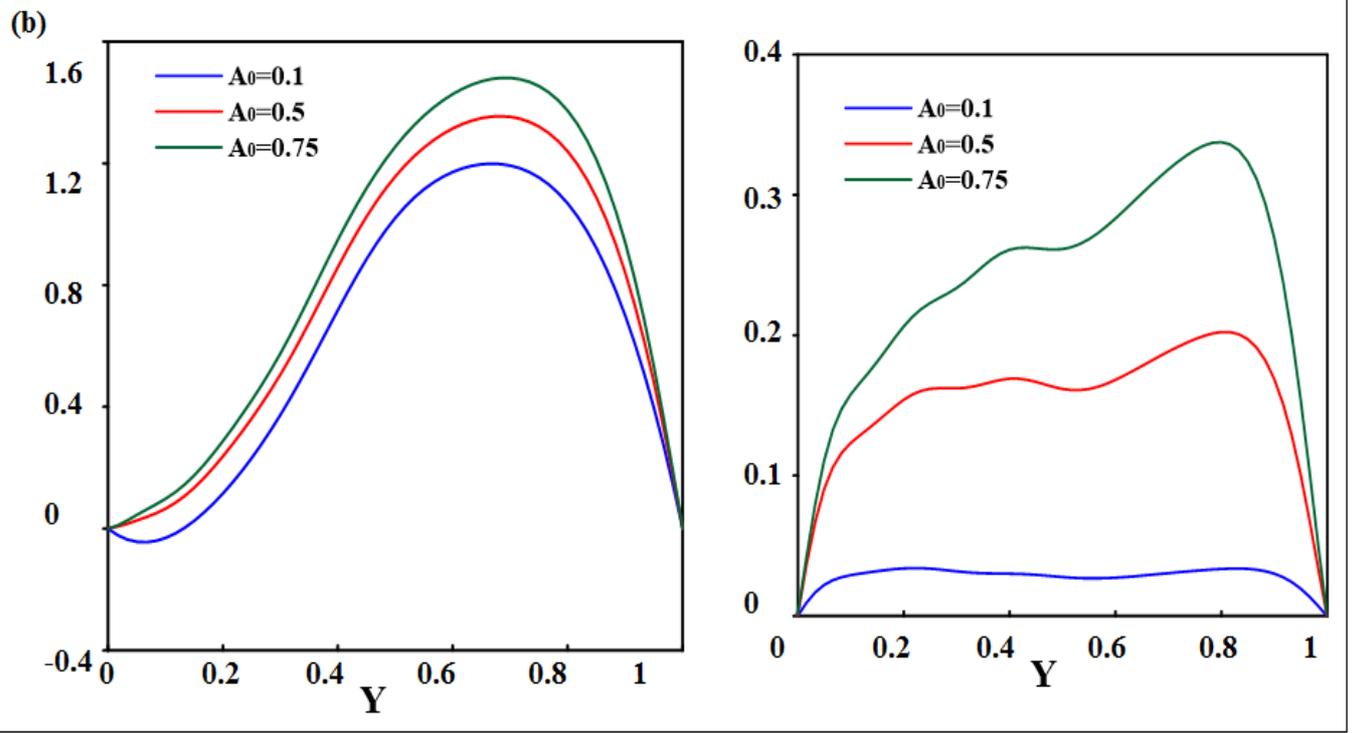
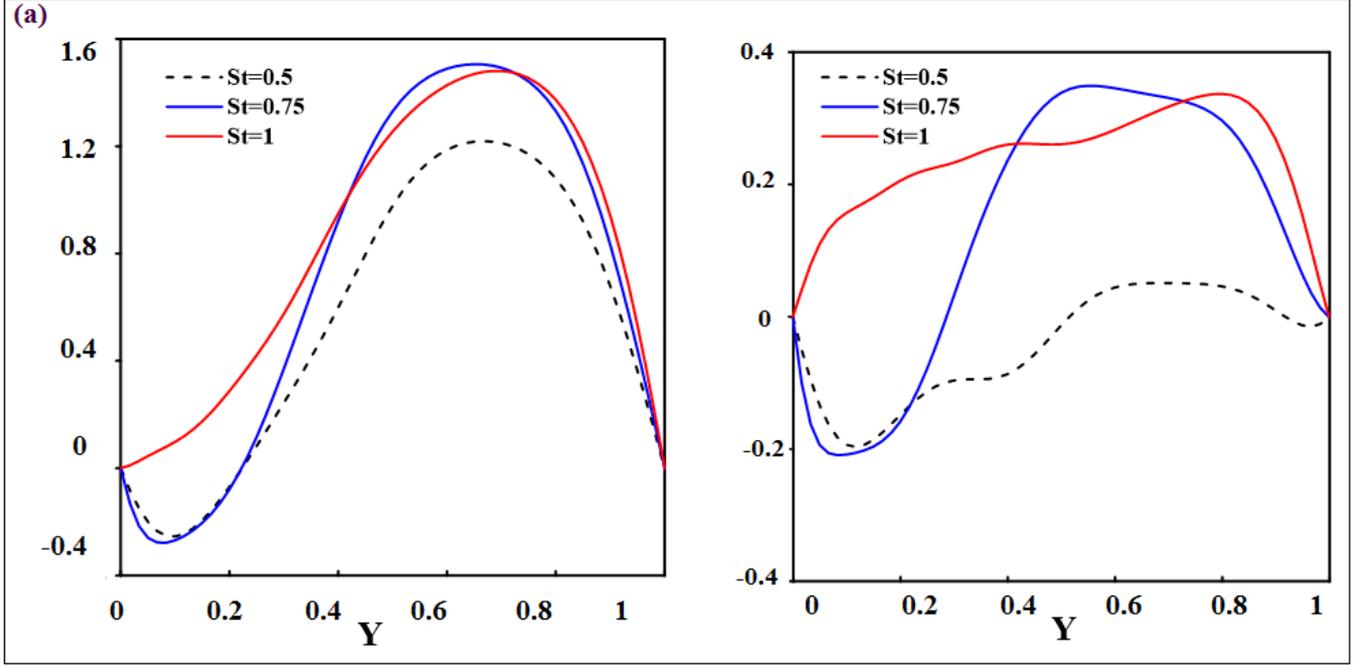
L'effet de l'entrée pulsatoire sur U et ($U-U_S$) près de la zone de recirculation est présentée dans la figure 5.2 (a) en terme de fréquence de pulsation (St) et dans la figure 5.2 (a) en terme d'amplitude de pulsation (A_0). On constate que l'augmentation de St et A_0 près de la marche affecte fortement la taille de la zone de recirculation qui peut être disparue avec des valeurs élevée de St et de A_0 avec une amplification de l'amplitude la vitesse et de sa fluctuation.

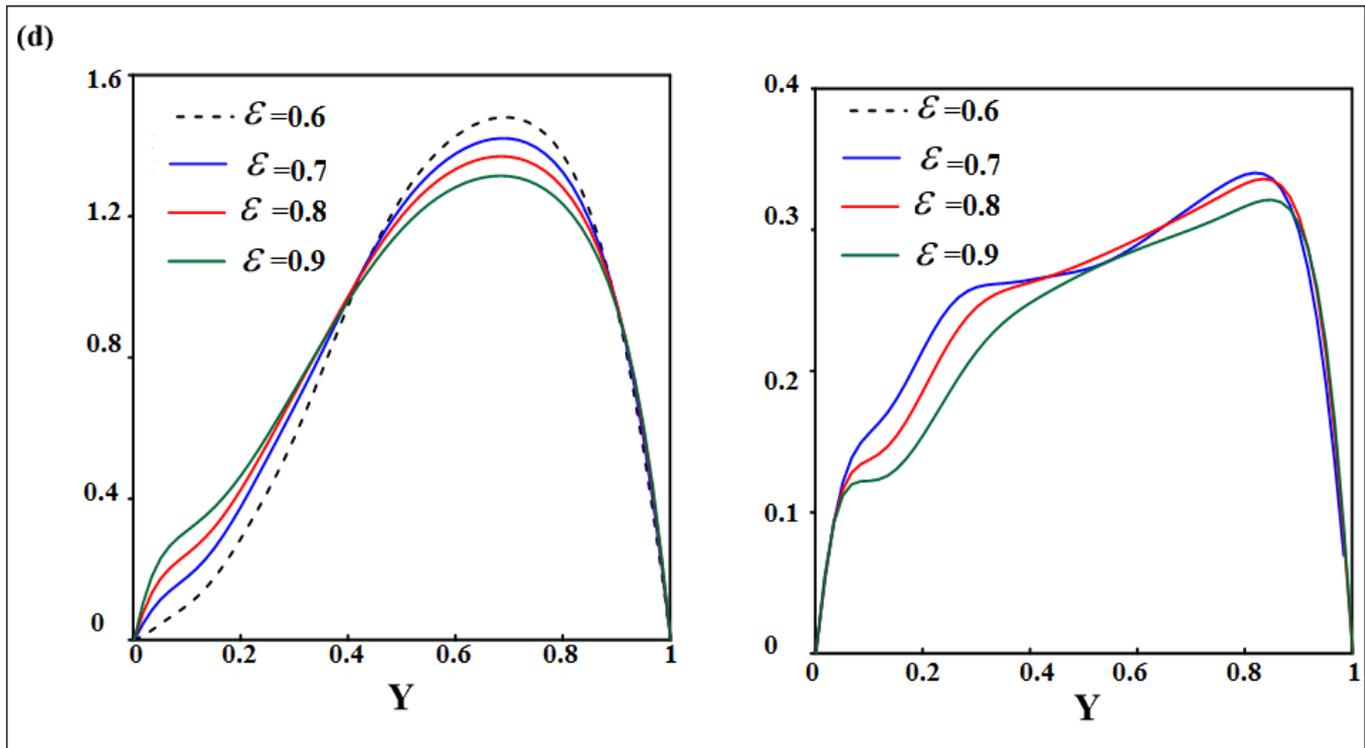
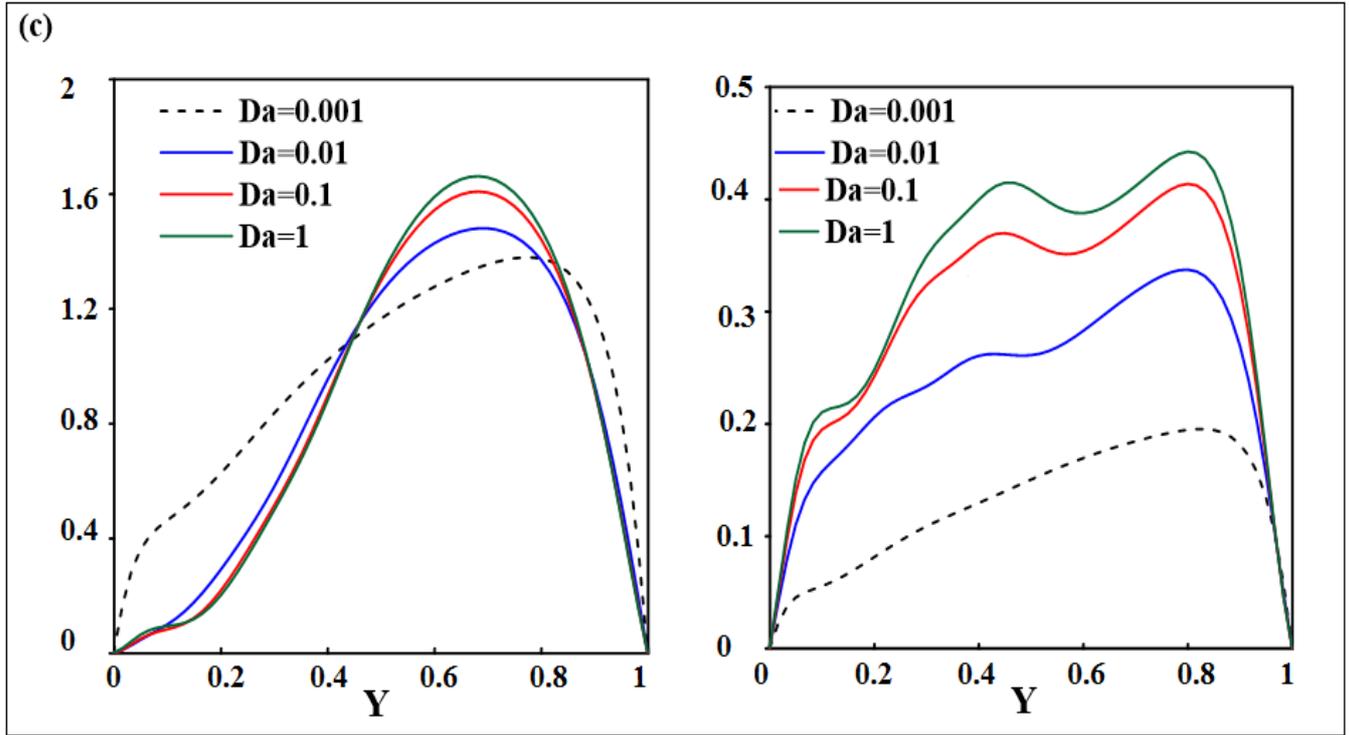
La variation de nombre de Da près de la marche affecte l'amplitude la vitesse et de sa fluctuation aussi bien la taille de la zone de recirculation (Figure 5.2 (c)). La diminution de Da ($Da=10^{-3}$) peut éliminer la recirculation près de la marche sur la paroi inférieure avec une diminution de l'amplitude de U et de ($U-U_{A_0=0}$). La présence d'un milieu poreux ralentit l'écoulement du nanofluide à travers le passage. Dans notre gamme de porosité, on remarque l'inexistante complète de la zone de recirculation (Figure 5.2 (d)) avec une légère variation de l'amplitude de U et de ($U-U_S$). En effet, pour de grandes valeurs de ε , la propagation de l'écoulement vers la paroi inférieure était retardé. En fait, l'interaction du milieu poreux rend le nanofluide plus visqueux et produit une force de résistance qui ralentit sa vitesse.

Les mêmes tendances sont observées en appliquant un champs magnétique vertical avec un nombre de Ha élevé (Figures 5.2 (d) et (e)). La force de Lorentz augmente à mesure que le paramètre Hartman augmente ce qui s'oppose au mouvement du nanofluide et provoque de telles variations dans le profil de vitesse. C'est à dire un supplément de force de Lorentz réduit la vitesse du nanofluide.

Composante U de la vitesse

Fluctuation de la vitesse U ($U-U_s$)





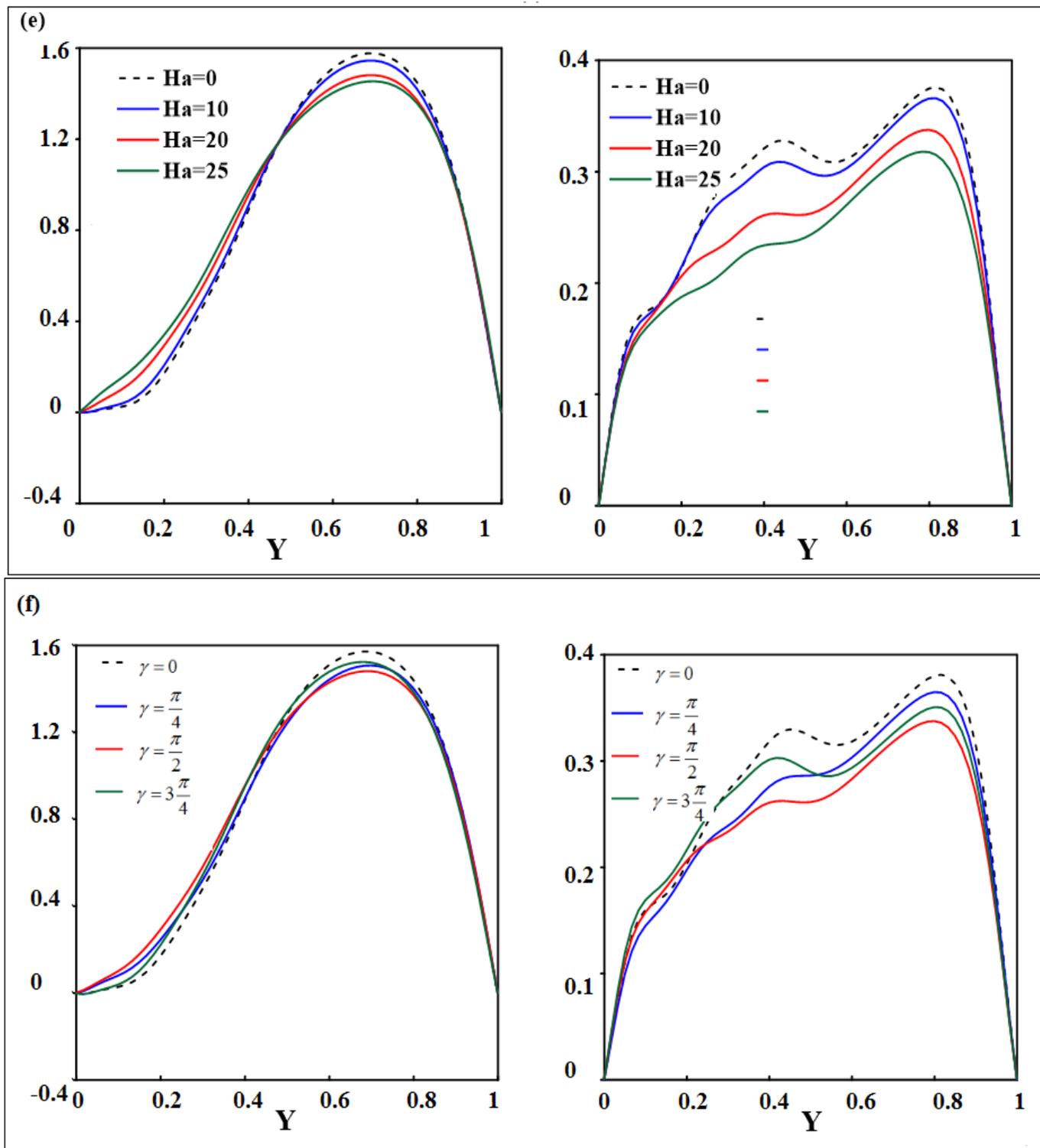


FIG. 5.2 – Variation de la vitesse instantannée, U et de sa fluctuation, $(U-U_S)$ à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (e) Effet de ε ; (f) Effet de nombre de Ha et (g) Effet de γ .

5.3.2 Détermination du coefficient de frottement

Le coefficient du frottement quantifie la résistance offerte par la surface sur laquelle s'écoule le nanofluide. Elle est principalement due à la viscosité du nanofluide par la relation suivante:

$$Cf = \nu_{nf} \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0}{2 u_0^2} \quad (5.3)$$

Les variations temporelles de la fluctuation de coefficient de frottement , $Cf-Cf_s$, dans la région complètement développée du BFS dans des conditions de paramètres variables sont illustrées à la figure 5.3. Les profils de $(Cf-Cf_s)$ présente des valeurs négatives pendant des vitesses angulaires bien déterminées selon les paramètres variés. Ces valeurs négatives traduisent le faite que les frottements induits dans le cas stationnaire sont évidemment supérieures à ceux induits dans le cas pulsé.

L'amplitude des profils de $(Cf-Cf_s)$ passe en générale d'un minimum ($\omega t < \pi$) puis augmente progressivement ($\pi \leq \omega t \leq 3\pi/4$). L'amplitude de $(Cf-Cf_s)$ devient plus faible en appliquant une pulsation d'amplitude et de fréquence faibles (Figures 5.3 (a) et (b)) à cause de la variation du gradient de la vitesse près de la paroi. La même tendance est remarquée en présence d'un matériau poreux de perméabilité assez faible et de porosité élevée (Figures 5.3 (c) et (d)), conséquence de la résistance de la matrice solide générée par la force visqueuse. Les frottements induits dans le cas stationnaire sont inférieures à ceux induits dans le cas pulsé lors de l'application d'un champs magnétique (Figures 5.3 (e) et (f)). Des valeurs accrues de Ha indiquent une plus grande quantité d'effets résistifs dus aux forces de Lorentz qui améliorent progressivement le coefficient de frottement mais diminuent sa fluctuation.

