RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÉRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ YAHIA FARES DE MÉDÉA
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

2024-UYFM-LBMPT

Doctorat

THÈSE

Pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'Université Yahia Farès de Médéa

Spécialité : Génie Mécanique, Énergétique

Présentée et soutenue publiquement par

MESBAH Abderraouf

Le …….2024

Minimisation de la génération de l'entropie des écoulements de nanofluides

Directeur de thèse : **Mohamed Najib BOUAZIZ**

Jury

Younes CHIBA	Professeur, Université Y.F Médéa	Président
Mohamed Najib BOUAZIZ	Professeur, Université Y.F Médéa	Directeur de Thèse
Redha ALOUAOUI	Docteur, Université Y.F Médéa	Co-directeur de Thèse
Mounir ZIRARI	Professeur, Université Y.F Médéa	Examinateur
Abdallah BENAROS	Professeur, Université de Blida1	Examinateur

Laboratoire de Biomatériaux
et Phénomènes de Transport

THÈSE

Remerciements

Ce travail a été effectue à la Faculté de la technologie de l'Université de Médéa, au sein du laboratoire de Biomatériaux et Phénomènes de Transport (LBMP).

Au terme de cette thèse, je tiens à remercier tout naturellement en premier lieu ***ALLAH le tout Puissant*** *qui m'a donné la force, le courage et la patience de bien mener ce travail.*

Mes premiers remerciements s'adressent à mon directeur de thèse ***Prof. Mohamed Najib BOUAZIZ****, Professeur à l'Université Dr. Yahia Farès de Médéa. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour ses précieux conseils, l'enthousiasme et les innombrables heures qu'il m'a consacrées. La qualité de son encadrement, sa perspicacité et lucidité scientifiques, et son esprit de rigueur ont été primordiaux tout au long de la thèse.*

Qu'il trouve ici le témoignage de ma plus profonde gratitude. Je remercie mon co directeur de thèse, Monsieur ***Redha ALOUAOUI****, Docteur à l'Université Dr. Yahia Farès de Médéa pour ses conseils et son encadrement dans la réussite de ma Formation et dans la réalisation de ce projet.*

Je souhaite également remercier les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail de thèse :

Mr. Président de jury, ……., Professeur à l'Université de…….

Mr. Examinateur1, ……., Professeur à l'Université de …….

Mr. Examinateur2, ……., Professeur à l'Université de l'Université ……..

Mes sentiments vont également à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

TABLE DE MATIERE **page**

Remerciements *i*

Table des matières *ii*

Nomenclature *vi*

Liste de figures *viii*

Liste de tableaux *xi*

Résume *xiii*

Abstract *xiv*

Introduction générale 1

Partie I.

Chapitre I. Nano-fluides et Synthèse bibliographique 7

I.1. Introduction 8

I.2. Caractéristiques des nano-fluides 9

I.3. Echelle des nano-fluides 10

I.4. Préparation des nano-fluides 11

I.5. Stabilité des nano-fluides 14

I.5.1 Principe de diffusion 15

I.5.2 Potentiel Zêta 15

I.5.2.1 Tensioactif ou activateur ajoutant 15

I.5.2.2 Contrôle du pH (effet chimique de surface) 16

I.5.2.3 Vibration ultrasonique 17

I.6. Expression théorique de la conductivité thermique 18

I.6.1. Modifications des modèles de la conductivité thermique des nano-fluide 18

I.6.2. Modèles de type Maxwell 19

I.6.2.1. Modèle de Maxwel 19

I.6.2.2. Modèle de Hamilton-Crosser 19

I.6.2.3. Modèle de Yu et Choi 21

I.6.2.4. Modèle de Bruggeman 21

I.6.3. Effets des grandeurs significatives sur la conductivité thermique Suivant les études expérimentales 22

I.6.3.1. Effet de la concentration 22
I.6.3.2. Effet de la taille et morphologie de la particule 23
I.6.3.3. Effet de l'agglomération des nanoparticules 25
I.6.3.4. Effet du type des nanoparticule 26
I.6.3.5. Effet des additifs et du fluide 26
I.7. Viscosité des nano-fluides 27
I.8. Applications réelles et potentielles des nano-fluides 31
I.9. Synthèse bibliographique sur la convection dans les nanofluides 33
I.9.1. Convection forcée 33
I.9.2. Convection naturelle 34
I.10. Conclusion 36
Chapitre II. Couches limites et Génération d'Entropie(EGM) 38
II.1. Introduction 39
II.2. La Génération d'Entropie dans l'écoulement des Nanofluides (revue de la littérature) 40
II.2.1. Génération d'Entropie dans un microcanal 40
II.2.2. Génération d'Entropie dans un disque 44
II.2.3. Génération d'Entropie dans un tube 46
II.2.4. Génération d'Entropie dans feuille d'étirement 49
II.2.5. Génération d'Entropie dans un échangeur 51
II.3.6. Génération d'Entropie dans circulaire pipe 53
II.3.7. Génération d'entropie dans d'autres systèmes 55
II.3.7.1. Génération d'entropie dans un TEC system (Thermoelectric Cooling System) 55
II.3.7.2. Génération d'entropie dans une chambre 56
II.2. Couches limites 57
II.2.1. Convection naturelle thermique et massique 57
II.2.1.1 Aspect physique du problème 57
II.2.1.2. Couche limite en convection libre dans un milieu libre 59
a. Couche limite dynamique 59
b. Couche limite thermique 60
c. Couche limite massique 62

II.2.2. Équations de la couche limite laminaire en convection libre 63
II.2.3. Considérations de similitude 66
II.3. Conclusion 69
CHAPITREIII. FluidesMicropolaire (Rhéologie) et la Magnétohydrodynamique 70
III.1. Introduction (Les fluides micropolaires) 71
III.2. Un flux de fines particules en suspension 71
III.2.1. Fluides de particules de polymère en suspension 71
III.2.2. Colloïdes 71
III.2.3. Sangs 72
III.2.4. Liquide synovial ou liquide articulaire humain 73
III.2.5. Cristaux liquides 73
III.3. Quelques modèles rhéologiques de fluide Micropolaires 75
III.4. Cisaillement ou fluide pseudo-plastique 77
III.5. Caractéristiques générales du fluide micropolaire 78
III.5.1. Micro-rotation (vortex) 78
III.5.2. Viscosité du vortex 79
III.6. Principaux paramètres affectant la viscosité 79
III.7. Champ magnétique (Les équations de la Magnétohydrodynamique) 80
III.7.1. L'équation d'induction 81
III.7.2. L'équation de Navier-Stokes 82
III.7.3. Aspects énergétiques 83
III.8. Conclusion 84

Partie II.

Chapitre IV. Etude numérique d'un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle en présence de l'effet de la thermophorèse sur une plaque verticale dans un milieu libre d'un fluide incompressible micropolaire 85
IV.1. Introduction 86
IV.2. Analyse mathématique 88
IV.3. Résultats et discussions 92
IV.3.1. Effet du paramètre magnétique *M* et du paramètre matériel *K* 93

IV.3.2. Effet du paramètre de thermophorèse τ et du paramètre matériel K 96
IV.3.3. Effet du paramètre d'aspiration / injection f_w et du paramètre matériel K 98
IV.3.4. Variations du coefficient de frottement mécanique, contrainte de cisaillement surfacique, le Nombre local de Nusselt et Sherwood 101
IV.4. Conclusion 102

ChapitreV. Analyse de Génération D'entropie d'un Écoulement MHD de Micropolaire Nanofluide sur une Plaque Permeable Mobile 104
V.1. Introduction 105
V.2. Problème physique et formulation mathématique 108
V.3. Analyse de la génération de l'entropie 111
V.4. Méthode numérique 112
V.5. Résultats et discutions 114
V.5.1. L'effet de *M* et *K* sur les profiles 114
V.5.2. Effect *Pr* and *K* on the profiles 115
V.5. 3. Profiles de taux d'entropie 118
V.6. Conclusion 121

Conclusion générale 123
Référence bibliographique 126

Nomenclature

B_0	Champ magnétique uniforme,	(Tesla)
C	Concentration,	(mol/m^3)
C_f	Coefficient de frottement mécanique,	(1)
c_p	Chaleur spécifique à pression constante du fluide,	(J/Kg)
D	Diffusivité massique,	(m^2/s)
Ec	Nombre d'ECKERT,	(1)
f	Fonction de vitesse adimensionnelle,	(1)
f_w	Paramètre aspiration/injection,	(1)
g	Accélération due à la gravité,	(m/s^2)
h	La micro rotation adimensionnelle,	(1)
Ha	Nombre de Hartmann,	(1)
Gr_x	Nombre de Grashof local thermique,	(1)
Gm_x	Nombre de Grashof local massique,	(1)
j	Densité de micro-inertie,	(W/m^2)
k_1	Coefficient thermophoréstique,	(1)
K	Paramètre matériel,	(1)
N	Le composant de la microrotation,	(x)
Nu_x	Nombre de Nuselt local,	(1)
M_w	La contrainte de couple de paroi sans dimension	(1)
M	Le paramètre magnétique,	(1)
Pr	Nombre de Prandtl,	(1)
q_w	Flux thermique surfacique,	(W/m)
q'_w	Flux massique surfacique,	(W/m)
Re_x	Nombre de Reynolds local,	(1)
Sh_x	Nombre de Sherwood local,	(1)
Sc	Nombre de Schemidt,	(1)
T	Température,	(K)
T_r	Température de référence,	(K)

V_T	La vitesse de la thermophorèse,	(m/s)
v_w	Vitesse d'aspiration ou vitesse d'injection,	(m/s)
u	Composante de vitesse suivant x,	(m/s)
v	Composante de vitesse selon y,	(m/s)
x, y	Coordonnées cartésiennes,	(m)

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique moléculaire,	(m^2/s)
β	Coefficient d'expansion thermique de fluide,	(1/K)
β^*	Coefficient d'expansion massique,	(1/mole)
γ	Viscosité de gradient de rotation,	(x)
δ_h	Epaisseur de la couche limite hydrodynamique,	(m)
δ_m	Epaisseur de couche limite massique,	(m)
δ_{th}	Epaisseur de couche limite thermique,	(m)
η	Variable de similarité,	(1)
θ	Température adimensionnelle,	(1)
μ	Viscosité dynamique,	(Kg/s.m)
ν	Viscosité cinématique,	(m^2/s)
ρ	Densité du fluide,	(Kg/m^3)
σ*	Constante de Stefan-Boltzmann,	($W/m^2.K^4$)
σ	Conductivité électrique du fluide,	($\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$)
ϕ	Concentration adimensionnelle,	(1)
Φ	Fonction de dissipation visqueuse,	(1/s)
ψ	Fonction de flux,	(m^2/s)
κ	Viscosité visqueuse,	(Kg/s.m)
λ_g	Conductivité thermique du fluide,	($W\ K^{-1}$)
τ	Paramètre de thermophorèse	(1)
τ_w	Contrainte de cisaillement surfacique,	(1)

Abréviation

CNT Nanotube de Carbone

EGM Minimisation de Génération d'Entropie

MHD Magnétohydrodynamique

TEC Systéme de refroidissement thermoéléctrique

Sous-rubriques

w Évalué sur le mur

∞ Évalué en dehors de la couche limite

LISTE DE FIGURES

Chapitre I

Figure. I.1. Taille des nanoparticules des nano-fluides 11

Figure. I .2. Schéma de l'homogénéisateur à haute pression pour la production nanofluides 18

Figure. I. 3. Agrégation de particules 30

Figure. I.4. Différentes applications des nanofluides 32

Chapitre II

Figure. II.1. Schéma de configuration étudiée 41

Figure. II.2. Schéma du canal trapézoïdal 42

Figure. II.3. Schéma de la configuration de l'écoulement et des coordonnées géométriques 45

Figure. II.4. La configuration de tube étudié 48

Figure. II.5. Nombre de Bejan pour différentes valeurs de ∅ 1,4 et 6%. 48

Figure. II.6. La configuration de tube étudié par Yahaya Shagaiya 51

Figure. II.7. Rapport de conductivité thermique des nanofluides de cuivre à base d'éthylène glycol et l'eau respectivement 52

Figure. II.8. Effet de la fraction volumique du cuivre sur le taux de transfert de chaleur à débit de gaz de combustion constant (26,3 kg /s) et débit de liquide Refroidissement (111,6 kg /s) 53

Figure. II.9. Vue schématique du tuyau étudier par Mostafa Moghaddami et al 54

Figure. II.10. Générations d'entropie totale en fonction de *Re* pour les boues pour différentes

concentrations de nanoparticules 54
Figure. II.11. Schéma d'un *TEC* système 56
Figure. II.12. Variation de l'entropie totale en fonction de la concentration Ø pour différente Valeurs de Reynolds 57
Figure II.13. Couche limite dynamique sur une plaque plane 60
Figure II. 14. Couche limite thermique sur une plaque isothermique 61
Figure II.15. Couche limite massique sur une plaque horizontale 62
Figure II.16. Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire 64
Figure II.17. Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée (a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique 64
Figure II.18. Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale Isothermique (a) profiles de vitesse, (b) profiles de température 68

Chapitre III

Figure.III.1. Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour le sang 73
Figure.III.2. Cristaux liquides nématiques et smectiques 74
Figure.III.3 : Phase cholestérique 74
Figure III.4. Polymères cristallins liquides (a) chaîne principale, (b) chaîne latérale 74
Figure III.5. Molécule Amphiphiles :(a) molécule de savon, (b) micelle, (c) vésicule, (d) molécule phospholipide 75
Figure III.6. la viscosité de cisaillement des particules sphériques de verre suspendu pour différents pourcentages de volume, dispersés dans un Polymère thermoplastique à 150 °C 77
Figure III.7. profile des courbes obtenues a partir d'une solution aqueuse de polycrylamide et de latex (polymère) dans l'eau 78
Figure III.8. la viscosité en fonction du cisaillement de solution aqueuse de polycrylamide et de latex (polymère) dans l'eau 78

Chapitre IV

Figure IV.1. Modèle physique et système de coordonnées 89
Figure IV.2. Profils de vitesse $f'(\eta)$ pour comparaison avec les résultats d'Alam et al 92
Figure IV.3. Profils de vitesse $f'(\eta)$ avec $M.\ (Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71\ f_w = 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, \tau = 1.0)$ 94

Figure IV.4. Profils de microrotation $h(\eta)$ avec *M. (Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 94

Figure IV.5. Profils de température θ(η) avec M. *(Grx = 2.0, Gmx = 0.5Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 95

Figure IV.6. Profils de la concentration $\phi(\eta)$ avec *M. (Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 95

Figure IV.7. Profils de vitesse $f'(\eta)$ avec τ. *(Grx = 2.0, Gmx= 0.5, Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)* 96

Figure IV. 8. Profils de microrotation $h(\eta)$ avec τ. *(Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)* 97

Figure IV.9. Profils de température $\theta(\eta)$ avec τ. *(Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)* 97

Figure IV.10. Profils de la concentration $\phi(\eta)$ avec τ. *(Grx = 2.0 Gmx = 0.5, Pr = 0.71,* f_w*= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)* 98

Figure IV.11. Profils de vitesse $f'(\eta)$ avec f_w *.(Grx = 2.0, Gmx= 0.5, Pr = 0.7, M= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 99

Figure IV.12. Profils de microrotation $h(\eta)$ avec f_w *.(Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71, M = 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 100

Figure IV.13. Profils de température $\theta(\eta)$ avec f_w *.(Grx =2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71, M= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 100

Figure IV.14. Profils de la concentration $\phi(\eta)$ avec f_w *.(Grx = 2.0 Gmx = 0.5, Pr = 0.71, M = 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3,* τ *= 1.0)* 101

Chapitre V

Figure. V.1. Modèle physique et système de coordonnées 109

Figure. V.2. comparaison entre le présent profile de vitesse et la résultat de Alam et al 113

Figure. V.3. Profiles de vitesse $f'(\eta)$ pour *Grx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec = 0.1, Ln=2.* et different *M* 115

Figure. V.4. Profiles de température $\theta(\eta)$ pour *Grx = 2.0, K=0.1, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0* et différent *M* 115
Figure. V.5. Profiles de Microrotation $h(\eta)$ pour *Grx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1, Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0* et différent *M* 116
Figure. V.6. Profiles de vitesse $f'(\eta)$ pour *M=1, Grx = 2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ec= 0.1, Ln=2.0* et différent *Pr* 117
Figure. V.7. Profiles de température $\theta(\eta)$ pour *M=1, Grx = 2.0, K=0.1, Nb=0.1, Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0* et différent *Pr* 117
Figure. V.8. Profiles de microrotation *ou Grx = 2.0, M= 1, Nb=0.1, Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0* et différent *Pr* 118
Figure. V.9. Profiles de nombre de génération d'entropie *Ns* pour *Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0 Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=2, K=0.1, Br*Ω =1* et différent *M* 118
Figure. V.10. Profiles de nombres de génération d'entropie *N*s pour (*M=1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=02, K=6, Br*Ω =1)* et différent *Ec* 120
Figure. V.11. Profiles de nombres de génération d'entropie Ns pour *M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=2, Br*Ω=1* et différent *K* 120
Figure. V.12. Profiles de nombres de génération d'entropie Ns pour *M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=2, Br*Ω =1* et différent *Nt* 121
Figure. V.13. Profiles de nombres de génération d'entropie Ns pour *M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=2, Br*Ω =1*et différent *Nb* 122

Liste de tableaux

Chapitre I

Tableau. I.1. Récapitulatif des nanofluides employés 12
Tableau. I.2. Effet de la concentration des nanoparticules sur k_{nf} 23
Tableau. I.3. Effet de la taille des nanoparticules sur k_{nf} 23
Tableau. I.4. Effet de la morphologie des nanoparticules sur k_{nf} 25
Tableau. I.5. Effet du type de nanoparticule sur k_{nf} 26
Tableau. I.6. Effet de l'ajout des additifs sur k_{nf} 27

Chapitre III

Tableau.III.1. Les forces se concentrent sur les suspensions de colloïdes 72

Tableau.III.2. Les lois rhéologiques de l'amincissement des fluides micropolaires ne présentent pas de contraintes critiques 76

Tableau.III.3. Relations de différents coefficients de viscosité 80

Chapitre IV

Tableau. IV.1. Valeurs de $\frac{1}{2}C_f Re_x^{\frac{1}{2}}$, $M_w Re_x$, $Nu_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$, $Sh_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$ et pour les valeurs Sélectionnées de τ, M et K avec *Grx = 2.0, Gmx= 0.5, Pr = 0.71 , fw= 1.0, Ec =0.1, Sc =0.3* 102

Tableau. IV.2. Valeurs de $\frac{1}{2}C_f Re_x^{\frac{1}{2}}$, $M_w Re_x$, $Nu_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$, $Sh_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$ et pour les valeurs sélectionnées de τ, f_w et K avec *Grx = 2.0, Gmx= 0.5, Pr = 0.71, M = 1.0, Ec =0.1, Sc =0.3* 102

Résumé :

L'objectif du travail est d'en apprendre davantage sur la manière dont un champ magnétique, un mouvement brownien et une diffusion par thermophorèse influencent le transfert de chaleur par convection dans la couche limite laminaire d'un écoulement micropolaire-nanofluide. À proximité d'une plaque perméable se déplaçant verticalement, le fluide complexe est soumis au *MHD*. L'application *MATLAB bvp4c* a été utilisée pour simplifier les équations non linéaires et couplées régissant le nanofluide micropolaire, conduisant à la solution des équations différentielles ordinaires (*ODEs*) suivantes. Des graphiques ont été utilisés pour analyser l'effet de différents facteurs actifs pertinents sur le champ d'écoulement et la température. Les résultats démontrent que la micro-rotation des nanoparticules prises en compte et en suspension devient significative pour le fluide complexe en présence du champ magnétique. L'analyse de l'entropie de génération montre que la surface est une source importante d'irréversibilité. Il n'y a aucun effet perceptible de la micropolarité sur la relation entre les nombres browniens et de thermophorèse et la génération d'entropie.

Mots clés : Generation d'entropie, Magnetohydrodynamic, micropolar-nanofluid, micro-rotation, plaque mobile.

Abstract:

The work's goal is to learn more about how a magnetic field, Brownian motion, and thermophoresis diffusion influence convective heat transfer in a micropolar nanofluid flow's laminar boundary layer. Near a vertically moving, permeable plate, the complex fluid is subjected to *MHD*. The *MATLAB bvp4c* application was utilized to simplify the governing nonlinear and coupled equations for the micropolar-nanofluid, leading to the solution of the ensuing ordinary differential equations (*ODEs*). Graphs have been used to analyze the effect of different relevant active factors on the flow field and temperature. The results demonstrate that the micro-rotation of the nanoparticles taken into account and in suspension becomes significant for the complex fluid in the presence of the magnetic field. Analysis of the generation entropy shows that the surface is a significant source of irreversibility. There is no discernible effect of micropolarity on the relationship between Brownian and thermophoresis numbers and entropy generation.

Keywords: Entropy analysis, Magnetohydrodynamic, micropolar-nanofluid, microrotation, moved plate

ملخص :

الهدف من هذا العمل هو معرفة المزيد حول كيفية تأثير المجال المغناطيسي، والحركة البراونية، والانتشار الحراري على انتقال الحرارة بالحمل الحراري في الطبقة الحدودية الصفائحية لتدفق السوائل النانوية الدقيقة. بالقرب من لوحة نفاذية تتحرك عموديا، لتبسيط المعادلات غير الخطية والمزدوجة التي تحكم *MHD*. تم استخدام تطبيق *MATLAB bvp4c* يتعرض السائل المعقد إلى تم استخدام الرسوم البيانية لتحليل تأثير *(ODEs)*. الموائع النانوية الدقيقة، مما يؤدي إلى حل المعادلات التفاضلية العادية التالية العوامل النشطة المختلفة ذات الصلة على مجال التدفق ودرجة الحرارة. أظهرت النتائج أن الدوران الدقيق للجسيمات النانوية المأخوذة في الاعتبار والمعلقة يصبح مهمًا بالنسبة للسائل المعقد في وجود المجال المغناطيسي. يُظهر تحليل توليد الإنتروبيا أن مساحة السطح هي مصدر مهم لعدم الرجوع. لا يوجد أي تأثير ملحوظ للقطبية الدقيقة على العلاقة بين أرقام براونية والرحلان الحراري وتوليد الإنتروبيا

الكلمات المفتاحية: توليد الإنتروبيا، الهيدروديناميكية المغناطيسية، الموائع النانوية الدقيقة، الدوران الجزئي و اللوح المتحرك.

Introduction générale

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

La magnétohydrodynamique associée particulièrement au transfert thermique a reçu une attention considérable dans les dernières années en raison de sa grande variété d'applications dans les domaines de l'ingénierie, tels que la formation de cristaux dans le liquide, le refroidissement des réacteurs nucléaires, les équipements électroniques ainsi que les dispositifs microélectroniques, la technologie solaire et ainsi de suite. C'est dans ce contexte que ce travail repose. Au cours de ces dernières décennies, de nombreux scientifiques travaillent sur la deuxième loi de la thermodynamique. L'entropie est devenue un terme utilisé par les biologistes, mathématiciens, sociologues, économistes, architectes, et surtout par les physiciens.

L'entropie est une grandeur extensive qui mesure quantitativement le degré de désordre d'un système. Elle est définie par sa variation lors d'une transformation réversible et elle est égale à la quantité de chaleur apportée au système divisée par la température de ce même système. Le terme a été forgé en 1865 par le physicien allemand Clausius à partir de la racine grecque qui évoque l'idée de transformation ou de retour en arrière.

Contenu de la thèse

L'un des aspects importants de notre travail est d'analyser la génération d'entropie en raison des effets combinés du champ magnétique et de la convection. L'effet combiné du frottement du fluide et de l'irréversibilité thermique reflète la performance des caractéristiques thermo-fluidiques. Il y a plusieurs applications pratiques où il est important de connaître le

principal paramètre d'influence dans la génération d'entropie totale. Dans de tels cas, il est nécessaire de concevoir des méthodes pour améliorer l'efficacité thermodynamique des systèmes thermiques en réduisant la génération d'entropie.

Le travail que nous développons dans ce manuscrit concerne l'étude numérique des transferts thermiques convectifs avec nanofluides micropolaire: plaque verticale emergie dans un nanofluide micropolaire. Les simulations numériques ont été réalisées pour prédire l'effet des quelques nombres adimensionnels et du champ magnétique sur le transfert thermique et la génération d'entropie.

Au cours des dernières années, plusieurs problèmes d'écoulement simples liés à l'hydrodynamique classique Ont reçu une attention dans le contexte plus général de la magnétohydrodynamique (*MHD*). Plusieurs chercheurs ont étendu une grande partie de l'hydrodynamique disponible des solutions pour inclure les effets des champs magnétiques pour les cas où le fluide est Électriquement conducteur. En outre, l'étude des flux de fluides non-newtoniens (les fluides micropolaire) a reçu beaucoup d'attention des chercheurs en raison de la variété des applications en biologie, la physiologie, la technologie et l'industrie, particulièrement lors de la conception des circuits intégrés en microélectronique , accélérateurs, chauffage aérodynamique, technologie des polymères, industrie pétrolière, les études au plasma et les excitations de l'énergie géothermique.

D'autre part, la configuration géométrique du système et les conditions aux limites imposées à ses frontières ont une influence majeure sur la structure de l'écoulement et sur les taux de transfert de chaleur et de matière résultants. En plus, certains fluides utilisés dans la pratique sont conducteurs d'électricité et peuvent être affectés par l'effet d'un champ magnétique. Les études dans le domaine de la *MHD* ont montré que les quantités de tout type de transport (quantité de mouvement, transfert de chaleur et de masse) peuvent être contrôlées en imposant un champ magnétique d'intensité constante ou variable. Il est alors avantageux de considérer des transferts en *MHD* à l'effet de contrôler la vitesse et par conséquent les transferts elles-mêmes.

De cette façon, la distribution mathématique d'un cas concret d'échange de chaleur et de masse est donnée par le système d'équations différentielles correspondant est les conditions d'univalence.

La résolution de ce système, compte tenu des conditions indiquées, permet d'obtenir la relation de distribution des vitesses, des températures et des concentrations par rapport aux coordonnées.

Le système d'équations différentielles d'échange de chaleur et de masse par convection formant avec les conditions d'univalence un système très compliqué, il est impossible d'obtenir dans le cas général la solution. On peut le résoudre seulement pour des cas particuliers sous des hypothèses sensiblement simplificatrices.

Si le problème est analytiquement irrésoluble, la résolution peut être trouvée en recourant à la méthode numérique, dans le cas d'un grand nombre de paramètre, il s'avère très difficile, et parfois impossible, de sélectionner la relation traduisant judicieusement l'influence de tous les arguments. Ces difficultés peuvent être surmontées en faisant appel à la théorie de similitude.

Cette théorie établit les conditions de similitude des phénomènes physiques et, sur cette base, permet de réduire sensiblement le nombre de variables. La théorie de similitude fournit les règles d'association raisonnables des grandeurs physiques en groupements sans dimensions dont le nombre est sensiblement inférieur au nombre de grandeurs dont ils se composent, et qui s'appellent nombres caractéristiques. Ces groupements ou nombres caractéristiques reflètent l'action commune de l'ensemble des grandeurs physiques sur le phénomène et peuvent être considérés comme de nouvelles variables généralisées. La diminution du nombre de variables et leur utilisation sous la forme de groupements simplifient considérablement la relation des expériences et la généralisation.

Les grandeurs physiques sont associées en groupements ou en nombres caractéristiques sans dimensions par la théorie de la similitude sur la base de l'analyse des équations différentielles qui décrivent le phénomène et qui traduisent les liaisons générales entre les grandeurs. Toutefois, les nombres caractéristiques sans dimensions peuvent s'obtenir également par analyse des dimensions des grandeurs physiques qui importent pour le phénomène envisagé.

Dans cet ordre d'idées, les équations de l'hydrodynamique, de la thermique et du transfert massique sont à revoir à la lumière de cette plus juste modélisation. Ces derniers sont

conjugués à la présence d'un champ magnétique qui va modifier de manière considérable l'écoulement et également les transports thermiques et massiques, l'ajout des nanoparticules de taille nanométrique (nanofluide) va influencer les transferts en termes de mouvement Brownien, mécanismes élucidés comme prépondérants et créer par ces particules ou bien par la fraction volumique de nanoparticules.

Le présent travail est donc organisé en deux parties :

La première partie comporte trois chapitres :

Dans le premier chapitre nous avons présenté introductif les différents nanofluides utilisés lors de cette décennie, leurs propriétés thermophysiques et leur application dans de nombreux problèmes. Le but de ces travaux est d'obtenir un accroissement du transfert de chaleur véhiculé par le nanofluide comparé à celui qui serait véhiculé par le seul fluide porteur. Pour cela, il fallait d'abord pouvoir mesurer un paramètre important pour le transfert thermique qui est la conductivité thermique de ces nanofluides.

Le deuxième chapitre est consacré à la couche limite et l'étude théorique de la convection naturelle dans un milieu libre, au cours duquel on donne l'aspect physique et mathématique de l'écoulement thermo-convectif sur des surfaces planes, et également une description détaillée en ce qui concerne la région dite couche limite dynamique, thermique et massique, aussi une description sur la méthode de minimisation de la génération de l'entropie (*EGM*) et voire les sources d'irréversibilité qui génèrent le désordre dans les systèmes thermodynamiques.

Le troisième chapitre présente l'aspect théorique et pratique de la magnétohydrodynamique et les relations qui existent avec la mécanique des fluides. Et une présentation des principales définitions relatives aux fluides micropolaires, leurs fabrications, les propriétés essentielles liées à leurs utilisations ainsi que leurs applications dans divers domaines d'industrie.

· La deuxième partie contient deux chapitres :

Le premier chapitre est destiné à l'étude numérique d'un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle en présence de l'effet du thermophorèse sur une plaque verticale dans un milieu libre d'un fluide incompressible micropolaire. Aprés

avoir décrit le modèle physique, nous présentons les principaux résultats obtenus que nous essayons d'interpréter et de confronter aux travaux fournis par la littérature.

Dans le deuxième chapitre on fait une analyse sur la création d'entropie lors de l'écoulement (*MHD*) par convection libre d'un nanofluide micropolaire le long d'une plaque verticale, perméable et mobile, en tenant compte de la dissipation due à la viscosité. La micropolarité est une approche mathématique qui représente adéquatement la rotation des nanoparticules du fluide.

Cette thèse se propose comme une contribution dans ce domaine complexe dominé par les transferts thermique et massique, et faisant intervenir plusieurs niveaux de complexité, dus à :

· Ecoulement laminaire bidimensionnel avec transfert thermique et massique en convection naturelle.
· La présence d'un écoulement magnétohydrodynamique (*MHD*).
· La présence de l'effet du thermophorèse.
· L'écoulement d'un nanofluide micropolaire au voisinage d'une plaque verticale avec une modélisation adaptée aux mécanismes les plus représentatifs…

Une conclusion générale rassemble les principaux résultats obtenus dans cette étude et des perspectives qui peuvent être envisagées comme projets de recherche.

Chapitre I

Nano-fluides : Synthèse bibliographique

I.1. Introduction

Les transferts de chaleur constituent la base de nombreux processus industriels qui sont présents dans notre vie quotidienne. L'intensification de ces échanges et l'amélioration du rendement sont devenues aujourd'hui une problématique majeure dans le monde industriel, des organismes de réglementation mais aussi de la société dans son ensemble, qui prend conscience de l'épuisement progressif des ressources énergétiques et qui se soucie de l'avenir en matière énergétique.

La recherche pour les matériaux de refroidissement efficaces a mené à l'apparition d'un nouveau type de fluide appelé nano-fluide (fluide de base + nanomatériau) et a suscité à titre d'illustration de nombreux travaux de recherche [1-11]. Ces nouveaux fluides sont tout à fait différents des dispersions de l'ordre du mm ou micromètre. Comparés aux liquides de refroidissement conventionnels tels que l'eau, le kérosène, l'éthylène-glycol et les micro- fluides, les conductivités thermiques relevées sont plus élevées.

La présence des nanoparticules dans les fluides augmente sensiblement la conductivité thermique effective du fluide et par conséquent, améliore les caractéristiques de transfert de chaleur. Les nanofluides ont une caractéristique particulière, ce qui est tout à fait différentes de celles des mélanges solides-liquides traditionnels dans lesquelles des particules de millimètre et / ou de taille micrométrique sont impliqués. Ces particules peuvent coaguler l'équipement et peuvent augmenter la chute de pression due à des effets de décantation. En outre, ils se déposent rapidement, créant une chute de pression supplémentaire importante. Cependant, les nanofluides présentent peu ou pas de pénalité à la chute de pression lors de l'écoulement à travers les passages. De plus, ils coulent en douceur grâce aux microcanaux sans les obstruer. Ainsi, les nanofluides sont les meilleurs pour les applications dans lesquelles le fluide circule à travers de petits passages, car les nanoparticules sont assez petites pour se comporter semblable à des molécules liquides, nanofluides prometteurs en augmentant de manière significative les taux de transfert de chaleur dans une variété d'applications, avec une chute de pression minimale. Des améliorations ont été récemment rapportées pour cuivre nanofluides Cu, où une fraction de volume de 0,3% de 10 nm de cuivre d'un diamètre de nanoparticules de Cu a conduit à une augmentation de jusqu'à 40% de la conductivité thermique de l'éthylène glycol.

I.2. Caractéristiques des nano-fluides

Les nanofluides sont des solutions colloïdales constituées de particules de taille nanométrique en suspension dans un liquide porteur. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. En effet, les fluides de base souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des liquides de base des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques.

Les liquides de base, généralement utilisés dans la préparation des nanofluides, sont ceux d'usage commun dans les applications de transfert de chaleur tels que l'eau, l'éthylène glycol, l'huile de moteur etc.…, Les nanoparticules peuvent être à base de métaux, d'oxydes, de carbures, de nitrures ou de carbone.

Les nano-fluides possèdent les avantages suivants [12] :

- Superficie spécifique élevée et donc plus de surface de transfert thermique entre les particules et les fluides.
- Stabilité élevée de dispersion avec le mouvement Brownien des particules prédominant.
- Puissance de pompage réduite par rapport au liquide pur afin de réaliser l'intensification équivalente du transfert thermique.
- Particule réduite non obstruant par rapport aux boues conventionnelles, de ce fait favorisant la miniaturisation de système.
- Propriétés réglables, y compris la conductivité thermique et la mouillabilité de surface, en changeant la concentration de particules pour convenir à différentes applications.
- Les propriétés telles que le comportement optique, électrique, et magnétique des matériaux, de sa réactivité et de sa résistance sont le résultat de deux principaux facteurs à cette échelle soit la superficie relative accrue et les effets liés à la théorie des quanta. A mesure que la taille d'une particule diminue, une plus grande proportion d'atomes est trouvée sur la surface comparée à ceux à l'intérieur.

- Les propriétés uniques, chimiques, physiques, et mécaniques des nanomatériaux sont exploitées dans une grande variété d'applications. De plus, ils ne bloquent pas les canaux et induisent une très petite chute de pression qui est bénéfique pour des applications de transfert thermique. Le mouvement Brownien vigoureux des nanoparticules suspendues dans les fluides de base rend plus stable ces nano-fluides par rapport aux micro-fluides [13], qui est l'une des attractions pour des applications de transfert thermique.
- D'ailleurs, trois propriétés qui sont la conductivité thermique accrue, le transfert thermique accru, et le flux thermique critique élevé mettent ces fluides en première position. Les études prouvent qu'avec relativement un peu de nanoparticules, la conductivité thermique augmente de manière large.

I.3. Echelle des nano-fluides

La définition des nanoparticules diffère selon les matériaux, champs et applications concernés. Dans le sens plus étroit, ils sont considérés comme les particules les plus petits que 10-20 nm, où les propriétés physiques des matériaux solides eux-mêmes changeraient radicalement. D'autre part, les particules dans la gamme à trois chiffres de nanomètre de 1 nm à 1 mm peuvent être appelées nanoparticules. Dans de nombreux cas, les particules de 1 à 100 nm sont généralement appelées nanoparticules, mais ici ils seront être considérés comme les particules plus petites que celles appelées classiquement "particules submicroniques", et concrètement inférieure à la longueur d'onde de la lumière visible (sa limite inférieure est d'environ 400 nm) comme mesure, qui doit être traitée différemment des particules submicroniques. Figures. I.1 [14].

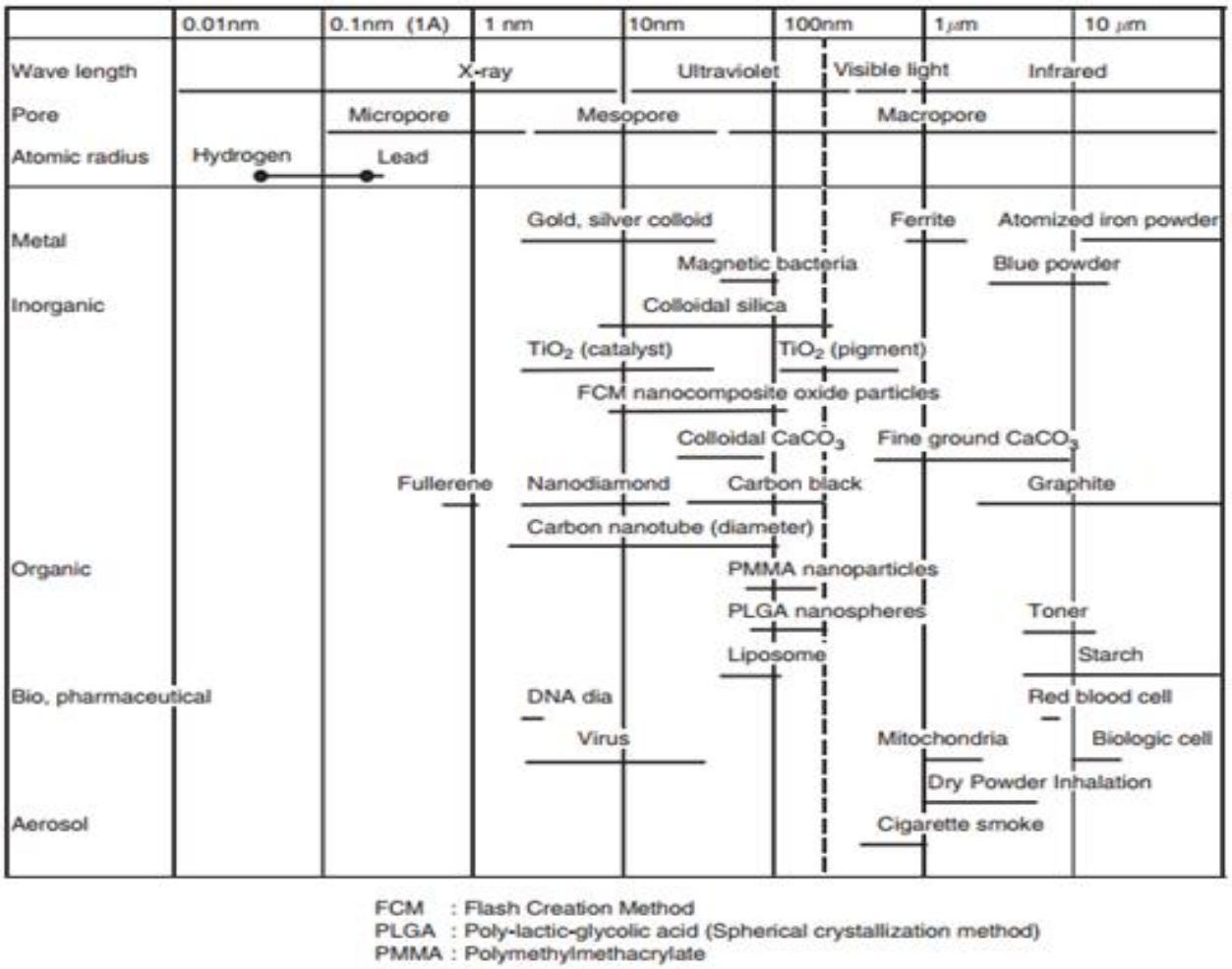


Figure. I.1. Taille des nanoparticules des nano-fluides [14]

I.4. Préparation des nano-fluides

Une revue bibliographique de la littérature montre que les équipes scientifiques utilisent des nanofluides déjà préparés par des fabricants privés. Les différents types de nanofluides utilisés sont récapitulés dans le Tableau I.1 en fonction de la taille des nanoparticules, des concentrations utilisées et du pourcentage en surfactant s'il y en a. Même si les études publiées concernent les nanofluides disponibles sur le marché, leurs caractéristiques sont assez diversifiées, aussi bien sur la taille que sur la méthode de préparation. Il est à noter que toutes les nanoparticules présentées sont de formes sphériques sauf les nanotubes de carbones :

Tableau.I.1: Récapitulatif des nanofluides employés

Auteurs	**Fluide Porteur**	**Nanopa-rticule**	**Taille**	**Fraction volumique**	**Surfactant**
(Aladag et al., 2012)	Eau	CNT	L=200µm et D=9 nm	1%	1%
		Al_2O_3	D = 30 nm	1%	1%
(Asirvatham et al., 2009)	Eau	CuO	D = 40 nm	3%	
(Duangthon gsuk and Wongwises, 2009)	Eau	TiO_2	D = 21 nm	0,2 à 2%	
(Ho et al., 2010)	Eau	Al_2O_3	D = 33 nm	1 et 2%	
(Kole and Dey, 2011)	Huile d'engrenage	CuO	D = 40 nm	0.5 à 2.5%	acide oleique
(Kulkarni et al., 2007a)	Eau Glycolée (40/60)	CuO	D = 29 nm	0;1; 2; 4; 5; 6 %	
(Kulkarni et al., 2007b)	Eau Glycolée (40/60)	Al_2O_3	D = 20; 50; 100 nm	2; 4; 6 %	
		SiO_2	D = 20; 50; 100 nm	2; 4; 6 %	
		CuO	D = 20; 50; 100 nm	2; 4; 6 %	
(Kulkarni et al., 2009)	Eau Glycolée (40/60)	Al_2O_3	D = 45 nm	2; 4; 6 %	
		SiO_2	D = 45 nm	2; 4; 6 %	
		CuO	D = 45 nm	2; 4; 6 %	
(Longo and Zilio, 2011)	Eau	Al_2O_3	D = 285 et 165 nm	1 à 4%	0%
		TiO_2	D = 220 et 155 nm	1 à 6%	0%
(Maré et al., 2011)	Eau Déminéralisée	Al_2O_3	D = 37 nm	1%	
		CNT	D = 9 nm et L = 2µm	0,55%	
(Namburu et al., 2007)	Eau Glycolée (40/60)	CuO	D = 29 nm	1; 2; 3; 4; 5; 6,12%	
(Namburu et al., 2008)	Eau Glycolée (40/60)	CuO	D = 29 nm	1; 2; 3; 4; 5; 6%	
		SiO_2	D = 20; 50; 100 nm	6%	

		Al_2O_3		6%	
(Sahoo et al., 2009)	Eau	Al_2O_3	D = 53 nm	1; 2; 4; 6; 10%	
(Zhang et al., 2007)	Toluène	Au	D = 1,65 nm	0,3%	
	Eau distillée	Al_2O_3	D = 20 nm	1 à 10%	
		TiO_2	D = 40 nm	0.5 à 3%	
		CuO	D = 33 nm	1 à 10%	0%
		CNT	L = 10µm et d = 150 nm	0.1 à 1%	1.5% de *SDS*

Comme on peut le constater, l'oxyde d'aluminium est utilisé dans huit articles et l'oxyde de cuivre quant à lui est utilisé dans sept articles, ce qui peut s'expliquer par la facilité d'approvisionnement pour ces deux matériaux. En effet, la production de ces nanofluides est assez bien maîtrisée par rapport à d'autres comme les nanotubes de carbones *CNT* (problème d'agglomération). En revanche, il y a très peu d'informations sur les surfactants utilisés. Nous avons uniquement quelques données sur le fait qu'on en ait au maximum 1% et qu'ils ont une faible influence sur la viscosité du nanofluide (d'après les fournisseurs). Ensuite, on peut remarquer que les concentrations en nanofluide sont assez proches mais jamais les mêmes et ceci a son importance dans la comparaison des résultats. Nous avons pu constater que pour certains nanofluides, tels que les nanotubes de carbone, une différence de concentration de 0,1% pouvait entraîner des modifications importantes des propriétés du fluide.

Cependant, un autre paramètre qui n'a pas encore été cité peut jouer un rôle essentiel dans la performance des nanofluides. Il s'agit de leur méthode de préparation. Pour la plupart, ils sont fabriqués avec la méthode en deux étapes qui consistent à obtenir les nanoparticules sous forme de poudre puis à les disperser dans le fluide de base [15-18]. Seulement, comme les nanofluides sont fabriqués par des sous-traitants, ils n'ont pas forcément la concentration en nanoparticules souhaitée. Dans ce cas on constitue des échantillons où l'on dilue le nanofluide reçu afin d'avoir les concentrations voulues. Par la suite, les équipes décident de s'assurer de la bonne répartition des nanoparticules dans le mélange, soit par une agitation mécanique plus ou moins longue mais d'environ 1h [19-20] et/ou un bombardement à l'ultrason d'en général 25 kH sur 2 ou 48h [21-

25]. Cela a pour but de pouvoir préparer soi-même les échantillons et ainsi s'assurer qu'il n'y a plus ou presque plus d'agglomérats.

Par la suite, une fois le mélange effectué en laboratoire, les équipes scientifiques décident de mesurer la taille des nanoparticules pour prévenir des agglomérats qui ont pu se former avant, pendant et après les expériences. Lorsque la méthode est citée dans les articles, nous retrouvons toujours la même : il s'agit de la méthode Dynamic Light Scattering (*DLS*) avec un Zetasizer Nano *S* ou *ZS*. Elle fait appel à un laser qui peut mesurer des tailles de nanoparticules allant jusqu'à 10 nm. Ainsi, avec cet appareil, nous pouvons avoir une taille moyenne des nanoparticules qui en général est bien plus élevée que celle donnée par le fournisseur.

Une autre méthode pour évaluer la taille des nanoparticules est la microscopie électronique en transmission (*TEM*). En effet, le nanofluide (environ 3µL) est placé sur une grille puis par bombardement d'électrons nous observons la taille des nanoparticules [26-27].

I.5. Stabilité des nano-fluides

Préparer une suspension homogène reste un défi technique en raison des fortes interactions de vander Waals entre les nanoparticules toujours en favorisant la formation d'agrégats.

Obtenir un Nanofluides stables, certaines méthodes sont recommandées, telles que ou un traitement chimique. Ils sont répertoriés comme l'ajout de tensioactif, modification de surface des particules en suspension ou application forces puissantes sur les nanoparticules groupées. Surface d'épandage les agents actifs ont été utilisés pour modifier les matériaux hydrophobes pour permettre la dispersion dans une solution aqueuse [28-29].

Si non, le colmatage, l'agrégation et la sédimentation se produisent causer la baisse des caractéristiques de suspension comme la conductivité thermique, viscosité et augmentation de la chaleur spécifique.

Il existe une théorie que le regroupement et l'agrégation est l'un des principales caractéristiques de stabilité et d'amélioration extraordinaire de la conductivité thermique des nanofluides [30] bien que cette théorie puisse être très spécifique aux nanoparticules de rapport d'aspect élevé, y compris les nanotubes à paroi unique. Philip et al. [31] et Evans et al. [30] a affirmé que la structure de rapport d'aspect élevé de la fractale les agrégats sont un facteur clé

permettant un flux de chaleur rapide sur de grandes distances. Ils ont également déclaré que les composites bien dispersés améliorent la conductivité thermique mais composites avec fractale.

Les agrégats montrent des améliorations significatives, même avec des résistances interfaciales. Gharagozloo et Goodson [32] ont également mesuré les dimensions fractales pour les concentrations en volume de 1%, 3% et 5% d'Al2O3 dans H2O et ont conclu que l'agrégation est plus cause probable pour les améliorations mesurées de nanofluid. Au contraire, une autre théorie montre que l'agglomération et le regroupement réduisent l'amélioration de la stabilité et de la conductivité thermique. Hong et al. [33-34] ont affirmé que les nanofluides de Fe ultrasonores, en raison de leur grappes cassées, amélioration obtenue en conductivité thermique réduite en fonction du temps écoulé après la production. Par conséquent, pour la classification de la théorie de la stabilité des travaux plus expérimentaux sont nécessaires pour clarifier le rôle de l'agrégation dans l'amélioration de la conductivité. Mais généralement, pour obtenir une haute qualité de suspension, les petites particules doivent répondre à ces deux principes :

I.5.1. Principe de diffusion

Les particules sont dispersées par un liquide moyen et dispersé dans le milieu liquide.

I.5.2 Potentiel Zêta

La valeur absolue du potentiel zêta parmi les particules doit être aussi grande que possible, faisant une force répulsive commune entre les particules [34].

Selon la littérature, il y a trois tactiques efficaces utilisées gérer la stabilité de la suspension contre la sédimentation des nanoparticules.

Certains chercheurs ont appliqué toutes ces méthodes acquérir une meilleure stabilité [35-36] mais d'autres en appliquent juste une [37] ou deux techniques [38-39] avec satisfaction. Il n'y a pas de norme à reconnaître le mélange superlatif des méthodes de combinaison.

Cette zone acquiert plus d'expériences à clarifier. Les techniques sont :

I.5.2.1.Tensioactif ou activateur ajoutant

C'est l'une des méthodes générales pour éviter la sédimentation de nanoparticules. L'addition de tensioactif peut améliorer la stabilité de nanoparticules dans des suspensions

aqueuses. La raison en est que les surfaces hydrophobes de (nanoparticules /nanotubes) sont modifiées pour devenir hydrophile et vice versa pour les liquides non aqueux. La force de répulsion entre les particules en suspension est causée par le potentiel zêta qui va augmenter en raison de la charge de surface des particules en suspension dans le fluide de base [33] et [40]. Cependant, il faut faire attention d'appliquer suffisamment de tensioactif car un surfactant inadéquat ne peut faire revêtement suffisant qui persuadera la répulsion électrostatique et compenser les attractions de van der Waals [41].

Les surfactants populaires qui ont été utilisés dans la littérature peuvent être répertoriés sous forme de dodécylsulfate de sodium (*SDS*) [41], [42] et [43], SDBS [35] [44] et [45], sel et acide oléique [46-47], bromure de cétyltriméthylammonium, (*CTAB*) [41,63], bromure de dodécyltriméthylammonium (*DTAB*) et l'octanoate de sodium (*SOCT*) [41], le bromure d'hexadécyltriméthylammonium (*HCTAB*), polyvinylpyrrolidone (*PVP*) [48, 50] et Gomme arabique [51]. Choisir le bon surfactant est la partie la plus importante de la procédure. Il pourrait être anionique, cationique ou non ionique [52]. L'inconvénient de l'addition de tensioactif est pour des applications à températures élevées [53, 55] supérieures à 60°C [38] et [56] la liaison entre le tensioactif et les nanoparticules peut être endommagée. Par conséquent, le nanofluide perdra sa stabilité et sa sédimentation de nanoparticules se produira [55].

I.5.2.2.Contrôle du *pH* (effet chimique de surface)

La stabilité d'une solution aqueuse de nanofluide est directement liée à ses propriétés électrocinétiques. Grâce à une densité de charge de surface élevée, fortes forces de répulsion peuvent stabiliser une suspension bien dispersée [40], [45] et [56]. Xie et al [57] a montré que par simple traitement à l'acide une suspension de nanotubes de carbone a acquis une bonne stabilité dans eau. Cela a été causé par une conversion hydrophobe-hydrophile de la nature de surface en raison de la génération d'un hydroxyle groupe. Le point isoélectrique (*IEP*) est la concentration de potentiel contrôle des ions pour lesquels le potentiel zêta est nul. Ainsi, au IEP, la densité de charge de surface est égale à la densité de charge, est le point de départ de la couche diffuse. Par conséquent, la densité de charge dans cette couche est zéro. Critique pour la nucléation et la stabilisation des nanoparticules en solution est que l'énergie répulsive est plus petite pour les petites particules, donc un plus grand potentiel zêta est nécessaire pour la stabilité de la suspension [58]. Lorsque le *pH* de la solution s'écarte de l'*IEP* les particules colloïdales

deviennent plus stables et modifient finalement la conductivité thermique du fluide. L'état de charge de surface est une caractéristique de base qui est principalement responsable de l'augmentation conductivité thermique des nanofluides [59,60].