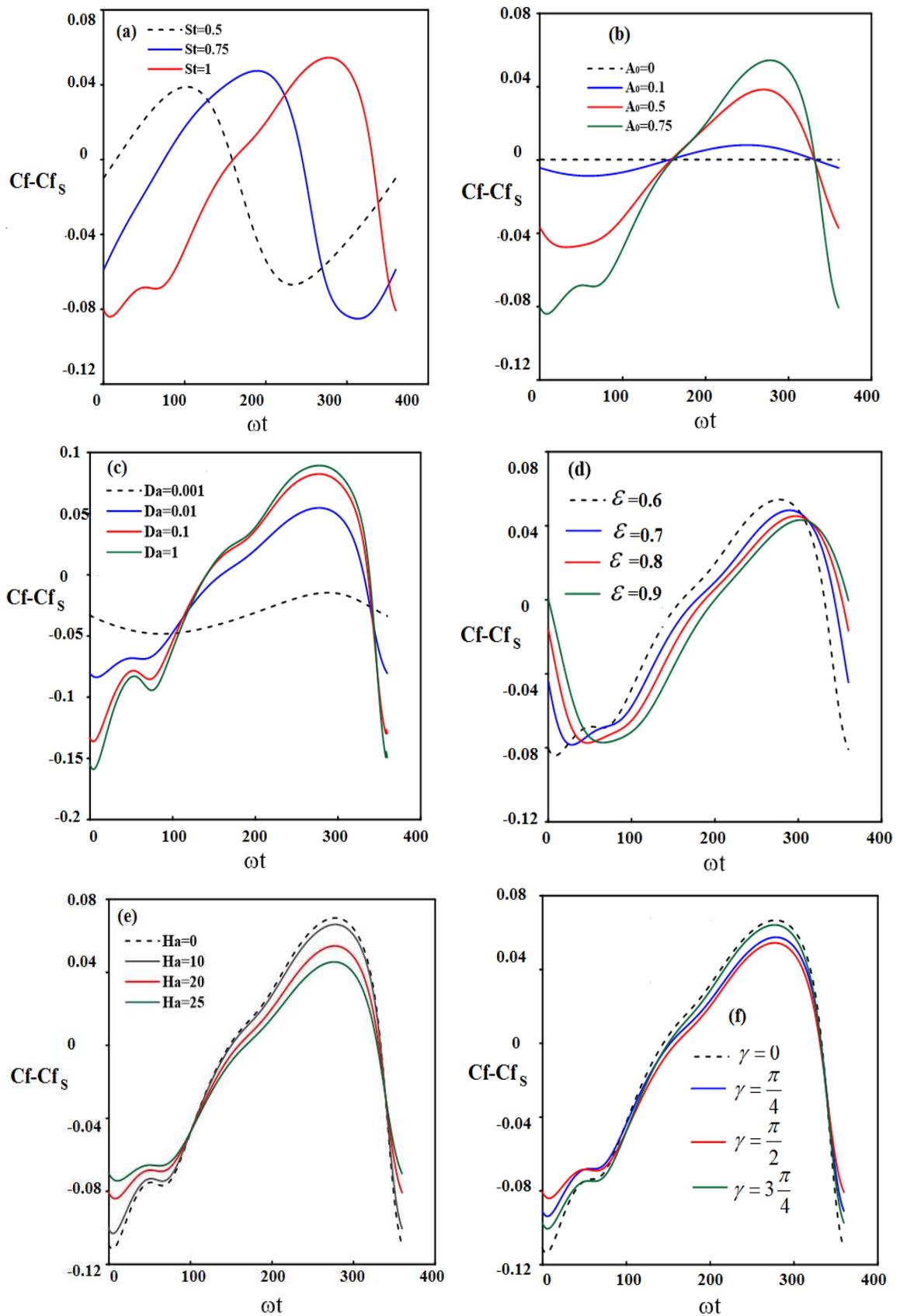


FIG. 5.3 – Fluctuation de Cf , $(Cf - Cf_s)$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (e) Effet de ϵ ; (f) Effet de nombre de Ha et (g) Effet de γ .

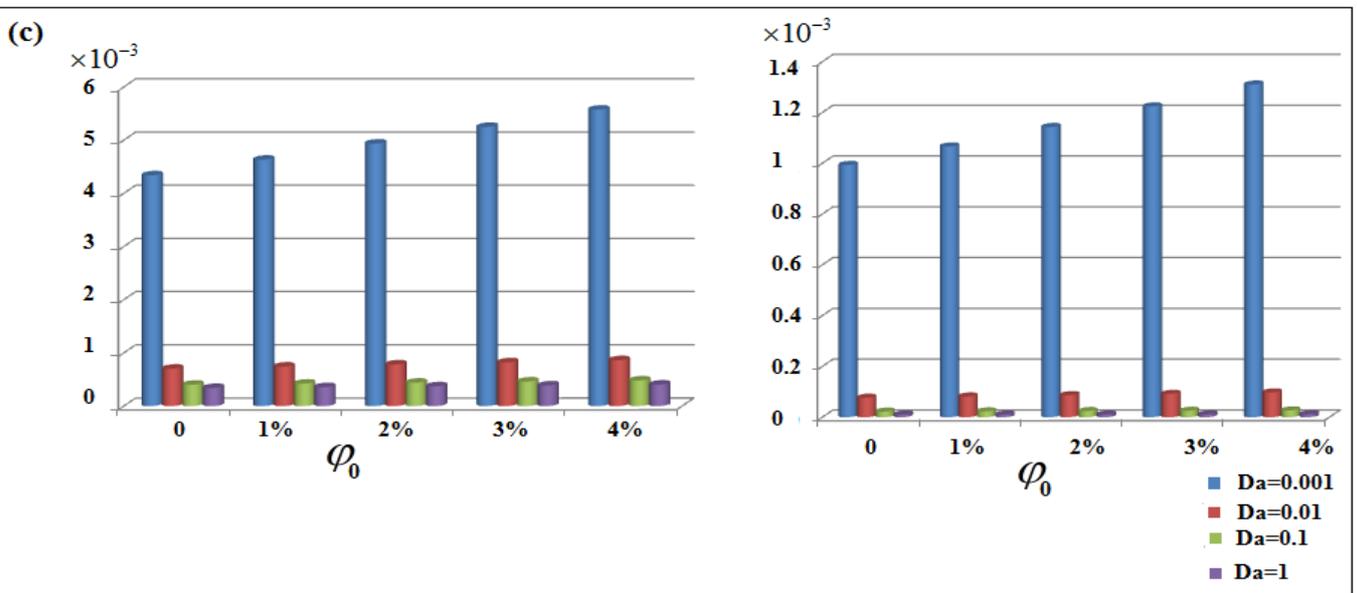
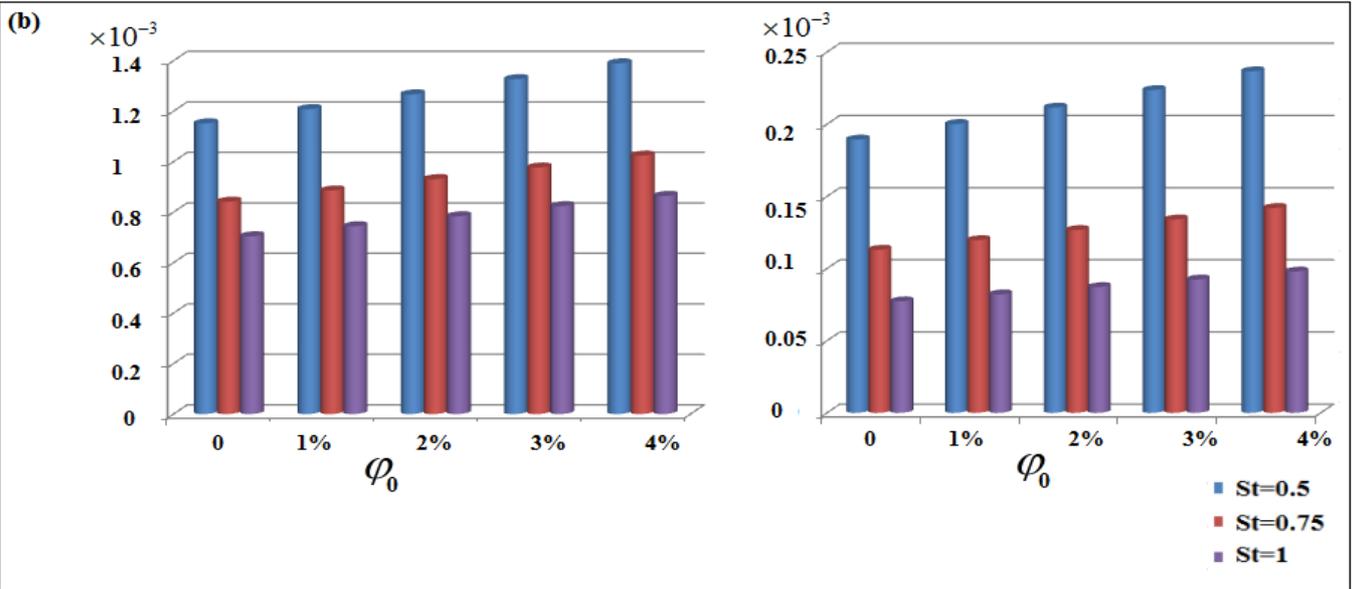
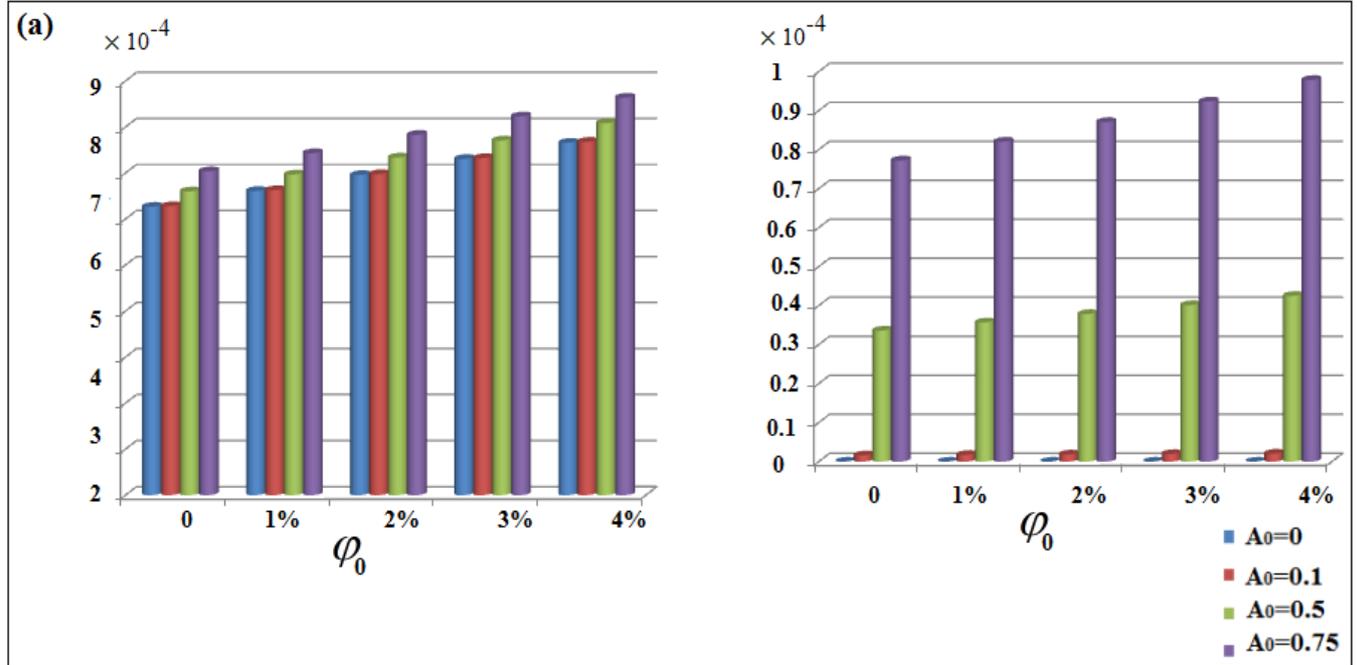
5.3.3 Puissance de pompage

L'analyse de la puissance de pompage, P_{pump} d'entrée nécessaire pour maintenir l'écoulement instationnaire du nanofluide à travers le BFS dans différentes conditions paramétriques est discutée dans cette section avec sa fluctuation, $P_{pump}-P_{pump(S)}$. D'après la figure 5.4, les augmentations de P_{pump} étaient encore plus importantes lors de l'utilisation de nanofluides. Cela se produit en raison de l'augmentation de la viscosité des nanofluides. La demande de P_{pump} croît considérablement avec l'amplitude de pulsation qui induit l'augmentation de la vitesse dans la région d'entrée. Cet effet est plus remarquable dans la fluctuation de P_{pump} (Figure 5.4 (a)). Cependant, cette demande peut être réduite de plus que la moitié à des fortes fréquence de pulsation. (Figure 5.4 (b)). En effet, la présence de nanoparticules augmente les forces de frottement et le cisaillement entre les couches du fluide de base dans le nanofluide, ce qui entraîne l'augmentation de la viscosité du nanofluide. La chute de pression est une fonction importante de la viscosité. Par conséquent, quand il s'agit de la influence de la fraction massique de nanofluide, on peut affirmer qu'il y a une pénalité pour la perte de charge et par conséquent, il y a un compromis entre la fraction massique de nanoparticules et l'augmentation de la perte de charge. Plus la fraction massique de nanoparticules est élevée, plus de perte de charge est enregistrée.

La demande de P_{pump} est très élevée pour des faible valeur de nombre de Da ($Da=10^{-3}$) et des grandes porosité ($\varepsilon = 0.9$) (Figure 5.4 (c) et (d)). C'est due à une chute de pression plus élevée qui se produit à des faibles nombre de Da en raison de la diminution de la perméabilité du milieu poreux. Cependant, à des porosités plus élevées, l'écoulement de fluide subit une résistance plus faible du milieu poreux, lui permettant de mieux se déplacer et de passer à travers le milieu poreux. Cette augmentation est assez remarquable en le comparant avec la demande de P_{pump} en régime stationnaire où elle atteint 5 fois de plus en régime instationnaire pour $Da=10^{-3}$ en comparaison avec Da de 10^{-2} à $Da=1$. La figure 5.4 (e) et (f) présente la même évolution de la demande de P_{pump} en présence d'un champ magnétique. L'augmentation de nombre de Ha peut amplifier la P_{pump} de 2 à 5 fois pour une marge de Ha=10 à 25 en comparaison avec le cas d'absence du champ magnétique. Cette augmentation est favorisée en présence d'une entrée pulsé. On remarque encore qu'un champ magnétique verticale ($\gamma = \frac{\pi}{2}$) possède une P_{pump} très élevée qui peut être doublée lors d'un écoulement pulsé. Dans cette logique, l'utilisation des nanofluides dans des écoulements pulsés au sein d'un milieu poreux soumis à un champ magnétique nécessite une puissance de pompage supplémentaire.

Puissance de pompage, P_{pump}

Fluctuation de P_{pump} , $(P_{pump} - P_{pump_S})$



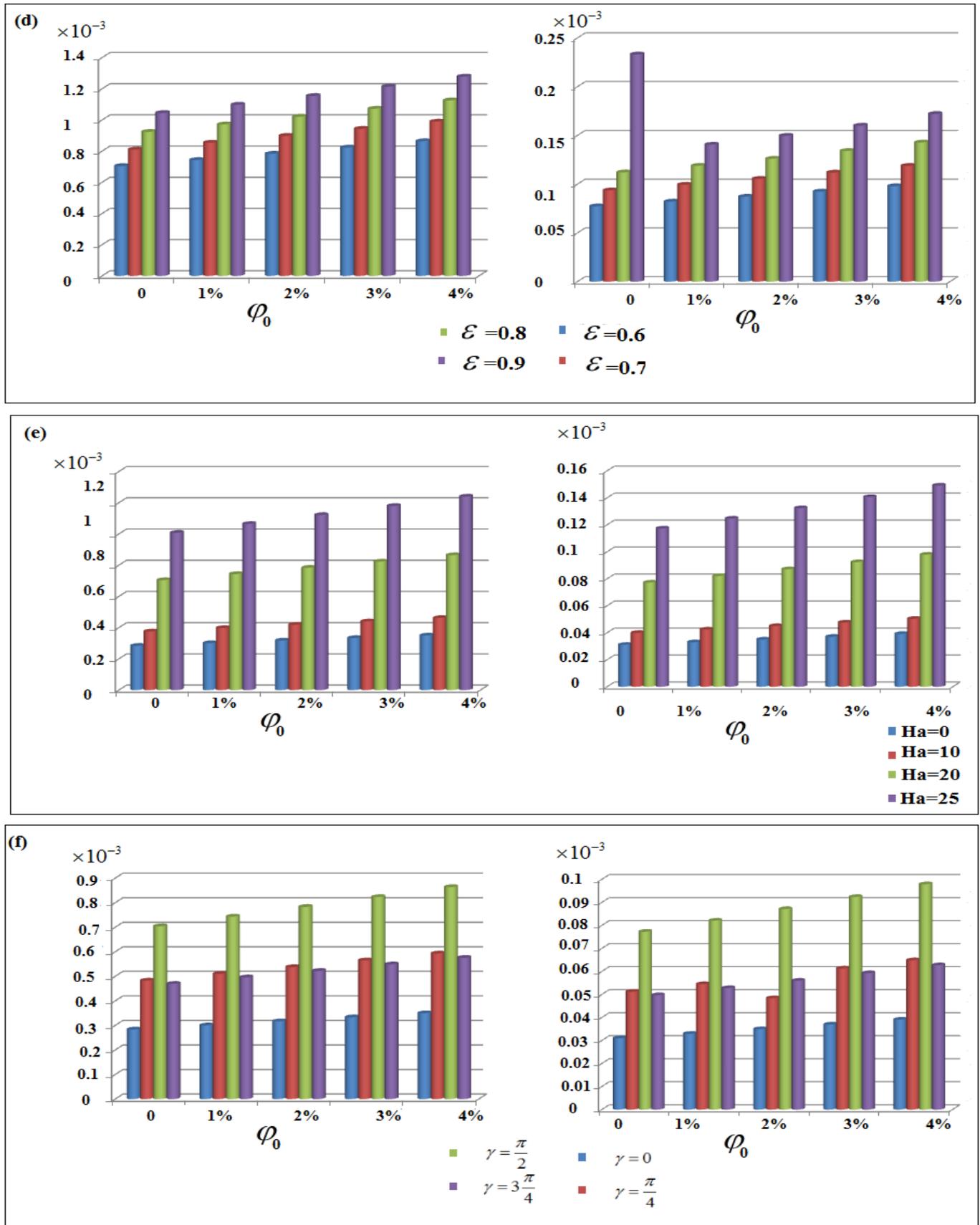


FIG. 5.4 – Variation de la puissance de pompage, P_{pump} et de sa fluctuation, $(P_{pump} - P_{pump(A_0=0)})$ à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de A_0 ; (b) Effet de St ; (c) Effet de nombre de Da ; (e) Effet de ε ; (f) Effet de nombre de Ha et (g) Effet de γ .

5.3.4 Indice de performance

Comme l'utilisation des nanofluides présente des défauts sous forme de perte de charge, elle garantit des avantages sous forme d'amélioration du TC. Afin d'évaluer la dominance du TC vis à vis la perte de charge créée, le critère de l'indice de performance (PI) va être présenté dans cette section.

L'évolution de PI en fonction de la fraction volumique initiale, φ_0 , est présenté dans la figure 5.5 pour différents paramètres influençant l'écoulement de nanofluide Cu-H₂O dans un canal poreux muni d'un BFS. A partir de cette figure on a assumé une autre fois que la présence des nanofluides dans des systèmes poreux est assez rentable vu que PI est toujours supérieur à 1. La croissance de φ_0 améliore la performance de notre système indépendamment de toute les conditions paramétriques. C'est à dire que l'augmentation de Tc est plus significatif par rapport à la perte de charge en augmentant φ_0 .

L'effet des paramètres d'entrée pulsatile, St et A_0 est illustré dans la figure 5.5 (a) et (b), respectivement. On observe que les faibles fréquences favorise mieux le TC et le rendre plus significatif vis à vis la perte de charge, tandis que A_0 n'a pas presque d'effet sur le PI.

Figure 5.5 (c) présente l'impact de nombre de Da sur le PI. Plus Da est élevé plus l'augmentation de perte de charge lorsque les nanofluides étaient appliqués est significative devant l'augmentation du Nu_{moy} . La perméabilité élevée du milieu poreux à des nombres de Reynolds (Re=200) influence le PI à un degré plus élevé. La contribution de la porosité sur le PI est schématisée sur la figure 5.5 (d). de manière moins significative au PI. La croissance de la porosité du milieu joue aussi un rôle majeur dans l'amélioration du TC vis à vis la perte de charge due à la présence de nanoparticules dans le fluide de base.

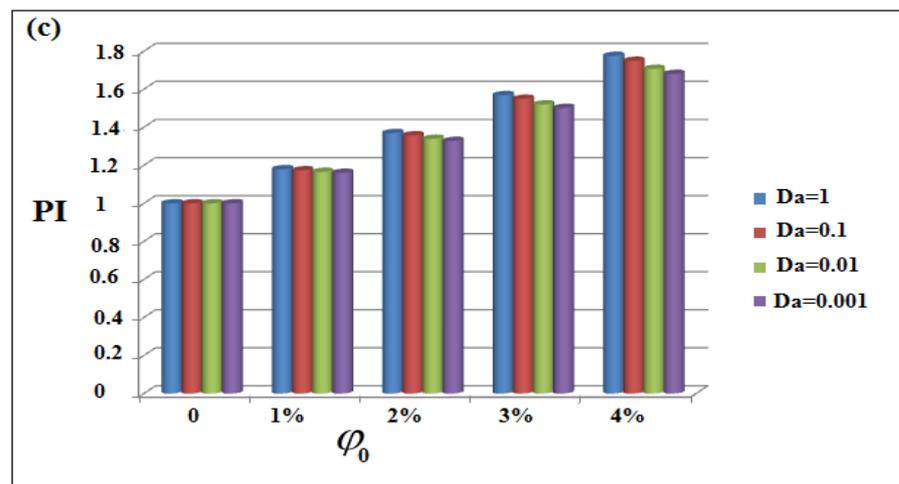
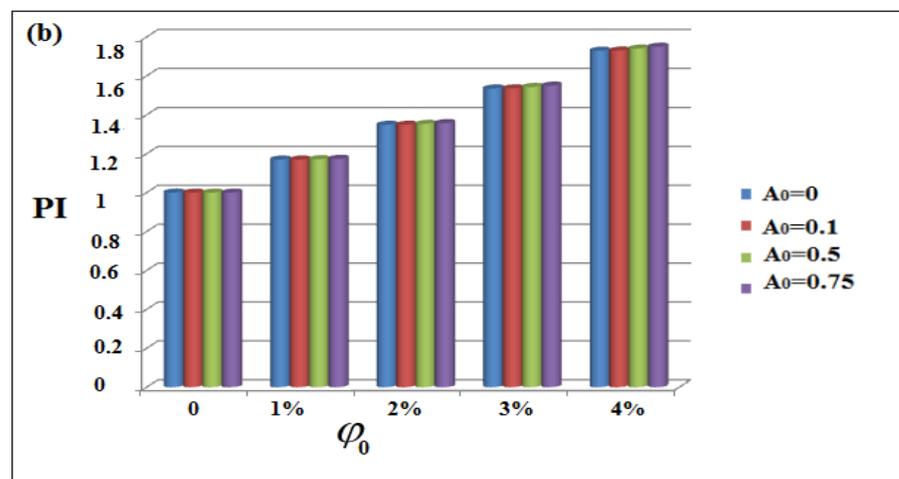
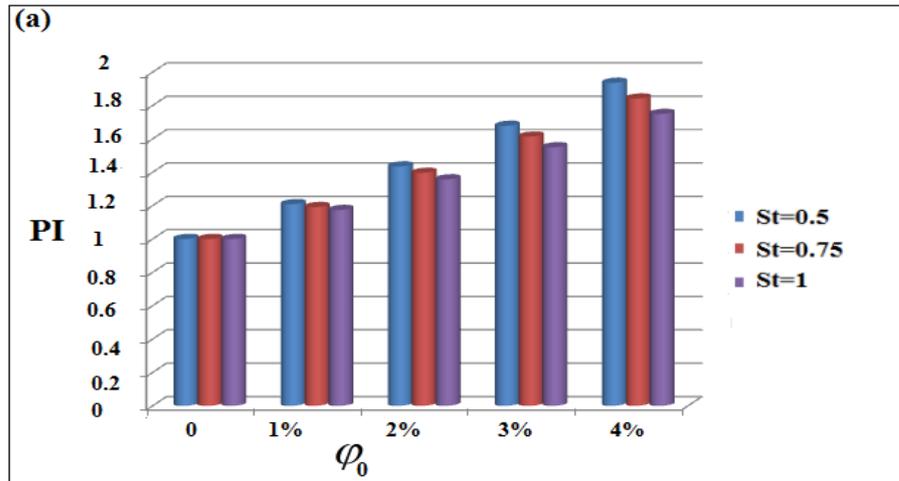
Une augmentation du nombre de Ha génère une amplification de PI (Figure 5.5 (e)) dû à l'augmentation de la force de Lorentz et, par conséquent, les nombres moyens de Nusselt. Pour une valeur plus élevée du Ha, la force de Lorentz s'oppose plus fortement au mouvement du fluide et augmente ainsi le TC et le rendre plus significatif par rapport à la perte de charge. Cet effet est plus pour un champ magnétique incliné (Figure 5.5 (f)).

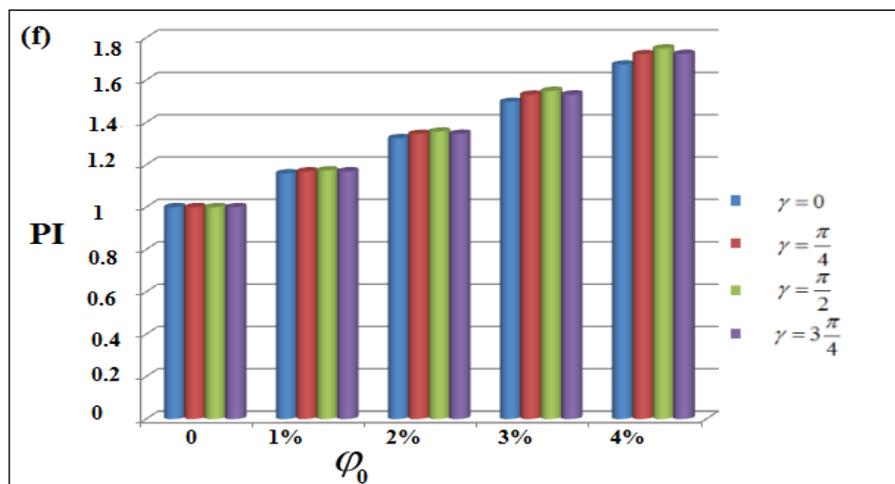
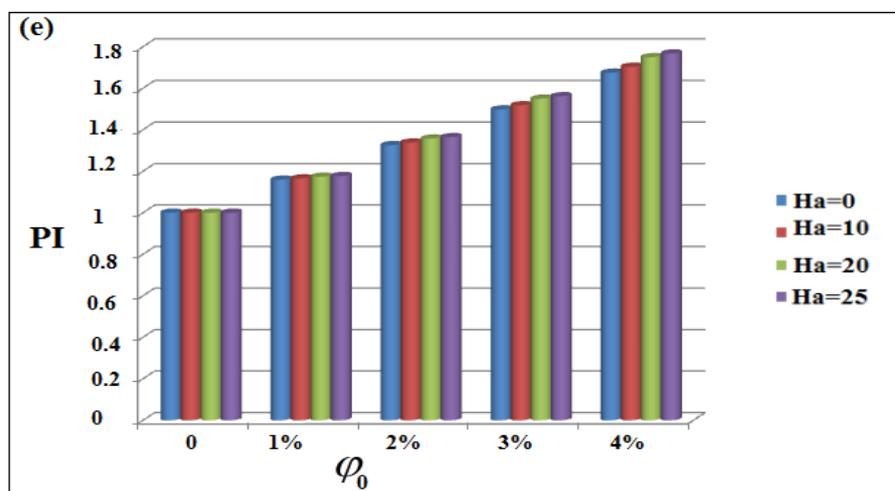
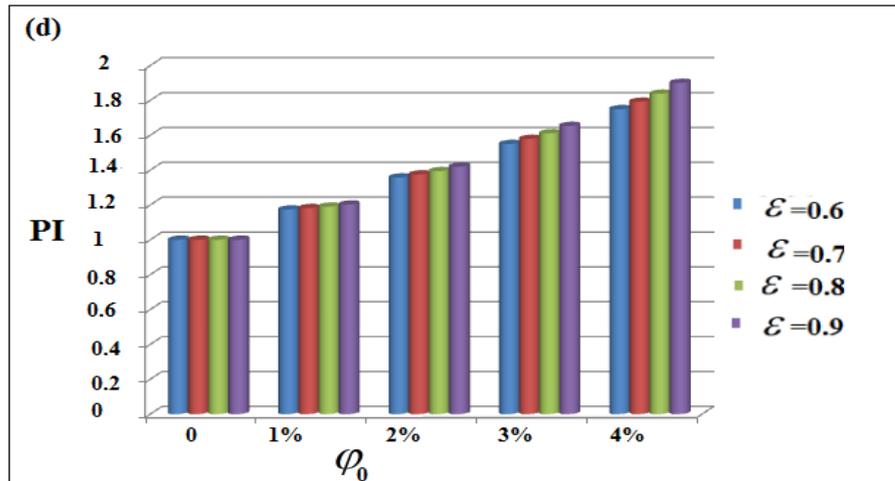
Les figures 5.5 (g), (h) et (i) montrent la dépendance de PI à la dissipation thermique générée lors d'entraînement du nanofluide dans l'espace poreux. On peut déduire que la perte de charge générée lors d'un écoulement de nanofluide est compensé par une amélioration de TC en augmentant R_k ou diminuant R_c . Dans le cas où R_k est faible, le milieu poreux agit comme un isolant thermique et fait diminuer le TC. Ceci n'est pas économiquement avantageux, car

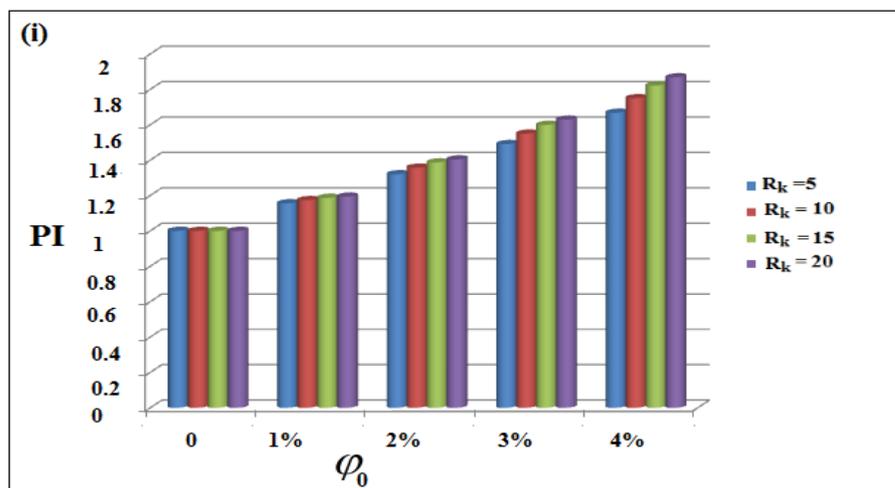
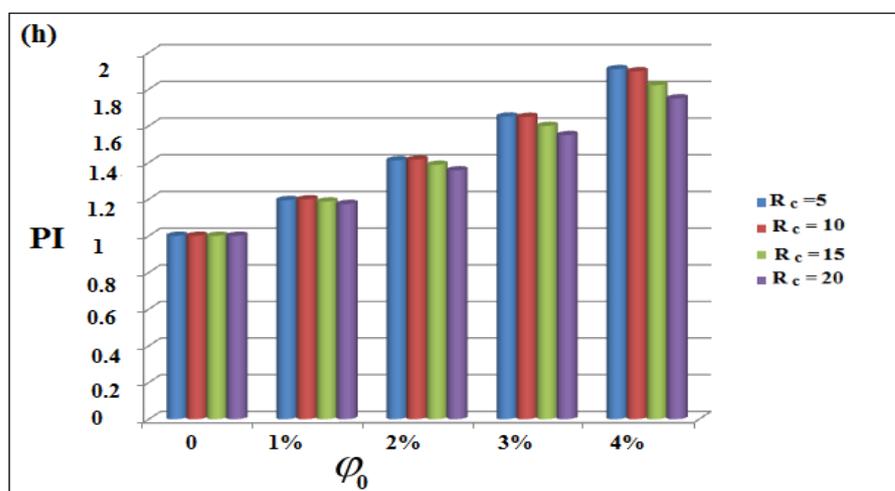
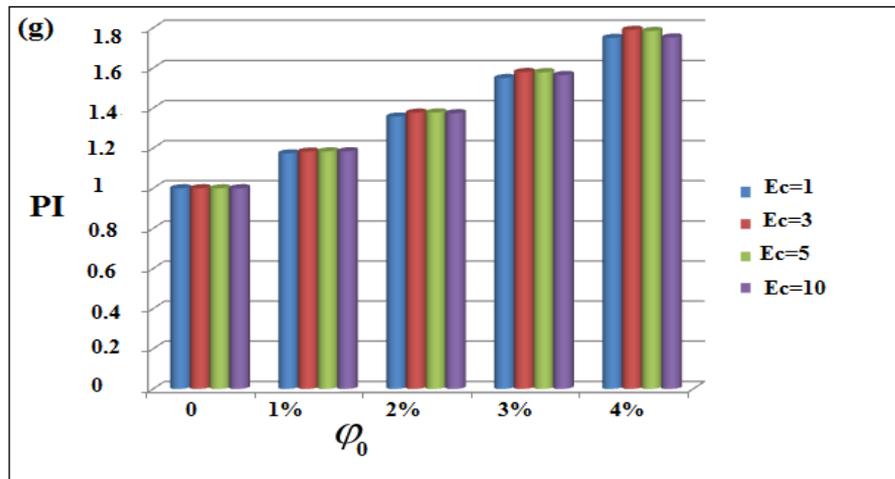
en plus d'un TC amoindri, la perte de charge provoquée par le matériau poreux est accentuée. La même tendance est presque obtenue en augmentant Ec qui améliore le taux de dissipation visqueuse. L'augmentation de Ec provoque l'accumulation de la chaleur dissipée dans le fluide, grâce à quoi le TC est améliorée par rapport à la perte de charge. Il est juste de dire que la dissipation visqueuse a un impact considérable sur le processus de TC et de la de perte de charge.

Il est révélé que l'incrementation de nombre de Schmidt, Sc réduit le PI (Figure 5.5 (j)). Physiquement, Sc donne le rapport entre la diffusivité du moment et la diffusivité brownienne moléculaire. Une plus grande Sc améliore le taux de dissipation de l'impulsion en raison de laquelle le PI diminue. En plus lorsque plus de nanoparticules se trouvent dans le fluide de base, plus de collision de particules se produit dans le fluide de base, ce qui entraîne une augmentation du mouvement de brownien (D_B) et par suite une diminution de Sc . Le mouvement aléatoire des nanoparticules dans les nanofluides permette aux forces browniennes de stimuler le transport thermique.

L'augmentation de N_{BT} augmente légèrement le taux de TC et mais il n'a pas d'influence sur la perte de charge ce qui provoque une augmentation de PI (Figure 5.5 (k)). En effet, une force thermophorétique plus importante entraîne plus de bombardement de nanoparticules accumulées au niveau de la paroi. Les nanoparticules proches de la surface chaude absorbent de l'énergie et améliorent leur énergie cinétique. Puis ils passent de la région de haute température à la région de basse température.







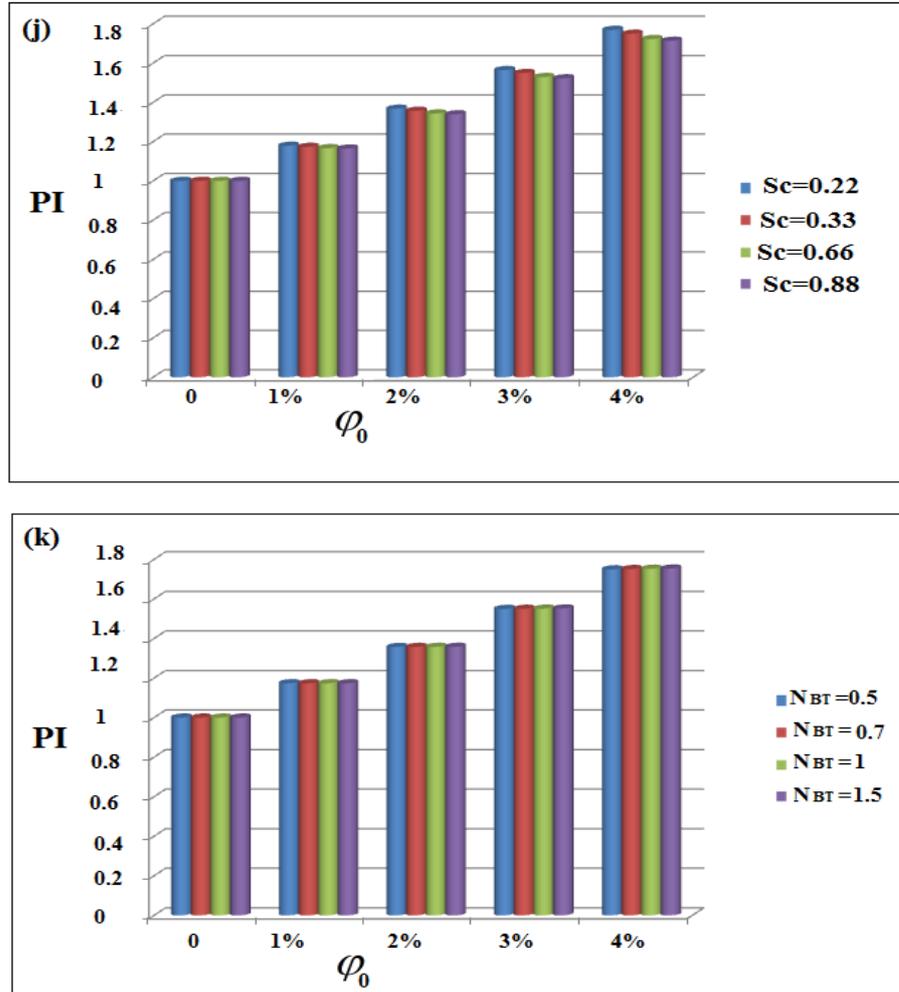


FIG. 5.5 – Indice de performance à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (d) Effet de ε ; (e) Effet de nombre de Ha ; (f) Effet de γ ; ((g) Ec ; (h) R_c ; (i) R_k ; (j) Sc et (k) N_{BT} .