I.5.2.3.Vibration ultrasonique

Toutes les techniques mentionnées visent à modifier les propriétés de surface de nanoparticules en suspension et de supprimer la formation de grappes de particules, dans le but d'atteindre des suspensions stables. Ultrasonique Bain, processeur et homogénéisateur sont des outils puissants pour décomposer les agglomérations par rapport aux autres comme agitateur magnétique et à cisaillement élevé tel que vécu par les chercheurs [46]. Cependant parfois après avoir passé la durée optimisée du processus, il va causer des problèmes plus graves dans l'agglomération et le colmatage entraînant une sédimentation rapide. De plus, il y a une nouvelle méthode pour obtenir des suspensions stables proposée par Hwang et al. [46] qui consiste en deux micro-canaux, divisant un flux liquide en deux flux. Les deux flux sont ensuite recombinés une réaction dans une chambre. Briser les grappes de nanoparticules a été étudié en utilisant la haute énergie des cavitations. Ce travail a été réalisé pour de carbone Noir avec de l'eau et de l'argent avec des nanofluides d'huile de silicone. Lorsque la suspension est en contact avec les parois intérieures du chambre d'interaction, il va traverser le microcanal. Donc, la vitesse d'écoulement de la suspension à travers le microcanal devrait être augmentée selon le théorème de Bernoulli, et simultanément des cavitations ont eu lieu abondamment. Dans cette région à débit rapide, les grappes de particules doivent être brisées par la combinaison de mécanismes, y compris (i) choc fort et irrégulier sur le mur à l'intérieur de la chambre d'interaction, (ii) des microbulles formées par énergie explosive induite, et (iii) débit de cisaillement élevé. Cela conduit à obtenir des suspensions homogènes avec moins de particules à haute pression. Cette procédure peut être répétée un certain nombre de trois fois pour atteindre l'homogène requis distribution des nanoparticules dans les fluides de base. Un schéma de cette méthode est présenté à la fig I.2 Un disrupteur à ultrasons est un appareil plus général accessible que celui préparé par Hwang et al. [46]. De nombreux chercheurs ont utilisé cette technique pour obtenir une nanosuspension stable. Dans certains cas, ils ont mélangé différentes méthodes de stabilisation pour affiner les résultats. Bien qu'il ait été noté qu'il est généralement rare de maintenir synthétisés nanofluides par les méthodes traditionnelles en une étape et en deux étapes dans un

homogène état stable pendant plus de 24 heures (Peterson et Li, 2006) [61] Nous avons rassemblé.

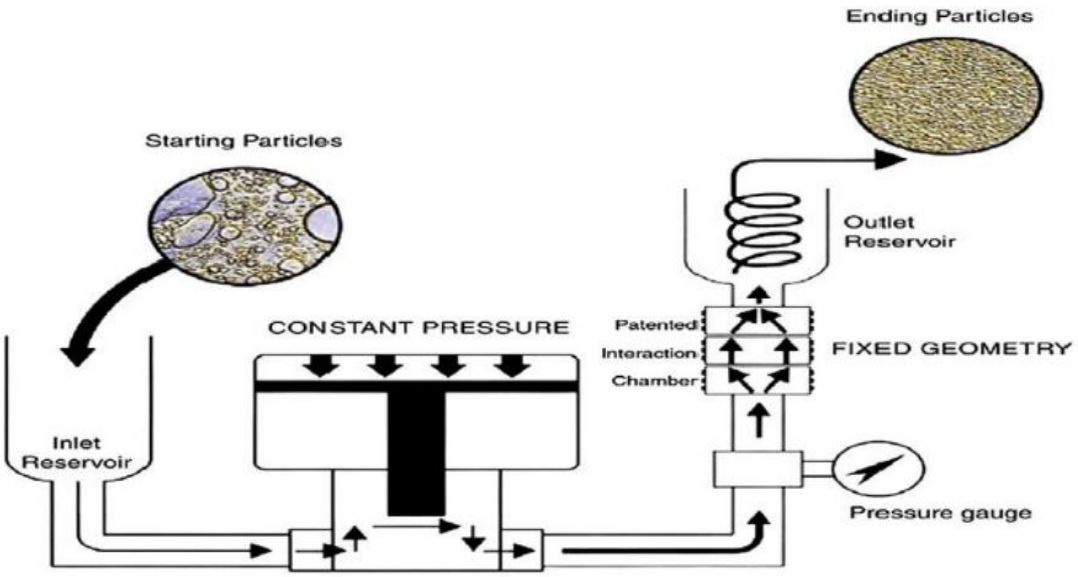


Figure. I .2 Schéma de l'homogénéisateur à haute pression pour la production nanofluides [56].

I.6. Expression théorique de la conductivité thermique

Maxwell fut le premier à dériver un modèle pour estimer la conductivité thermique d'une suspension contenant des particules [62], Le modèle de Maxwell [63] et ses dérives sont probablement les plus largement utilises dans la littérature. Ce modèle de base suppose que les particules sont sphériques, de dimensions millimétriques ou microscopiques et sont dispersées en faible concentration dans une matrice continue [64].

I.6.1. Modifications des modèles de la conductivité thermique des nano-fluides :

A partir de la résolution de l'équation de l'énergie, beaucoup de modèles de calculs de la conductivité thermique ont été développés pour prédire l'estimation de la conductivité du nanofluide, constitués par des éléments très réguliers tels que les nanoparticules sphériques. Les modèles décrits dans la littérature sont des outils de prédictions développés afin d'appréhender les mécanismes de transfert thermique aux seins des nanofluides.

Il existe un panel important de modèles de calcul de la conductivité thermique apparente dans un nanofluide. Notre objectif étant ici de présenter succinctement quelques-uns. Cette famille de modèles recouvre en réalité deux grands types d'approches d'une part l'analogie électrique, d'autre part par la résolution exacte de l'équation de la chaleur. Les modèles que nous présentons ne concernent que les nanofluides. En dernier recours seule l'expérimentation physique permet d'obtenir une évaluation précise de la conductivité des nanofluides.

I.6.2. Modèles de type Maxwell

Ces modèles concernent les milieux où l'empilement des particules est régulier. La phase solide est supposée discontinue, noyée dans une phase fluide continue. A partir de ce modèle, beaucoup de chercheurs ont développé plusieurs modèles qui s'appuient sur les mêmes principes que Maxwell [65].

I.6.2.1. Modèle de Maxwel

Maxwell fait partie des chercheurs qui se sont intéressés au calcul de la conductivité thermique d'un fluide contenant des particules sphériques en suspension. Pour aboutir à l'estimation de cette dernière, il a supposé que le fluide renferme plusieurs particules sphériques de même diamètre. Les particules sont séparées d'une distance suffisante conduisant à l'absence d'interaction mutuelle entre elles, par conséquent le milieu est fortement dilaté (pas de contact entre les particules).

La formule de Maxwell est donnée par :

$$\frac{K_{nf}}{K_f} = \frac{K_s + 2K_f + 2(K_s - K_f)\varphi}{K_s + 2K_f - 2(K_s - K_f)\varphi}$$

K_{nf}, K_{nf}, $K_s$désignent respectivement les conductivités thermiques du nanofluide, du fluide de base et des particules solides.

I.6.2.2. Modèle de Hamilton-Crosser

Le modèle de Hamilton [66] est une extension du modèle de Maxwell. Il concerne les particules de forme quelconque. Pour prendre en compte cette diversité de forme, Hamilton introduit un facteur géométrique appelé sphéricité (ψ) faisant référence à la géométrie sphérique.

Ce coefficient est défini comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule.

La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{K_{nf}}{K_f} = \frac{K_s + (n-1)K_f - (n-1)(K_f - K_s)\varphi}{K_s + (n-1)K_f + 2(K_f - K_s)\varphi}$$

Où n est un facteur de forme empirique donné par : $n = \frac{3}{\psi}$

n = 3 pour les particules sphériques et n = 6 pour les particules cylindriques.

Pour ψ =1 (particules sphériques) le modèle de Hamilton-Crosser est identique au modèle de Maxwell. Le modèle de Hamilton-Crosser est utilisée par Xuan et Li [67] pour obtenir une estimation de la conductivité thermique en utilisant des différentes valeurs de variant de 0.5 à 1.0, les résultats obtenus à partir de ce modèle pour ψ =0.7 sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Par contre, Lee et al. [68] ont obtenu des valeurs de conductivité thermique des nanofluides qui concordent avec les résultats expérimentaux en utilisant ψ = 0.1 pour le nanofluide (Al_2O_3+eau).

L'interface entre deux milieux constitue un obstacle au transfert de la chaleur. La résistance d'interface est un important facteur pour la détermination de la conductivité thermique des nanofluides. Ce facteur, noté résistance de Kapitsa (R_k) a été pris en compte par certains auteurs pour le calcul de cette conductivité thermique. Hasselman et Johnson [69] ont adapté le modèle de Maxwell en tenant compte de cette résistance :

$$\frac{K_{nf}}{K_f} = \frac{K_s(1+2\beta) + 2K_f - 2\varphi\left[K_s(1-\beta) - K_f\right]}{K_s(1+2\beta) + 2K_f - \varphi\left[K_s(1-\beta) - K_f\right]}$$

Avec $\beta = \frac{2R_k\ K_f}{d}$

d : le diamètre moyen d'une nanoparticule

R_k: La résistance de Kapitsa

K_f: La conductivité thermique du fluide de base

D'après Wilson et al. [70], la résistance de Kapitsa entre les nanoparticules et le fluide de base est égale à 7.7x10-9 Km^2 *W-1*.

I.6.2.3. Modèle de Yu et Choi

Une autre expression pour calculer la conductivité thermique a été introduite par Yu et Choi [71]. Ils ont proposé de modéliser les nanofluides comme un liquide de base et des particules solides séparés par une couche nanométrique, cette couche agit comme un pont thermique entre le fluide et les nanoparticules. De plus, ils ont supposé que la conductivité thermique de la couche nanométrique soit plus grande que la conductivité thermique de liquide.

$$\frac{K_{nf}}{K_f} = \frac{K_s + 2K_f + 2(K_s - K_f)(1+\beta)^3\varphi}{K_s + 2K_f - 2(K_s - K_f)(1+\beta)^3\varphi}$$

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

I.6.2.4. Modèle de Bruggeman

Le modèle proposé par Bruggeman [72] semble mieux approximer certains résultats expérimentaux comparé aux autres modèles [66, 69] pour le cas des nanoparticules sphériques avec aucune limitation concernant les concentrations des nanoparticules.

$$K_{nf} = \frac{1}{4}\left[(3\varphi - 1)K_s + (2 - 3\varphi)K_f\right] + \frac{K_f}{4}\sqrt{\Delta}$$

Avec

$$\Delta = \left[(3\varphi - 1)^2 \left(K_s / K_f\right)^2 + (2 - 3\varphi)^2 + 2(2 + 9\varphi - 9\varphi^2)\left(K_s / K_f\right)\right]$$

Récemment, Keblinski et al. [73] ont discuté plusieurs mécanismes susceptibles de contribuer à l'augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. Parmi ces mécanismes il y a le mouvement Brownien. Il s'avère que le mouvement Brownien des nanoparticules est trop lent pour transporter une quantité de chaleur notable à travers un nanofluide. Toutefois, ce mouvement peut avoir un rôle indirect pour produire une convection autour des nanoparticules qui sert à augmenter le transfert de chaleur.

Il est bien connu que les formules proposées par Maxwell et Hamilton-Crosser ne constituent qu'une première approximation de la conductivité thermique des nanofluides. Pour cela, il existe plusieurs corrélations semi-empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisées pour calculer la conductivité thermique des différentes nanofluides.

$\frac{K_{nf}}{K_f} = 28.905\varphi^2 + 2.8273\varphi + 1$ Pour le nanofluide (EG + Al2O3)

$\frac{K_{nf}}{K_f} = -13\varphi^2 + 6.3\varphi + 1$ Pour le nanofluide (Al2O3 + eau)

$\frac{K_{nf}}{K_f} = 11.6\varphi^2 + 9.6\varphi + 1$ Pour le nanofluide (Cu + eau)

$\frac{K_{nf}}{K_f} = 7146\varphi^2 + 76.6\varphi + 1$ Pour le nanofluide (huile + NTC)

I.6.3. Effets des grandeurs significatives sur la conductivité thermique suivant les études expérimentales

De nombreux chercheurs ont étudié les effets de l'ajout nanoparticules sur le transfert de chaleur et les propriétés hydrodynamiques du flux de fluide [74]. Yicheng Li et al [75] montrent qu'a toutes les fractions massiques la conductivité thermique est amélioré. L'ajout de nanoparticules entraîne collisions moléculaires augmentées qui augmente la conductivité thermique. Des études similaires montrent que l'ajout de nanoparticules augmente la conductivité thermique du fluide. Lee et al. Les résultats de Teng et al [76] montrent L'ajout de nanoparticules au fluide peut augmenter efficacement le rapport de conductivité thermique du fluide. On outre plusieurs paramètres influents sur La conductivité thermique de nanofluides comme la fraction volumique des particules, la composition, la taille et la forme de la particule.

I.6.3.1. Effet de la concentration

Il est clair que, après les matériaux de nanoparticules ainsi lorsque le fluide de base est affecté, la conductivité thermique effective du nanofluide dépend de la concentration de nanoparticules (φ) [77],Salva Parvin et al [78] sont analyse numériquement le transfert de chaleur et la génération d'entropie dans une cavité de forme étrange remplie de nanofluide pour des concentration(φ=0% jusqu'à 5%) qui conduit à une génération d'entropie plus élevée due de l'augmentation de la conductivité thermique , Yue-Tzu Yang et al [79] sont optimisent

numériquement un flux de nanofluide dans un micro canal utilisant la minimisation de la génération d'entropie ils ont prouvé que l'augmentation de la concentration des nanoparticules augmentent la génération d'entropie et les fractions de volume de particules plus élevées ont une conductivité thermique statique et dynamique plus élevés . Abdellah Hadaoui [80] à étudier l'effet de taille et de concentration sur les propriétés thermique et rhéologique des nanofluides les résultats montrent une très nette augmentation de la conductivité thermique du fait de l'addition de nanoparticules de cuprite dans le glycérol. On note par exemple à 25^0 C une augmentation relative de la conductivité thermique de 16 % pour la plus faible fraction volumique et une augmentation relative de 65 % dans le cas de la plus grande fraction C0 =0,625%. Cette augmentation est considérable.

Tableau.I.2 Effet de la concentration des nanoparticules sur k_{nf} [81].

Size of nanoparticles (nm)	**Concentrations of the Nanoparticles (%)**	**Temperature (^{0}C)**	**Thermal Conductivity Ratio, k_{nf}/k_f**			
			Maxwell Model	**H-C Model**	**H E Patel Equation**	**Experiment**
20	0.01	30	1.0003	1.0003	1.1710	1.1272
20	0.025	30	1.0007	1.0007	1.2623	1.2069
20	0.05	30	1.0015	1.0015	1.3625	1.3102
20	0.075	30	1.0022	1.0022	1.4381	1.4342
20	0.1	30	1.0030	1.0030	1.5011	1.5433

I.6.3.2. Effet de la taille et morphologie de la particule

- Effet de la taille des nanoparticules sur k_{nf} tableau I.3 : L'efficacité du transfert thermique est donc améliorée en utilisant de très petites particules de diamètre proche de 10 nm. Ce résultat a déjà été observé avec des nanoparticules d'alumine dans l'eau, pour lesquelles l'amélioration de la Conductivité thermique est d'autant meilleure que la taille des particules est petite [64].
- Effet de la morphologie des nanoparticules sur k_{nf} (tableau I.4) : plusieurs études ont montré une augmentation de k_{nf} avec l'augmentation de l'allongement d particules [82]. Le

rapport d'aspect (rapport de la longueur moyenne sur le diamètre moyen) et la structure peuvent aussi influencer sensiblement la conductivité thermique des nanofluides à base de *NTC* D'après les résultats de Yang et al. Pour une suspension contenant des *NTC* dispersés dans de l'huile à une concentration volumique de 0.35%, l'augmentation de la conductivité thermique en fonction du rapport d'aspect varie de 20% à 200%. Plus le rapport d'aspect est grand, plus l'amélioration de la conductivité thermique est remarquable [83].

Tableau.I.3. Effet de la taille des nanoparticules sur k_{nf} [84].

Nanoparticule / fluide de base	**Concentration φ %**	**Tailles-en mm**	**Augmentation %**
Al_2O_3/eau	0.5	13/20	7.2/2
Al_2O_3/eau	0.51	72/115/137	0/2/0.3
Al_2O_3/eau	0.51	20/50/100	6/5/4
Al_2O_3/eau	1	11	8
Al_2O_3/eau	2	12/16/282	3.6/5.8/11.5
Al_2O_3/eau	14	36/47	13/17
Al_2Cu/eau	0.5	9/20/25/35/ 83	30/23/19/ 12/4
Al_2Cu/EG	0.5	9/20/25/35/ 83	45/33/27/ 20/10
Al/EG	1	10/45/150	11/6/2
Al/eau	1	10/45/150	7/5/2.3
Cu/EG	0.03/ 0.0035	12/3	15/3.8
SiO_2/eau	8	10/20/40/60	8/9/9/11
TiO_2/eau	0.6	82/140/215	3.5/25/1
Ag/EG	1	20/30-50/80	6/6/10
Fe_3O_4/ Kérosène	5.5	2.8/3.6/6.1/8.2 /9.5	5/10/17/1 9/22
α-SiC/eau	4.1	16/29/66/90	8/9.8/11. 8/12.4
Fe/eau	0.01	37/71/98	7/6/5

Tableau.I.4. Effet de la morphologie des nanoparticules sur k_{nf} [84].

Nanoparticule /fluide de base	**Concentration φ %**	**Morphologie**	**Augmentation %**
Al_2O_3/eau	1	10nm 80x10nm2	3.9 5.1
Al_2O_3/eau/EG	7	Cylindres Briques Plaques	26 24 18
TiO_2/eau	5	15nm 10x40nm2	29 32
CuO/huile	0.28	Sphères n-rhombic n-barre	4.5 5.3 6.1
CNT		35Ar	32
CNT/eau	1	18.8/666Ar	43/108
CNT/eau	0.25 en wt. %	SWNT/ DWNT/FW NT/MWNT	21/16/13/ 6
CNT/eau	0.24	0.5/1/1.7/5 μm	14/18/38// 48
CNF/eau	2.5	10/20/40 Diamètre	8/6/2.5

I.6.3.3. Effet de l'agglomération des nanoparticules

L'agglomération d'une suspension est la collision---agrégation suivie d'un collage entre particules solides dans le fluide suspendant. Une agglomération est le fruit d'une collision entre particules, suivie d'une non-dissociation par le champ des vitesses ou les divers chocs [85].

Comme expliqué précédemment, la stabilité et la dispersion des nanofluides influencent sensiblement leurs propriétés thermophysiques. La présence des agglomérats ainsi que les problèmes de sédimentation des nanoparticules engendrent généralement une augmentation de la conductivité thermique des nanofluides [85].

William Evans et al [86]. La conductivité thermique des nanofluides basée purement sur le phénomène de conduction peut être significativement améliorée à la suite de l'agrégation des nanoparticules. L'amélioration de La conductivité due à l'agrégation est une fonction forte de la dimension chimique et de rayon de giration des agrégats.

I.6.3.4. Effet du type des nanoparticules

A- Maouassi [84] a trouvé que le fluide qui permet un meilleur transfert de chaleur est le nanofluide qui contient les nanoparticules d'Al_2O_3 suivie par CuO et TiO_2, et enfin SiO_2, et qu'une augmentation de la concentration en Al_2O_3 intensifie considérablement le transfert de chaleur sans affecter le coefficient de perte de charge Tableau I.5 Récapitule des valeurs rapportées de knf / kf pour des nano-fluides avec les nanoparticules différents.

Tableau.I.5. Effet du type de nanoparticule sur k_{nf} [84].

Fluide de base	**Concentration φ %**	**Type de particule**	**Augmentation %**
Eau	1	SiO_2/MWCNT/CuO/Al_2O_3/TiO_2	3/11/5/14/3
Eau	1.8	Ag_2Al/ Al_2O_3	140/120
Eau+huile de transformateur	2	Al_2O_3/CuO	1.045/1.11
Eau	4	Fe_3O_4/ TiO_2 / Al_2O_3/ SiO_2	38/15-30/9-30/9
EG	1	Cu/Fe	60/27
Kérosène	0.01	Fe_3O_4/Ag	2/4
Hexa décane	0.01	Fe_3O_4/Ag	5/5

I.6.3.5. Effet des additifs et du fluide

L'incorporation d'additifs sur les nanofluides peut contribuer à améliorer la stabilité du fluide dans le temps. Wang et al. [45] et Zhu et al. [35] ont identifié la concentration optimale du tensioactif *SDBS* (Sodium dodécylbenzènesulfonate) pour augmenter la conductivité thermique des *NF* à base d'eau de cuivre et d'alumine. Eastman et al. [87] ont amélioré la conductivité thermique des *NF* de cuivre à base d'éthylène glycol en ajoutant de l'acide thioglycolique. Des concentrations élevées d'additifs peuvent entraîner des effets négatifs sur les nanofluides, tels que la floculation. Lors de l'ajout de quantités réduites d'additifs, peu ou pas d'effet sur la conductivité thermique a été signalé [89,90]. Les travaux expérimentaux développés par [88] ont démontré l'impact sur l'alignement et la dispersion des nanoparticules et sur la conductivité thermique des nanofluides que peuvent avoir les tensioactifs et solvants.

L'addition de l'agent tensio-actif, même au-delà de la concentration optimale n'entraverait pas la conductivité thermique des nano-fluides.

Tableau.I.6 : Effet de l'ajout des additifs sur k_{nf} [84]

Particule/fluide de base	**Concentration φ %**	**Additifs**	**Augmentation % Selon poids additif**
Al_2O_3/eau	0.08	SDBS	9
Al_2O_3/eau	0.5	SDS/PVA	5-8/3-7
Al_2O_3/eau	4	SDS/NP9	13/18
CuO/EG	4	Acide thioglycolique	40
SiO_2/eau	4	NP9/CTAB	9/10
CNT/eau	1 en wt%	Chitosane	4.3

I.7. Viscosité des nano-fluides

La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler. Sa connaissance est fondamentale pour toutes les applications impliquant le transport de fluides. L'ajout des nanoparticules permet d'augmenter et d'améliorer la conductivité thermique du nanofluide mais

cela peut aussi conduire à une augmentation défavorable de la viscosité dynamique. Ainsi, ces deux propriétés sont étroitement corrélées, et doivent être maîtrisées en vue d'une exploitation de ce type de fluides. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées afin d'estimer ou de mesurer la viscosité dynamique des nanofluides et de quantifier l'importance des principaux paramètres qui l'influencent.

D'une manière générale, les formules existantes dérivent du travail fondamental d'Einstein (1906). Basé sur l'hypothèse que l'énergie a une dépendance linéaire avec la viscosité, Einstein a déterminé l'énergie dissipée autour d'une seule particule dans un fluide en associant son énergie au travail réalisé pour la faire avancer relativement au fluide. A partir de ce résultat, il a déterminé l'expression décrivant une dépendance linéaire de la viscosité des suspensions dans un fluide avec la concentration [91] :

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 + 2.5\varphi_V)$$

La formule d'Einstein a depuis été vérifiée expérimentalement et est considérée satisfaisante pour des suspensions très diluées de particules sphériques (browniennes ou non browniennes), typiquement pour des concentrations volumiques inférieures à 1%. Il est à noter que ce modèle ne tient pas compte des effets de la taille des particules et des interactions interparticules.

La formule de Brinkman [92] complète le modèle d'Einstein jusqu'à une concentration volumique inférieure à 4%.

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}\left(\frac{1}{(1-\varphi_V)^{2.5}}\right)$$

Cette relation décrit une évolution non linéaire de la viscosité dynamique avec la concentration volumique mais ne tient pas compte de la collision entre les particules. En effet, l'écoulement autour de chaque particule est influencé par la présence éventuelle d'autres particules à proximité et par les collisions entre particules. Ainsi, cela se traduit par la prise en compte d'un terme φv ² dans le modèle de Batchelor [93].

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 + \eta\varphi_V + KH{\varphi_V}^2 + \cdots)$$

Où η est la viscosité intrinsèque et *kH* est le coefficient de Huggins. La valeur de η et *kH* est de 2.5 et 6.5 respectivement pour des particules sphériques.

Graham (1981) a proposé une formule généralisée qui tend vers le modèle d'Einstein pour des concentrations volumiques très faibles :

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 + 2.5\varphi_V + 4.5{\varphi_V}^2)\left[\frac{1}{\left(\frac{h}{d_{np}}\right)\left(2+\frac{h}{d_{np}}\right)\left(2+\frac{h}{d_{np}}\right)^2}\right]$$

Où d_{np} et *h* sont respectivement le rayon de la particule (*m*) et la distance entre les particules (*m*).

Pour des fractions volumiques plus élevées, Krieger et Dougherty [94] ont développé un modèle basé sur le taux maximal de compactage (ou la concentration maximale de particules dans une suspension) qui consiste à calculer la viscosité dynamique d'une suspension en supposant qu'on ajoute successivement les particules dans un fluide de base considéré homogène. Chaque particule voit autour d'elle un fluide homogène dont la viscosité ne dépend que de la concentration volumique des particules et de la viscosité du fluide interstitiel. Ce modèle est efficace pour estimer la viscosité dynamique des nanofluides sans présence des agglomérats [95]. Au premier et second ordre, il correspond respectivement aux modèles d'Einstein et de Batchelor.

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 - \frac{\varphi_V}{\varphi_M})^{-\eta\varphi_M}$$

η est le coefficient d'Einstein, i.e. η=2.5 et φ_M≈0.64 dans le cas de particules sphériques. D'une manière générale, le modèle de Krieger-Dougherty dérive d'une formule généralisée de l'évolution de la viscosité relative qui dépend de la fraction volumique $\frac{\varphi_V}{\varphi_M}$ et d'un exposant négatif η.

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 - \frac{\varphi_V}{\varphi_M})^{n}$$

Différentes valeurs de η ont été proposées dans la littérature, de −1 à −4, selon les auteurs [96]. L'exposant η = −2, proposé initialement par Maron & Pierce (1956) et basé sur le modèle théorique d'écoulement de Ree-Eyring [97-98] est le plus couramment rapporté.

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 - \frac{\varphi_V}{\varphi_M})^{-2}$$

Le modèle de Brenner et Condiff [99] intègre l'effet de la forme des nanoparticules et il peut éventuellement être appliqué pour des suspensions à base de *NTC*. Son domaine d'application est limité à la fraction volumique égale à $1/ra^2$ (ra est le rapport d'aspect des *NTC*) et à des régimes d'écoulement à fort taux de cisaillement.

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1 + \eta\varphi_V)$$

Avec $\eta = \frac{0.312r_a}{ln2r_a - 1.5} + 2 - \frac{0.5}{ln2r_a - 1.5} - \frac{1.872}{r_a}$

Les résultats publiés à ce jour, concernant les suspensions de nanoparticules de géométrie sphérique ou non sphérique démontrent, à l'image des travaux de Ngyuen et al. [100] par exemple, que les modèles précédents sont souvent insuffisants pour expliquer les fortes augmentations de la viscosité des nanofluides avec la concentration en nanoparticles, et ceci pour des solutions diluées ou plus concentrées. De plus, la différence des résultats expérimentaux et théoriques augmente avec la concentration des suspensions. Cette disparité peut s'expliquer par la présence des agrégats. En effet, l'agrégation est l'union de particules en suspension qui en forment alors de plus grosses, figure.I.3 Ceci provoque une variation de la taille et de la concentration effective des nanoparticules.