5.3.5 Détermination du nombre de Sherwood des nanoparticules

Le nombre de Sherwood de nanoparticule, Sh , est un nombre sans dimension qui représente le rapport du transfert de masse des nanoparticules par convection au taux de transport de masse diffusif et est utilisé dans l'analyse des systèmes de transfert de masse des nanofluides. Pour étudié le transfert de chaleur et de masse, nous introduisons moyenne spacio-temporelle du nombre de Sherwood définis par :

$$\overline{Sh} = \frac{f_r}{L/H} \int_0^{1/f_r} \int_0^{L/H} \left(\left(-\frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} \right) dX \right) dt \quad (5.4)$$

L'ajout du paramètre de nanoparticules de 0% à 4% augmente le nombre \overline{Sh} et la raison

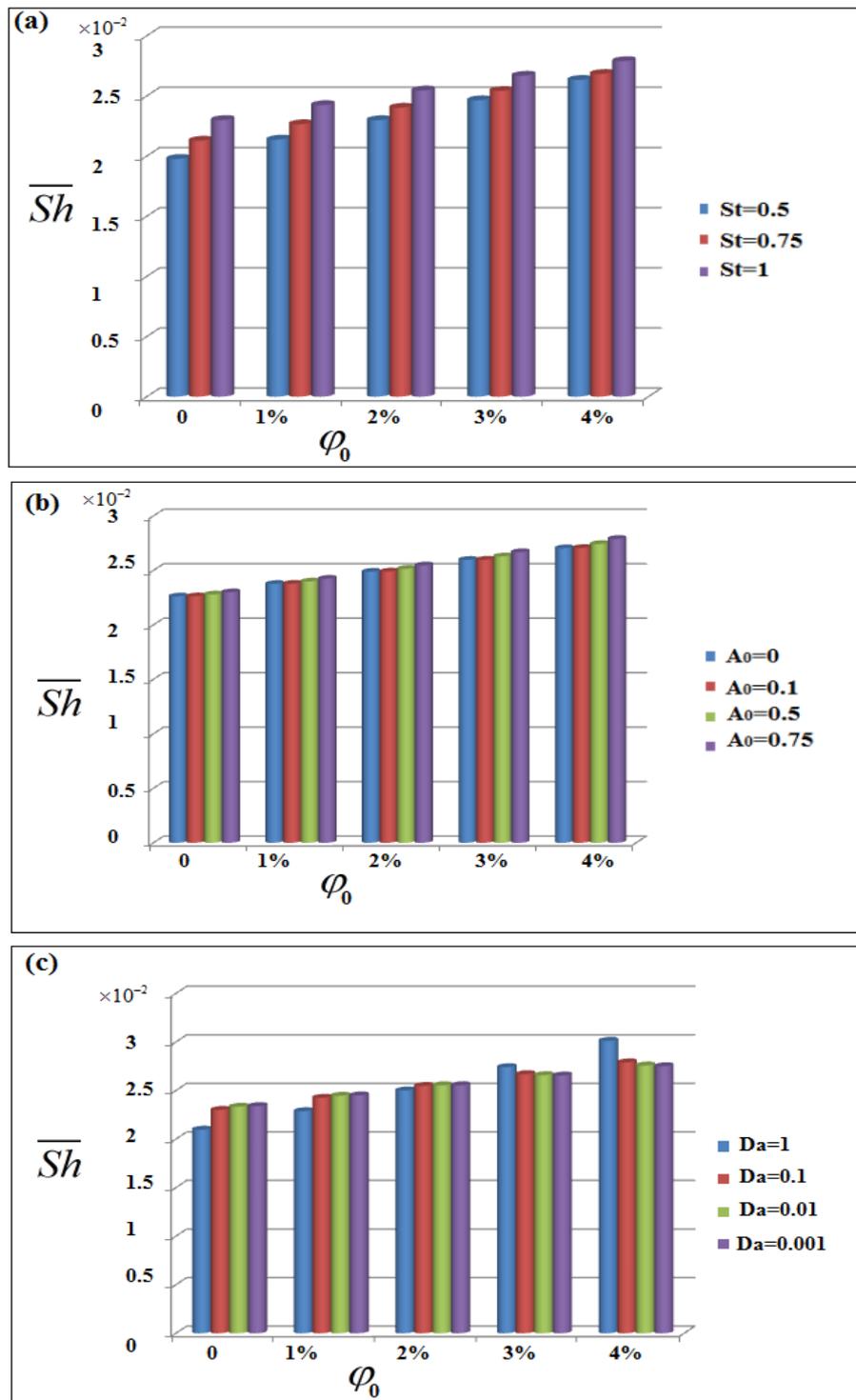
revient à la croissance de la viscosité. Cette croissance est favorisée de plus lors de l'application d'une pulsation à l'entrée de BFS en amplifiant sa fréquence (St) ou/et l'amplitude A_0 (Figure 5.6 (a) et (b)). Une tendance à la réduction de \overline{Sh} est observée pour les faibles valeurs de Da (Figure 5.6 (c)) ou pour des valeurs élevées de porosité (Figure 5.6 (d)). Le fort retard offert par les milieux poreux est à l'origine de la baisse de cette quantité physique.

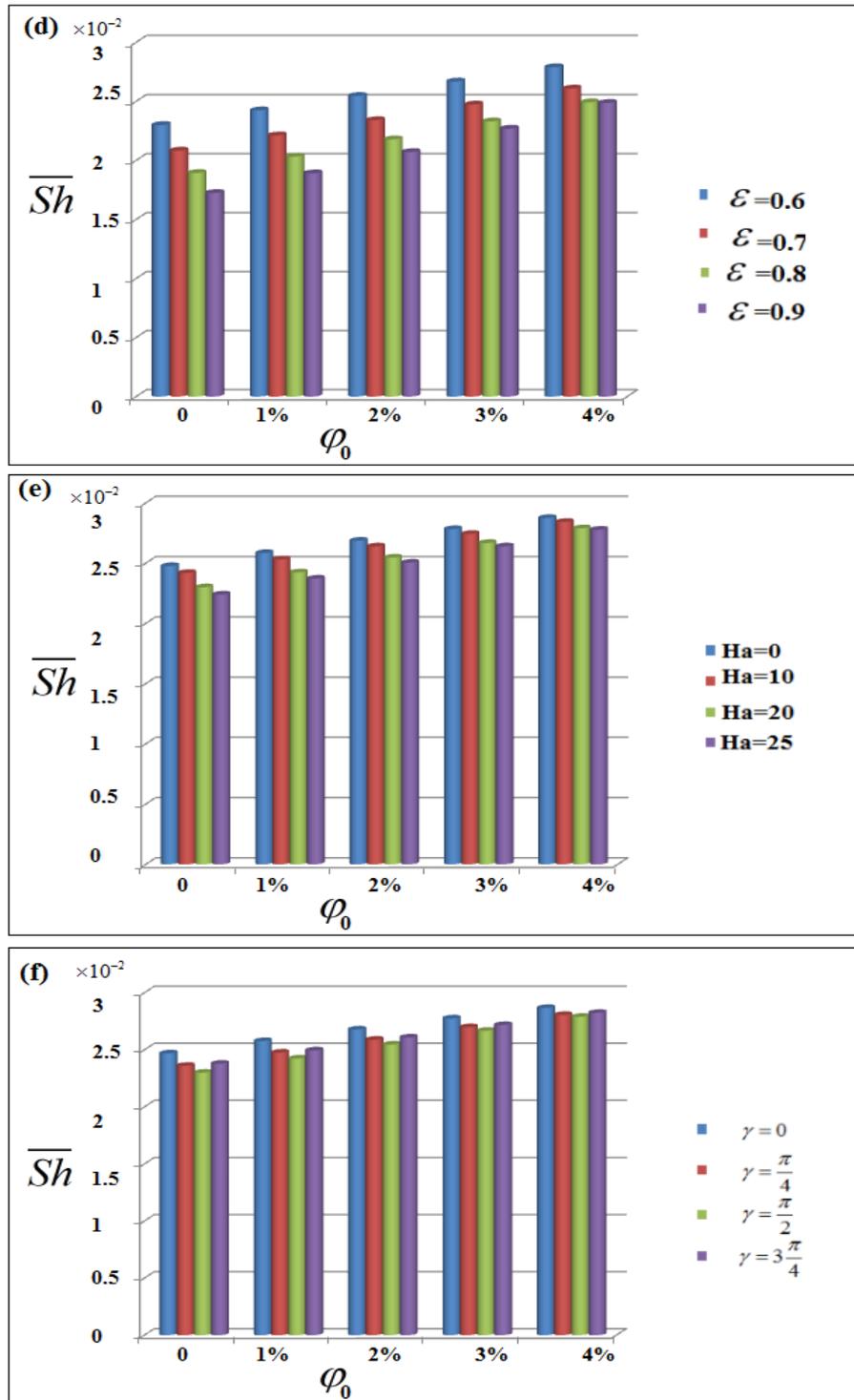
Une augmentation du nombre de Ha réduit les distributions du gradient de fraction volumique des nanoparticules (Figure 5.6 (e)) et par suite une réduction de \overline{Sh} expliquée par la présence de la force de Lorentz. Tout dépend de l'inclinaison du champ magnétique appliqué. Figure 5.6 (f) montre que le gradient de la fraction volumique près de la paroi diminue pour une augmentation de γ vers une valeur de $\frac{\pi}{2}$ et inversement au delà de cette inclinaison.

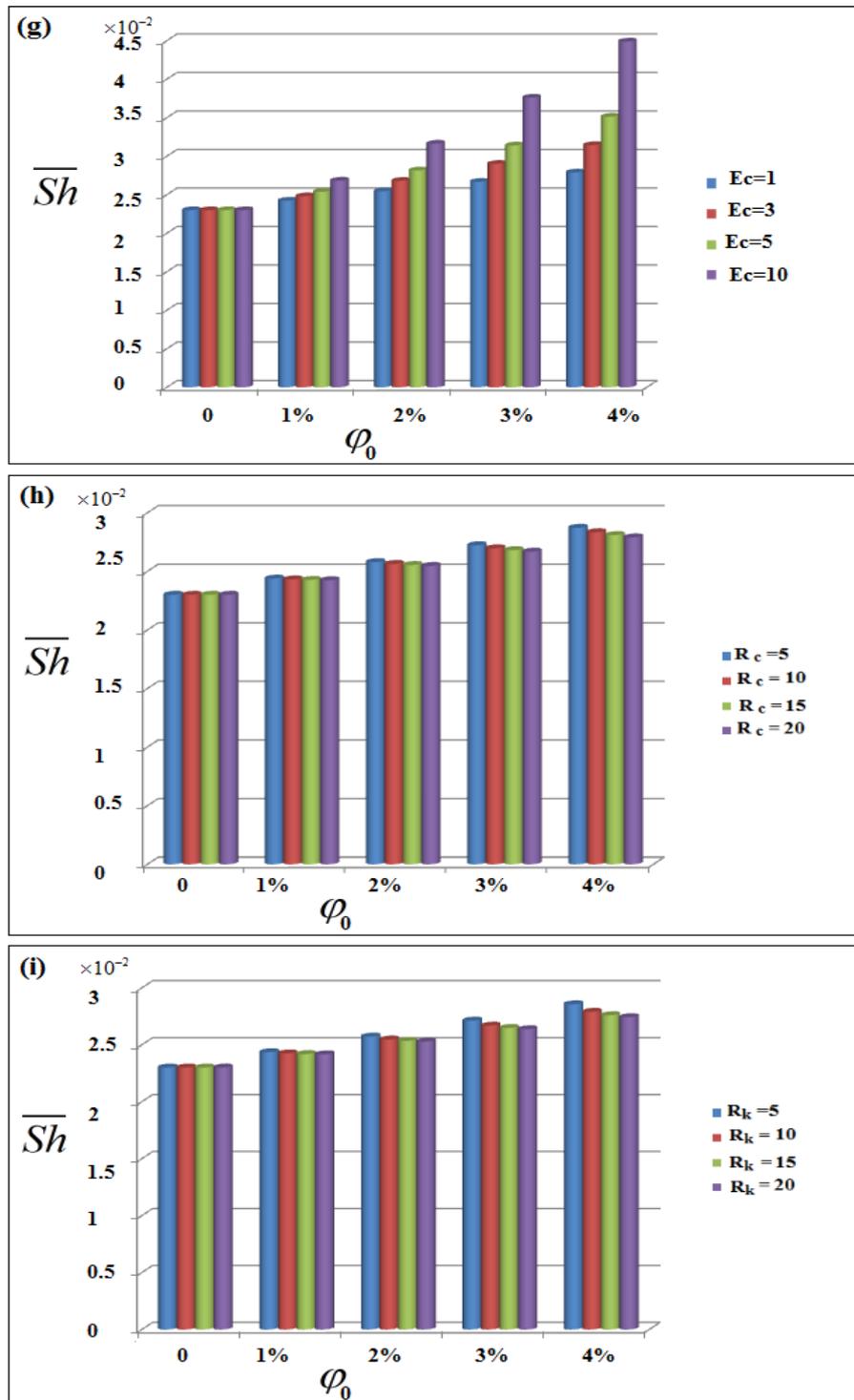
L'effet de Ec sur \overline{Sh} est présenté sur la figure 5.6 (g). Le transfert de masse des nanoparticules par convection est plus dominant par rapport le taux de transport de masse diffusif pour des valeurs élevées de Ec. Cette influence de Ec est plus remarquée pour des valeur élevée de φ_0 . Les rapports de conductivité thermiques, R_k , et de Capacités thermiques, R_c , influencent le gradient de φ^* et par suite les valeurs de \overline{Sh} (Figure 5.6 (h) et (i)).

Il est clairement noté que \overline{Sh} , augmente pour des valeurs élevées du nombre de Sc (Figure 5.6 (j)). Essentiellement, le nombre de Sc est une proportion de la diffusivité de masse et de la diffusivité de l'impulsion relative, qui représentent les écoulements de fluide dans lesquels il existe des formes simultanées de convection et de diffusion de masse. Par la suite, des estimations plus élevées de Sc diminuent la diffusion de masse. Cela provoque une baisse de fraction volumique et par suite une élévation de son gradient ce qui explique l'augmentation de \overline{Sh} .

À partir de la figure 5.6 (k), il est perçu que, pour des valeurs plus élevées de N_{BT} , \overline{Sh} diminue légèrement. Pour des valeurs plus élevées de N_{BT} , la concentration en nanoparticules est plus proche de la paroi que dans le fluide.







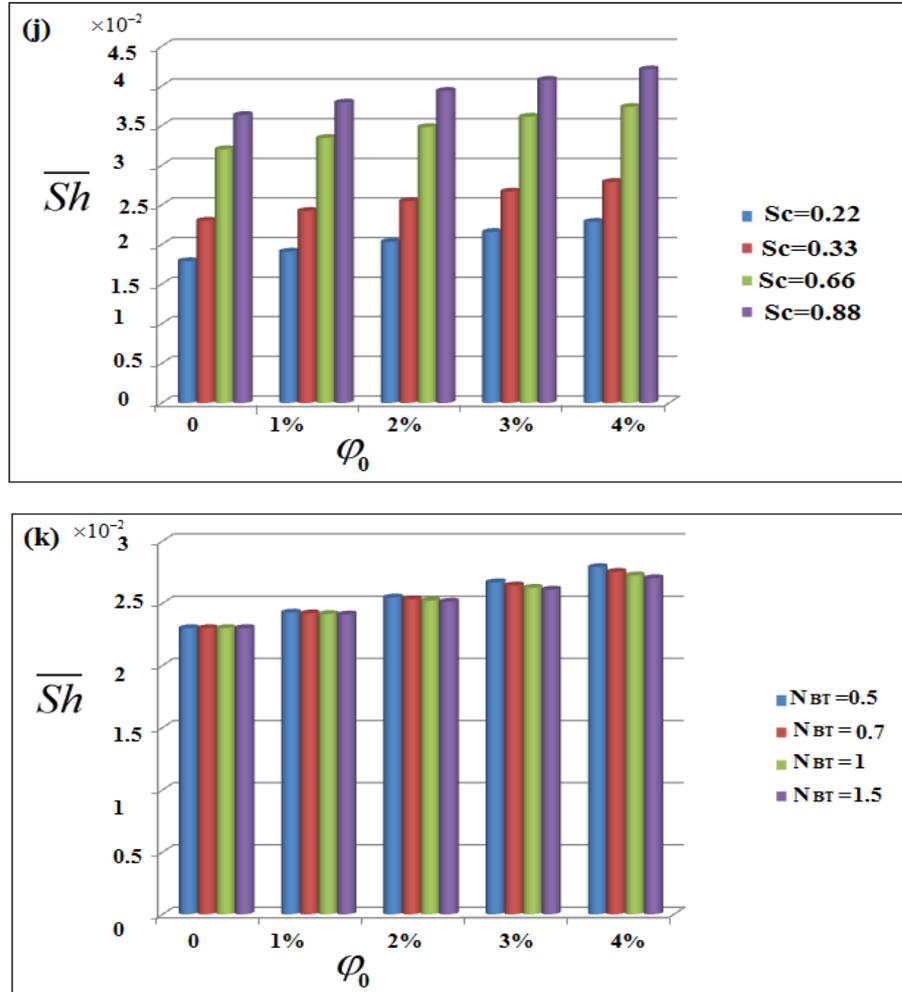


FIG. 5.6 – Variation spatio-temporelle de nombre de Sherwood à $\omega = 90^\circ$, (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (d) Effet de ε ; (e) Effet de nombre de Ha ; (f) Effet de γ ; ((g) Ec ; (h) R_c ; (i) R_k ; (j) Sc et (k) N_{BT} .

5.3.6 Génération d'entropie

Les processus de TC et d'écoulement de nanofluide sont intrinsèquement irréversibles, ce qui conduit à une augmentation de la EG et donc à la destruction de l'énergie utile. Les critères de conception optimaux de la deuxième loi de la thermodynamique dépendent de la minimisation de la EG rencontrée dans les processus d'écoulement de nanofluide et de TC. Pour la présente étude, les irréversibilités associées sont dues au TC, aux effets visqueux, à la présence d'une matrice poreuse, à l'effet magnétique, à la diffusion: irréversibilité due au gradient de fraction volumique pur et un terme croisé des gradients thermiques et de fraction volumique. Après la résolution numérique des différentes équations de conservation, la EG peut être calculé pour un écoulement laminaire de nanofluides visqueux avec une distribution non homogène dans un

milieu poreux soumis à un champ magnétique comme suit:

$$Ns = N_h + N_{MP} + N_{vis} + N_{magn} + N_d^{T.\varphi} + N_d^{\varphi.\varphi} \quad (5.5)$$

N_h N_{MP} N_{vis} N_{magn} sont définies par les équations 4.19-4.22 dans le chapitre 4.

$$N_d^{T.\varphi} = \lambda_1 \left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial X} \frac{\partial \theta}{\partial X} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \quad (5.6)$$

$$N_d^{\varphi.\varphi} = \lambda_2 \left(\left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} \right)^2 \right) \quad (5.7)$$

Où λ_1 et λ_2 sont les rapports de distribution d'irréversibilité liés respectivement au produit mixte de fraction volumique et de gradients thermiques et au produit des gradients de fraction volumique purs:

$$\lambda_1 = \frac{D_B}{k_f T_e} \Delta \varphi \Delta T, \quad \lambda_2 = \frac{D_B}{k_f \varphi_e} \Delta \varphi^2 \quad (5.8)$$

Pour examiner l'effet de la pulsation sur \overline{Ns} pour un écoulement de nanofluide Cu-H₂O, le rapport de génération d'entropie, S^* est défini pour différents paramètres émergents:

$$S^*(\%) = 100 \left(\frac{\overline{Ns}(St, A_0, Da, \varepsilon, Ha, \gamma, Ec, R_k, R_c, Sc, N_{BT})}{\overline{Ns}(A_0=0, Da, \varepsilon, Ha, \gamma, Ec, R_k, R_c, Sc, N_{BT})} - 1 \right) \quad (5.9)$$

Selon la figure 5.7, le profil de Ns a la même tendance au cours d'un cycle pour tout les paramètres émergents. Ns commence à croître jusqu'à atteindre une valeur maximale pour $\omega = \pi$, puis elle descend progressivement à un minimum local. Ces deux optimums sont très affectés par les paramètres utilisés. On peut conclure aussi à partir de cette figure que l'insertion des nanoparticules dans un écoulement pulsé aide à minimiser la génération d'entropie. Cette conclusion est basée sur la décroissance de S^* en augmentant chaque fois φ_0 . Ce qui confirme la fiabilité d'utilisation des nanofluides dans les écoulements pulsés.

D'après les résultats présentées sur la figure 5.7 (a), on remarque que Ns et S^* sont sensibles à la présence d'une pulsation à l'entrée de BFS. Plus A_0 est plus Ns est amplifiée. Cela se produit parce que des valeurs élevées de A_0 entraînent des forces d'inertie élevées, donc un mouvement plus rapide améliore la chaleur par convection et par suite une amplification de Ns . La \overline{Ns} est renforcée de plus de 16% dans le cas d'un écoulement pulsé par rapport au cas stationnaire pour une $\varphi_0 = 0.04$. Ce pourcentage peut être multiplié avec des petites fréquence, puisque ces derniers peuvent minimiser le taux de génération d'entropie.

Une diminution du nombre de Da renforce l'effet de l'irréversibilité du frottement du fluide, ce qui entraîne un nombre de Ns de magnitude plus faible à un y donné (Figure 5.7 (c)). La variation de Da de 10^{-3} à 1 peut minimiser Ns pour un écoulement pulsé de 17% à 18.2% pour une $\varphi_0 = 0.04$ par rapport au cas d'un écoulement stationnaire. Ainsi, nous pouvons conclure que pour réduire la contribution d'irréversibilité dans le taux de génération d'entropie, un matériau avec une perméabilité plus élevée peut être utilisé. Ns peut être plus minimisé lors d'utilisation des matrice de faible porosité (Figure 5.7 (d)). En le comparant avec le cas stationnaire, Ns peut être augmenté de 14% à 18% pour une $\varphi_0 = 0.04$ en balayant ε de 0.6 à 0.9.

On observe que la production d'entropie augmente avec l'augmentation du champ magnétique. La couche limite thermique augmente en raison de la résistance offerte au fluide. En conséquence, une entropie est produite. L'application d'un champ magnétique favorise \overline{Ns} dans le cas instationnaire plus que stationnaire (Figure 5.7 (e) et (f)). Comme la force de Lorentz possède une nature résistive en raison de laquelle Ha augmente l'irréversibilité de la thermodynamique, mais cet effet peut être minimisé avec un nombre de Ha élevé. Dans le cas d'une entrée pulsatile, un champ magnétique vertical génère moins de Ns par rapport aux autres angles d'inclinaison.