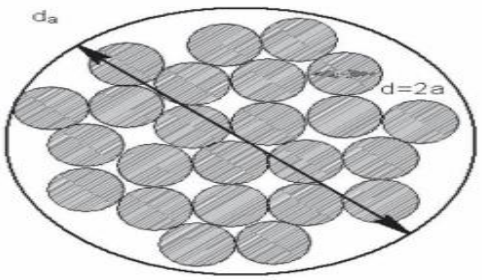


Figure. I. 3. Agrégation de particules [101]

Pour tenir compte de la présence des agrégats, certains chercheurs proposent alors de remplacer la concentration volumique réelle φ par une concentration effective ou d'agrégats $\varphi_a > \varphi$ en introduisant la notion de dimension fractale [102]. L'introduction de la notion de dimension fractale a permis de développer des modèles décrivant les phénomènes d'agrégation. En effet, les agrégats sont des amas dont la structure fractale obéit à la loi suivante.

$$\varphi_a = \varphi \left(\frac{d_a}{d}\right)^{3-D}$$

d et d_a représentent respectivement le diamètre moyen des particules et le diamètre des agrégats (m). D est l'indice fractal.

En tenant compte des agrégats, la viscosité relative des suspensions s'exprime alors selon le modèle de Krieger-Dougherty modifié comme suit [103] :

$$\mu_r = (1 - \frac{\varphi_a}{\varphi_M})^{n\varphi_M}$$

Par conséquent, le modèle de Maron et Pierce modifié devient [104]:

$$\mu_r = (1 - \frac{\varphi_a}{\varphi_M})^{-2}$$

L'indice fractal D dépend du type, de la taille des particules agrégées et de l'état de cisaillement. Il est généralement compris entre 1.5 et 2.5. Pour des suspensions de particules en forme de nanotube, l'index fractal D varie entre 1.5 et 2.45 [104]. Mohraz et al. [105] ont montré que l'indice fractal dépend du rapport d'aspect pour les nanotubes. Dans leurs analyse, D augmente de 1.8 à 2.3 pour un rapport d'aspect allant de 1 à 30.6 respectivement.

I.8. Applications réelles et potentielles des nano-fluides

Les nanofluides sont une nouvelle classe de mélanges solides/liquides conçus en dispersant des particules de taille nanométrique ou toute nanostructure dans les liquides de base conventionnels [106]. Depuis plus d'une décennie, depuis que l'introduction du concept nanofluide a été à l'origine, le potentiel des applications des nanofluides dans différents domaines a attiré une attention croissante. Pour cette raison, de nombreux chercheurs travaillent dans le domaine de la NF pour différents objectifs et applications.

Une large gamme d'applications pour les nanofluides dans différents domaines tels que les applications biomédicales, la lubrification, le revêtement de surface et l'industrie pétrolière ont été rapportés dans la littérature.

Figure I.4 présente certaines des applications potentielles des nanofluides dans différents domaines.



Figure. I.4. Différentes applications des nanofluides

D'appret la littérature, les nanofluides ont été utilisé dans plusieurs applications biomédicales et nanomédicales telles que l'administration de nanomédicaments [107], la thérapeutique anticancéreuse, la détection et l'imagerie [108] et la nano-cryochirurgie [109]. Par exemple, il existe de nombreuses applications qui impliquent des nanofluides magnétiques telles que l'hyperthermie, séparations de cellules magnétiques et amélioration du contraste en imagerie par résonance magnétique [110]. A propos de l'application de naofluides dans les domaines des énergies non renouvelables tels que l'industrie pétrolière, certains rapports peuvent être trouvés dans le Littérature. Par exemple, des expériences récentes ont montré que certaines nanofluides ont été formulé et appliqué dans le processus de récupération assistée du pétrole (*EOR*) [111-112], revêtements anticorrosifs, l'altération de la mouillabilité et la technologie de forage sont d'autres applications des nanofluides concernant le pétrole et industrie pétrolière [113]. Récemment, les systèmes de nanofluides préparés en dispersant des *N*P (telles que MoS2, TiO2 et oxyde de cuivre) dans l'huile lubrifiante conventionnelle ont été améliorés avec succès les propriétés anti-usure et frottement [114]. Ces fonctionnalités présentent le potentiel des applications des nanofluides en tant que lubrifiants efficaces. Plusieurs rapports dans la littérature montrent également le potentiel remarquable des nanofluides pour une utilisation dans le revêtement de surface [115], l'assainissement de l'environnement (par exemple l'assainissement du sol) [116], impression jet d'encre [117] et comme additifs pour carburant [118].

I.9. Synthèse bibliographique sur la convection dans les nanofluides

L'étude du transfert de la chaleur par convection est un domaine de recherche depuis plusieurs décennies. Il existe une grande quantité de publications scientifiques consacrées à l'étude de la convection naturelle dans les cavités. Mais peu d'entre elles ont été consacrées aux nanofluides. La plupart des études ayant été généralement menés avec l'eau, l'huile ou l'air comme fluide de base. On sait que les transferts par convection peuvent augmenter considérablement en modifiant la configuration de l'écoulement ou en augmentant les surfaces d'échange entre la paroi et le fluide.

I.9.1. Convection forcée

Pak et al. [119] se sont intéressés au transfert de chaleur par convection avec un fluide contenant en suspension des particules d'oxydes métalliques Al2O3 (13nm) et TiO2 (27nm)). Les mesures sont effectuées dans une configuration de tube chauffé à flux constant en régime turbulent et les résultats les plus significatifs sont obtenus avec une fraction volumique de nanoparticules de 3%. A nombre de Reynolds égale, ils ont montré que le coefficient de transfert de chaleur est accru de 75% par rapport à celui de l'eau pure. Cependant, à vitesse débitante identique, le même paramètre h devient inférieur de 12% à celui de l'eau pure. Ce résultat est dû au fait que la viscosité du nanofluide est nettement supérieure à celle de l'eau pure.

Xuan et Li [120] ont utilisé le nanofluide (eau + Cu) pour mesurer le coefficient d'échange en convection forcée pour des nombres de Reynolds variant de 10^4 à $2.5.10^4$. Ils ont trouvé que l'ajout des nanoparticules améliore grandement le transfert convectif. Ainsi pour une fraction volumique des nanoparticules de 2% le nombre de Nusselt du nanofluide croit de 39% comparé le nombre de Reynolds. L'inconvénient du recours aux nanofluides dans ce cas est lié à l'augmentation de la viscosité du nanofluide. Il faudrait alors rechercher un compromis pour augmenter le coefficient d'échange convectif en augmentant ϕ et ne pas trop augmenter la viscosité du nanofluide pour pouvoir le mettre plus facilement en mouvement.

Qiang et Li [121] ont procédé à une expérimentation similaire de celle réalisée Xuan et Li [18]. Ils ont également mesuré le facteur d'échange en convection forcée pour le même type de nano fluide (eau+Cu) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds et pour ϕ variant de 0% à 1.2%.

Maiga et al. [122] ont étudié numériquement l'hydrodynamique (convection forcée) et les caractéristiques thermiques des nanofluides dans un tube chauffé en utilisant un modèle à une seule phase pour les régimes laminaire et turbulent. Leurs résultats montrent que l'addition des nanoparticules conduit à une augmentation du transfert de chaleur comparé au fluide seul. Ils ont trouvé que le nanofluide obtenu avec (l'éthylène glycol + Al2O3) assure un meilleur transfert de chaleur que le nanofluide (eau + Al2O3). Ils ont rapporté que le coefficient de transfert de chaleur augmente de 80% pour l'éthylène glycol + Al2O3 tandis qu'il augmente de 60% pour le nanofluide (eau + Al2O3) pour une fraction volumique ϕ = % 10 de nanoparticule Al2O3.

I.9.2. Convection naturelle

A notre connaissance, on trouve très peu de travaux expérimentaux traitant de la convection naturelle dans les nanofluides.

Le problème de la convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée a été étudié numériquement par Khanafer et al. [123] en considérant l'effet de la dispersion des particules. Ils ont utilisé le modèle de Brinkman pour évaluer la viscosité du nanofluide et le modèle de Wasp pour la conductivité effective du nanofluide. En plus, ils ont proposé une corrélation donnant l'importance des transferts de chaleur exprimée en termes de nombre de Nusselt moyen pour différents nombres de Grashof et pour différentes concentrations volumiques des nanoparticules.

Putra et al. [124] ont réalisé une étude expérimentale sur le transfert de chaleur en convection naturelle pour des nanofluides (Al_2O_3 + eau) et (CuO + eau) à l'intérieur d'un cylindre horizontal dont les deux faces verticales sont soumises à des températures constantes et différentes. Ils ont trouvé que pour un nombre de Rayleigh du nanofluide entre 10^6 et 10^9 le transfert de chaleur diminue au lieu d'augmenter lorsque l'on augmente la fraction volumique des nanoparticules. Donc observe une détérioration du transfert de chaleur.

Roy et al. [125] ont étudié numériquement le transfert de chaleur pour un nanofluide (Al_2O_3+eau) placé dans un système radial de refroidissement. Leurs résultats indiquent que l'addition de 10% en volume d'Al_2O_3 peut conduire à un doublement des transferts de chaleur comparée à celui du liquide de base seul.

Wen et al. [126] ont rapporté que pour des Rayleigh inférieurs à 106 le transfert de chaleur diminue lorsque la fraction volumique ϕ augmente. Il confirme l'existence d'une détérioration de transfert de chaleur en convection naturelle pour le nanofluide (TiO_2+eau) pour des faibles nombres de Rayleigh. Nos simulations numériques qui feront l'objet des chapitres suivants confirmeront les résultats expérimentaux de ces derniers auteurs.

Kim et al. [127] ont étudié analytiquement la naissance de la convection naturelle pour un nanofluide remplissant une couche infinie horizontale. Ils ont introduit un nouveau facteur noté f qui traduit le rapport du nombre de Rayleigh du nanofluide sur le nombre de Rayleigh du fluide de base, f est une fonction complexe liant les variables thermophysiques du fluide de base et de ceux du nanofluide utilisé ainsi que de la fraction volumique ϕ. Ils ont conclu à l'augmentation du transfert par convection naturelle quand ϕ augmente. Nous allons dans la suite de ce travail montrer que ce résultat n'est valable que pour les grands nombres de Rayleigh.

L'étude numérique de la convection naturelle dans une cavité bidimensionnelle chauffée par le bas et pour différents nombres de Grashof et pour différentes valeurs de ϕ a été effectuée par Wang et al. [128]. Ces auteurs ont conclu que le coefficient de transfert de chaleur pour (Al_2O_3+eau) était de 30% pour ϕ =10%, L'augmentation maximale du transfert de chaleur de 80% est obtenue pour ϕ =10% avec des nanoparticules de cuivre. En plus le coefficient de transfert de chaleur est augmenté de 100% pour un nanofluide avec des nanotubes de carbone et de l'huile comme fluide porteur avec ϕ= 1%.

En 2006 Rong Yan Jou et al. [129] ont adopté le modèle utilisé par Khanafer pour simuler la convection naturelle d'un nanofluide dans une cavité differentiellement chauffée. Ils ont étudié l'influence du nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) et le rapport d'aspect (1/2, 1 et 2) sur l'écoulement du nanofluide. Leurs résultats montrent une augmentation du coefficient de transfert de la chaleur avec la fraction volumique des nanoparticules.

Le comportement convectif dans une cavité rectangulaire différentiellement chauffée avec des parois verticales mobiles et remplie de nanofluide (Cu + eau) a été étudié numériquement par Tiwari et al. [130]. Ils ont assimilé le nanofluide à un fluide homogène Newtonien, doté de propriétés thermophysiques particulières. Ils ont montré que le nombre de Richardson et le sens du mouvement des deux parois verticales affectent l'écoulement du nanofluide et le transfert de chaleur au sein de la cavité.

Hwang et al. [131] ont étudié la convection naturelle dans une cellule rectangulaire en configuration de Rayleigh Bénard. Ils ont utilisé le modèle de Globe et Droppkin pour calculer le coefficient du transfert de chaleur pour le nanofluide (Al_2O_3+eau). Ils ont examiné l'influence de la fraction volumique φ, la taille des nanoparticules et la température sur le transfert de chaleur au sein de la cellule. Pour cela deux modèles de viscosité celui d'Einstein et celui de Pack et Choi ont été utilisés. Ils ont observé une détérioration du transfert thermique en utilisant le modèle de Pack et Choi et une augmentation de ce transfert quand φ augmente.

Ho et al. [132] ont développé une étude numérique portant sur la convection dans une cavité differentiellement chauffée remplie par le nanofluide (Al_2O_3+eau). Ils ont montré que les résultats obtenus à partir le modèle de Brinkman et la corrélation de Maiga et al ont une forte influence sur le transfert de chaleur. Ils ont fait des simulations pour des nombres de Rayleigh variant de10^3 à 10^6 et pour une fraction volumique φ variant de 0 à 4%. Ils ont alors relevé que le recours à l'une ou l'autre des relations donnant les grandeurs thermophysiques du nanofluide conduit à des résultats différents pour le transfert de chaleur dans cette configuration. Nous verrons dans la suite de cette introduction que notre étude analytique et numérique, dans une configuration différente, conduit à un résultat similaire.

I.10. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre introductif les différents nanofluides utilisés lors de cette décennie, leurs propriétés thermophysiques et leurs applications dans de nombreux problèmes. Le but de ces travaux est d'obtenir un accroissement du transfert de chaleur véhiculé par le nanofluide comparé à celui qui serait véhiculé par le seul fluide porteur. Pour cela, il fallait d'abord pouvoir mesurer un paramètre important pour le transfert thermique qui est la conductivité thermique de ces nanofluides. Si la conductivité thermique des nanoparticules et celle des fluides de base est connue et semble acceptées par les différents auteurs, il n'en est pas de même pour les résultats trouvés par les uns et les autres concernant la conductivité thermique de ces nanofluides. Les tableaux présentés dans ce chapitre montrent l'importance de l'écart sur les résultats de mesure de la conductivité thermique des nanofluides obtenus est mentionnées précédemment. Le manque de concordance entre les différents résultats expérimentaux obtenus par les différents expérimentateurs et portant sur le même nanofluide, serait probablement dû, en

partie, au fait que la fraction volumique utilisée n'est pas la même pour tous les auteurs puisqu'il n'est nulle part précisé la température pour laquelle la mesure de φ a été effectuée.

Chapitre II

Couche limites
et
Génération d'Entropie (*EGM*)

II.1 Introduction

La convection et un processus physique de transmission de la chaleur qui s`appuie sur un milieu matériel avec mouvement de matière [167, 168]. C`est l'un des modes de transport d`énergie sous l`action combinée de la conduction, de l`accumulation de l`énergie et du mouvement du milieu [169, 170]. Parmi cette combinaison, la convection est le mécanisme le plus important de transfert d`énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz [169]. De là, l`interaction entre solide et le fluide revêt une importance capitale.

Le transfert d'energie par convection d`une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l`entoure s`effectue en plusieurs étapes. D`abord, la chaleur s`écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacent. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie de ces molécules. Les molécules vont alors se mélanger avec d`autres molécules situées dans une région a basse température et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas, l`écoulement concerne le fluide avec transport d`energie. En définitive, l'énergie est, à présent, emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l`effet de leur mouvement [169, 171].

Le flux de la couche limite et le transfert de chaleur sur une surface sont des types importants d'écoulement et de transfert chaleur qui se produisent dans plusieurs processus d'ingénierie, La connaissance des multiples et complexes facteurs qui conditionnent la demande de transport thermique est un atout pour éclairer les décideurs dans les choix et interventions qui touchent le domaine des transports thermique. Elle permet de mieux comprendre les liens entre la disponibilité et la qualité des systèmes de transport thermique, plusieurs chercheurs ont analysé différentes méthodes qui lui permettraient d'obtenir un portrait de la demande de transport thermique. Une de ces méthodes consiste à élaborer un modèle de demande de transport thermique en utilisant notamment la deuxième loi de la thermodynamique pour estimer les flux thermiques qui circulent entre les régions. Cette méthode est appeler minimisation de génération d'entropie (*EGM*), elle a un rôle principale de localisé les sources d'irréversibilités qui sont responsables à la destruction de l'exergie, l'irréversibilités dans un système thermique sont principalement due au transfert de chaleur et à la friction des fluides, donc la méthode *EGM* consiste à faire minimisé l'irréversibilité et cherché à optimiser un système thermique .c.à.d. (un système thermique plus performant en échange thermique avec le moins possible de

perte thermique). L'étude de la génération d'entropie est devenue un important aspect de la modélisation et de l'optimisation de l'application dans l'énergie des systèmes pour trouver leur état de conception optimal. La Fondation de la connaissance de la production d'entropie remonte à Clausius et les études de Kelvin sur les aspects irréversibles de la seconde loi de la thermodynamique. Depuis lors, les théories basées sur ces fondations se sont rapidement développées. Cependant, la production d'entropie résultant des différences de température est restée non traitée par la thermodynamique classique, ce qui motive de nombreux chercheurs pour mener d'analyses les problèmes d'ingénierie appliquée sur la base de la deuxième loi de thermodynamique. La génération d'entropie, commune à tous les types de chaleur processus de transfert, est associée à une irréversibilité thermodynamique. Différentes sources sont responsables de la génération de l'entropie comme le transfert de chaleur à travers le gradient de température fini, caractéristique du transfert de chaleur par convection, effet visqueux et diffusion de masse. Nanofluid présente un grand potentiel pour améliorer la performance de transfert de chaleur à cause de leur grande conductivité thermique, divers dispositifs de refroidissement et des enquêtes ont été effectuées pour explorer les potentiels de nanofluides dans les applications de transfert de chaleur.

Dans ce chapitre, des notions sur les couches limites et des formulations générales relatives sur la génération d'entropie sont présentés. Ensuite, quelques résultats des travaux menés sur Les nano-fluides sont décrits pour illustrer l'état actuel de la littérature sur le sujet. Les études sont classées en fonction de la géométrie du système. Enfin, une conclusion est donnée.

II.2 La Génération d'Entropie dans l'écoulement des Nanofluides (revue de la littérature)

II.2.1 Génération d'Entropie dans un microcanal

Tiew Wei Tinget al [149] sont étudier la Génération d'entropie de convection de nanofluide visqueuse dissipative dans des microcanaux poreux chauffés asymétriquement en phase solide de Production de chaleur, ils ont visé à étudier les effets de la génération de chaleur de phase solide et l'asymétrie thermique sur la génération d'entropie de la convection du nanofluide dans un microcanal poreux à plaques parallèles. La figure 1 montre la configuration étudié.

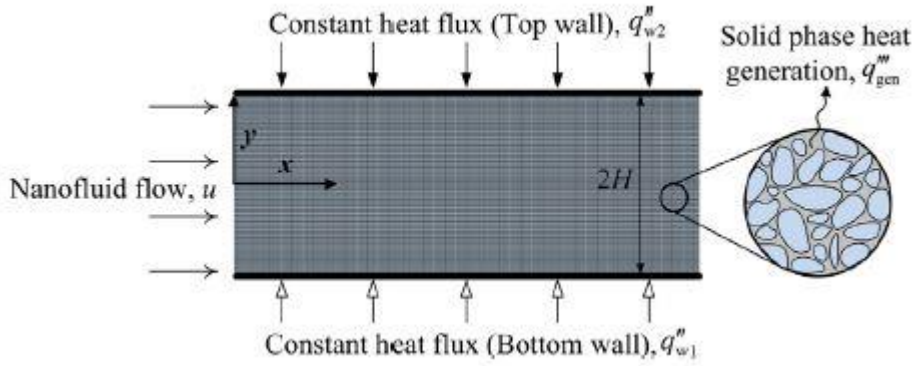


Figure. II.1. Schéma de configuration étudié [149]

Les résultats montrent que les asymétries thermiques affectent de manière significative sur la distribution de la température et donc l'irréversibilité du transfert de chaleur dans le système. Cependant, l'irréversibilité du frottement de fluide est à peine affectée par les asymétries thermiques. Pour le cas sans génération de chaleur en phase solide, la génération d'entropie peut être minimisée lorsque le rapport de flux thermique mural est de 1/2. De plus, il existe un nombre de Reynolds optimal à *Re* = 22 qui réduit encore la génération d'entropie. Pour le cas de la génération de chaleur en phase solide, la génération d'entropie est minimisée au taux de flux de chaleur de paroi de 3/4, mais le nombre de Reynolds optimal disparaît. L'irréversibilité de la génération de chaleur en phase solide domine, les autres irréversibilités et s'intensifie la génération d'entropie de manière visible, La performance de nanofluide de deuxième loi peut être améliorée seulement lorsque la production de chaleur interne est relativement faible. Lorsque la nanoparticule en suspension est plus petite que la taille du seuil, la génération d'entropie peut être réduite jusqu'à 42%. L'intensification de la phase solide, la génération de chaleur réduit significativement l'écart entre l'équilibre thermique et modèle hors équilibre à moins de 1%. Cela signifie qu'il est important de prendre en compte les asymétries thermiques et la génération de chaleur interne dans la caractérisation des performances du flux de nanofluides dans les milieux poreux.

Les dissipateurs de chaleur à microcanaux peuvent fournir un refroidissement efficace en densité des applications à puissance élevée. En pratique, la section transversale des microcanaux fabriqués par La technologie de micro-usinage moderne dans les substrats de silicium est essentiellement trapézoïdale.

Yue-Tzu Yang et al [150] sont optimiser numériquement le flux d'un nanofluide dans trapézoïdale microcanal par la méthode de réduction de génération d'entropie pour objectif implique l'utilisation de systèmes monophasés et modèles à deux phases (modèle de mélange) pour analyser le flux de convection forcée laminaire d'un nanofluide $CuOH_2O$ dans un puits de chaleur à microcanaux à flux thermique constant. L'influence de divers paramètres importants tels que la concentration des nanoparticules et le nombre de Reynolds sur l'amélioration du transfert de chaleur de nanofluide sont étudié. La figure *II.2* montre le microcanal trapézoïdal étudié.

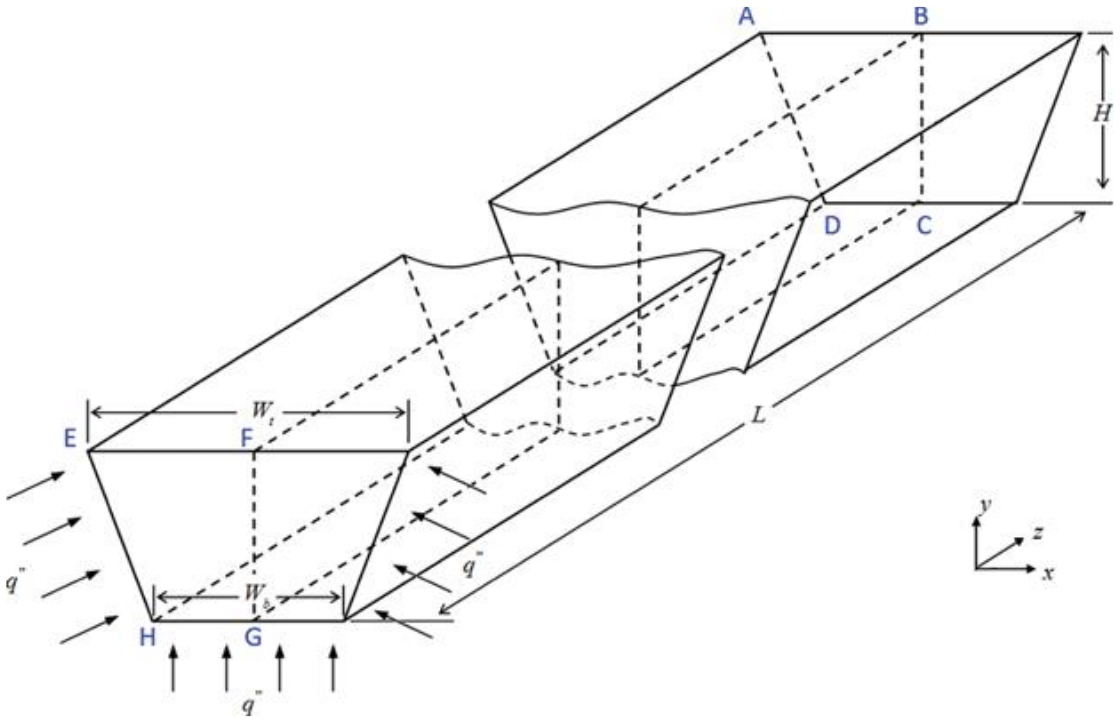


Figure. II.2. Schéma du canal trapézoïdal [150].

Un domaine de calcul, qui a pris le statut de stable en trois dimensions, lécoulement laminaire, et incompressible nanofluide dans un microcanal a été résolu, y compris les equation de continuité, le momentum, l'énergie et les équations de transfert de masse des espèces. Dans cette enquête, l'approche de la grille *CFD* tridimensionnelle est considérée pour la modélisation. Dans leur travail,il ont obtenir la génération d'entropie en conjonction avec les relations bien connues. Les résultats montrent que Pour les microcanaux trapézoïdaux, le transfert de chaleur peut générer des niveaux d'entropie trois fois plus élevé que les effets de frottement. La région centrale est sans d'entropie, y compris une partie du mur adiabatique. Les différences de

température de surface et du fluide génère des gradients et donc les valeurs *SG*, *T* maximales près de la fond et les parois latérales.

La considération uniquement des effets visqueux dans les microcanaux n'implique que l'ajout de nanoparticules qui augmente la production d'entropie.

M. Habibi Matin et al [151] ont étudié le flux d'un nanofluide par la méthode de minimisation de génération d'entropie en présence des effets magnétohydrodynamique et radiatif, Le taux de génération d'entropie locale produit Dans le canal a des sources différentes, flux de chaleur, dissipation ohmique et dissipation visqueuse ils ont utilisé la formule suivante :

$$\dot{S} = \frac{\left[\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial X}\right)+\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial Y}\right)\right]}{\bar{T}^2} + \frac{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)^2}{\bar{T}} + \frac{Ha_0^2}{\bar{T}}(\bar{u}-\eta)^2 \text{ [151]}$$

Le premier terme du côté droit de ce qui précède équation représente la génération d'entropie produite par flux de chaleur, le second terme suggère la génération d'entropie dû à la dissipation visqueuse et les derniers termes représentent dissipation ohmique.

Les résultats trouver montre qu'il est possible de minimiser le taux de génération d'entropie totale de flux de nanofluide dans un canal *MHD* avec deux plaques isothermes parallèles, Quand le nombre de Hartman augmente au d'une valeur spécifique pour l'état actuel des variables, l'effet des nanoparticules sur le taux de génération d'entropie et significatif. La minimisation de l'entropie a lieu lorsque les deux les plaques sont presque à la même température. Il y a une valeur minimale pour le taux de génération d'entropie totale par rapport au gradient de température axiale et cette valeur minimale augmente avec l'augmentation de l'efficacité du générateur d'énergie, et Le taux de génération d'entropie totale est minimisé par rapport à la fraction volumique des nanoparticules et la valeur de la fraction volumique dans laquelle la génération d'entropie est minimale augmente avec l'augmentation de nombre de Hartman.

Wei Han Mah [152] et al sont étudier analitiquement la génération d'entropie du flux de nanofluide visqueux dissipatif dans les microcanaux afin d'étudier, principalement, l'effet de la dissipation visqueuse sur évaluations de génération de l'entropie et une meilleure compréhension de problème physique.

Les résultats montrent que le coefficient de transfert de chaleur diminue avec la fraction de volume de nanoparticules largement dans le régime laminaire de l'écoulement du nanofluide dans le microcanal lorsque l'effet de dissipation visqueuse est pris en compte Dans l'analyse du première loi, pour la deuxième loi Lorsque la dissipation visqueuse est prise en compte, la répartition de la température est fortement affectée et par conséquent la génération d''entropie imputable à l'irréversibilité de transfert de chaleur est considérablement augmenté, L'augmentation de génération d'entropie induite par l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules est attribuée à l'augmentation des deux: la conductivité thermique et la viscosité du nanofluide qui provoque une augmentation du transfert de chaleur et irréversibilités de frottement de fluide respectivement. Aussi il est possible d'incorporer l'effet de la dissipation visqueuse, à la fois la performance thermique et l'efficacité exergetic pour la convection forcée de nanofluide dans les microcanaux diminuent avec l'augmentation de la fraction volumique de nanoparticules, contrairement à la conjecture répandue que les nanofluides possèdent un avantage sur les fluides purs associés avec une efficacité globale plus élevée des aspects de la deuxième loi de la thermodynamique.

II.2. 2 Génération d'Entropie dans un disque

M.M. Rashidi et al [153] sont étudié numériquement la génération d'entropie en écoulement magnétohydrodynamique constant grâce à un disque poreux rotatif immergé dans un nanofluide incompressible avec de l'eau comme fluide de base et trois types de nanoparticules différents: Cu, CuO et Al2O3 ,ils examinent l'analyse de la génération d'entropie ce qui est plus fiable que la première analyse de la loi. Des Techniques numériques sont utilisées pour étudier les effets des paramètres physiques tels que le paramètre d'interaction magnétique, paramètre d'aspiration et la fraction volumique de nanoparticules sur la vitesse du fluide dans toutes les directions, La distributions de température, génération d'entropie moyennée et nombre de Bejan. En outre, l'effet de différents types de nanoparticules sur le coefficient de frottement. Le quatrième ordre de méthode Runge-Kutta a été employée pour résoudre le système d'équations différentiels ordinaires, comme conclusion ils ont prouvent que lorsque le paramètre d'interaction magnétique, le paramètre d'aspiration et la fraction volumique de nanoparticules diminuée. En outre, la surface du disque agit comme une forte source d'irréversibilité.

M.M. Rashidi [154] sont Analyser paramétriquement et optimisent la génération d'entropie découlement instable *MHD* (magnétohydrodynamique) sur un disque d'étirement tournant par l'utilisation d'un algorithme artificielle de réseau neuronal et d'essaim de particules, Dans cette étude la génération d'entropie dans l'écoulement *MHD* instable sur un disque d'étirement rotatif est sélectionné comme fonction objectif d'optimisation. Pour optimiser cette fonction, une nouvelle procédure basée sur la combinaison d'*ANN* (Artificiel Neural Network) et *PSO* (Particule Swarn Optimisation) est proposé. Ils examinent l'analyse de la génération d'entropie dans cet article parce que la deuxième loi de l'analyse thermodynamique est plus fiable que la première. L'*HAM* (Homotopy Analysis Method) est utilisé pour étudier l'effet des paramètres physiques d'écoulement tels que les paramètres l'interaction magnétique et d'étirement de disque sur la totalité de la vitesse du fluide, la distribution de la température et la génération d'entropie moyenne.

Ils ont considéré le flux laminaire axialement symétrique d'un fluide incompressible qui passe par un disque rotatif extensible à une vitesse variant avec le temps en présence d'un champ magnétique extérieur vertical uniforme, la figure II.3 [154] montre la configuration étudié.

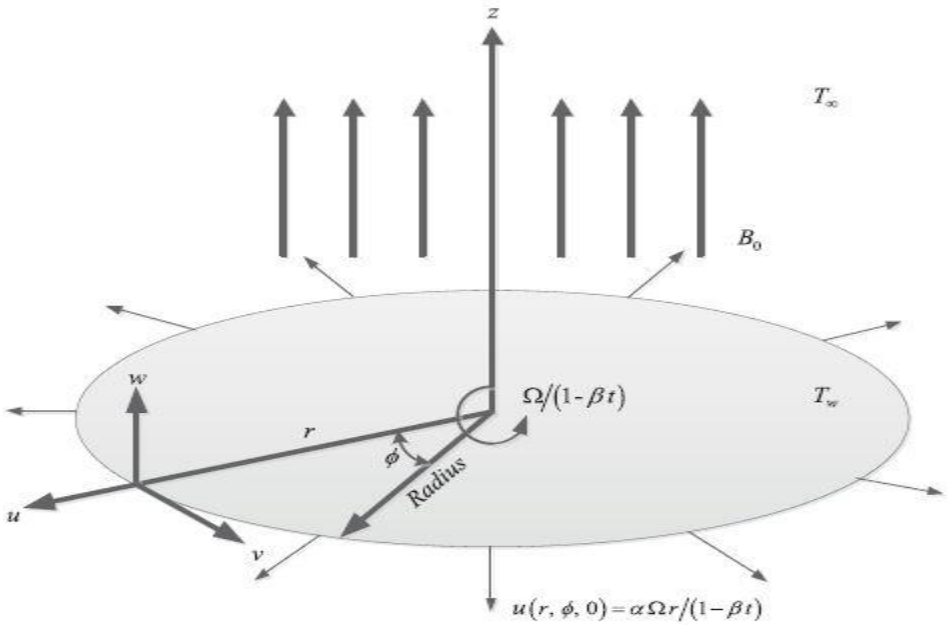


Figure. II.3. Schéma de la configuration de l'écoulement et des coordonnées géométriques [154]

L'équation ci-dessus révèle que la génération d'entropie est due à trois effets, le premier effet, un effet conducteur, est la locale génération d'entropie due à l'irréversibilité du transfert de chaleur contient la génération d'entropie par transfert de chaleur due à la conduction axiale à partir du disque en rotation. Le deuxième terme, un effet visqueux est dû à l'irréversibilité de friction fluide et le dernier effet dénote aux effets magnétiques sous la forme de la dissipation d'irréversibilité de joule [154].

$$\dot{S}'''_{gen}=\frac{K}{T_W^2}\left(\frac{\partial T}{\partial Z}\right)^2+\frac{\mu}{T_W}\left\{2\left[\left(\frac{\partial}{\partial r}u\right)^2+\frac{1}{r^2}U^2+\left(\frac{\partial W}{\partial Z}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial V}{\partial Z}\right)^2+\left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2+\left[r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{V}{r}\right)\right]^2\right\}+\frac{\sigma b_0^2}{T_W}(U^2+V^2)$$ [154].

La procédure proposée pour minimiser la valeur de génération d'entropie dans un écoulement *MHD* instable sur un disque rotatif avec succès. Cette méthode proposée à fournit aux chercheurs une procédure de minimisation continue précise. L'avantage de cette méthode est que d'abord l'analyse est faite et après cela dans la procédure d'optimisation, il n'y a pas besoin de l'analyse des lois thermodynamique à nouveau, parce que l'*ANN* formé est utilisé pour prédire les valeurs de génération d'entropie dans la procédure d'optimisation. On peut également observer que la surface du disque agit comme une forte source d'irréversibilité. Les résultats obtenus dans cette étude peuvent être appliqués à concevoir des systèmes thermiques avec des sources réduites d'irréversibilités.

II.2.3 : Génération d'Entropie dans un tube

L'analyse de la génération d'entropie Pendant le transfert chaleur convective mixte d'un nanofluides passé par un cylindre carré à un flux verticalement ascendant est étudier par Suvankar Ganguly et al [155], La méthode des éléments finis basée sur Petrov-Galerkin (*SUPG*) est utilisée pour la simulation numérique, Les particules de cuivre nanométrique (Cu) et d'alumine (Al2O3) en suspension dans l'eau sont utilisé avec le numéro Prandtl (*Pr*) =6.2, La gamme de fractions de volume de nanoparticules considérées est de 0%-20%, Les calculs sont effectués à un nombre de Reynolds représentatif (*Re*) de 100 avec une gamme de nombre de Richardson (*Ri*) 0,5 <*Ri* <0,5, les deux valeurs inclus Pour les deux nanofluides (Al2O3-eau et Cu- eau).

L'objectif de cette étude est l'estimation de la génération d'entropie due au transfert de chaleur et l'irréversibilité due au frottement de fluide pour deux nanofluides à des concentrations volumiques varier.

Le contour d'entropie thermique et de friction moyenné dans le temps est trouvé être symétrique pour les deux nanofluides. Entropie due aux frottements de fluide sont insignifiants en raison de la faible circulation des fluides. La variation de la génération d'entropie locale due au transfert de chaleur avec la fraction volumique ∅ montre une diminution linéaire avec une augmentation en ∅. Cela est dû à l'amélioration de l'efficace de la conductivité thermique des nanofluides avec le chargement des particules. Dans ce cas, ils constatent que pour les flux de convection mixtes, l'irréversibilité thermique est beaucoup plus élevée que celui de l'irréversibilité frictionnelle. L'ordre de grandeur pour la génération d'entropie totale en raison de la friction du fluide est inférieur à 100 et qu'en raison du transfert de chaleur est supérieure à 2*101. Le nombre de Bejan diminue avec l'augmentation de ∅. C'est trouvé que pour tous les nanofluides, *Be*> 0,5. Résultats de la simulation montrée que la contribution principale de l'irréversibilité du système est principalement due en raison de l'effet du transfert de chaleur par convection mixte.

L'amélioration du transfert de chaleur et l'analyse numérique de la génération d'entropie dans un écoulement turbulents convectif de nanofluides dans des tubes à section carrée est fait par Vincenzo Biancoet al [156], Dans leur travaille le développement de la convection forcée turbulente de l'écoulement d'un nanofluide dans un canal à section transversale carrée est numériquement étudié. L'état stable d'un flux symétrique bidimensionnel est considéré et le canal est chauffé à flux de chaleur uniforme. L'étude est réalisée hors de l'eau avec des particules d'alumine sphérique de taille de 38 nm de diamètre. Leur objectif principal est d'estimer les champs d'écoulement thermique de fluide et trouver au moyen de l'analyse de la deuxième loi la chaîne de condition de travail optimale dans des conditions aux limites et de concentration des particules données, aussi ils proposent une procédure analytique pour estimer la génération d'entropie, La figure II.4 montre la configuration de tube étudier.

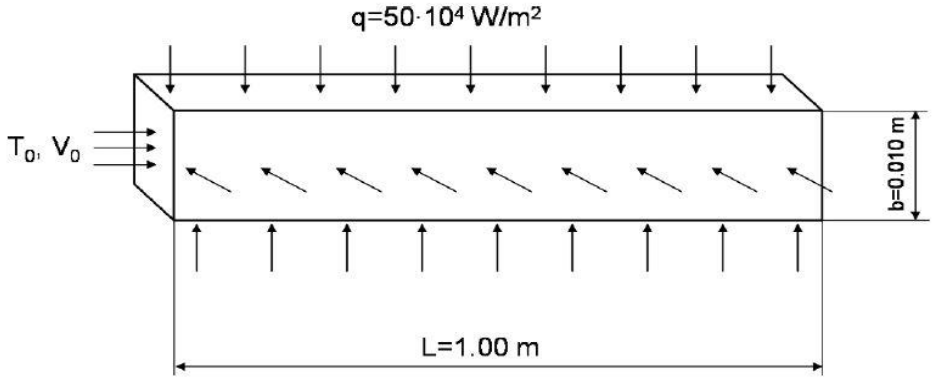


Figure.II.4. la configuration de tube étudier [156]

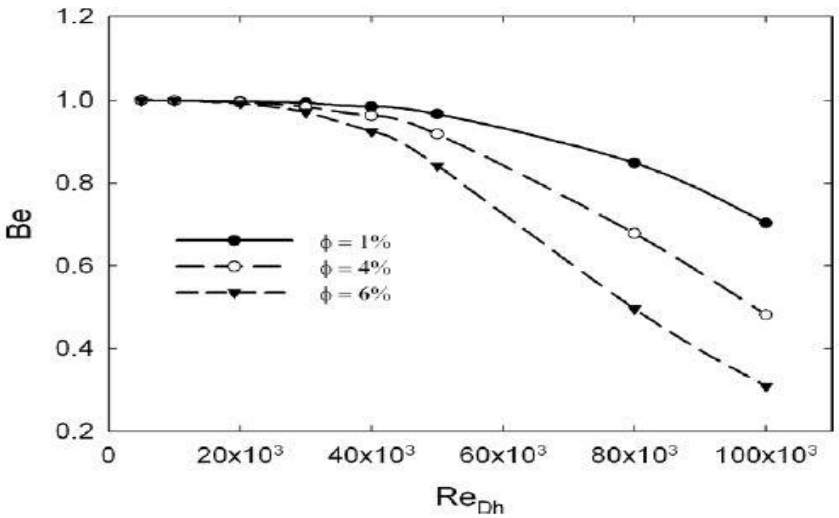


Figure. II.5. Nombre de Bejan pour différentes valeurs de ∅ 1, 4 et 6% [156]

L'analyse de génération d'entropie a montré que, à faible valeur *Re,* la génération d'entropie en raison de l'irréversibilité de transfert de chaleur domine, alors qu'avec l'augmentation de la valeur *Re* et de la concentration des particules la génération d'entropie en raison de pertes de friction devient plus importante, La valeur optimale de *Re* diminue en tant que la concentration des particules augmente.

Mohammad Mehrali [157] et al sont étudier le transfert de chaleur et la génération d'entropie pour l'écoulement laminaire de convection forcée de nanofluide nanoplatelet de graphène (*GNP*) dans un tube horizontal.

Le taux de génération d'entropie totale ($\dot{E}_{gen}$) pour un tube circulaire de longueur *L* est la somme du taux de génération d'entropie thermique ($\dot{E}_{gen}$, *Th*) et du taux de génération de l'entropie frictionnel ($\dot{E}_{gen}$, *fr*), ils ont exprimé comme suit :

$\dot{E}_{gen} = \frac{\pi d^2 Lq"^2}{K_{nf} Nu T_{av}} + \frac{32 \dot{m} \text{fl}}{\rho_{nf}^2 \pi^2 d^5 T_{av}}$ [157]

La génération d'entropie a tendance à diminuer en ajoutant des nanoparticules à vitesse constante et la génération d'entropie totale diminue comme la vitesse augmente. Cependant, l'augmentation de la vitesse et la concentration de *GNP* nanofluid provoque une augmentation de la génération d'entropie frictionnelle. Cela réduit la génération d'entropie totale, mais l'effet est mineur parce que la valeur maximale de la génération d'entropie de frottement reste inférieure à 1 pour toutes les vitesses et concentrations de *GNP* nanoparticule.

Une analyse de la génération d'entropie à travers un conduit circulaire avec Ailettes longitudinales de différentes formes pour écoulement laminaire est fait par Ihsan Dag Tekin et al [158] L'objectif de leur travail est de d'analyse la génération d'entropie et les variations de puissance de pompage dans une conduit circulaire avec des ailettes longitudinale mince, triangulaire et en forme de V respectivement, pour un écoulement laminaire et une température de paroi constante.

Par conséquence comme le nombre de Reynolds est augmentée, la production d'entropie et la puissance de pompage diminue pour augmenter le taux de transfert thermique dans tous les cas considérés. Cependant, comme l'entrée à la différence de température du mur augmente, la génération d'entropie augmente et la puissance de pompage au rapport de transfert de chaleur diminue dans tous les cas considérés.

La génération d'entropie augmente avec l'augmentation de nombre et la longueur des ailettes surtout dans le cas des ailettes minces.

II.2.4 Génération d'Entropie dans feuille d'étirement

Le flux de la couche limite et le transfert de chaleur sur une continuellement surface en mouvement sont des types importants de flux et de transfert chaleur qui se produisent dans plusieurs processus d'ingénierie [159].

Le flux de convection mixte magnétohydrodynamique (*MHD*) et le transfert de chaleur dû à la feuille d'étirement dans un flux uniforme de fluide ont reçu une grande attention ces derniers temps, en raison des applications pratiques dans les domaines industriels et de l'ingénierie. Ces zones d'applications transversales en métallurgie, extrusion aérodynamique de

feuille de plastique, extrusion d'un polymère à partir d'un colorant dans la fabrication industriel, refroidissement d'une plaque métallique, refroidissement ou séchage de textile et la production de fibre de verre. Le niveau d'étirement et de refroidissement a effets importants sur la qualité du produit fini avec propriétés souhaitées [160].

$S_G = \frac{K_{ef}}{T_\infty^2}+\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right]+\frac{\mu}{T_\infty}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2+\frac{\sigma.B(x)^2}{T_\infty}u^2$ [160].

Les contributions de trois sources de génération d'entropie sont considérées dans cette équation, le premier terme indique la génération d'entropie due au transfert de chaleur, le second terme de la génération d'entropie locale due à la dissipation visqueuse, et le troisième terme la génération d'entropie locale due à l'effet du champ magnétique. Ils sont conclus que la génération d'entropie est plus élevée près de la surface à lequel une forte irréversibilité se produit.

Aminreza Noghrehabadi et al [159] sont analysé la génération d'entropie pour un écoulement de nanofluides sur une feuille d'étirement en présence de la production de chaleur, absorption et glissement partiel.

Les résultats montrent que l'augmentation des paramètres : la production de chaleur, mouvement brownien et le paramètre de thermophorèse diminuent le nombre de génération d'entropie au voisinage de la feuille, Le taux volumétrique local de génération d'entropie en présence de différence de température finie, dissipation visqueuse et la diffusion de masse est donnée par:

$$S_G = \frac{K}{T_\infty^2}\left\{\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right\}+\frac{\mu}{T_\infty}\left\{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right\}+\left\{\frac{RD_B}{\emptyset_\infty}\left[\left(\frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right)^2\right]+\frac{RD_B}{T_\infty}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right)+\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\left(\frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right)\right]\right\}$$ [159]

L'équation montre clairement la contribution des sources de génération d'entropie. Le premier terme sur de l'équation est la génération d'entropie due au transfert de chaleur, le second terme est la génération d'entropie locale en raison de la dissipation visqueuse, et le troisième terme représente l'irréversibilité diffusive.

L'analyse de génération d'entropie dans le flux magnétohydrodynamique électrique (*MHD*) de nanofluide avec des effets de rayonnement thermique, dissipation visqueuse et

réaction chimique sur une perméable feuille d'étirement est étudier par Yahaya Shagaiya Daniel et al [160] ils utiliser la méthode de différence fini dans leur étude, L'esquisse schématique du problème est présentée dans la Fig II.6 [160].

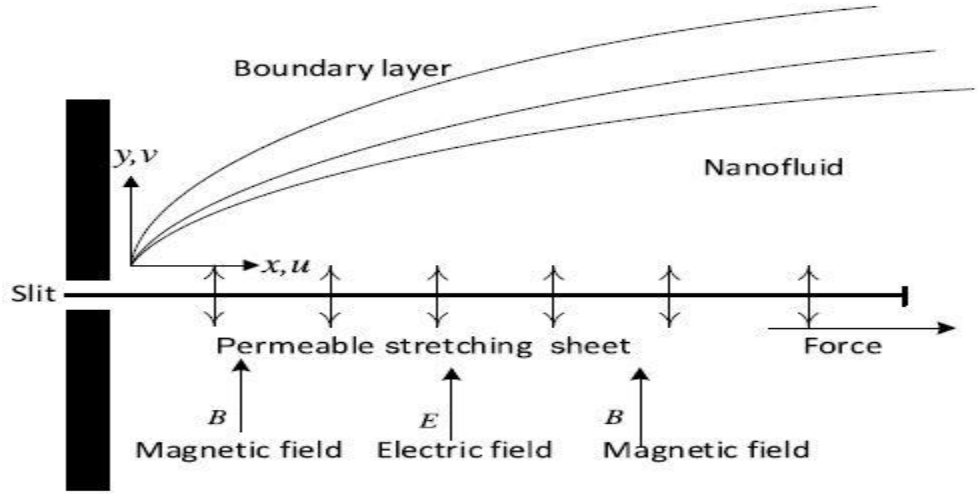


Figure. II. 6 : la configuration de tube étudié [160]

Pour estimer la génération d'entropie ils ont utilisé la formule suivante :

$$S'''_{gen} = \frac{K}{T_\infty^2}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 + \frac{16\sigma^+ T_\infty^3}{3K^+K}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{\mu}{T_\infty}\left\{2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2\right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right\} \frac{RD}{T_\infty}\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{RD}{\varphi_\infty}\left[\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right) + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)\right]\right] + \frac{\sigma}{T_\infty}(uB - E)^2 \text{ [160]}$$

Le premier terme est la génération d'entropie due au transfert de chaleur par différence de température finie et radiation thermique. Le seconde est la génération d'entropie due à l'irréversibilité de friction des fluides, le troisième est dû au gradients de la diffusion thermiques et de concentration et le terme qui n'a que gradient de concentration, et le quatrième est la dissipation de Joule contenant les champs magnétiques et électriques.

Les résultats montrent que la génération d'entropie est pénétrant à une intensification dans le nombre de Hartman et groupe sans dimension (c'est le rapport du nombre de Brinkman à la différence température).

II.2.5 Génération d'Entropie dans un échangeur

L'émergence de plusieurs questions difficiles telles que le changement climatique, la hausse du prix du carburant et la sécurité énergétique ont devenir des sujets d'actualité dans le monde entier. Par conséquent, l'introduction de dispositifs très efficaces et la récupération de chaleur des systèmes sont nécessaires pour surmonter ces défis. Il est rapporté qu'une grande partie de l'énergie industrielle est gaspillé sous forme de gaz de combustion dans les installations de chauffage [161].

La polyvalence et la fiabilité des échangeurs de chaleur à calandre restent toujours le choix principal par les ingénieurs, et largement utilisés comme équipement thermique malgré les progrès technologiques dans les d'autres types [162].

K.Y. Leong et al [161] sont étudier la modélisation d'un échangeur de chaleur à tube calandre fonctionnant avec un nanofluide comme liquides de refroidissement, ils concentrent sur la récupération de la chaleur résiduelle des gaz de combustion produits par une centrale de chauffage alimentée à la biomasse.

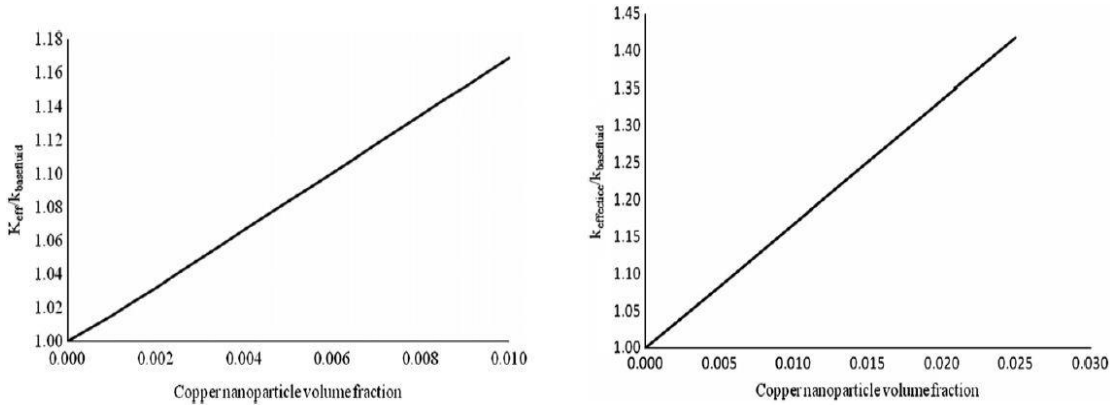


Figure II.7. Rapport de conductivité thermique des nanofluides de cuivre à base d'éthylène glycol et l'eau respectivement [161].

Dans leur étude, la fraction volumique de nanoparticules, le débit massique des gaz de combustion et des nanofluides a été modifié pour déterminer la performance thermique et énergétique de l'échangeur récupérateur de chaleur.

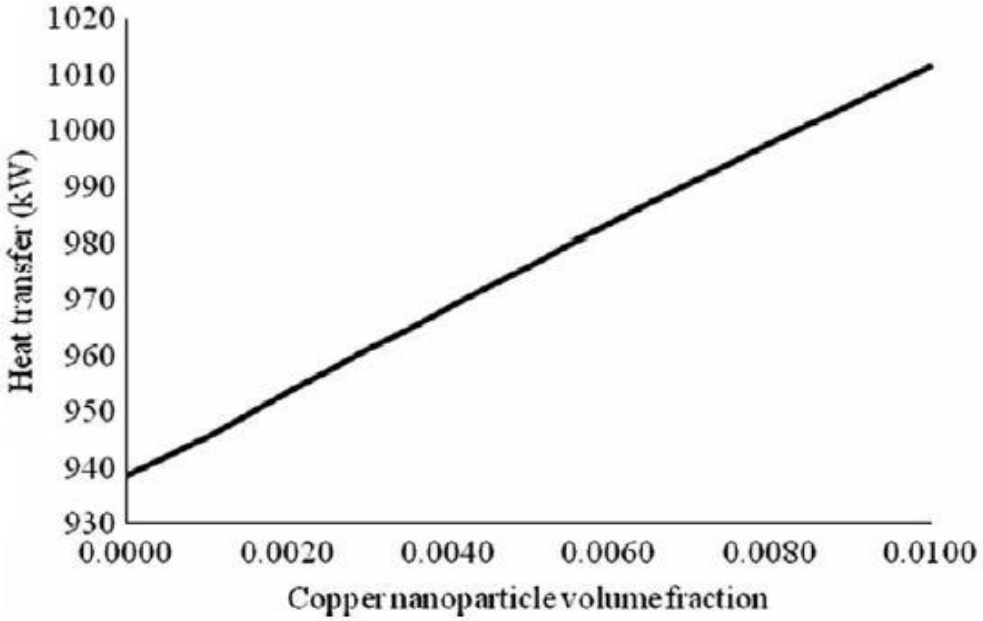


Figure. II.8. Effet de la fraction volumique du cuivre sur le taux de transfert de chaleur à débit de gaz de combustion constant (26,3 kg / s) et débit de liquide Refroidissement (111,6 kg / s) [161].