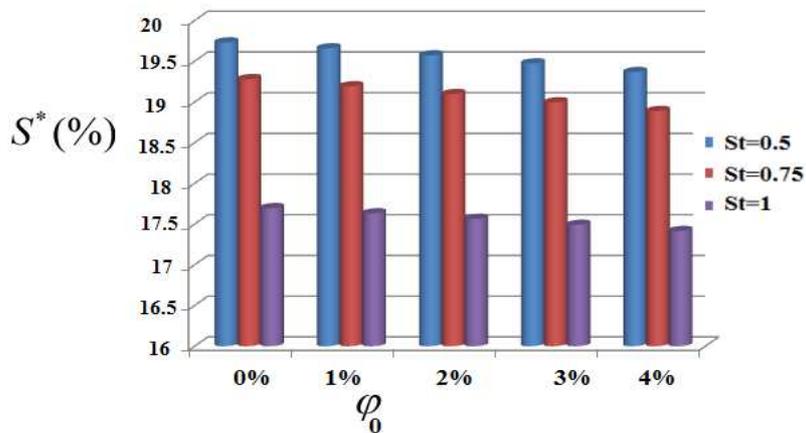
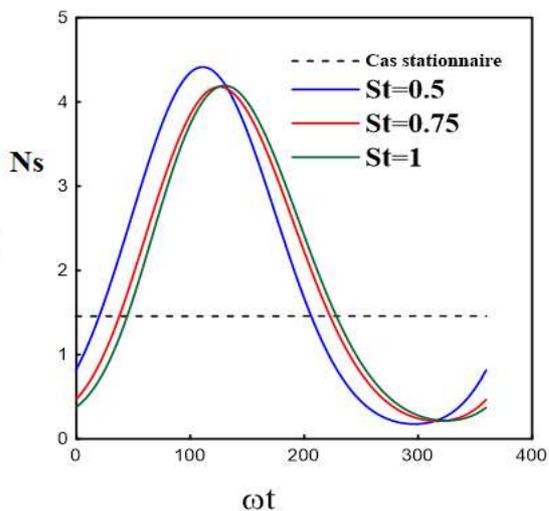
L'augmentation de Ec génère plus de chaleur à travers laquelle la Ns augmente. Comme Ec est le rapport entre l'enthalpie et l'énergie cinétique, il s'agit donc d'un chauffage fractionné provoquant l'accumulation de la chaleur dissipée dans le nanofluide, grâce à quoi la température du nanofluide est améliorée. Le changement de S^* avec Ec est visualisé aussi sur la figure 5.7 (g). L'augmentation de Ec renforce l'effet visqueux qui génère plus d'irréversibilité dans le système pour un écoulement pulsé que celui stationnaire. Pour le cas pulsé, cette génération peut dépasser 12% par rapport à le cas stationnaire.

A partir de la figure 5.7 (h) On constate qu'un rapport de capacité thermique, R_c , plus élevé provoque une augmentation légère de Ns . Un autre point qui peut être décrit à partir de cette figure est que pour une $\varphi_0 = 0.04$, la variation de R_c dans la plage de 5 à 20 augmente l'irréversibilité dans le cas pulsé de 16.5% à 17.5% par rapport au cas stationnaire. On peut remarquer que l'utilisation d'un matériau poreux à faible capacité thermique dans un écoulement MHD instationnaire de nanofluide Cu-H₂O avec une prise en compte des effets de dissipation visqueuse réduire l'irréversibilité. Il semble que R_k a un effet similaire sur les évolutions des profils de Ns et de S^* (Figure 5.7 (i)). Puisque R_k intervient dans l'irréversibilité due au TC.

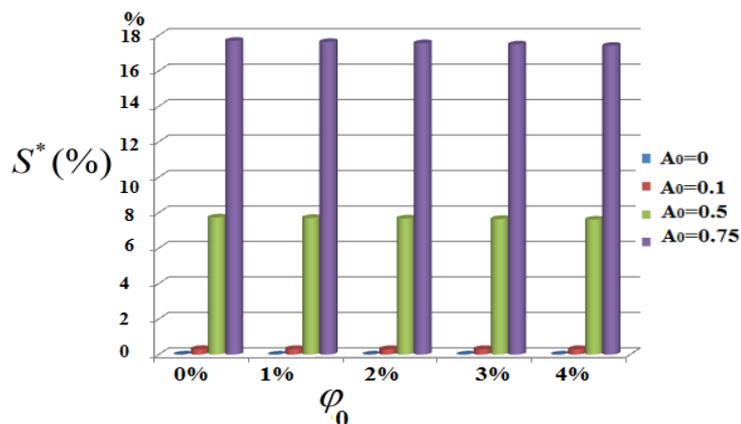
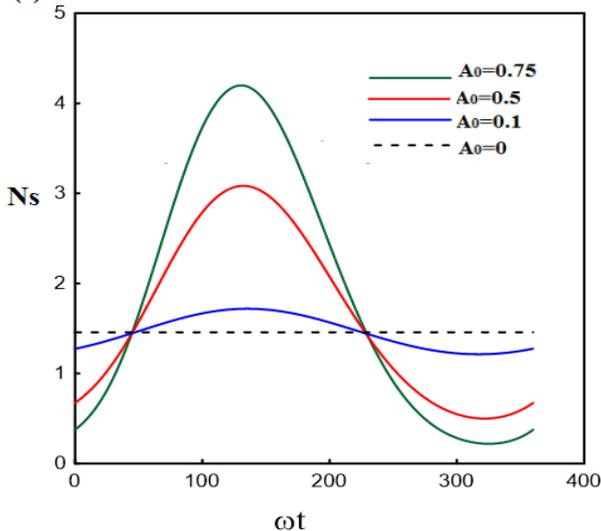
La dominance de l'entropie générée pour le cas pulsé sur celle pour le cas stationnaire est

encore vérifié pour SC et N_{BT} sur les figures 5.7 (j)-(k).

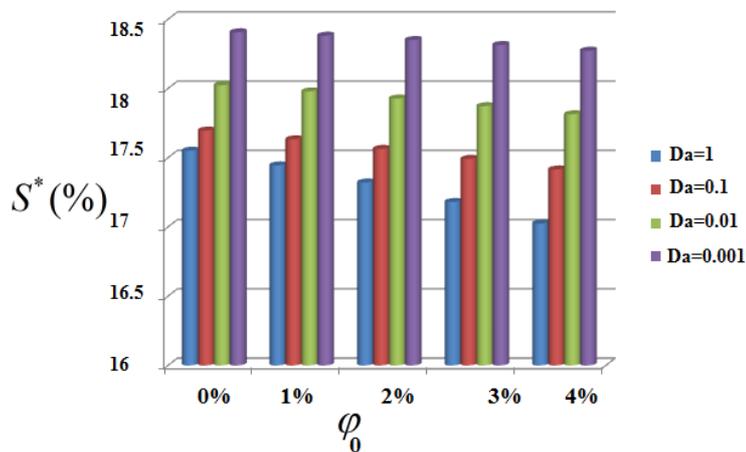
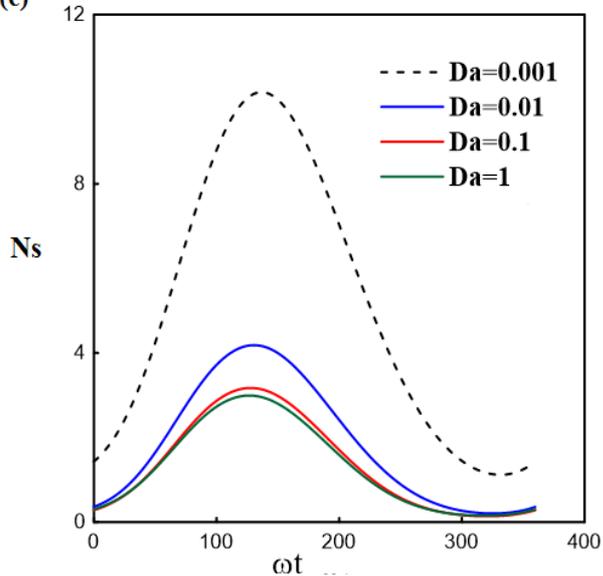
(a)

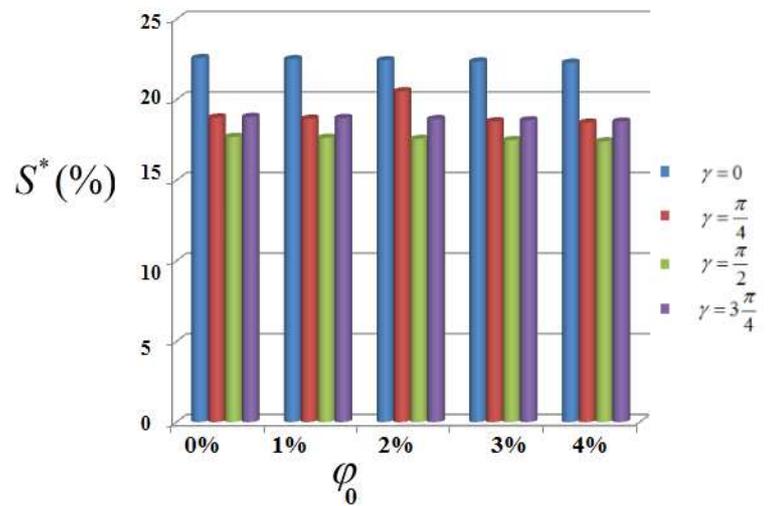
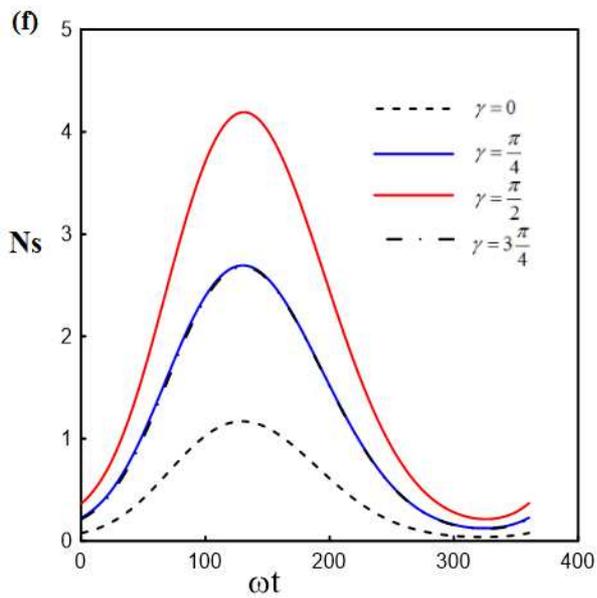
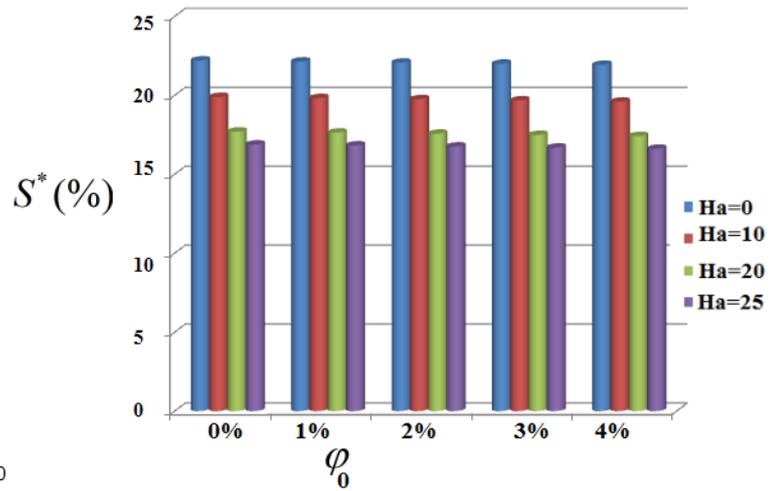
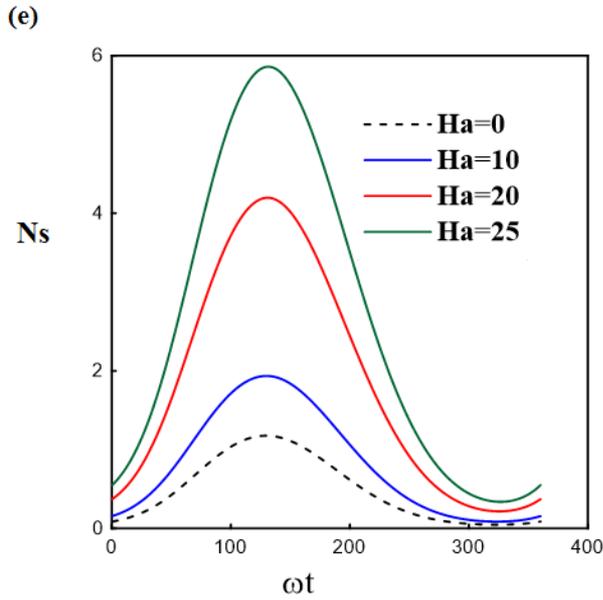
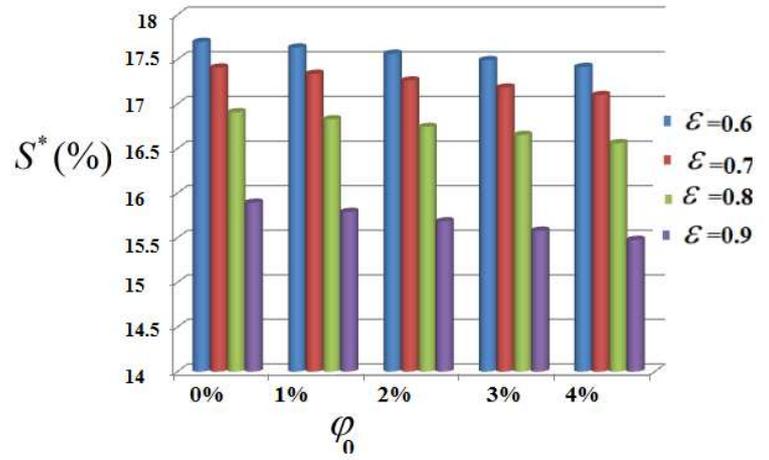
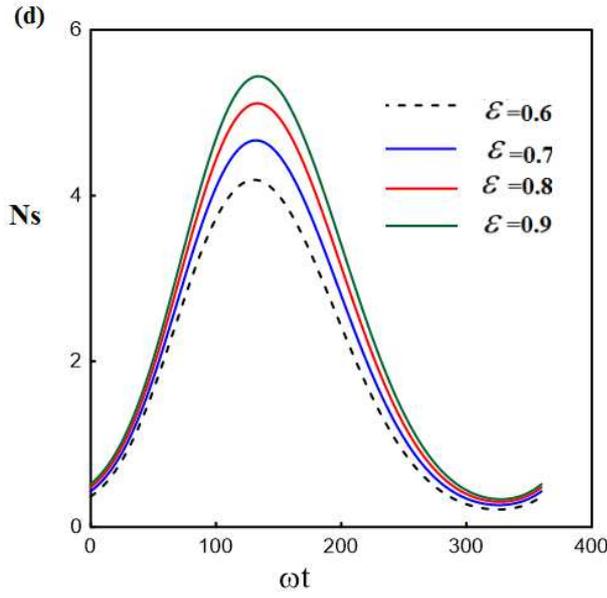


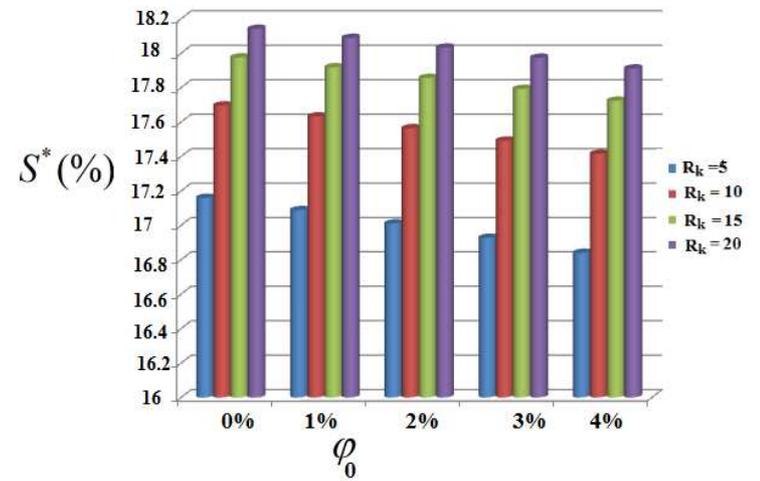
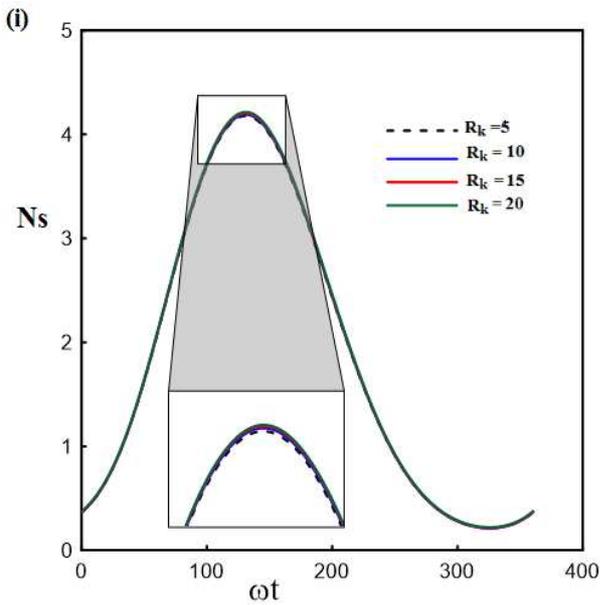
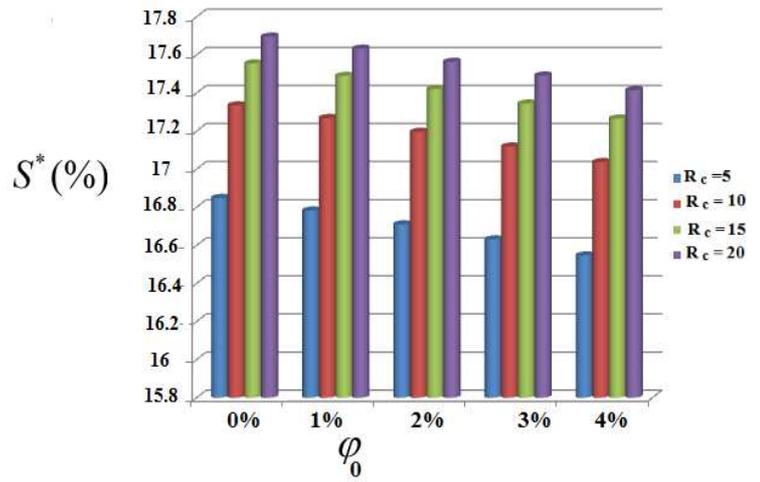
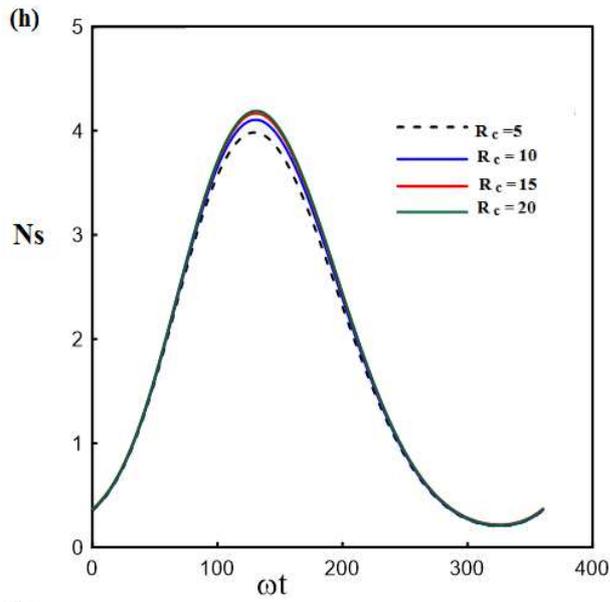
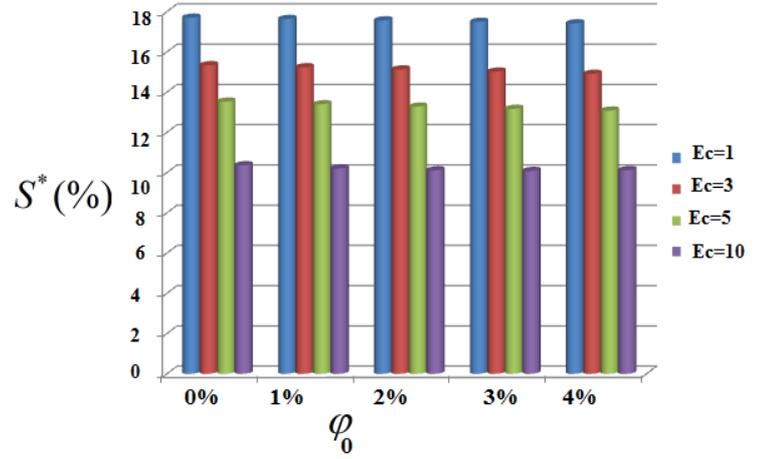
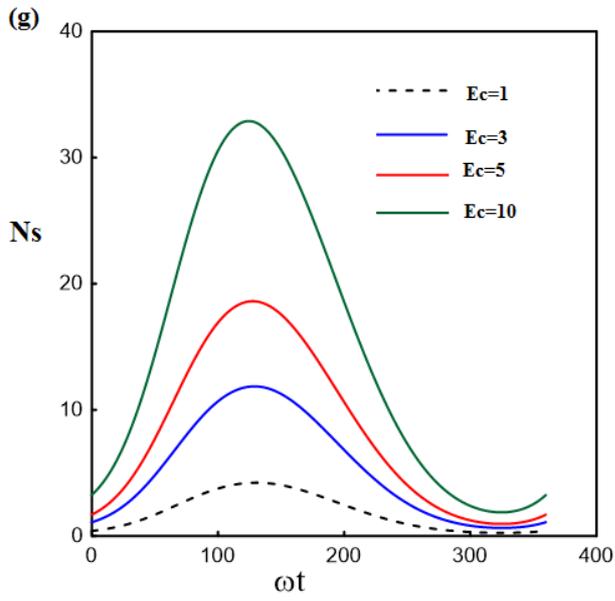
(b)