La performance thermique de l'échangeur de chaleur de récupération est augmentée avec le débit massique des gaz de combustion et du liquide de refroidissement. Sur Une augmentation du transfert de chaleur de 15,97% a été observée pour l'éthylène à 1% de nanoparticule de cuivre le débit massique a été augmenté de 26,3 à 42 kg / s. Seulement Une augmentation du taux de transfert de chaleur de 0,71% a été observée pour l'éthylène à 1% de nanoparticule de cuivre lorsque le débit massique du liquide de refroidissement a été augmenté de 200 à 230 kg / s.

Coefficients de transfert de chaleur convectif pour nanofluides et les coefficients de transfert thermique global sont supérieurs à ceux du fluide de base. Environ 16,9% et 9,5%, des améliorations ont été enregistrées pour l'éthylène glycol avec 1% de nanoparticules de cuivre par rapport à la base fluide. Moins de puissance de pompage (10,99%) est nécessaire pour échangeur de chaleur récupéré avec le nanofluide l'éthylène glycol contenant 1% de nanofluides de cuivre par rapport à fluide de base.

II.2.6 Génération d'Entropie dans un tube circulaire

L'analyse de la génération d'entropie est l'un des outils les plus puissants pour étudier les performances de systèmes thermiques. De nombreux chercheurs ont étudié la génération

d'entropie de systèmes thermiques pour trouver la condition de fonctionnement optimal, l'analyse de la génération d'entropie du flux de nanofluides dans Régimes turbulents et laminaires est numériquement étudiée par Mostafa Moghaddami et al [163], dans leur étude les effets de la concentration de nanoparticule Al2O3

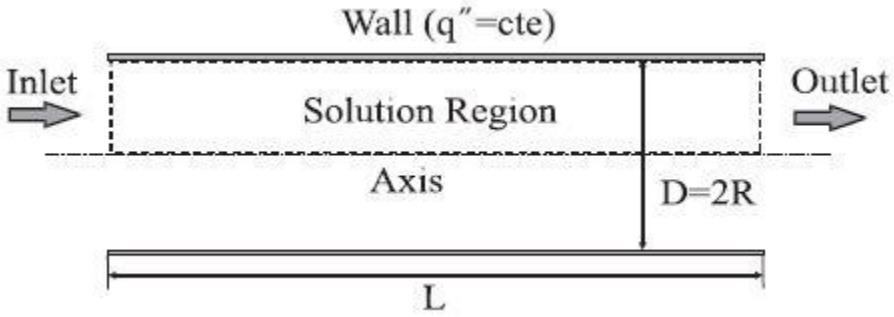


Figure. II.9.Vue schématique du tuyau [163]

Ils sont tracés la production totale d'entropie en fonction du nombre de Reynolds pour laminaire et régimes turbulents et le nombre optimal de Reynolds pour le régime turbulents minimisant la génération d'entropie est obtenu pour différent valeurs de concentration de nanoparticules.

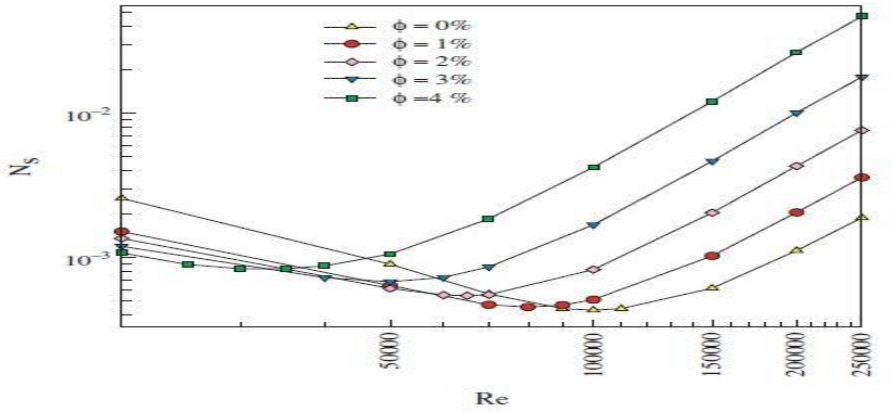


Figure. II .10. générations d'entropie totale en fonction de Re pour les boues pour différentes concentrations de nanoparticules [163]

Par conclusion l'augmentation du nombre de Reynolds et la concentration en nanoparticules entraîne une diminution de la production d'entropie par transfert de chaleur alors qu'il augmente par friction, aussi il a un nombre optimal de Reynolds qui correspond à la génération minimale d'entropie.

Un modèle de mélange eulérien-eulérien à phases multiples est appliqué pour analyser numériquement l'écoulement turbulent, le transfert de chaleur et le comportement des nanofluides Al2O3 et TiO2 à base d'eau dans un pipe par GoutamSaha et al [140] , ils ont trouvé que le nanofluide Al2O3-eau montre une génération d'entropie totale plus élevée que le nanofluide eau / TiO2, mais le nanofluide TiO2-eau présente un critère d'évaluation des valeurs performances légèrement supérieur que le nanofluide Al2O3-eau, le taux de transfert de chaleur considérablement amélioré dans le régime d'écoulement turbulent comparé à celui du régime d'écoulement laminaire.

Plus récemment, Saha et Paul [164] ont examiné l'effet de concentration volumique, diamètre et mouvement brownien des nanoparticules sur le transfert de chaleur par convection des nanofluides Al_2O_3 et TiO_2-eau en utilisant un modèle numérique monophasé. Le but de ce travail est d'étendre le modèle numérique pour étudier les effets de l'écoulement multiphase de Nanofluides Al_2O_3 et TiO2-eau. Une attention particulière est accordée à la production d'entropie de ces deux nanofluides et surtout, comment le facteur de performance des nanofluides est varié si la simulation numérique passe du modèle monophasé au modèle multiphase.

II.1.7 Génération d'entropie dans d'autres systèmes

II.1.7.1 Génération d'entropie dans un TEC system (thermoélectrique cooling System)

Le refroidissement thermoélectrique (*TEC*), également appelé méthode de refroidissement actif, montre le potentiel pour les applications de refroidissement de composants électronique, l'application de systèmes (*TEC*) pour refroidir les composants électroniques intéresse les chercheurs depuis de nombreuses années. L'effort a été orienté vers l'amélioration de la performance du système (*TEC*) et le développement de nouveaux matériaux thermoélectriques, l'avancement dans le (*TEC*) a permis de jouer un rôle important à l'avenir gestion thermique de composants l'électronique [165].

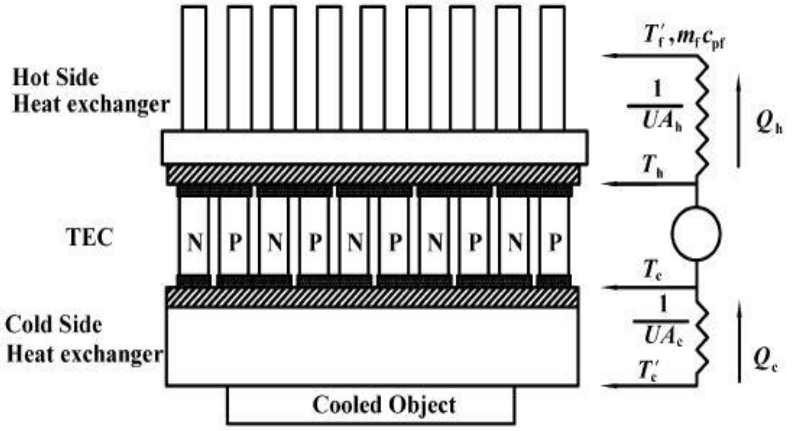


Figure. II.11. Schéma d'un TEC système [165]

Un travail fourni pour développer un modèle théorique généralisé pour étudier la configuration optimale d'un système thermoélectrique de refroidissement (*TEC*) par la méthode d'analyse de génération d'entropie par Xiao Wang et al [165].

Les résultats d'analyse indiquent que lorsque le système (*TEC*) exploité à la condition *COP* maximale, il existe un optimum taux d'allocation de conductance thermique pour obtenir le plus haut *COP* max, qui correspond au nombre de génération d'entropie minimale.

Pour la condition de capacité de refroidissement maximale un taux d'allocation optimal existe également et se traduit par la capacité de refroidissement du système (*TEC*), alors que le nombre génération d'entropie monotone varie avec la changeante de taux d'allocation de conductance thermique.

II.1.7.2 Génération d'entropie dans une chambre

El hafad Bara et al [166] sont étudier paramétriquement la convection naturelle des nanofluides dans une chambre chauffée ils ont mené une étude numérique de la convection naturelle laminaire dans une cavité fermé par la méthode de volume finie par l'utilisation de Al_2O_3 Cu et TiO_2 comme nanoparticule et Léau un fluide de base pour un nombre de Rayleigh de 10^3 à 10^6 et de concentration de 0 à 0.1de nanoparticules.

Par conclusion le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et d'augmentation de nombre de Rayleigh, l'effet des nanoparticules sur le transfert de chaleur est plus important au faible nombre de Rayleigh

(dominance de transfert de chaleur par conduction), le transfert de chaleur en présence de nanoparticules de cuivre est amélioré par rapport aux résultats obtenus avec des nanoparticules de Al2O3 ou de TiO2.

Le transfert de chaleur par convection forcée dans une cavité cubique a un intérêt dans de nombreuses applications technologiques, tels que les récepteurs solaires, les chaudières, les réacteurs nucléaires et les centrales électriques, les effets du nanofluide sur la convection forcée laminaire et de la génération d'entropie dans une cavité cubique avec une paroi supérieure mobile sont étudiés par I. ZEGHBID et R. BESSAÏH [144] basée sur la méthode des volumes finis, un calcul parallèle a été effectué par le logiciel *ANSYS FLUENT 14.0*.

Les résultats numériques montrent que l'augmentation du nombre de Reynolds augmente la génération d'entropie, tandis que l'incorporation des nanofluides dans le fluide de base minimise considérablement la génération d'entropie.

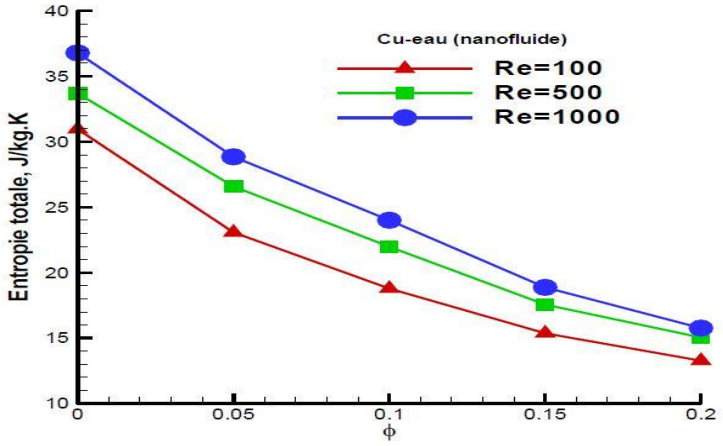


Figure. II.12 . Variation de l'entropie totale St en fonction de la concentration Ø pour différente Valeurs de Reynolds Re [166].

II.2 Couche limites

II.2.1 Convection naturelle thermique et massique

II.2.1.1 Aspect physique du problème

En fait, dans notre environnement quotidien, les manifestations de la convection libre sont plus présentes que les effets de la convection forcée, même si elles ne sont pas toujours directement perceptibles par nos sens. C'est ainsi que dans n'importe quelle salle d'habitation

nous sommes entourés en permanence de mouvement d'air ; celui-ci se réchauffe en montant les longs des parois les plus chaudes, et se refroidit en descendent le long des parois les plus froides. La diversité des situations est également plus grande en convection libre : par l'inclinaison d'une paroi, qui est souvent sans effet dans un écoulement isotherme, devient ici un paramètre essentiel ; de même les effets de gravité sont significatifs dans des enceintes fermés anisothermes (bâtiment, réacteurs chimiques) ou en physique de l'environnement, du fait des écarts de température entre la surface et l'ambiance [167].

Les domaines d'applications sont donc vastes, et concernent aussi bien l'isolation des canalisations que le refroidissement des circuits électriques et électroniques, la thermique du bâtiment et le confort humain, les panaches et la dispersion des effluents ou encore la thermique de l'atmosphère et des océans. En ce qui concerne la mécanique des écoulements de convection naturelle on observe que, puisque les gradients de masse volumique à l'origine du mouvement sont eux-mêmes dus à des gradients de température, il y a là un couplage structurel entre bilan de quantité du mouvement et bilan d'énergie, c.-à-d. entre champ de vitesse et champ de température. Ce couplage est fort du fait que la température est sous la dépendance de la vitesse et réciproquement.

Une spécificité de la convection libre concerne les faibles niveaux de vitesse atteints, avec pour conséquence immédiate des flux thermiques également modestes. Il en résulte d'abord que la convection libre constitue soit un obstacle lorsqu'on veut améliorer les échanges thermiques soit une sorte d'isolation naturelle lorsqu'on veut au contraire les réduire, et ensuite que les échanges par rayonnement, souvent négligeable en convection forcée, pourront être ici du même ordre de grandeur que les échanges convectifs [167].

Bien évidemment, les gradients de densité auxquels nous avons fait allusion se produisent aussi en convection forcée mais là, justement, leurs effets sont à peu près nuls. Les cas intermédiaires, où ces effets sont comparables à ceux de l'écoulement forcé, constituent des situations de convection mixte. Ajoutons enfin que l'existence d'un gradient de masse volumique n'entraine pas automatiquement un mouvement de convection naturelle, ainsi, entre deux plaques planes horizontales, si c'est la plaque supérieure qui est la plus chaude, le transfert thermique reste en général purement conductif [167].

L'aspect le plus important des transferts en convection libre est (comme en convection forcée) ce qui se passe au voisinage des parois. On y retrouve en particulier des structures de couche limite. Les équations générales aux quelles obéit le phénomène seront traitées dans ce qui suit.

II.2.1.2 Couche limite en convection libre dans un milieu libre

Le concept de la couche limite joue un rôle important pour la compréhension de la convection thermique et massique entre une surface et un fluide qui circule devant elle. Dans ce qui suit, la couche limite dynamique, thermique, et de concentration sont décrits, ainsi que leurs relations avec le coefficient de frottement, le coefficient de transfert de chaleur par convection, et le coefficient de transfert de masse par convection.

a. Couche limite dynamique

Pour introduire le concept d'une couche limite, on considère un écoulement sur la plaque plane de la (figure II.1) Lorsque les particules de fluide entrent en contact avec la surface, leur vitesse est réduite de manière significative par rapport à la vitesse du fluide en amont de la plaque, et dans la plupart des cas, il est valable de supposer que la vitesse de la particule est égale à zéro à la paroi. Ces particules agissent alors pour retarder le mouvement des particules dans la couche de fluide adjacente, qui servent à retarder le mouvement des particules dans la couche suivante, et ainsi de suite jusqu'à ce que, à une distance $y = \delta$ à partir de la surface, l'effet devient négligeable. Ce retard de mouvement est associé à des contraintes de cisaillement τagissant dans des plans qui sont parallèles à la vitesse du fluide (figure II.13). Avec l'augmentation de la distance y à partir de la surface, la composante de vitesse du fluide u selon l'axe x, doit alors augmenter jusqu'à ce qu'elle se rapproche de la valeur limite u_∞. L'indice ∞ est utilisé pour désigner les conditions dans l'écoulement libre en dehors de la couche limite. La quantité δ est dite l'épaisseur de la couche limite, et il est généralement définie comme la valeur de y pour lequel $u = 0.99\ u_\infty$. Le profil de vitesse de la couche limite se rapporte à une manière dans laquelle u varie avec y à travers la couche limite [173].

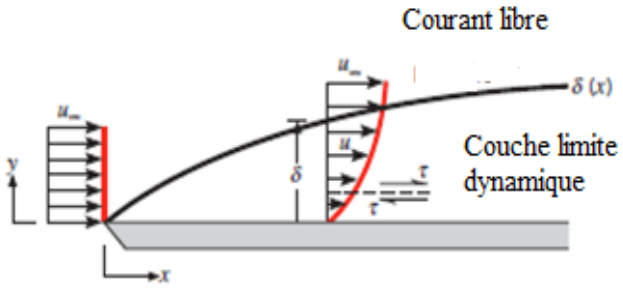


Figure. II.13. Couche limite dynamique sur une plaque plane [172].

En conséquence, l'écoulement du fluide est caractérisé par deux zones distinctes, une couche mince de fluide (la couche limite) dans lequel des gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont grandes et une région en dehors de la couche limite dans laquelle les gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont négligeables. Avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de la viscosité pénètrent plus loin dans le courant libre et la couche limite se développe (δ Augmente avec x). En mécanique des fluides, la couche limite joue un rôle important dans les écoulements à travers les conduites à cause de contraintes de cisaillement τ_s, et donc les effets de frottement en sont des conséquences. Pour les écoulements, ce taux fournit la base de détermination du coefficient de frottement local [172]. $C_f = \frac{\tau_s}{\rho u_\infty^2/2}$

Un paramètre essentiel dont lequel la traînée de frottement de surface peut être déterminée. En supposant un fluide Newtonien, la contrainte de cisaillement surfacique peut être évaluée à partir du gradient de vitesse à la surface. $\tau_s = \mu \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}$

Ou m est la viscosité dynamique dans la couche limite dynamique, le gradient de vitesse a la surface dépend de la distance x en amont de la plaque. Par conséquent, la contrainte de cisaillement surfacique et le coefficient de frottement aussi dépend de x. [172].

b. Couche limite thermique

Quand il y'a un écoulement du fluide devant un surface, une couche limite thermique doit se développer s'il existe une différence de températures entre le fluide et la surface [172].

Considérons un écoulement sur une plaque plane isotherme (Figure II.14).

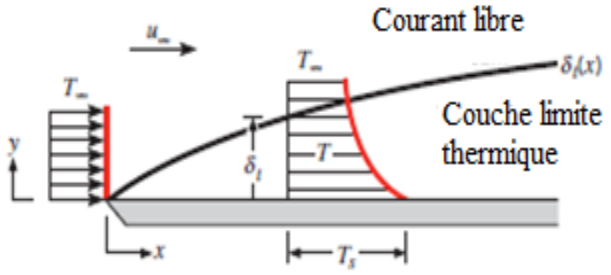


Figure. II. 14. Couche limite thermique sur une plaque isothermique [6].

La température en amont de la plaque est uniforme $T(y) = T_\infty$, Cependant, les particules de fluide qui sont en contact avec la plaque évoluent pour atteindre l'équilibre thermique a la température de la surface de la plaque. A leur tour, ces particules échangent de l'énergie avec celles de la couche de fluide adjacente, et les gradients de température dans le fluide se développent.

La zone du fluide ou existent ces gradients de temperature appele la couche limite thermique, et leur epaisseur *dT* est typiquement definie comme la valeur de y pour laquelle le rapport $(T_s - T)/(T_s - T_\infty) = 0.99$. L'experience montre que δ_t evolue le long de la paroi, et que la couche limite thermique s'epaissit quand on s'eloigne du bord d'attaque. La relation entre les conditions dans cette couche limite et le coefficient de transfert de chaleur par convection peut facilement etre mise en evidence. A une distance x du bord d'attaque, le flux local thermique surfacique peut etre obtenu en appliquant la loi de Fourier pour le fluide a $y = 0$.

$$q'_s = -k_f \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} \qquad \text{(II.3)}$$

Cette expression est appropriée parce que, a la surface, il n'y a pas un mouvement fluide et le transfert d'énergie se produit uniquement par conduction. Rappelant la loi de Newton, nous voyons que :

$$q'_s = h(T_s - T_\infty) \qquad \text{(II.4)}$$

et en combinant cette équation avec (II.3), on obtient:

$$h = \frac{-k_f \partial T/\partial y\big|_{y=0}}{T_s - T_\infty} \qquad \text{(II.5)}$$

Par conséquent, les conditions imposées dans la couche limite, qui influencent fortement le gradient de température a la paroi $\partial T/\partial y\big|_{y=0}$, détermine le taux de transfert thermique.

Tant que δ_t augmente avec l'augmentation de *x*, le gradient de température dans la couche limite doit donc diminuer avec l'accroissement de *x*, et il en résulte que *h* et *q'* s'affaiblissent avec l'élévation de *x*. [172].

c. Couche limite massique

Lorsque l'air se déplace devant la surface d'une flaque d'eau, l'eau liquide s'évapore, et la vapeur d'eau sera transférée dans le courant d'air. Ceci est un exemple de transfert de masse par convection. Considerons un melange binaire d'especes chimiques *A* et *B,* qui circule sur une surface ,figure II.15.

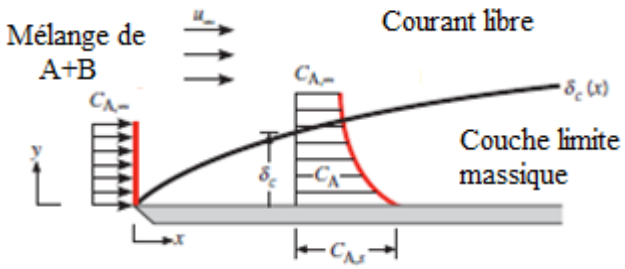


Figure. II.15. Couche limite massique sur une plaque horizontale [172].

La concentration molaire *(kmol/m3)* de l'espèce *A* est à la surface $C_{A,s}$, et dans le courant libre, il est libre $C_{A,\infty}$. *Si* $C_{A,s}$ diffère de $C_{A,\infty}$, Le transfert de l'espèce chimique *A* par convection se produit. Par exemple, une espèce peut être une vapeur qui est transférée dans un courant de gaz (espèce *B)* due à l'évaporation a la surface du liquide (comme dans l'exemple de l'eau) ou en raison de la sublimation a une surface solide. Dans ce cas, une couche limite de concentration se développe et qui est similaire à la couche limite dynamique et thermique. La couche limite massique est la zone du fluide dans laquelle le gradient de concentration existe, l'épaisseur est typiquement définie comme la valeur de *y* pour que $[(C_{A,s} - C_A)/(C_{A,s} - C_{A,\infty})] = 0.99$ avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de transfert massique pénètrent plus

loin dans le courant libre et la couche limite massique évolue. Le transfert massique par convection entre la surface et le fluide est déterminé par des conditions dans la couche limite, et il est intéressant de déterminer le taux de transfert produit. Cas particulier, pour le flux molaire de l'espèce chimique *A*, Il est utile de savoir que ce flux associe avec le transfert de l'espèce par la diffusion est déterminée par une expression qui est analogue à la loi de Fourier, nommée la loi Fick de la forme :

$$q''_A = -D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y} \tag{II.6}$$

Où D_{AB} est une propriété du mélange binaire appelé le coefficient de diffusion binaire. En tout point correspondant à $y > 0$ dans la couche limite de concentration de la figure II.13, le transfert d'espèces est dû à la fois au mouvement d'advection et de diffusion. Cependant, en absence de l'effet de l'échelle nano ou macroscopique et l'influence de la diffusion de l'espèce sur la vitesse normale à la surface, le mouvement du fluide à la surface peut être négligé. Le transfert massique est du uniquement à la diffusion, à partir de la loi de Fick, le flux molaire à $y = 0$ est :

$$q''_A = -D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y}\bigg|_{y=0} \tag{II.7}$$

Par analogie du transfert thermique, le coefficient de transfert massique h_m est:

$$h_m = \frac{-D_{AB}\,\partial C_A/\partial y\big|_{y=0}}{C_{A,s} - C_{A,\infty}} \tag{II.8}$$

II.2.2. Équations de couche limite laminaire en convection libre

Le mouvement d'un fluide dans lequel les gradients de vitesse, température et de concentration coexistent, les équations doivent se conformer à plusieurs lois physiques fondamentales. En particulier, à chaque point dans le fluide, la loi de la conservation de masse, de l'énergie et des espèces chimiques, ainsi que la deuxième loi de Newton doit être satisfaites. Les équations représentant ces exigences sont obtenues par l'application des lois sur un volume de contrôle différentiel situé dans l'écoulement (figure II.14.). Ces équations servent de point de départ de l'analyse de couches limites laminaires [173].

$$div\vec{V} = 0 \tag{II.9}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V}.grad\vec{V} = -\frac{1}{\rho}grad\left(p^*\right) + div\left(\nu.grad\vec{V}\right) \tag{II.10}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}.grad(T)=div(\alpha.grad(T))+\mu\Phi+\dot{q} \quad \text{(II.11)}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial t}+\vec{V}.grad(C_A)=div(\alpha.grad(C_A))+\dot{N} \quad \text{(II.12)}$$

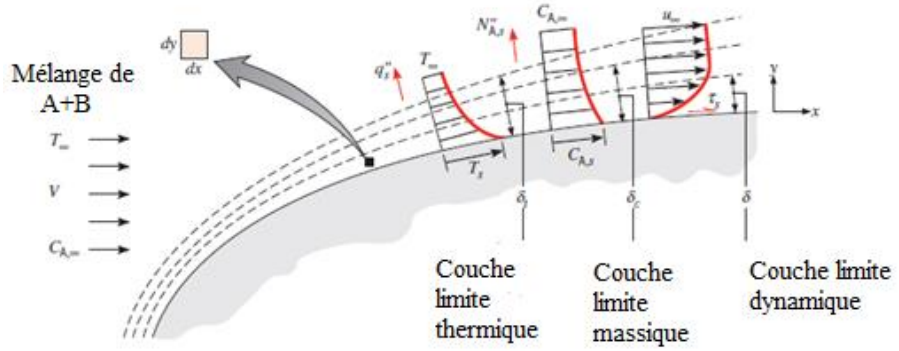


Figure. II.16. Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire [173].

Considérons un écoulement de couche limite laminaire (figure II.17) qui est entraîné par des forces de flottabilité. On suppose que le régime soit stable, à deux dimensions, la force de gravité est constante et dirigée vers le bas (sens inverse de l'axe *x*). Ainsi, on suppose que le fluide est incompressible.

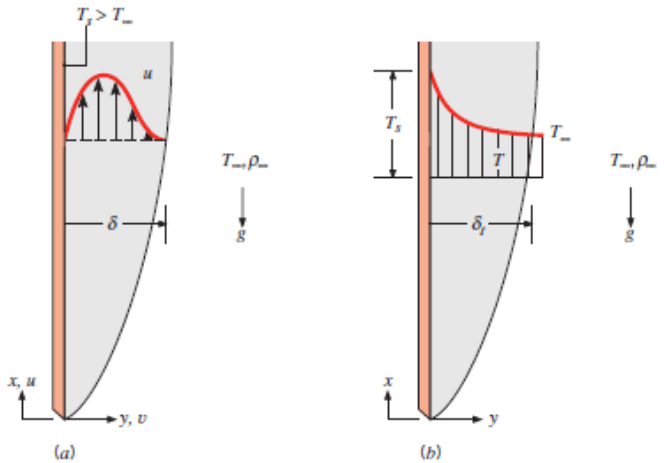


Fig II.17. Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée*:*
(*a) une couche* limite dynamique. (*b)* la couche limite thermique [173].

Les caractéristiques observées de l'écoulement à proximité de la paroi autorisent à conserver les approximations de la couche limite dynamique [173]. à savoir:

$$v << u, et \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} << \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \text{(II.13)}$$

Par contre, $\partial u/\partial x$ n'est pas toujours négligeable devant $\partial u/\partial y$: au voisinage du maximum u_m (figure I.5.) on a en effet $\partial u/\partial y = 0$ et $\partial u/\partial x \neq 0$. Le même problème se rencontre d'ailleurs dans les jets pariétaux ou dans les zones de décollement.

Quoi qu'il en soit, il résulte de (I.13) que l'équation de continuité est inchangée, et que dans l'équation de quantité de mouvement selon *x*, le terme $\partial^2 u/\partial x^2$ disparait [173].

En fin dans la couche limite thermique et massique, les approximations suivantes sont justifiées:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial T}{\partial x} << \frac{\partial T}{\partial y}, et \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} << \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \\ &\frac{\partial C_A}{\partial x} << \frac{\partial C_A}{\partial y}, et \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} << \frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \end{aligned} \qquad \text{(II.14)}$$

Ce qui traduit par la disparition des termes $\partial^2 T/\partial x^2$ *et* $\partial^2 C_A/\partial x^2$ dans l'équation de l'énergie et de la concentration. En ce qui concerne la pression, vu la lenteur de l'écoulement il est admis que les gradients de pression induits par le champ de vitesse sont faibles. Autrement dit, la pression motrice *p** obéit à la loi de la statique, comme dans le fluide au loin, ce qui s'exprime par :

$$grad(p^*) \approx 0 \qquad \text{(II.15)}$$

Le regroupement des conditions précédentes va conduire aux équations de couche limite en convection libre laminaire. En ce qui concerne le terme en $\vec{g}$ dans l'équation de quantité du mouvement, si on se trouve dans le cas $T_s > T_\infty$, l'écoulement se fait vers le haut. On choisit alors pour *x* la même direction, de sorte que $\vec{g} = -g\vec{x}$ (la pesanteur dirigée vers le bas) et le terme en $\vec{g}$ devient $+\beta(T - T_\infty)g$. Au contraire, avec $T_s < T_\infty$, l'écoulement est descendant, et on préfère encore prendre $\vec{x}$ dans le sens du mouvement. Cette fois, $\vec{g} = +g\vec{x}$ *et le terme en* $\vec{g}$ s'écrit $-\beta(T - T_\infty)g$

Sous ces hypothèses les (II.9 - II.12) deviennent comme suit:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \tag{II.16}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=g\beta\left(T-T_\infty\right)+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{II.17}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{II.18}$$

$$u\frac{\partial C_A}{\partial x}+v\frac{\partial C_A}{\partial y}=D_{AB}\frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \tag{II.19}$$

II.2.3. Considérations de similitude

Les paramètres sans dimension qui régissent l'écoulement de convection naturelle et le transfert de chaleur pour une plaque verticale sont de la forme [174].

$$x^*\equiv\frac{x}{L}, y^*\equiv\frac{y}{L}\ , u^*\equiv\frac{u}{u_0}, v^*\equiv\frac{v}{u_0}, T^*\equiv\frac{T-T_\infty}{T_s-T_\infty}$$

Où L est une longueur caractéristique et u_0 est une vitesse de référence, les équations de quantité de mouvement et de l'énergie (I.17, I.18) sont réduites :

$$u^*\frac{\partial u^*}{\partial x^*}+v^*\frac{\partial u^*}{\partial y^*}=\frac{g\beta\left(T_s-T_\infty\right)L}{u_0^2}T^*+\frac{1}{Re_L}\frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \tag{II.20}$$

$$u^*\frac{\partial T^*}{\partial x^*}+v^*\frac{\partial T^*}{\partial y^*}=\frac{1}{Re_L Pr}\frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \tag{II.21}$$

Le paramètre sans dimension dans le premier terme du côté droit de l'équation (II.20) est une conséquence directe de la force de flottabilité. La vitesse de référence u_0 peut être spécifiée afin de simplifier la forme de l'équation. Il est convenable de choisir $u_0^2=g\beta\left(T_s-T_\infty\right)L$, de sorte que le terme multipliant T^* devient l'unité. Alors Re_L devient $\left[g\beta\left(T_s-T_\infty\right)L^3/\nu^2\right]^{1/2}$ *[174].*

Il est d'usage de définir le nombre de Grashof Gr_L comme le carré de ce nombre de Reynolds :

$$Gr_L\equiv\frac{g\beta\left(T_s-T_\infty\right)L^3}{\nu^2} \tag{II.22}$$

En conséquence, Re_L dans les équations (II.20) et (II.21) est remplacé par $Gr_L^{1/2}$, et ainsi le nombre de Grashof (ou plus précisément, $Gr_L^{1/2}$) joue le même rôle dans la convection libre que le nombre de Reynolds joue en convection forcée. Basé sur la forme résultant des équations (II.20) et (II.21), nous nous prédisons des corrélations de transfert de chaleur de forme $Nu_L = f(Gr_L, Pr)$ en convection libre. Rappelons que le nombre de Reynolds permet de mesurer le rapport de forces d'inertie aux forces visqueuses agissant sur un élément de fluide. En revanche, le nombre de Grashof est une mesure du rapport entre les forces de flottabilité et forces de la viscosité agissant sur le fluide.

De nombreuses solutions aux équations de couche limite de convection libre laminaires ont été obtenues, et un cas particulier qui a reçu beaucoup d'attention implique convection libre à partir d'une surface verticale isotherme dans un milieu libre (Figure II.17). Pour cette géométrie les équations (II.16 - II.18) doivent être résolues sous des conditions aux limites de la forme :

$$\begin{aligned} &y = 0 : u = v = 0, T = T_s \\ &y \to \infty : u \to 0, T \to T_\infty \end{aligned} \qquad (II.23)$$

Une solution de similarité au problème ci-dessus a été obtenue par Ostrach [175]. La solution nécessite le recours à des variables de transformation par l'introduction de variable de similarité de la forme :

$$\eta \equiv \frac{y}{x}\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \qquad (II.24)$$

Et représentant les composantes de vitesse en termes d'une fonction de courant définie comme :

$$\psi(x,y) \equiv f(\eta)\left[4\nu\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4}\right] \qquad (II.25)$$

Avec la définition précédente de la fonction de courant, la composante de vitesse selon x peut être exprimée comme :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{2\nu}{x} Gr_x^{1/2} f'(\eta) \qquad (II.26)$$

L'évaluation de la composante de vitesse d'une manière analogue $v = -\partial\psi/\partial x$ et en introduisant la température adimensionnée :

$$T^* \equiv \frac{T - T_\infty}{T_s - T_\infty} \qquad (II.27)$$

Les trois équations aux dérivées partielles (II.16 - II.18) peuvent ensuite être réduites à deux équations différentielles ordinaires de la forme

$$f''' + 3ff'' - 2(f')^2 + T^* = 0 \qquad (II.28)$$

$$T^{*\prime\prime} + 3Pr\, fT^{*\prime} = 0 \qquad (II.29)$$

Où f et T^* sont des fonctions de η et que les exposants doubles et triples respectivement, se rapportent à la deuxième et troisième dérivée par rapport à η. *Notez que* f est la variable dépendante correspondante à la couche limite dynamique et que l'équation de continuité (II.16) est automatiquement satisfaite au moyen de l'introduction de la fonction de courant.

Les conditions aux limites transformées nécessaires pour résoudre les équations de quantité de mouvement et de l'énergie (II.17 et II.18) sont alors de la forme

$$\begin{aligned} &\eta = 0 : f = f' = 0; T^* = 1 \\ &\eta \to \infty : f' \to 0, T^* \to 0 \end{aligned} \qquad (II.30)$$

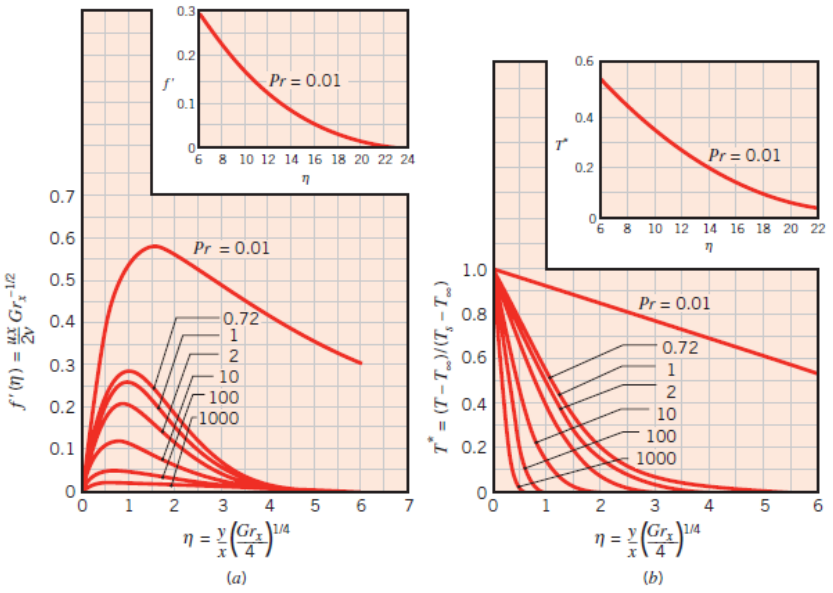


Figure. II.18. Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale isothermique:
(a) profils de vitesse, (b) profils de température [172, 175].

La solution numérique a été obtenue par Ostrach [175], et des résultats sélectionnés sont montrés dans la figure (II.18). Utilisant la loi de Newton pour le coefficient de convection local *h*, le nombre Nusselt local peut être exprimé comme :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = \frac{\left[q_s' / (T_s - T_\infty)\right]x}{k} \qquad (II.31)$$

On peut aussi exprimer le nombre du Nusselt local sous la forme adimensionnée comme suit :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = -\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \frac{dT^*}{d\eta}\bigg|_{\eta=0} \qquad (II.32)$$

II. 3 Conclusion

La méthode *EGM* est sacre sur un écoulement de nanofluide pour différente géométrie est le sujet de ce chapitre plusieurs étude expérimentales et théorique sont fait pour cette raison, des corrélations sont citée pour estimer des différentes générations d'entropie ainsi que quelque résultat et des suggestions pour les travaux futurs sont les citée :

- Le nombre de Bejan augmente avec l'augmentation de concentration de nanofluid.
- Plusieurs facteurs influx sur l'irréversibilité, et à partir de la valeur de nombre de Bejan on peut déduire la nature d'irréversibilité qui domine (frictionnel ou thermique).
- En plus l'augmentation des paramètres (la production de chaleur, mouvement brownien et le paramètre de thesmophores) diminuent le nombre de génération d'entropie
- L'augmentation du nombre de Reynolds augmente la génération d'entropie, aussi il ya un nombre optimal de Reynolds qui correspond à la génération minimale d'entropie.
- Le taux de génération d'entropie totale est minimisé par rapport à la fraction volumique des nanoparticules et la valeur de la fraction volumique dans laquelle la génération d'entropie est minimale augmente avec l'augmentation de nombre de Hartman.
- En générale le choix d'un liquide de refroidissement / chauffage approprié est essentiel car il a un impact direct sur le taux de transfert chaleur alors le bon choix de type de nanofluide (le type, la taille, la morphologie, et la concentration de nanoparticules, le fluide d'e base) jouent un rôle plus important sur la génération d'entropie pour cela l'étude nous conduire toujours à chercher le cas optimum pour minimiser l'irréversibilité.

- De plus, la technique *EGM* devrait être étendue aux problèmes d'irréversibilité dument.

Chapitre III

Fluides micropolaire (Rheologie), et la Magnetohydrodynamique (*MHD*)

III.1. Introduction (Les fluides micropolaires)

Dans ce chapitre nous avons présenté en première main la définition des fluides micropolaires en donnant des exemples de ce type de fluides non-newtoniens en revanche le comportement rhéologique présent de M.F. Eringen a formulé la théorie micro-continuum micropolaire, qui a été utilisée par de nombreux auteurs dans diverses conditions physiques.

Les fluides micropolaires sont des fluides non-newtoniens avec les structures internes dans lesquelles le couplage entre la vitesse de rotation de chaque particule et le champ de vitesse macroscopique est considéré, M. M. Rahman [132] Exemples : Les flux de colloïdes et de suspension de particules fines. Le polymère à longue chaîne, liquides cristallins, sang et liquides étincelants (brillants, colorés, etc.) Y.A.Buyevic[134] La théorie des fluides micropolaires est adoptée pour examiner les effets de la microstructure et de la microrotation sur les dispositifs de lubrification dans la fine couche de lubrifiant. La micropolarité entraînera une augmentation de la viscosité équivalente qui conduira plus tard à une lubrification améliorée, Z. Chaohui, et al, [134].

III.2. Un flux de fines particules en suspension

On donne quelques exemples de l'existence de ce type de fluides non newtonien.

III.2.1. Fluides de particules de polymère en suspension

Ces fluides sont considérés comme des solutions non-newtoniennes de faible concentration de polymère, par exemple : des particules de latex molécules dissoutes dans l'eau figure III.7. Nicodemo et al, avaient observé que l'addition de particules de latex dans un fluide cisaillé n'avait simplement pas d'influence sur la courbe de viscosité, [134].

III.2.2. Colloïdes

Les fluides colloïdaux sont des fluides qui contiennent des particules fines similaires et qui contiennent de la colle ou de la gélatine et qui ne cristallise pas, où les forces browniennes et les particules. Les interactions entre particules jouent un rôle important [134].

Les forces internes peuvent être divisées en forces hydrodynamiques responsables la migration, l'alignement ou l'orientation des particules dans le cas de particules non sphériques et la structure effondrée quand il s'agit de précipitations et d'agrégats, ces forces entraînent des

mouvements relatifs de particules en suspension, Einstein a confirmé étaient les seules forces dans les analyses de la viscosité d'un diluer la bille de suspension dans un fluide newtonien. [134].

Les forces internes non hydrodynamiques sont constituées par les forces browniennes responsables du mouvement interne et de la distribution des particules dont elles ont la résistance mécanique et chimique interactions qui peuvent affecter la structure interne des particules colloïdales en suspension. Le mouvement brownien permet des forces d'attraction à faible portée pour favoriser la floculation de la construction et de l'entraînement du réseau à faible gel. Pour ne pas dire que les forces externes telles que dues à un champ électrique peuvent radicalement modifier les propriétés rhéologiques des suspensions [134]. Le tableau (III.1) résume les principales forces agissant sur les particules colloïdales avec quelques calculs mathématiques de base sur l'amplitude :

Tableau .III.1. *Les forces se concentrent sur les suspensions de colloïdes (Adapté par Russel et al). [134]*

Force	**la magnitude**	**Définition**
Brownien	$F_B = \frac{KT}{d_p}$	K : la constante de Boltzmann T : température [K] dp: diamètre des particules
Van Der Waals	$F_{vd} = \frac{A}{d_p}$	A: constant Hamaker
Visqueux	$F_{vs} = \eta {d_p}^2 U = \eta d_p \gamma$	η: viscosité sur particule
Inertie	F_{In} □ ${d_p}^2 \rho_p U^2$	U : vitesse relative de la Particule
Gravitationnel	$F_{gr} = {d_p}^2 \Delta \rho g$	Δ ρ : différence entre la densité du fluide et la densite de particule

III.2.3. Sangs

Les écoulements du sang sont considérés comme des fluides déformables vésicule suspension de caractère non newtonien, son comportement en mouvement est comme un fluide de fluidification et sa viscosité diminue lorsque le taux de cisaillement (gradient de vitesse) augmente noter dans les références [135-136], voir l'exemple donné par N. Midoux et D. Quemada, figure III.1. [137-138]

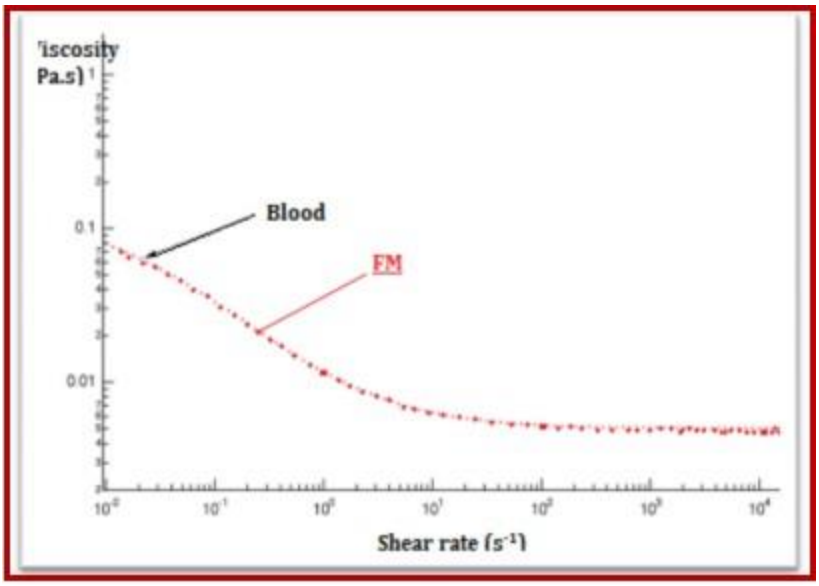


Figure. III.1. Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour le sang [137-138]

III.2.4. Liquide synovial ou liquide articulaire humain

Au sujet d'une étude rhéologique du comportement du liquide synovial, on peut citer l'étude d'Ogston et Stanier, ils ont mis en évidence le comportement viscoélastique tandis que Dowson et Mow ont noté que le liquide articulaire humain avait le même comportement rhéologique qu'un lubrifiant, Jones est également d'accord, Dintenfass a trouvé que le liquide synovial est non newtonien en raison de la présence de molécules d'acide byaluronique (polymère à longue chaîne), et sa viscosité diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement, ce qui a été soutenu expérimentalement par Bloch et Dintenfass. et Dowson. S. P. Singh, et al, [139].

III.2.5. Cristaux liquids

Il existe un grand nombre de composés organiques qui présentent simultanément un comportement solide et liquide, en même temps qu'ils coulent comme des fluides. Ces substances sont appelées cristaux liquides. Les cristaux liquides sont constitués de molécules en forme de bâtonnets, en forme de disque ou de forme arbitraire dans un environnement fluide. Il y a beaucoup de différents types de cristaux liquides. Les cristaux liquides, qui possèdent des molécules semblables à des bâtonnets, sont divisés en deux classes : nématique et smectique figure III.2. [140].

- Dans les cristaux liquides nématiques, les centres de masse des molécules sont répartis de manière aléatoire en trois dimensions.

- En smectique, ils sont disposés dans des plans équidistants.

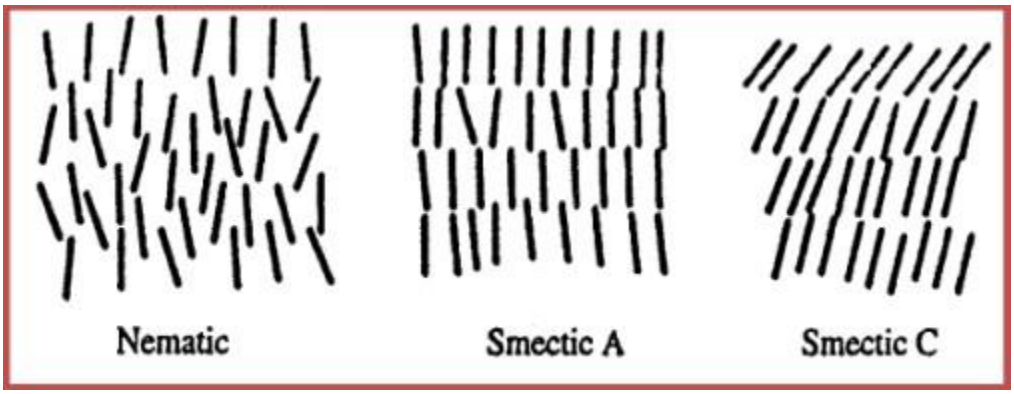


Figure. III.2. Cristaux liquides nématiques et smectiques [140].

Lorsque les éléments en forme de bâtonnets des nématiques sont organisés en plans adjacents, une structure hélicoïdale légèrement tournée est appelée phase cholestérique ou chirnématique Figure III.3. Les cholestériques présentent une biréfringence et une activité optique. Il peut citer d'autres types de cristaux liquides, les polymères dont les molécules consistent en des barres rigides attachées les unes aux autres par chaînes souples ou par une seule fibre longue et flexible avec des barres attachées comme chaînes latérales figure III.4, les cristaux liquides polymères peuvent être en ordre nématique, chiralnematic, ou smectique [140].

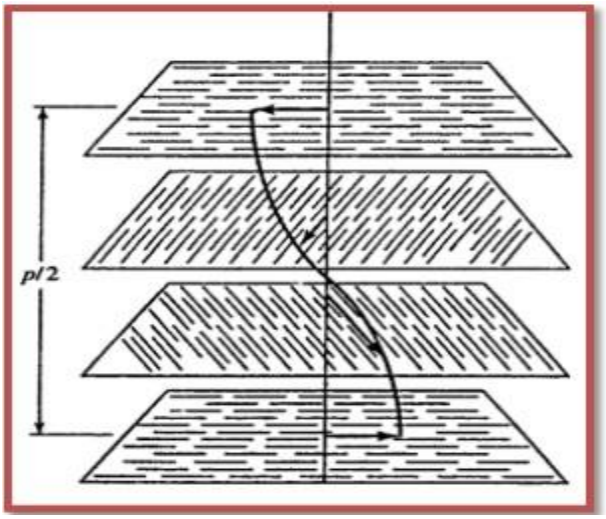


Figure.III.3. Phase cholestérique [6].

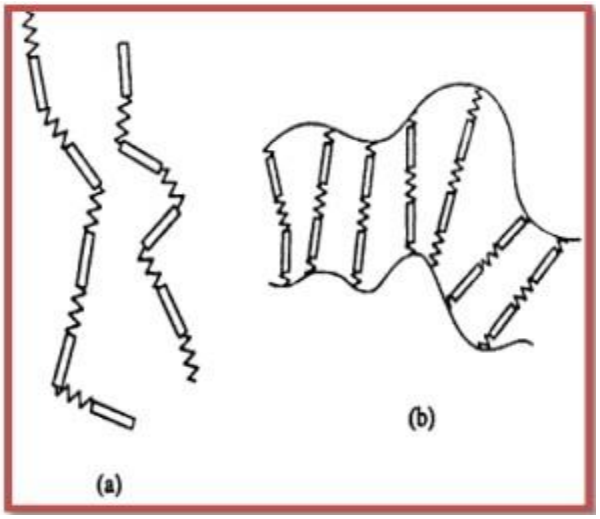


Figure.III.4. Polymères cristallins liquides(a) chaîne principale, (b) chaîne latérale [140].

Une classe différente de cristaux liquides a des molécules biologiquement importantes, telles que les phospholipides, appelées molécules amphiphiles, qui sont soit la recherche d'eau, soit la répulsion de l'eau Figure III.5. [140].

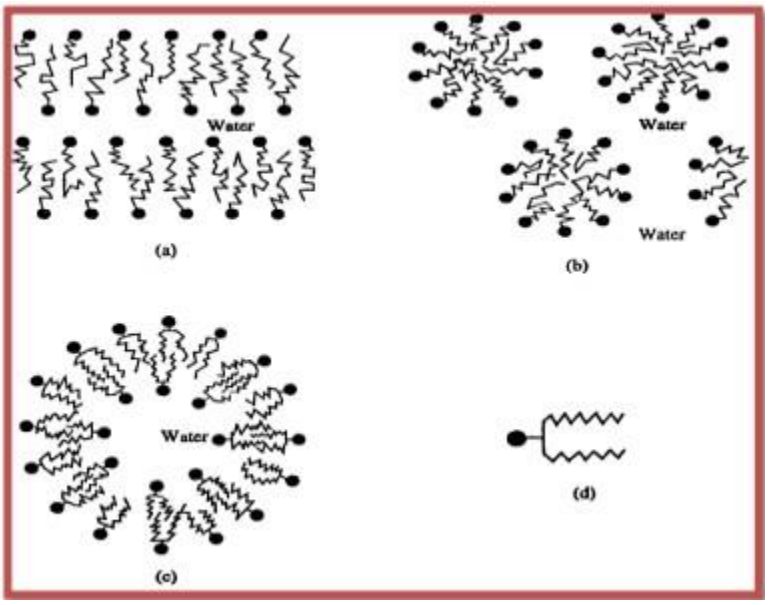


Figure. III.5. Molécule Amphiphiles :(a) molecule de savan (b)micelle ;(c) vésicule ;(d) Molécule phospholipid [140].

III.3. Quelques modèles rhéologiques de fluide Micropolaires

Dans la littérature, plusieurs modèles expliquent le comportement rhéologique des fluides micropolaires non newtoniens car leur comportement rhéologique est indépendant du temps et inclus dans la catégorie des fluides pseudo-plastiques (fluidification par cisaillement) [134].

- **Carreau et modèles Carreau modifiés**

On peut distinguer ce type de fluides : Pour les concentrations élevées de solides ou de matrices de faible viscosité, les particules d'interaction par particule peuvent devenir significatives, comme pour les masses de polystyrène remplies de charbon noir, de dioxyde de titane et de carbonate de calcium. Poslinski et d'autres ont proposé un modèle de Carreau changé [134].

Tableau .III.2. Les lois rhéologiques de l'amincissement des fluides micropolaires ne présentent pas de contraintes critiques. N. Midoux, D. Quemada et H. A. Barnes [137-138] et [141].

Modèle	**Lois Rhéologiques**	**Paramètres n < 1**
Ostwald De Waele	$\tau = k.\gamma^n$	n, k: indice de paramètre et de cohérence, respectivement.
Ostwald De Waele	$u = m.\gamma^{n-1}$	m: est un paramètre, un comportement mal caractérisé à de faibles taux de cisaillement.
Carreau	$\tau = \left[u_\infty + (u_0 - u_\infty)[1 + (\lambda.\gamma)^2]^{\frac{n-1}{2}}\right]$	u_0 ,u_∞, λ n: indice de structure
Cross	$\tau = [u_\infty + \frac{u_0 - u_\infty}{1 + (\gamma t_1)p}$	u_∞: présente la viscosité à très fort taux de cisaillement.
Ellis	$\tau = \left[\frac{u_0}{1 + \left(\frac{\tau}{\tau_{\frac{1}{2}}}\right)^{\alpha-1}}\right].\gamma$	U_0, $\tau_{1/2}$, α $\tau_{1/2}$: Présente la moitié de la contrainte de cisaillement appliquée.