(c)







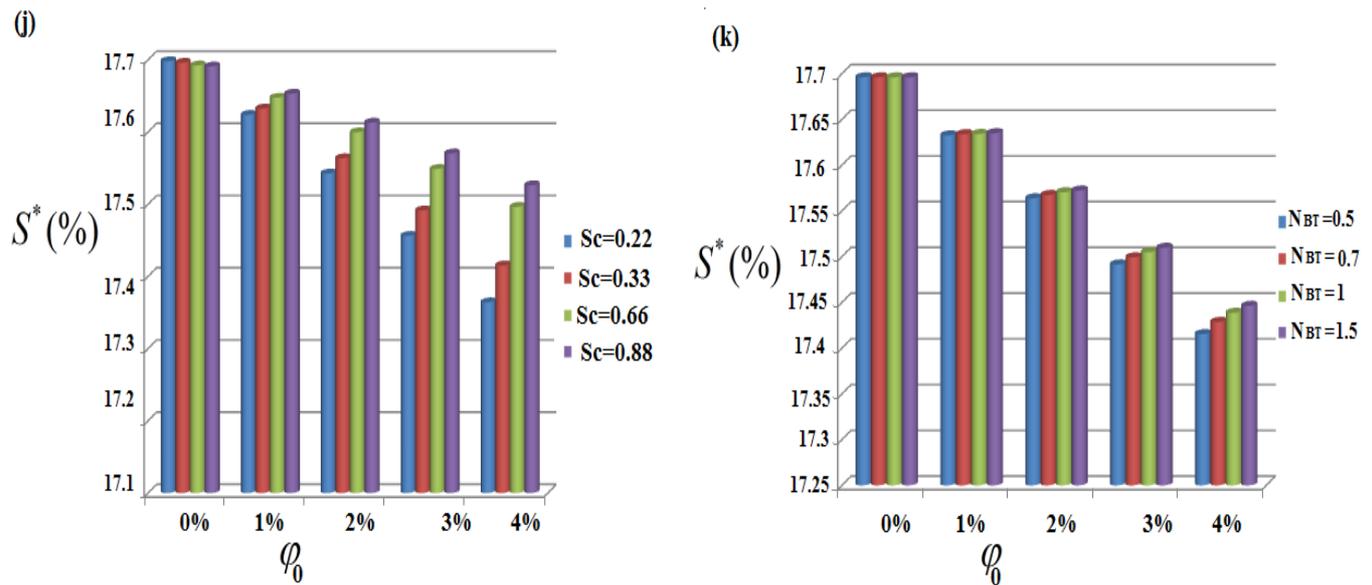


FIG. 5.7 – Variations de la génération d'entropie et de S^* , (a) Effet de St ; (b) Effet de A_0 ; (c) Effet de nombre de Da ; (d) Effet de ε ; (e) Effet de nombre de Ha ; (f) Effet de γ ; ((g) Ec ; (h) R_c ; (i) R_k .

5.4 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier un écoulement pulsé de nanofluide Cu-H₂O dans un canal poreux muni d'un BFS soumis sous l'action d'un champ magnétique à l'aide de la méthode de Boltzmann sur réseau. Le modèle de Darcy-Brinkmann-Forchheimer pour l'équation d'impulsion a été utilisé. L'étude s'est effectuée sur la base d'hétérogénéité de distribution des nanoparticules de Cu au sein de BFS. Dans la première section, les efforts sont concentrés sur l'étude de coefficient de frottement. Ensuite, on a étudié la sensibilité de la puissance de pompage lors de l'écoulement de nanofluide de Cu-H₂O. Dans une troisième partie, une étude de performance de notre système d'amplifier le TC vis à vis la création la perte de charge en terme de indice de performance. Dans une quatrième section, on a comparé le transfert de masse des nanoparticules par convection au taux de transport de masse diffusif sous titre de nombre de Sherwood. On finit avec des analyses serviraient à la conception et l'amélioration de l'efficacité thermodynamique du notre système qui se produisent via une étude de l'entropie de génération. Les résultats obtenus montrent que l'irréversibilité minimale peut être obtenue par le choix et la combinaison des différents paramètres émergents appropriés.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Au cours des dernières décennies, le transfert de chaleur et de masse dans les milieux poreux a reçu une attention accrue dans beaucoup des recherches théoriques et expérimentales dû à leur importance dans de nombreuses applications d'ingénierie. De nos jours, l'intensification du transfert de chaleur et l'amélioration de l'efficacité énergétique sont devenues un problème majeur dans les applications d'ingénierie. Les méthodes classiques pour augmenter le transfert de chaleur ont déjà été largement explorées et ont atteint leurs limites objectives. Il y a donc un besoin urgent des nouvelles stratégies avec des performances améliorées. Le défi technologique est de développer de nouveaux procédés pour une meilleure gestion de l'énergie. un nouveau concept est consacré sur l'utilisation des réseaux de géométries variables et d'améliorer les propriétés thermiques des fluides de travail utilisés dans le système thermique. Le concept innovant de fluides caloporteurs nanofluides constitués de nanoparticules en suspension à très hautes conductivité thermiques s'écoulant dans un canal poreux muni d'un élargissement brusque a été proposé pour ces défis.

Le travail présenté dans cette thèse est consacré à la modélisation de système contenant des écoulements stationnaires et instationnaires des nanofluides dans les milieux poreux muni d'un BFS et l'identification des moyens de l'intensification des performances de ces systèmes:

- ◆ La LBM est appliquée aux écoulements MHD des nanofluides avec une répartition homogène dans un milieu poreux dont la paroi inférieure soumise à une température constante sous l'hypothèse de l'équilibre thermique local (LTE) entre les deux phases. Dans cette contribution le modèle de Darcy-Brinkmann-Forcheimer a été utilisé pour décrire cet écoulement. Les effets de la dissipation visqueuses sont pris en considération dans l'équation d'énergie.

Les simulations numériques sont effectuées pour des nanoparticules de Cu, Al₂O₃, SiO₂

et de TiO_2) avec une fraction volumique constante ($0 \leq \varphi \leq 4\%$), nombre de Darcy ($10^{-3} \leq Da \leq 1$), porosité ($0 < \varepsilon < 1$) et pour un nombre d'Eckert ($0 \leq Ec \leq 10$). De plus, le rapport de conductivité thermique et le rapport de capacité thermique sont variés sur des marges de ($5 \leq R_k \leq 20$) et ($5 \leq R_c \leq 20$), respectivement. L'effet du champ magnétique, donné par le nombre de Hartman ($0 \leq Ha \leq 25$) et par un angle d'inclinaison ($0 \leq \gamma \leq \pi$), est pris en considération dans les simulations numériques. On a validé notre procédure de simulation numérique en comparant nos résultats avec ceux d'autres auteurs.

Les résultats principaux se résument comme suivant:

- Le type de nanoparticule est un facteur principal pour le perfectionnement de transfert thermique. Les nanoparticules de Cu sont choisies comme fluide de travail puisqu'il offre un indice de performance très élevé et ne génère pas de puissance de pompage excessive;
 - Pour garantir une longue durée de vie des équipements dans les applications d'ingénierie, il faut débarrasser des zones de recirculations créées sur les parois près de la marche. D'après cette étude on conclut que ces zones peuvent être réduites ou même disparues complètement à des faibles valeurs de Da aussi bien à des valeurs modérées de ε et de Ha pour un champ magnétique vertical. Ce dernier a poussé le nanofluide à travers l'entrée et a diminué le vortex devant la marche;
 - La présence des nanoparticules dans le fluide de base (eau) conduit malheureusement à une perte de charge indésirable ce qui est l'origine de demande d'une énergie supplémentaire pour compenser celle dissipée par le frottement afin de maintenir le déplacement d'un nanofluide dans une expansion brusque (BFS). Cette énergie est définie sous le nom de puissance de pompage. Un tel choix des paramètres caractérisant le système discuté ($Da, \varepsilon, Ha, \gamma$) peut nous aider à modérer cette puissance;
 - Les paramètres de milieu poreux et de champ magnétique permettent d'améliorer le transfert de chaleur spécialement en présence des nanofluides. La présence de la dissipation visqueuse favorise le TC avec une combinaison des fortes valeurs de ε, Ha et des faibles valeurs de Da ;
 - La fraction volumique de nanoparticules augmente l'indice de performance, la perte de charge et la puissance de pompage. Cette tendance est affectée par une com-
-

- binaison de l'intensité et de l'angle d'inclinaison du champ magnétique et de la perméabilité du milieu poreux utilisé dans la configuration BFS;
- L'écoulement MHD des nanofluides à travers une matrice poreuse s'accompagne avec une génération d'entropie. Une génération d'entropie moyenne plus réduite est indiquée pour des nombres élevés de Da ou des faibles porosité en raison de la suppression de la région de recirculation. Afin de réduire l'irréversibilité, on peut appliquer un champs magnétique vertical avec de faible nombre de Ha , R_c , R_k et Ec en raison de leurs contribution dans les forces dissipatives;
 - Pour obtenir moins de génération d'entropie et une efficacité élevée du système, il est nécessaire d'avoir une bonne combinaison de différents paramètres qui influencent fortement le comportement d'écoulement du nanofluide dans la structure poreuse;
- ◆ Cette partie est consacrée à la modélisation d'un écoulement pulsé de nanofluide de $Cu-H_2O$ dans un canal poreux à élargissement brusque. Une étude était menée pour examiner le sensibilité du flux de nanofluides, du transfert de chaleur, de la fraction volumique de nanoparticules à différents émergents paramètres. Cette fois, les propriétés thermophysiques du nanofluide sont variables et les forces brownienne et thermophorétique sont les seuls mécanismes de glissement considérés. Cette étude nous permis de conclure principalement que:
- La pulsation à l'entrée affecte fortement la taille de la zone de recirculation qui peut être disparue avec des valeurs élevée de St et de A_0 avec une amplification de l'amplitude la vitesse et de sa fluctuation. Elle peut aussi diminuer les frottement induit sur les parois selon la vitesse angulaire (ωt) et des paramètres de milieu poreux et de champs magnétique;
 - La puissance de pompage est plus significative dans le cas pulsé que celui stationnaire. Cette puissance est plus élevée avec des grandes fractions volumiques des nanoparticules. Elle peut être réduite en utilisant un matériau de faible porosité et faiblement perméable. Un champ magnétique horizontal avec un faible nombre de Ha conduit à une réduction de puissance de pompage pour un écoulement pulsé;
 - Malgré la perte de charge enregistrée lors d'un écoulement pulsé des nanofluides, ces derniers présentent un indice de performance très important. Ce qui implique l'efficacité de notre système à intensifier le TC vis à vis la perte de charge crée. Cet indice est plus important avec des faibles fréquences de pulsation;
-

- Les paramètres de thermophorèse, représentés en termes de N_{BT} , sont un mécanisme important régissant le transfert de chaleur dans l'écoulement de nanofluides. La force thermophorétique entraîne plus de bombardement de nanoparticules accumulées au niveau de la paroi. Ce qui facilite le passage des nanoparticules de la région à température plus élevée à la région à température plus basse;
- La dominance du transfert de masse des nanoparticules par convection sur le taux de transport de masse diffusif est présentée par le nombre de Sherwood;

Perspectives

Ce travail mérite d'être élargi par des études complémentaires pour mieux comprendre ce phénomène de convection forcée des nanofluides dans les milieux poreux, pour cela nous suggérons ce qui suit:

- Une étude expérimentale s'avère nécessaire;
 - L'influence de l'instationnarité dans un régime d'écoulement turbulent sur la performance de ce système;
 - Prendre en compte l'effet d'insertion des nanofluides hybrides sur ces écoulements;
 - Étude du problème pour les nanofluides hybrides;
-

Annexe A :

La constante de Boltzmann non dimensionnée

Le tableau A.1 montre la dépendance de la constante de Boltzmann non dimensionnée K_{BL} de l'eau à :

1. La constante de Boltzmann réelle : $K_{Br} = 1,38 \times 10^{-23}(\text{J/K})$
2. Pas du temps: dt (s)
3. Pas de l'espace: dx (m)
4. La densité : ρ ($\text{kg}/(\text{m}^3)$)
5. La température: T (K)
6. Masse moléculaire (18 g/mol)
7. La viscosité cinématique (ν (m^2/s))
8. La viscosité cinématique non dimensionnée (viscosité $_{LB}=0,1667$)
9. Le nombre moyen de molécules de fluide qui sont présentes dans une cellule de réseau si elle est complètement remplie de fluide.

TAB. A.1 – Valeurs de références pour la constante de Boltzmann non dimensionnée pour l'eau en fonction de tous les paramètres de mise à l'échelle pertinents .

Température (K)	Densité (kg/(m ³))	ν (m ² /s)	dx (m)	dt (s)	Molécules par cellule	K_{BL}
283,00	997,70	$1,31 \times 10^{-6}$	1×10^{-6}	$1,28 \times 10^{-7}$	$3,34 \times 10^{10}$	$6,35 \times 10^{-8}$
			5×10^{-7}	$3,19 \times 10^{-8}$	$4,18 \times 10^9$	$1,27 \times 10^{-7}$
			1×10^{-7}	$1,28 \times 10^{-9}$	$3,34 \times 10^7$	$6,35 \times 10^{-7}$
			5×10^{-8}	$3,19 \times 10^{-10}$	$4,18 \times 10^6$	$1,27 \times 10^{-6}$
			1×10^{-8}	$1,28 \times 10^{-11}$	$3,34 \times 10^4$	$6,35 \times 10^{-6}$
			5×10^{-9}	$3,19 \times 10^{-12}$	$4,18 \times 10^3$	$1,27 \times 10^{-5}$
293,00	998,2	1×10^{-6}	1×10^{-6}	$1,66 \times 10^{-7}$	$3,34 \times 10^{10}$	$1,12 \times 10^{-7}$
			5×10^{-7}	$4,15 \times 10^{-8}$	$4,17 \times 10^9$	$2,23 \times 10^{-7}$
			1×10^{-7}	$1,66 \times 10^{-9}$	$3,34 \times 10^7$	$1,12 \times 10^{-6}$
			5×10^{-8}	$4,15 \times 10^{-10}$	$4,17 \times 10^6$	$2,23 \times 10^{-6}$
			1×10^{-8}	$1,66 \times 10^{-11}$	$3,34 \times 10^4$	$1,12 \times 10^{-5}$
			5×10^{-9}	$4,15 \times 10^{-12}$	$4,17 \times 10^3$	$2,23 \times 10^{-5}$
303,00	995,7	$8,01 \times 10^{-7}$	1×10^{-6}	$2,08 \times 10^{-7}$	$3,33 \times 10^{10}$	$1,82 \times 10^{-7}$
			5×10^{-7}	$5,2 \times 10^{-8}$	$4,16 \times 10^9$	$3,64 \times 10^{-7}$
			1×10^{-7}	$2,08 \times 10^{-9}$	$3,33 \times 10^7$	$1,82 \times 10^{-6}$
			5×10^{-8}	$5,2 \times 10^{-10}$	$4,16 \times 10^6$	$3,64 \times 10^{-6}$
			1×10^{-8}	$2,08 \times 10^{-11}$	$3,33 \times 10^4$	$1,82 \times 10^{-5}$
			5×10^{-9}	$5,2 \times 10^{-12}$	$4,16 \times 10^3$	$3,64 \times 10^{-5}$

Annexe B :

Déscritisation d'équation de Boltzmann sur réseau

Pour discrétiser en temps et espace (coordonnées cartésienne) l'équation de Boltzmann discrète (Eq: 2.8) on choisit un schéma implicite pour assurer une bonne stabilité numérique :

$$\begin{aligned} \frac{f_i(x,y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t)}{\Delta t} + C_{ix} \frac{f_i(x+\Delta x,y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta x} \\ + C_{iy} \frac{f_i(x,y+\Delta y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta y} \\ = -\frac{1}{\tau} [f_i(x,y,t) - f_i^{eq}(x,y,t)] \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

En adoptant un maillage spatial structuré (l'espace est découpé en pavés de forme et taille identiques) et si les cellules élémentaires qui servent à paver l'espace sont carrées (en 2D) alors:

$$\Delta x = \Delta y \quad (\text{B.2})$$

Ainsi, si une particule se déplace à la vitesse \vec{e}_i d'un noeud à l'instant t , alors elle se retrouvera forcément sur un autre noeud du maillage à l'instant $t+\delta t$. On définit deux vitesses de réseau (une par direction de l'espace) :

$$\begin{cases} e_{ix} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} \\ e_{iy} \approx \frac{\Delta y}{\Delta t} \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

L'équation (B.3) vérifie la condition de synchronisation. Dans un cas particulier, si le maillage de l'espace est un maillage carré ou cubique, alors ces deux grandeurs sont égales à une vitesse de réseau : $e_{ix} = e_{iy} = c$.

En appliquant la condition de synchronisation (équation (B.3)), l'équation (B.1) peut être

réécrire comme suit:

$$\begin{aligned}
& \frac{f_i(x,y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t)}{\Delta t} + \frac{f_i(x+e_{ix}\Delta t,y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta t} \\
& + \frac{f_i(x,y+e_{iy}\Delta t,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta t} \\
& = -\frac{1}{\tau} [f_i(x,y,t) - f_i^{eq}(x,y,t)]
\end{aligned} \tag{B.4}$$

En utilisant l'expression d'une différentielle totale exacte d'une fonction de plusieurs variables suivante :

$$df = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy \tag{B.5}$$

on obtient la relation purement mathématique suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{f_i(x+e_{ix}\Delta t,y+e_{iy}\Delta t,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta t} &= \frac{f_i(x+e_{ix}\Delta t,y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta t} \\
&+ \frac{f_i(x,y+e_{iy}\Delta t,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta t}
\end{aligned} \tag{B.6}$$

Dans ces conditions, on a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_i(x,y,t+\Delta t)-f_i(x,y,t)}{\Delta t} + \frac{f_i(x+e_{ix}\Delta t,y+e_{iy}\Delta t,t+\Delta t)-f_i(x,y,t+\Delta t)}{\Delta t} \\
= -\frac{1}{\tau} [f_i(x,y,t) - f_i^{eq}(x,y,t)]
\end{aligned} \tag{B.7}$$

Définissons la fréquence de collision (ω_i) comme l'inverse du temps de relaxation adimensionné (τ), l'équation de Boltzmann sur réseau dans l'approximation BGK est simplifiée comme suit:

$$f_i(x + e_i\Delta t, y + e_i\Delta t, t + dt) - f_i(x, y, t) = -\omega_i dt (f_i(x, y, t) - f_i^{eq}(x, y, t)) \tag{B.8}$$

Annexe C :

La convection magnétohydrodynamique

La magnétohydrodynamique (MHD) est une branche de la science qui traite l'étude des interactions entre les fluides conducteurs (par exemple un métal liquide, ou bien encore un plasma) et les champs magnétiques dans lesquels ils sont en mouvement. On peut trouver d'innombrables applications de la MHD dans les domaines de l'astrophysique (étoiles, boules de gaz ionisés...) et de la géophysique ou même au niveau industriel.

Le mouvement du fluide conducteur à travers un champ magnétique est le siège d'un champ électrique, à cause du phénomène d'induction. D'autre part, l'action du champ magnétique sur ce champ génère des forces de Lorentz qui, avec les autres forces mécaniques, contribuaient à déterminer le mouvement du fluide. Ainsi une interaction des effets électromagnétiques et hydrodynamiques apparaît et constitue le domaine d'étude de la MHD. La MHD est régie par le fait d'intervenir un couplage entre les équations régissant le mouvement du fluide (équations de Navier-Stokes) et les équations régissant l'évolution du champ magnétique (équations de Maxwell). Deux paramètres adimensionnés apparaissent alors :

- Nombre de Reynolds cinétique (Re):

$$Re = \frac{u H}{\nu} \quad (C.1)$$

- Nombre de Reynolds magnétique (R_m): compare le temps de diffusion ohmique au temps advectif. L'interaction se fait au travers la force de Lorentz,

$$R_m = u \mu_0 \sigma H \quad (C.2)$$

Avec μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, égale à $4\pi 10^{-7}$ [kg.m. A⁻² s⁻²], σ est la conductivité électrique, H (m) c'est la longueur caractéristique est u (m/s)est la vitesse caractéristique du fluide.

Pour des nombre de Reynolds magnétique très haute ($R_m \gg 1$), la MHD est de type idéale. Le fluide, fortement magnétisé, est traité comme un conducteur parfait. Dans le cas où le nombre de Reynolds magnétique est faible ($R_m \leq 1$), la MHD est de type résistive, décrit les fluides magnétisés et non parfaitement conducteurs. En MHD, le nombre de Hartmann mesure l'influence relative de celle-ci.

$$Ha = HB_0 \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} \quad (\text{C.3})$$

C.1 Équation intervenant en magnétohydrodynamique

La densité de courant (\vec{J}), le champ d'induction magnétique (\vec{B}) et le champ électrique (\vec{E}) sont mis en relation à travers des équations différentielles. Les équations de Maxwell sont :

- Équation de conservation du flux d'induction magnétique :

$$\Delta \vec{B} = 0 \quad (\text{C.4})$$

L'équation (C.4) implique l'inexistence de monopôles magnétiques.

- Loi de Faraday : relie la circulation d'un champ électrique, \vec{E} , à la variation temporelle du champ d'induction magnétique, et s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \Delta \times \vec{E} = 0 \quad (\text{C.5})$$

- Loi d'Ampère: relie le champ magnétique ($\vec{H} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \vec{B}$) avec la densité de courant de déplacement et la densité de courant (\vec{J}) :

$$\Delta \wedge \vec{H} = \frac{\partial (\epsilon \vec{E})}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{C.6})$$

Avec μ_r la perméabilité relative des matériaux et ϵ est la permittivité. Négligeant les courants de déplacement dus à l'accumulation locale de charges [155, 156] et en supposant que $\mu_0 = 1$, l'équation (C.6) se simplifie comme suit :

$$\Delta \times \vec{B} = \mu_r \vec{J} \quad (\text{C.7})$$

- Loi d'Ohm : relie la densité de courant \vec{J} au champ électrique \vec{E} , à l'induction magnétique

\vec{B} et à la vitesse des fluides \vec{u} :

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{C.8})$$

C.2 La Force électromagnétique

Lors de mouvement des particules ayant une vitesse (\vec{u}) et une charge électrique (q) elles créent un champ magnétique (\vec{B}) source d'un champ électrique (\vec{E}) par induction. Ces deux forces sont couplées sous le terme de force électromagnétique ou la force de Lorentz (\vec{F}), perpendiculaire au plan formé par les deux champs.

$$\vec{F} = q\vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} \quad (\text{C.9})$$

Avec l'approximation électromagnétique qui rend la force électrostatique absolument minuscule en comparaison à la force magnétique [157], la force de Lorentz se simplifie finalement en:

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} = \sigma (\vec{u} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (\text{C.10})$$

En appliquant la projection des vecteurs \vec{u} et \vec{B} dans les coordonnées cartésiennes, d'après la figure C.1, nous obtiendrons l'équation suivante:

$$F = \sigma \cdot B [(u_y \cos(\gamma) \sin(\gamma) - u_x \sin^2(\gamma)) \vec{e}_x + (u_x \cos(\gamma) \sin(\gamma) - u_y \cos^2(\gamma)) \vec{e}_y] \quad (\text{C.11})$$

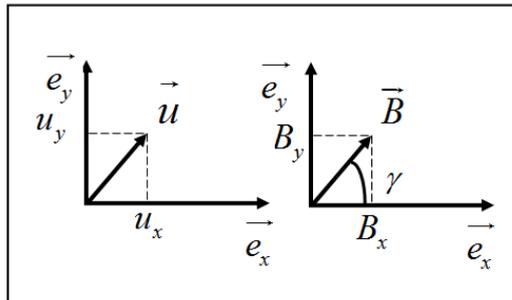


FIG. C.1 – Projection des vecteurs.

Liste des publications

– Articles dans une revue scientifique spécialisée :

1. Hammouda, S., Amami, B., and Dhahri, H. (2018). Viscous "Dissipation Effects Heat Transfer for Nanofluid Flow Over a Backward-Facing Step Through Porous Medium Using Lattice Boltzmann Method." *Journal of Nanofluids*, 7(4), 668-682. DOI:10.1166/jon.2018.1491.
2. Mabrouk, R., Dhahri, H., Naji, H., Hammouda, S., & Younsi, Z. (2020). "Lattice Boltzmann simulation of forced convection melting of a composite phase change material with heat dissipation through an open-ended channel." *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 153, 119606. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119606.
3. Mabrouk, R., Naji, H., Dhahri, H., Hammouda, S., & Younsi, Z. (2020). "Numerical investigation of porosity effect on a PCM's thermal performance in a porous rectangular channel via thermal lattice Boltzmann method." *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 119, 104992. DOI:10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104992.

– Communications dans des conférences et des congrès internationaux :

1. Sihem, H and Hacem,D. "Transfert de chaleur dans un canal poreux muni d'un élargissement brusque." 18ième Journée Internationale de Thermique, IJTH 2017, Monastir-Tunisia .
2. Sihem, H. and Hacem,D. " Numerical convective heat transfer of laminar pulsating flow in a porous channel with a backward- facing step." XII18th International Congress on Renewable Energy and the Environment, CERE, 2018,Sousse-Tunisia.

3. Sihem, H. and Hacen, D. "Pulsating CuO-H₂O nanofluid flow over a porous backward-facing step." International Conference on Mechanics, ICME, 2018, Hammamet-Tunisia.

Bibliographie

- [1] A.E. BERGLES. Recent developments in enhanced heat transfer. *Heat and mass transfer*,47(8), 1001, 2011.
- [2] M. Jama et al. Critical Review on Nanofluids. *Journal of Nanomaterials*, 2016, 2016. DOI: 10.1155/2016/6717624.
- [3] K. B. Anoop, T.Sundararajan & S. K. Das. Effect of particle size on the convective heat transfer in nanofluid in the developing region. *International journal of heat and mass transfer*, 52(9-10), 2189-2195, 2009.
- [4] H.A. Mohammed, A.A. Al-Aswadi, N.H. Shuaib & R. Saidur. Convective heat transfer and fluid flow study over a step using nanofluids : a review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15(6), 2921-2939, 2011.
- [5] X.Q. Wang & A. S .Mujumdar. Heat transfer characteristics of nanofluids : a review. *International journal of thermal sciences*, 46(1), 1-19, 2007.
- [6] Stephen US Choi. *Nanofluids : A new field of scientific research and innovative applications*, 2008.
- [7] J. A. Shercliff. *Textbook of magnetohydrodynamics*, 1965.
- [8] G. G. Branover, & A. B. Tsinober. *Magnetohydrodynamic of incompressible medium* , 1970.
- [9] C. Chahtour. *Convection magnétohydrodynamique dans un fluide non-newtonien saturant un milieu poreux (Doctoral dissertation, Amiens)*,2018.
- [10] L. Bouazizi and S. Turki. Effect of Brownian motion on flow and heat transfer of nanofluids over a backward-facing step with and without adiabatic square cylinder. *Thermophysics and Aeromechanics*, 25(3), 445-460,2018.
- [11] A. Boudiaf et al. Numerical study of viscous dissipation and non-Boussinesq model effects on CMCTiO₂ fluid flow over backward facing step with baffle. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135 (1), 787-799, 2019.

-
- [12] Y. Ma, R. Mohebbi, M.M. Rashidi, Z. Yang & Y. Fang. Baffle and geometry effects on nanofluid forced convection over forward-and backward-facing steps channel by means of lattice Boltzmann method. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 554, 124-696, 2020.
- [13] R.Y. Hu, L. Wang & S. Fu. Review of backward-facing step flow and separation reduction. *Sci. Sin-Phys. Mech. Astro.* 45 ,124704 (10 pages), 2015.
- [14] Z.Y. Guo, D.Y. Li & X.G. Liang. Thermal effect on the recirculation zone in sudden expansion gas flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 , 2619-2624, 1996.
- [15] R. Ruisi, H. Zare-Behtash, K. Kontis & R. Erfani. Active flow control over a backward-facing step using plasma actuation. *Acta Astro*, 126, 354-363, 2016.
- [16] Glockner & Stéphane. Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes. *Diss. Bordeaux 1*, 2000.
- [17] O. Mahian et al. Recent advances in modeling and simulation of nanofluid flows-part I: fundamental and theory. *Phys Rep*, 790, 1-48, 2019.
- [18] O. Mahian et al. Recent advances in modeling and simulation of nanofluid flows-part II: applications. *Phys Rep*,791,1-59, 2019.
- [19] J.A. Eastman, S.U.S. Choi, S. Li, W. Yu, & L.J. Thompson. Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol based nanofluids containing copper nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 78(6),718-720, 2001.
- [20] M. H. Esfe, M. Bahiraei, H. Hajbarati, & M. Valadkhani. A comprehensive review on convective heat transfer of nanofluids in porous media: Energy-related and thermohydraulic characteristics. *Applied Thermal Engineering*, 115487, 2020.
- [21] S.P. Jang & S.U. Choi. Cooling performance of a microchannel heat sink with nanofluids. *Applied Thermal Engineering*, 26(17-18), 2457-2463, 2006.
- [22] I. C. Nelson, D. Banerjee & R. Ponnappan. Flow loop experiments using polyalphaolefin nanofluids. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 23(4),752-761, 2009.
- [23] D.P. Kulkarni, D. K. Das & R.S. Vajjha. Application of nanofluids in heating buildings and reducing pollution. *Applied Energy*, 86(12),2566-2573, 2009.
- [24] J.Buongiorno, L.W. Hu, S.J. Kim, R. Hannink, B. Truong & E. Forrest. Nanofluids for enhanced economics and safety of nuclear reactors : an evaluation of the potential features, issues, and research gaps. *Nuclear Technology*, 162(1), 80-91, 2008.
-

-
- [25] M. F. Demirbas. Thermal energy storage and phase change materials : an overview. *Energy Sources, Part B : Economics, Planning, and Policy*, 1(1), 85-95, 2006.
- [26] T. P. O, P. E. Phelan, R. S. Prasher, G. Rosengarten, & R. A. Taylor. Nanofluid-based direct absorption solar collector. *Journal of renewable and sustainable energy*, 2(3), 033102, 2010.
- [27] J. Zhou, Z. Wu, Z. Zhang, W. Liu & Qunji Xue. Tribological behavior and lubricating mechanism of cu nanoparticles in oil. *Tribology Letters*, 8(4), 213-218, 2000.
- [28] L. Vekas, D. Bica & Mikhail V Avdeev. Magnetic nanoparticles and concentrated magnetic nanofluids : synthesis, properties and some applications. *China particuology*, 5(1-2), 43- 49, 2007.
- [29] . Zhang, Y. Jiang, Y. Ding, M. Povey & Y. David. Investigation into the antibacterial behaviour of suspensions of zno nanoparticles (zno nanofluids). *Journal of Nanoparticle Research*, 9(3), 479-489, 2007.
- [30] X.Fan, H. Chen, Y. Ding, P. K. Plucinski & A. A. Lapkin. Potential of 'nanofluids' to further intensify microreactors. *Green Chemistry*, 10(6), 670-677, 2008. 7
- [31] David D. Nanofluides, l'efficacité à la hausse. <http://www.cooling-masters.com/articles-46-5.html>, consulté le 14/11/2018.
- [32] M. Chopkar, S. Sudarshan, P.K. Das & I. Manna. Effect of particle size on thermal conductivity of nanofluid. *Metallurgical and materials transactions A*, 39(7), 1535-1542, 2008.
- [33] L. Syam Sundar & K.V. Sharma. Thermal conductivity enhancement of nanoparticles in distilled water. *International Journal of Nanoparticles*, 1(1), 66-77, 2008).
- [34] X. Q. Wang, & A. S. Mujumdar. A review on nanofluids-part I: theoretical and numerical investigations. *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, 25(4), 613-630, 2008.
- [35] Y. Ding, H. Alias, D. Wen, & R. A. Williams. Heat transfer of aqueous suspensions of carbon nanotubes (CNT nanofluids). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(1-2), 240-250, 2006.
- [36] <http://www.cooling-masters.com/articles-46-2.html>, consulté le 01/05/2017.
- [37] I.C. Bang & S.H. Chang. Boiling heat transfer performance and phenomena of al₂o₃-water nano-fluids from a plain surface in a pool. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(12), 2407-2419, 2005.
- [38] J.P. Ribeiro & J.A. Gruss. *Nanofluides pour les applications thermiques*. Ed. Techniques Ingénieur, 2009.
-

-
- [39] J. Njuguna, F. Ansari, S. Sachse, H. Zhu & V.M. Rodriguez. Nanomaterials, nanofillers, and nanocomposites: types and properties. In *Health and Environmental Safety of Nanomaterials*, pages 3-27. Elsevier, 2014.
- [40] H. Sakuma & K. Ishii. Gas flow sputtering: Versatile process for the growth of nanopillars, nanoparticles, and epitaxial thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(7), 872-875, 2009.
- [41] S.Yogendra et al. Approaches to increasing yield in evaporation/condensation nanoparticle generation. *Journal of Aerosol Science*, 33 (9)1309-1325, 2002.
- [42] J. G. Mattei. Structure et ordre chimique dans les nanoparticules bimétalliques: cas du système immiscible Fe-Bi (Doctoral dissertation, 2012).
- [43] D. K.Lee, Y. H. Kim, X.L. Zhang & Y. S. Kang. Preparation of monodisperse co and fe nanoparticle using precursor of m²⁺-oleate²⁻ (m= co, fe). *Current Applied Physics*, 6(4), 786-790, 2006.
- [44] R.Benoit et al. Optimisation of the surface properties of sba-15 mesoporous silica for in-situ nanoparticle synthesis. *Microporous and mesoporous materials*, 120(1-2), 2-6, 2009.
- [45] Y.Li et al. A review on development of nanofluid preparation and characterization. *Powder technology*, 196(2), 89-101, 2009.
- [46] A. Hays, C. P. Marsh, J. Alvarado, & R. Franks. The effect of nanoparticle agglomeration on enhanced nanofluidic thermal conductivity. 2006.
- [47] Z.Zhang, J. Cai, F. Chen, H. Li, W.Zhang, & W. Qi. Progress in enhancement of co₂ absorption by nanofluids: A mini review of mechanisms and current status. *Renewable Energy*, 118, 527-535, 2018.
- [48] S.B Prakash, K Ningappa Kotin, and M Praveen Kumar. Preparation and characterization of nanofluid (cuo-water, tio₂-water). *Int. J. Sci. Eng.*, 1, 14-20, 2015.
- [49] P. Kumar, & K. M. Pandey. Effect on heat transfer characteristics of nanofluids flowing under laminar and turbulent flow regime-a review. In *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 225 (1), 12168, 2017, August.
- [50] C.G. Granqvist & R.A. Buhrman. Ultrafine metal particles. *Journal of applied Physics*, 47(5), 2200-2219, 1976.
- [51] SK Sharma et al. Preparation and evaluation of stable nanofluids for heat transfer application: a review. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 79 , 202-212, 2016.
-

-
- [52] L. Kong, J. Sun & Y. Bao. Preparation, characterization and tribological mechanism of nanofluids. *Rsc Advances*, 7(21) :12599-12609, 2017.
- [53] C.J. Ho, M.W .Chen & Z.W .Li. 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, 2008.
- [54] Y. Xuan & W. Roetzel. Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids. *International Journal of heat and Mass transfer*, 43(19) ,3701-3707, 2000.
- [55] E. Abu-Nada. Application of nanofluids for heat transfer enhancement of separated flows encountered in a backward facing step. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(1), 242- 249, 2008.
- [56] K.Khanafer, K. Vafai & M. Lightstone. Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids. *International journal of heat and mass transfer*, 46(19) ,639-3653, 2003.
- [57] J. C. Maxwell. *A treatise on electricity and magnetism*, volume 1. Oxford : Clarendon Press, 1873.
- [58] R.L .HAMILTO. Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems. I and *Ec Fundamentals*, 1,182-187, 1962.
- [59] W .Yu & S.U.S. Choi. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated maxwell model. *Journal of nanoparticle research*, 5(1-2),167-171, 2003.
- [60] J. Koo & C. Kleinstreuer. A new thermal conductivity model for nanofluids. *Journal of Nanoparticle Research*, 6(6),577-588, 2004.
- [61] Y. Xuan, Q. Li, & W. Hu. Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids. *AIChE Journal*, 49(4), 1038-1043, 2003.
- [62] D. Wen, G.g Lin, S. Vafaei & K. Zhang. Review of nanofluids for heat transfer applications. *Particuology*, 7(2), 141-150, 2009.
- [63] A. Einstein. Eine neue bestimmung der moleküldimensionen. *Annalen der Physik*, 324(2),289-306, 1906.
- [64] D. A. Drew & S. L. Passman. *Theory of multicomponent fluids*, volume 135. Springer Science and Business Media, 2006.
- [65] G.K. Batchelor. The effect of brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles. *Journal of fluid mechanics*, 83(1) , 97-117, 1977.
-

-
- [66] H.C. Brinkman. The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *The Journal of Chemical Physics*, 20(4), 571-571, 1952.
- [67] Y. Xuan, Q. Li, Y. Xuan & Q. Li. Experimental research on the viscosity of nanofluids. Report of Nanjing University of Science and Technology, 1999.
- [68] J. Koo & C. Kleinstreuer. Laminar nanofluid flow in microheat-sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(13), 2652-2661, 2005.
- [69] J. C. Maxwell. *A treatise on electricity and magnetism*, volume 1. Clarendon press, 1881.
- [70] R. C.D. Cruz, J. Reinshagen, R. Oberacker, A. M. Segadães & M. J. Hoffmann. Electrical conductivity and stability of concentrated aqueous alumina suspensions. *Journal of colloid and interface science*, 286(2), 579-588, 2005.
- [71] L.P. Shen, H. Wang, M. Dong, Z.C. Ma & H.B. Wang. Solvothermal synthesis and electrical conductivity model for the zinc oxide-insulated oil nanofluid. *Physics Letters A*, 376(10-11), 1053-1057, 2012.
- [72] X. Wang, X. Xu, & S.U S. Choi. Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 13(4) , 474-480, 1999.
- [73] S. K .Das, N.Putra & W. Roetzel. Pool boiling characteristics of nano-fluids. *International journal of heat and mass transfer*, 46(5), 851-862, 2003.
- [74] Q. Li, Y.Xuan & J. Wang. Investigation on convective heat transfer and flow features of nanofluids. *Journal of Heat transfer*, 125(2), 151-155, 2003.
- [75] R.Prasher, D. Song, J. Wang & P. Phelan. Measurements of nanofluid viscosity and its implications for thermal applications. *Applied physics letters*, 89(13), 133108, 2006.
- [76] Y.Ding, H. Chen, Y. He, A. Lapkin, M. Yeganeh, L. Siller & Y. V. Butenko. Forced convective heat transfer of nanofluids. *Advanced Powder Technology*, 18(6), 813-824, 2007.
- [77] H.Chen et al. Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of titanate nanotubes (nanofluids). *Powder Technology*, 183(1) , 63-72, 2008.
- [78] W. Yu, H. Xie, L. Chen & Y.Li. Investigation of thermal conductivity and viscosity of ethylene glycol based zno nanofluid. *Thermochimica Acta*, 491(1-2), 92-96, 2009.
- [79] S.U.S Choi, D.A. Singer & H.P. Wang. Developments and applications of non-newtonian flows. *Asme Fed*, 66 ,99-105, 1995.
- [80] D. Elcock et al. Potential impacts of nanotechnology on energy transmission applications
-

-
- and needs. Technical report, Argonne National Lab.(ANL), Argonne, IL (United States), 2007.
- [81] S. Senthilraja, M. Karthikeyan & R. Gangadevi. Nanofluid applications in future automobiles : comprehensive review of existing data. *Nano-Micro Letters*, 2(4) ,306-310, 2010.
- [82] Y.D. Liu, Y.G. Zhou, M.W. Tong & X.S. Zhou. Experimental study of thermal conductivity and phase change performance of nanofluids pcms. *Microfluidics and Nanofluidics*, 7(4) , 579, 2009.
- [83] S. Wu, D. Zhu, X. Zhang & J. Huang. Preparation and melting/freezing characteristics of cu/paraffin nanofluid as phase-change material (pcm). *Energy and fuels*, 24(3) , 1894-1898, 2010.
- [84] S.U.S .Choi, D.A Singer & H.P. Wang. Developments and applications of non-newtonian flows. *Asme Fed*, 66 , 99–105, 1995
- [85] R. Saidur, K.Y .Leong & H.A. Mohammad. A review on applications and challenges of nanofluids. *Renewable and sustainable energy reviews*, 15(3) , 1646-1668, 2011.
- [86] S. U.S. Choi. Nanofluids : from vision to reality through research. *Journal of Heat transfer*, 131(3),033106, 2009.
- [87] C. Plumelle et al. Théorie et pratique de la géotechnique: Exercices et applications de mécanique des sols. Éditions” Le Moniteur Chapter: 13 Publisher: Groupe MoniteurEditors: Editors: Th. Kremer, Cl, 2013.
- [88] H. H. Haldorsen et al. A new approach to shale management in field-scale models. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 24(04), 447-457, 1984.
- [89] M. Kaviany. Principles of heat transfer in porous media. Springer Science and Business Media, 2012
- [90] K. Khechiba. Convection de lapwood dans une cavité poreuse horizontale saturée par un fluide rhéofluidiant. PhD thesis, 2011.
- [91] C. Chahtour. Convection magnétohydrodynamique dans un fluide non-newtonien saturant un milieu poreux. PhD thesis, Amiens, 2018.
- [92] M.AbdI & Z.Beroul. Simulation de la convection naturelle thermique dans une cavité poreuse sous l’action d’un champ magnétique constant. PhD thesis, 2017.
- [93] R.A. Wooding. Steady state free thermal convection of liquid in a saturated permeable medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 2(3) , 273-285, 1957.
-

-
- [94] S. K. Friedlander & D. S. Haze: Fundamentals of aerosol dynamics. Oxford University Press, 2 , 360-368, 2000.
- [95] W. C. Hinds et al. Properties, behavior, and measurement of airborne particles. Aerosol Technology, 2nd ed. John Wiley and Sons Press, New York, pages 182-204, 1999.
- [96] D.Y.R. Tzou. Thermal instability of Nanofluids in natural convection. International of Heat and mass Transfer, 51(11-12), 2967-2979,2008.
- [97] D.A. Nield & Bejan. Double-Diffusive Convection. In: Convection in Porous Media. Springer, Cham.,2017.
- [98] K. Khanafer & K. Vafai. Applications of nanofluids in porous medium. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 135(2), 1479-1492, 2019.
- [99] P.R. Mashaei, M. Shahryari & S. Madani. Numerical hydrothermal analysis of water-al₂o₃ nanofluid forced convection in a narrow annulus filled by porous medium considering variable properties. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 126(2), 891-904, 2016.
- [100] R.Alizadeh, N. Karimi, R. Arjmandzadeh & A. Mehdizadeh. Mixed convection and thermodynamic irreversibilities in mhd nanofluid stagnation-point flows over a cylinder embedded in porous media. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 135(1), 489- 506, 2019.
- [101] M.Hadadian, S. Samiee, H. Ahmadzadeh & E. K. Goharshadi. Nanofluids for heat transfer enhancement-a review. Physical chemistry research, 1(1) , 1-33, 2013.
- [102] A. Kasaeian et al. Nanofluid flow and heat transfer in porous media: a review of the latest developments. International Journal of Heat and Mass Transfer, 107 , 778-791, 2017.
- [103] M. Sheikholeslami, Z. Shah, A. Shafee, I. Khan & I. Tlili. Uniform magnetic force impact on water based nanofluid thermal behavior in a porous enclosure with ellipse shaped obstacle. Scientific reports, 9(1), 1196, 2019.
- [104] M. Sheikholeslami & H. B. Rokni. Free convection of cuo-h₂o nanofluid in a curved porous enclosure using mesoscopic approach. International Journal of Hydrogen Energy, 42(22), 14942-14949, 2017
- [105] K. Ghasemi & M. Siavashi. Mhd nanofluid free convection and entropy generation in porous enclosures with different conductivity ratios. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 442 , 474-490, 2017.
- [106] T.R. Vijaybabu & S. Dhinakaran. Mhd natural convection around a permeable triangular cylinder inside a square enclosure filled with al₂o₃- h₂o nanofluid: An lbm study. International Journal of Mechanical Sciences, 153 , 500-516, 2019.
-

-
- [107] K. Javaherdeh et al. Magnetic field effects on force convection flow of a nanofluid in a channel partially filled with porous media using lattice boltzmann method. *Advanced Powder Technology*, 25(2), 666-675, 2014.
- [108] M. Sheikholeslami, D. D. Ganji & R. Moradi. Forced convection in existence of lorentz forces in a porous cavity with hot circular obstacle using nanofluid via lattice boltzmann method. *Journal of Molecular Liquids*, 246, 103-111, 2017.
- [109] H. R. Ashorynejad & A. Zarghami. Magneto hydrodynamics flow and heat transfer of cu-water nanofluid through a partially porous wavy channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 119, 247-258, 2018.
- [110] Z.Li, M. Sheikholeslami, A. S.Mittal, A. Shafee & R.-u Haq. Nanofluid heat transfer in a porous duct in the presence of lorentz forces using the lattice boltzmann method. *The European Physical Journal Plus*, 134(1), 30, 2019.
- [111] I. Zahmatkesh & M. R. Habibi. Natural and mixed convection of a nanofluid in porous cavities: critical analysis using buongiorno's model. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 57(1), 221-233, 2019.
- [112] A. Mchirgui, N. Hidouri, M. Magherbi, and A. Brahim. Entropy generation in double-diffusive convection in a square porous cavity using darcy-brinkman formulation. *Transport in porous media*, 93(1), 223-240, 2012.
- [113] F. Selimefendigil and H. F. Öztop. 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, 2015.
- [114] F. Selimefendigil & H. F. Öztop. Mixed convection of nanofluid over a backward facing step under the effects of a triangular obstacle and inclined magnetic field. *Computational Thermal Sciences: An International Journal*, 10(6), 2018.
- [115] Z. Mehrez & A. E. Cafi. Forced convection magnetohydrodynamic al 2 o 3-cu/water hybrid nanofluid flow over a backward-facing step. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135(2), 1417-1427, 2019.
- [116] S. Hussain, K. Mehmood, M. Sagheer & A. Ashraf. Mixed convective magnetonanofluid flow over a backward facing step and entropy generation using extended darcy- brinkman-forchheimer model. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, pages 1-21, 2019.
- [117] H. Huang, M. Sukop & and X. Lu. *Multiphase lattice Boltzmann methods: Theory and application*. John Wiley and Sons, 2015.
-

-
- [118] J. Hardy, O. D. Pazzis & Y. Pomeau. Molecular dynamics of a classical lattice gas: Transport properties and time correlation functions. *Physical review A*, 13(5), 1949, 1976.
- [119] B. Chopard, P. Luthi & Alexandre Masselot. Cellular automata and lattice boltzmann techniques: An approach to model and simulate complex systems. *Advances in Physics*, 1, 1998.
- [120] S. Chen & G. D. Doolen. Lattice boltzmann method for fluid flows. *Annual review of fluid mechanics*, 30(1), 329-364, 1998.
- [121] L. P. Kadanoff, G. R. McNamara & G. Zanetti. A poiseuille viscometer for lattice gas automata. *Lattice Gas Methods for Partial Differential Equations*, 385-397, 2019.
- [122] C. Cercignani. The boltzmann equation. In *The Boltzmann equation and its applications*, 40-103. Springer, 1988.
- [123] P. L. Bhatnagar, E. P. Gross & M. Krook. A model for collision processes in gases. i. small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical review*, 94(3), 511, 1954.
- [124] R. Nourgaliev, T.N. Dinh, T. G. Theofanous & D. Joseph. The lattice boltzmann equation method: theoretical interpretation, numerics and implications. *International Journal of Multiphase Flow*, 29(1), 117-169, 2003.
- [125] M. Sukop, D.T. Thorne. *Lattice Boltzmann Modeling Lattice Boltzmann Modeling*. Springer, 2006.
- [126] H.B. Huang, X.Y. Lu & M.C. Sukop. Numerical study of lattice boltzmann methods for a convection-diffusion equation coupled with navier-stokes equations. *Journal of physics A: mathematical and theoretical*, 44(5), 055001, 2011.
- [127] Zh. Guo & T.S. Zhao. Lattice boltzmann model for incompressible flows through porous media. *Physical review E*, 66(3), 036304, 2002.
- [128] Zh. Guo & T.S. Zhao. A lattice boltzmann model for convection heat transfer in porous media. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 47(2), 157-177, 2005.
- [129] L. Luo. *Lattice-gas automata and lattice boltzmann equations for two-dimensional hydrodynamics*. 1994
- [130] W. B. Russel, D.A. Saville & W. R. Schowalter. *Colloidal dispersions*. Cambridge university press, 1991.
- [131] D.L. Liu. Particle deposition onto enclosure surfaces. In *Developments in Surface Contamination and Cleaning*, pages 1-56. Elsevier, 2010.
-

-
- [132] J.H. Seinfeld & S. N. Pandis. Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change. John Wiley and Sons, 2016.
- [133] J.G. Powles. Brownian motion-june 1827 (for teachers). *Physics Education*, 13(5), 310, 1978.
- [134] N. A. Fuks. The mechanics of aerosols. Dover Publications, 1989.
- [135] L.Talbot, R.K. Cheng, R.W. Schefer, & D.R. Willis. Thermophoresis of particles in a heated boundary layer. *Journal of fluid mechanics*, 101(4), 737-758, 1980.
- [136] W.B. Russel, D.A. Saville & W.R. Schowalter. Colloidal dispersions. 1989.
- [137] J .Ghasemi & S.E. Razavi. Numerical nanofluid simulation with finite volume lattice-boltzmann enhanced approach. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 6(4), 519-527, 2013.
- [138] J.Buongiorno. Convective transport in nanofluids. *Journal of heat transfer*, 128(3), 240-250, 2006.
- [139] A.A.Mohamad. Lattice Boltzmann method: fundamentals and engineering applications with computer codes. Springer Science and Business Media (2011).
- [140] B.Shi, B.Deng, R.Du , X.Chen. A new scheme for source term in LBGK model for convection-diffusion equation, *Computers and Mathematics with Applications*, 55, 1568-1575, 2008.
- [141] D. Bin, S. Bao-Chang & W. Guang-Chao. A new lattice Bhatnagar-Gross-Krook Model for the convection-diffusion equation with a source term. *Chinese Physics Letters*,22(2), 267, 2005.
- [142] S.Savithiri, A.Pattamatta & S.K.Das. A single-component nonhomogeneous lattice boltzmann model for natural convection in Al₂O₃-water nanofluid. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 68(10), 1106-1124 (2015).
- [143] P.A. Skordos. Initial and boundary conditions for the lattice boltzmann method. *Physical Review E*, 48(6),4823, 1993.
- [144] Q. Zou & X. He. On pressure and velocity boundary conditions for the lattice boltzmann bgk model. *Physics of fluids*, 9(6), 1591-1598, 1997.
- [145] R. Mei, L. Li-Shi & W. Shyy. An accurate curved boundary treatment in the lattice boltzmann method. In 14th Computational Fluid Dynamics Conference, page 3353, 2000.
- [146] X. B. Chen , P. Yu , S. H. Winoto & H. T. Low. Forced Convection Over a Backward-
-

-
- Facing Step with a Porous Floor Segment. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology*, 53 (11), 1211-1230, 2008.
- [147] A. U. Raza. The lattice-Boltzmann model for the visual simulation of smoke. Rochester Institute of Technology, 2007.
- [148] C. Richard, F. Kurt & L. Hans. Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische annalen*, 100(1), 32–74, 1928.
- [149] J.G. Barbosa Saldana, N.K. Anand & V. Sarin. Forced convection over a three-dimensional horizontal backward facing step. *International Journal of Computational Engineering Science*, 6(4), 225-234, 2005.
- [150] A. Zarghami, S. Ubertini, S. Succi, Finite-volume lattice Boltzmann modeling of thermal transport in nanofluids, *Computers and Fluids*, 77, 56-65, 2013.
- [151] S. Mahmud & R.A. Fraser. Flow, thermal and entropy generation characteristics inside a porous channel with viscous dissipation, *Int. J of Thermal sciences* 44, 21-32, 2005.
- [152] M. J. Maghrebi, M. Nazari & T. Armaghani. Forced convection heat transfer of nanofluids in a porous channel. *Transport in porous media*, 93(3), 401-413, 2012.
- [153] A. Valencia, L. Hinojosa. Numerical solutions of pulsating flow and heat transfer characteristics in a channel with a backward-facing step. *Heat Mass Transfer*, 32, 143-148, 1997.
- [154] A. Mahmoudi, I. Mejri, M.A. Abbassi, A. Omri. Lattice Boltzmann simulation of MHD natural convection in a nanofluid-filled cavity with linear temperature distribution. *Powder Technology*, 256, 257-271, 2014.
- [155] D. Munger. Simulation numérique des instabilités magnétohydrodynamiques dans les cuves de production de l'aluminium. 2004.
- [156] G. Steiner. Simulation numérique de phénomènes MHD : application à l'électrolyse de l'aluminium. Ecole polytechnique fédérale, 2009.
- [157] S. Renaudière de Vaux. Convection thermique en présence d'un champ magnétique constant, alternatif, ou d'une source de chaleur dispersée. PhD thesis, 2017.
- [158] A. R. Bestman. Pulsatile flow in heated porous channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25, 675-682, 1982.
- [159] A. K. Ghosh & L. Debnath. On heat transfer to pulsatile flow of a viscoelastic fluid. *Acta Mechanica*, 93, 169-177, 1992.
-

-
- [160] S. Srinivas, T. Malathy & P. L. Sachdev. On pulsatile hydromagnetic flow of an Oldroyd fluid with heat transfer. *Engineering Transactions*, 55, 79-94, 2007.
- [161] C. Y. Wang. Pulsatile flow in a porous channel. *Journal of Applied Mechanics*, 38, 553-555, 1971.
- [162] G. Radhakrishnamacharya & M. K. Maiti. Heat transfer to pulsatile flow in a porous channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 20, 171-173, 1977.
- [163] J. W. Moon, S. Y. Kim & H. H. Cho. Frequency-Dependent Heat Transfer Enhancement from Rectangular Heated Block Array in a Pulsating Channel Flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (48) 4904-4913, 2005.
- [164] J. T. Ho, S. Y. Kim & J. M. Hyun. Experiments on heat transfer enhancement from a heated square cylinder in a pulsating channel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (51) 1130-1138, 2008.
- [165] Z. Guo, S. Y. Kim & H. J. Sung. Pulsating flow and heat transfer in a pipe partially filled with a porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(17), 4209-4218, 1997.
- [166] Z. Guo, H. J. Sung & J. M. Hyun. Pulsating flow and heat transfer in an annulus partially filled with porous media. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 31(5), 517-527, 1997.
- [167] H. L. Fu, K. C. Leong, X. Y. Huang & C. Y. Liu. An experimental study of heat transfer of a porous channel subjected to oscillating flow. *Journal of heat transfer*, 123(1), 162-170, 2001.
- [168] K. C. Leong & L. W. Jin. An experimental study of heat transfer in oscillating flow through a channel filled with an aluminum foam. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(2), 243-253, 2005.
- [169] A. Vijayalakshmi & S. Srinivas. A Study on Hydromagnetic Pulsating Flow of a Nanofluid in a Porous Channel With Thermal Radiation. *Journal of Mechanics*, 33(2), 213-224, 2017.
- [170] S. Sivasankaran & K. Narrein. Numerical investigation of two-phase laminar pulsating nanofluid flow in helical microchannel filled with a porous medium. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 75, 86-91, 2016.
- [171] Y. Ding & D. WEN. Particle migration in a flow of nanoparticle suspensions. *Powder Technology*, 149,(2-3),84-92,2005.
-

-
- [172] H.U. Kang, K.G. Kim & S.H. KIM. Effect of particle migration on the heat transfer of nanofluid. *Korea-Australia Rheology Journal*, 19 (3), 99-107, 2007.
- [173] M. Bouabid, N. Hidouri, M. Magherbi & A.B. Brahim. Analysis of the magnetic field effect on entropy generation at thermosolutal convection in a square cavity. *Entropy*, 13(5), 1034-1054, 2011.
- [174] O.Uddin et al. Group analysis of free convection flow of a magnetic nanofluid with chemical reaction. *Mathematical Problems in Engineering*, 2015, 2015.
- [175] H. Ju'an et al. A combined approach of Lattice Boltzmann Method and Maxwell-Stefan equation for modeling multi-component diffusion in solid oxide fuel cell. arXiv preprint arXiv: 1809.01600, 2018.
- [176] S. Savithiri, A. Pattamatta & S.K. Das. A single-component nonhomogeneous lattice boltzmann model for natural convection in Al₂O₃/water nanofluid. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 68(10), 1106-112, 2015.
- [177] S. K. Pal, S.I. Bhattacharyya & I. Pop. A numerical study on non-homogeneous model for the conjugate-mixed convection of a Cu-water nanofluid in an enclosure with thick wavy wall. *Applied Mathematics and Computation*, 356, 219-234, 2019.
- [178] R. Bennacer, A. Tobbal, H. Beji & P. Vasseur. Double diffusive convection in a vertical enclosure filled with anisotropic porous media. *International Journal of Thermal Sciences*, 40(1), 30-41, 2001.
- [179] A. Mchirgui, N. Hidouri, M. Magherbi & A.B. Brahim. Entropy generation in double-diffusive convection in a square porous cavity using Darcy-Brinkman formulation. *Transport in porous media*, 93(1), 223-240, 2012.
- [180] S. Savithiri, A. Pattamatta & D.K.Sarit. A single-component nonhomogeneous lattice boltzmann model for natural convection in Al₂O₃/water nanofluid. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 68(10), 1106-1124, 2015.
- [181] A.Taher et al. Numerical analysis of a nanofluid forced convection in a porous channel: a new heat flux model in LTNE condition. *Journal of Porous Media*, 2014, 17(7).
- [182] S. Reema et al. Stability of a double diffusive convection in a Darcy porous layer saturated with Maxwell nanofluid under macroscopic filtration law: a realistic approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125, 290-309, 2018.
- [183] S. Mikhail , P. Ioan & M. M.Rahman. Three-dimensional natural convection in a po-
-

rous enclosure filled with a nanofluid using Buongiorno's mathematical model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 82, 396-405, 2015.

- [184] Y.Dhananjay, G. S.M. Agrawal & B. Rama. Onset of double-diffusive nanofluid convection in a layer of saturated porous medium with thermal conductivity and viscosity variation. *Journal of Porous Media*, 16(2), 2013.
- [185] M.A.B.Latifa & M. M. Rahman. Convective Heat Transfer Utilizing Magnetic Nanoparticles in the Presence of a Sloping Magnetic Field Inside a Square Enclosure. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 11(4), 2019.
-