$\mu = \sigma_0/\gamma + \mu_0/(1 + (t_1\gamma)^2)^{(1-n)/2}$ (III.1)

Avec $\sigma_0 = G_0.\gamma_0$, G_0 est le le module d'élasticité, avec $\sigma_0 < \sigma_0$ et $\gamma_0 > \gamma$, μ_0 viscosité nulle, et le temps caractéristique (t_1) sont décrits par Maron Pierce, donnant les expressions :

$t_1 = t_{1m}\frac{u_0}{u_m}$ (III.2)

$\frac{u_0}{u_m} = \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_m}\right)$ (III.3)

Avec:μ_m, t_{1m} sont respectivement la viscosité et la période caractéristique de la matrice polymère, $\Phi_m$est la fraction maximale de l'emballage égale à 0,80.

$\frac{\mu_0}{\mu_m} = \frac{2}{5}$ (III.4)

Poslinski et al, ont obtenu un bon accord entre le modèle proposé et les données expérimentales, ils ont trouvé que le comportement rhéologique des particules en suspension est

très similaire au comportement des particules de polymère non saturées (faible concentration de polymère) et des particules sphériques en suspension Figure III.6. [134]

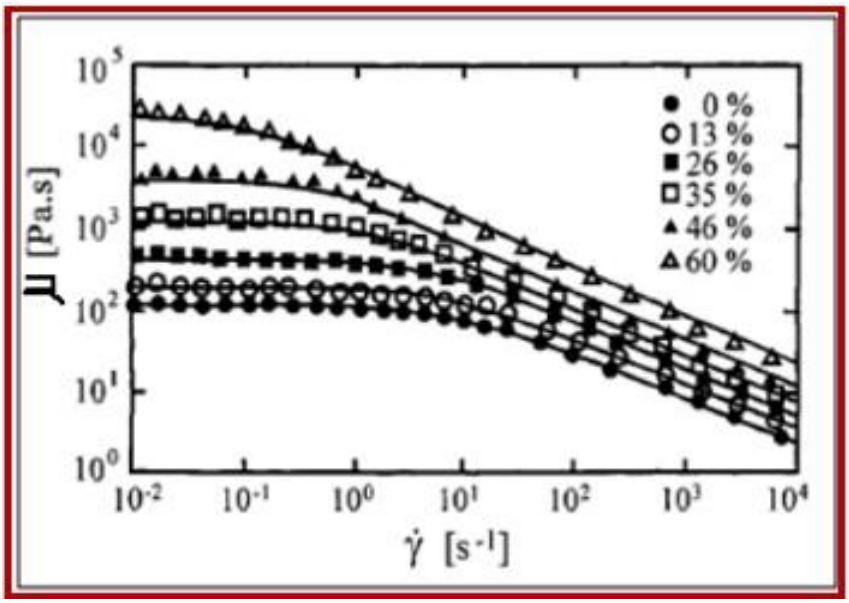


Figure. III.6. La viscosité de cisaillement des particules sphériques de verre suspendu pour différents pourcentages de volume, dispersés dans un polymère thermoplastique à 150 ° C, [134].

III.4. Cisaillement ou fluide pseudo-plastique

Généralement, ce type de fluides ne présente pas de contrainte critique d'écoulement ou de très faible contrainte critique, par exemple: ciments, colles, fluides contenant des particules en suspension de détergent et certaines peintures, particules en suspension de latex (polymère) dans l'eau, polyacrylamide (figures III.7 et III.8). Selon les expériences sur ce type de fluides, le gradient de viscosité apparente diminue alors que le taux de cisaillement augmente [137-138].

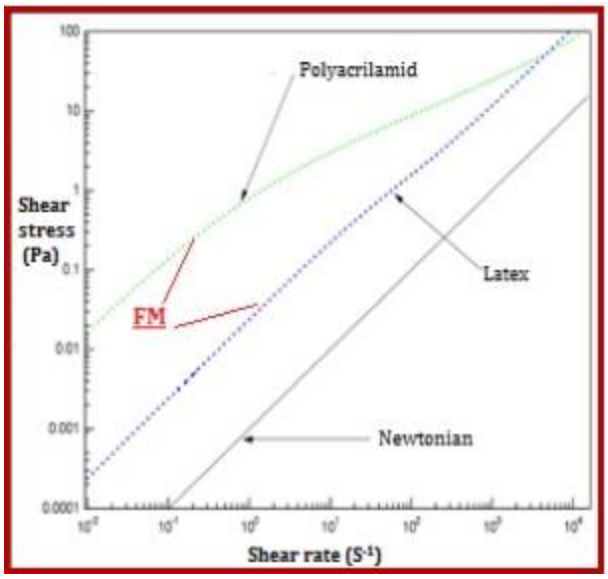


Figure. III.7. Profile des courbes obtenues a partir d'une solution aqueuse de polycrylamide et de latex (polymére) dans l'eau [142].

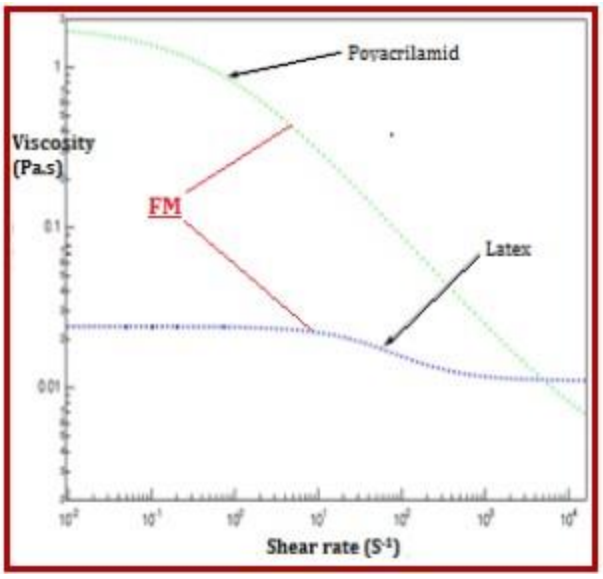


Figure III.8. La viscosity en function du cisaillement de solution aqueuse de polycrylamide et de latex (polymére) dans l'eau [142].

III.5. Caractéristiques générales du fluide micropolaire

Le fluide micropolaire est caractérisé par le mouvement brownien, le mouvement rotatif (*spin*), la viscosité du vortex, la viscosité du gradient de spin, la densité de micro-inertie des particules solides en suspension, C. Y. Cheng [143].

III.5.1. Micro-rotation (vortex)

Le théorème qui définit la rotation correcte des particules, dénonce que lorsque les particules fluides tournent autour de leur propre axe, le flux de fluide est appelé mouvement de rotation, les propriétés de ce type de flux sont importantes et différentes propriétés à l'écoulement potentiel (rotationnel). La rotation d'une particule est décrite par sa vitesse angulaire moyenne donnée par les formules appelées différentielles variations angulaires données par les formules suivantes, R. Chhabra et E. Krause [144], [145].

$$d\alpha = \frac{\partial v}{\partial x} dt \qquad \text{(III.5)}$$

$$d\beta = \frac{\partial u}{\partial y} dt \qquad \text{(III.6)}$$

Généraliser la relation (146.147) sous une autre forme dans trois dimensions de l'espace nous obtenons le vecteur de rotation, [138-144], ou le tourbillonnement vectoriel est selon:

$$\vec{\omega} = \xi\vec{\imath} + \eta\vec{\jmath} + N\vec{K} = \frac{1}{2}\left(\vec{\nabla}.\vec{v}\right) \quad \text{(III.7)}$$

Avec $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}\vec{\imath}+\frac{\partial}{\partial y}\vec{\jmath} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$, $\vec{v} = u\vec{\imath}+\mathrm{v}\vec{\jmath}+\mathrm{z}\vec{k}$ (III.8)

La composante de la vitesse angulaire de la particule mobile en rotation dans différents plans: (*yoz*), (*xoz*) et (*xoy*), sont ξ, η et *N*, respectivement donnés par:

$$\xi = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial y}\right) \quad \text{(III.9)}$$

$$\eta = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial x}\right) \quad \text{(III.10)}$$

$$\mathrm{N} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad \text{(III.11)}$$

III.5.2. Viscosité du vortex

Elle est généralement donnée par un coefficient σ^* qui caractérise la viscosité à l'échelle microscopique à la frontière séparant la couche de fluide et la paroi des fines particules solides en suspension (liée à la surface de contact fluide-solide) dans les équations d'équilibre σ^* est limitée par le viscosité dynamique μ dans l'équation de quantité de mouvement, la relation entre σ^*, μ et γ est appelée viscosité du gradient de spin. Il est donné par la formule suivante, [138-144].

$$\gamma = (\mathrm{u} + 0.5\sigma^*)\mathrm{j} \quad \text{(III.12)}$$

Avec $\jmath$: la densité de micro-inertie.

σ^*: Viscosité du vortex (spin).

III.6. Principaux paramètres affectant la viscosité

Les paramètres principaux qui ont un effet apparent sur la viscosité sont: La température pour les liquides et les semi-solides, exprimée par la loi d'Arrhenius; Pression : La nature chimique du fluide, La concentration de la solution dans le cas de matériel, La météo, La contrainte de cisaillement sur site de deux premiers paramètres. [144], nous vous avons donné dans le tableau (III.3) quelques types de viscosités.

Pratiquement, l'augmentation de la température du fluide incompressible provoque l'expansion du volume (augmentation des distances intermoléculaires). Le même résultat, lorsque la pression devient très élevée, supérieure à 40 bars, la viscosité (μ) augmente, inférieure à 40 bars, la variation de viscosité est négligée, mais pour les fluides incompressibles, la pression seuil est comptée au début de 20 bars [144].

Tableau (III.3) : Relations de différents coefficients de viscosité [144].

Coefficient	Formule	Caractère
Viscosité dynamique (absolue) μ	$\mu = {}^{\tau}/_{D}$	-------
Viscosité cinématique,v	$v = {}^{\mu}/_{\rho}$	μ: Viscosité dynamique de la dispersion.
Viscosité relative, μ_r	$\mu_r = {}^{\mu}/_{\mu_s}$	-------
Viscosité spécifique, μ_{sp}	$\mu_{sp} = {}^{(\mu - \mu_s)}/_{\mu_s}$	μ_s: Viscosité dynamique du solvant.
viscosité intrinsèque, μ_i	$\mu_i = lim_{c\to 0}[{}^{\mu_{SP}}/_{c}]$	C: Présente la concentration de la phase dispersée.

III.7. Champ magnétique (Les équations de la Magnétohydrodynamique)

La *MHD* concerne la dynamique des fluides conducteurs électriques comme les métaux liquides et les plasmas. L'hypothèse initiale de la *MHD* est que les courants à l'origine des champs électriques et magnétiques sont portés par la matière et qu'il y a donc une interaction entre la dynamique des champs électromagnétique et l'hydrodynamique.

Avec les mains le mécanisme des phénomènes *MHD* est assez simple.

Un fluide conducteur est en mouvement dans un champ magnétique B_0, il crée alors par l'intermédiaire de la loi d'Ohm un courant électrique : $j_{induit} = \sigma v \times B_0$. Ces courants induits génèrent à leur tour un champ induit $rotB_{induit} = \mu_0\, j_{induit}$ qui modifie le champ magnétique total $B_{total} = B_0 + B_{induit}$. On voit ici comment l'hydrodynamique va modifier le champ électromagnétique.

Par ailleurs la force de Laplace : $dF = j_{induit} \times B_0$ va agir sur le fluide pour s'opposer au mouvement initial. On voit ici comment les champs électromagnétiques vont modifier l'hydrodynamique.

Par la suite nous allons écrire les équations de la magnétohydrodynamique à partir des équations du fluide et de Maxwell.

III.7.1.L'équation d'induction

La magnétohydrodynamique est l'évolution couplée du champ magnétique et du champ de vitesse, il faut donc deux équations (une par champ) chacune possédant un terme de couplage avec l'autre champ. L'équation d'induction régit l'évolution dynamique du champ magnétique. On utilise la loi d'Ohm, et les équations de maxwell pour l'obtenir :

$$j = \sigma(E + v \times B) \qquad \text{(III.13)}$$

$$rot(\frac{1}{\mu 0} rotB) = \sigma rot\,(E + v \times B) \qquad \text{(III.14)}$$

$$\frac{1}{\mu 0}\,(grad\,(divB) - \Delta B) = \sigma(-\partial B\,\partial t + rot(v \times B)) \qquad \text{(III.15)}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = rot\,(v \times B) + 1/\,\mu_0\sigma\, 4B \qquad \text{(III.16)}$$

Cette dernière équation est l'équation d'induction compressible. Elle détermine le transport du champ magnétique par l'écoulement. Si on se place dans la limite où l'écoulement est incompressible ($div\boldsymbol{v} = 0$)

Et en utilisant l'identité

$$\boldsymbol{rot(v\times B)} = (\boldsymbol{B}.grad)\boldsymbol{v} - (\boldsymbol{v}.grad)\boldsymbol{B} + v(div\boldsymbol{B}) - \boldsymbol{B}(div\boldsymbol{v}) \qquad \text{(III.17)}$$

on obtient alors :

$$(\partial B / \partial t)\;\; (v.grad)B = (B.grad)v + \eta 4B \qquad \text{(III.18)}$$

Dans cette équation le terme $(v.grad)B$ correspond au transport par convection du champ magnétique, le terme $(B.grad)v$ à l'étirement du champ de vitesse par le champ B et $\eta\Delta B$ au terme de transport par diffusion du champ magnétique où $\eta = 1/(\mu_0\sigma)$ est la diffusibilité magnétique.

Pour comprendre le transport d'un champ par l'autre, on peut prendre l'exemple d'un vecteur passif dl dans un écoulement u. La dérivée temporelle de ce vecteur s'écrit alors :

$$\frac{ddl}{dt} = \frac{d(r + dl)}{dt} - \frac{dr}{dt} \qquad \text{(III.19)}$$

$$\frac{ddl}{dt} = u(r + dl) - u(r) \quad \text{(III.20)}$$

$$\frac{ddl}{dt} = u(r) + (dl.grad)u - u(r) \quad \text{(III.21)}$$

$$\frac{ddl}{dt} = (dl.grad)u \quad \text{(III.22)}$$

Ce qui correspond bien à la forme des termes d'advection dans l'équation d'induction. Il faut noter que l'approximation d'incompressibilité (nombre de Mach petit, $Ma = v/c_{son} << 1$) de l'écoulement est assez rigoureuse. En effet dans les métaux liquides les vitesses sont très petites devant les vitesses typiques du son (pour le sodium liquide $c_{son} = 2500 ms^{-1}$ [148]. Et les fluctuations de densité dans le vent solaire sont estimées à 5% ce qui confirme que l'approximation est assez bonne pour ces objets-là.

III.7.2.L'équation de Navier-Stokes

Maintenant nous avons à déterminer l'évolution du champ de vitesse. Nous reprenons l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho\,(\partial v/\partial t + (v.grad)v) = -gradp + \mu\Delta v + f_{vol} \quad \text{(III.23)}$$

Dans laquelle ρ est la masse volumique, p le champ de pression, μ la viscosité dynamique (à ne pas confondre avec la viscosité cinématique ($v = \mu/\rho$) et f_{vol} une force volumique extérieure. Classiquement cette force volumique peut être la gravité, la force de Coriolis,... Bien entendu en *MHD* la force volumique est la force de Lorentz telle que :

$$f_{vol} = \rho_{en}E + j \times B \quad \text{(III.24)}$$

où ρ_{en} correspond à la densité des charges qui diffèrent de l'électro-neutralité. En utilisant Maxwell-Gauss et Maxwell-Ampère et en évaluant le champ électrique grâce à la loi d'Ohm idéale ($E \sim vB$), valable quand la conductivité électrique σ est très grande), on peut évaluer le rapport entre les deux termes de la force.

$$(\rho_{en}E/\,jB) \sim (v^2/\,c) \quad \text{(III.25)}$$

La force de Coulomb est donc négligeable pour des vitesses négligeables devant la vitesse de la lumière. Dans le cadre de la *MHD* non relativiste la force de Lorentz n'interagit avec l'écoulement qu'à travers sa partie magnétique. L'équation de navier-Stokes prend donc la forme :

$$\rho((\partial v/\partial t) + (v.grad)v) = -gradp + \tilde{\nu}4v + j \times B \quad \text{(III.26)}$$

On reprend la force de Lorentz :

$$j \times B = (1/\mu_0) rot\, B \times B \quad \text{(III.27)}$$

$$j \times B = -(1/2\mu_0) gradB^2 + 1\ \mu_0\ (B.grad)B \quad \text{(III.28)}$$

qu'on injecte alors dans l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho((\partial v/\partial t) + (v.grad)v) = -grad(p + (B^2/2\mu_0)) + 1\ \mu_0\ (B.grad)B + \tilde{\nu}4v \quad \text{(III.29)}$$

Les termes magnétiques composent le tenseur des contraintes Maxwell et interviennent sous deux formes différentes. Un terme de pression magnétique $-gradB^2/\mu_0$ qui s'ajoute à la pression hydrodynamique et un terme qui s'interprète comme une tension magnétique $1/\mu_0(B.grad)B$ comme nous le verrons dans le cadre des ondes d'Alfven.

III.7.3.Aspects énergétiques

La puissance électromagnétique fournie aux charges contenues dans un volume dV de densité de charge volumique ρ_e par la force de Lorentz s'écrit :

$$dW\,dt = F_{Lorentz}.v = \rho_e E.v = j.E = (1/\mu_0)\, rotB.E \quad \text{(III.30)}$$

En utilisant que :

$$div(E \times B) = B.rotE - E.rotB \quad \text{(III.31)}$$

on peut écrire que :

$$j.E = 1\ \mu 0\ (B.rotE - div(E \times B)) \quad \text{(III.32)}$$

$$(\partial/\partial t)\, B^2/\mu_0 = -j.E - (1/\mu_0) div(E \times B) \quad \text{(III.33)}$$

Enfin en utilisant la loi d'Ohm 2.50 et une identité vectorielle on obtient :

$$(\partial/\partial t)\, B^2/\mu_0 = -(j^2/\sigma) - (j \times B).v - (1/\mu_0) div(E \times B) \quad \text{(III.34)}$$

Où le terme de gauche correspond à l'énergie magnétique convertie ou transporté par les termes de droites. Le premier terme correspond à la conversion en chaleur (effet Joules), le second à la conversion en énergie mécanique, le dernier correspond au rayonnement électromagnétique et se nomme le vecteur de Poynting. A partir des résultats de

l'hydrodynamique on peut écrire alors l'énergie du système comme la somme des énergies magnétiques et cinétiques tel que :

$$E \equiv (B^2/2\mu_0) + v^2/2 \qquad \text{(III.35)}$$

III.8. Conclusion

De cette analyse théorique, nous pouvons conclure qu'il existe un lien important entre la structure microscopique et le comportement de l'écoulement du fluide. Ainsi, il est possible d'avoir certaines caractéristiques désirées d'un produit en manipulant la structure en utilisant une gamme d'additifs. Inversement, en exploitant les mesures rhéologiques pour obtenir des aperçus à l'échelle de la microstructure, sur la base actuelle, il est construit des matériaux dans une forme pratique dans l'industrie (par exemple : les soins personnels, les peintures, etc....).

Chapitre IV

Etude numérique d'un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle en présence de l'effet de la thermophorèse sur une plaque verticale dans un milieu libre d'un fluide incompressible micropolaire

IV.1. Introduction

L'inertie rotative locale et le stress par couple sont les effets rencontres dans les fluides polymères, les lubrifiants exotiques et les cristaux liquides et l'hypothèse d'un liquide newtonien n'est pas nécessaire pour décrire le comportement de ces fluides typiques. Plus tard, on les appelle micropolarite (Eringen, 1966), dans la non-ménagerie de l rhéologie comme classe de micro-continu, Lukaszewicz [36].

Les fluides micropolaires sont ceux qui contiennent des constituants de mi-cro peuvent subir une rotation, dont la présence peut affecter l'hydrodynamique du flux. Il existe de nombreuses applications pratiques, rapportées dans les articles de revue et le livre [176]. Par exemple, les fluides plasmas, liquides métalliques, ferro-fluides, fluides colineaux, fluides polymères et le sang utilises en grande partie deviennent de plus en plus importants industriellement. Ces fluides appartiennent à la classe des fluides micropolaires et leurs applications se retrouvent dans les domaines de la biomédical, de l'ingénierie, de la dialyse du sang, du refroidissement de la transpiration ainsi que des générateurs de puissance *MHD* et du refroidissement du réacteur nucléaire.

Ces types de fluides ont été modélises d'abord par Eringen [177], en ajoutant une équation supplémentaire représentant le moment angulaire local qui fonctionne egalement dans l'équation de momentum classique.

Les fluides micropolaires ont été utilisés par de nombreux auteurs dans le flux de lacouche limite et le transfert de chaleur pour différentes géométries dans plusieurs conditions physiques et thermiques, par exemple [178-182].

L'étude des effets du champ magnétique sur le débit, la chaleur et le transfert de masse sont relativement peu nombreuses lorsque le fluide non-newto-nian comme le soi-disant liquide micropolaire agit. Ishak et al. [183] analyser un fluide micropolaire avec un flux de *MHD* près d'un point de la nation du décalage. Les effets de radiation thermique et de réaction chimique pour le même type de fluide ont été considères par Das [184], Le premier effet cite est egalement traite numériquement par Mahmoud [185], compte tenu d'une surface d'étirement avec une conductivité thermique variable. Un modèle numérique est développé pour examiner les effets combines de Soret et Dufour sur la chaleur magnétohydrodynamique a convection mixte et le

transfert de masse dans le milieu poreux Darcian sature par fluide micropolaire en présence de rayonnement thermique, source de chaleur / évier non uniforme et la dissipation d'Ohmique est présente par Pal et Chatterjee [186]. Seddeek et al. [187] a tiré une solution analytique pour un fluide magneto-micropolaire au-delà d'une plaque mobile. Le rayonnement, l'aspiration et le soufflage sont les mécanismes incorpores. La couche limite de la couche magnétohydrodynamique laminaire (*MHD*) continue après un coin avec un flux de chaleur de surface constant immerge dans un fluide micropolaire incompressible en présence d'un champ magnétique variable est étudiée par Ishak et al. [188]. Mahmoud et Waheed [189] ont examiné une interaction entre un fluide micropolaire *MHD* et une surface mobile avec rayonnement. Dans le domaine des différences a haute température, Abd-El Aziz [190] a étudié les effets ci-dessus sur une plaque semi-infini mobile avec un flux de convection mixte d'un fluide micropolaire. Le problème de l'écoulement et du transfert de chaleur sur un cylindre avec une boite d'aspiration est discuté par Elbarbary et Elgazery [191]. La convection naturelle *MHD* est étudiée par Chamkha et al. [192] pour une plaque poreuse chauffée avec des effets combines.

Un autre effet intéressant est le thesmophore qui ne peut pas négliger sous un fort gradient thermique. C'est le mécanisme connu comme un déplacement de petites particules sous la présence d'un gradient thermique provoquant une vitesse appelée vitesse de thermophoresis. Ce phénomène a une application importante dans l'industrie et l'environnement. Dans ce contexte, Alam et al. [193] a présenté l'effet combine du chauffage de joule et de la dissipation visqueuse et sur un fluide incompressible visqueux et sur une surface permeoire iso-thermique perméable inclinée. Pour une plaque verticale, Tsai et Huang [194] étudient les effets combines du thesmophore et de l'électrophorèse a travers un milieu poreux dans le cas d'un flux de convection mixte. Avec l'aide de l'analyse du groupe Lie, Muhaimin et al. [195] a étudié la chaleur convective et le transfert de masse sans *MHD* avec thesmophores et réaction chimique en présence d'une source de chaleur / évier. L'influence du thesmophore sur le flux de fluide micropolaire *MHD* est examinée par Das [184].

Un problème de transfert de masse et de chaleur d'une plaque verticale perméable mobile adjacente au fluide micropolaire soumis à un champ magnétique avec l'effet du thesmophore est étudiée dans le présent document. Motive par les applications citées par Das [184] et compte tenu du cas intéressant du déménagement du système, le problème actuel semble relativement

nouveau. L'examen de la littérature publiée montre que le problème actuel n'a pas encore reçu l'attention de tout chercheur. Tous les mécanismes impliquent, à savoir le transfert naturel de chaleur et de masse, la présence d'un champ magnétique et la présence de la plaque perméable nécessitent un couplage fort et suggère un comportement intéressant à élucider.

On obtient les solutions de similarité résultantes des équations de régulation. De nombreux résultats sont présentes et le jeu représentatif est affiche graphiquement pour illustrer l'influence des différents paramètres sans dimension. En tant que tel, il est dans l'objectif principal de déterminer l'influence des effets cibles spontanés du transfert de chaleur et de masse de la plaque perméable mobile vers le milieu externe, en particulier pour le microcontinuant fluide représentatif en tant que fluide micropolaire.

IV.2. Analyse mathématique

Considérons un écoulement convectif lamellaire régulier d'un fluide micropolaire incompressible électriquement conducteur le long d'une plaque verticale semi-infinie. Un champ magnétique transversal B_0 est appliqué normalement à la plaque en présence d'une thermophorèse. Considéré par Das [184], le champ magnétique varie en force en fonction de x. Dans cette formulation, la dissipation magnétique n'est pas ignorée. La plaque est perméable et perçue / perdue avec une vitesse transversale v_w et se déplace le long de la direction x avec une vitesse constante U. La paroi est maintenue à température et concentration constante, T_w et C_w, et ces valeurs sont supposées Être supérieures à la température ambiante et à la concentration, T_∞ et C_∞, respectivement. La direction x qui est prise le long de la plaque est également la direction du flux et l'axe y est normal. Le schéma du problème physique actuel est représenté sur la figure (IV. 1).

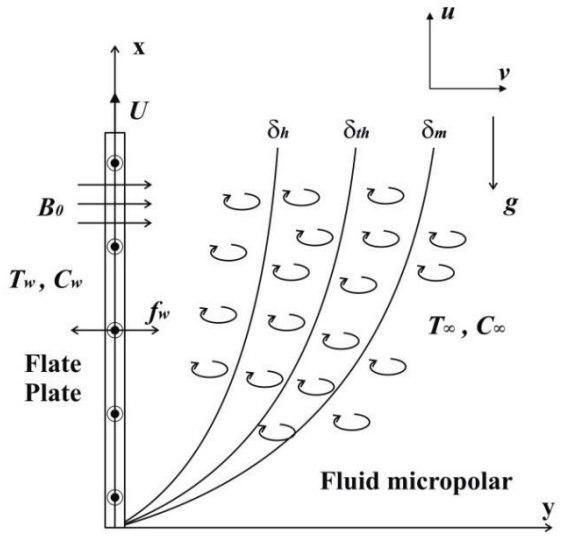


Fig IV.*1. Modèle physique et système de coordonnées*

Ensuite, sous ces hypotheses avec Boussinesq's l'approximation et le modele developpe dans le travail de Das [184], les equations regissant la conservation de Masse, momentum et momentum angulaire, energie et especes la concentration peut etre ecrite comme

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \qquad (IV.1)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = \left(\frac{\mu+\kappa}{\rho}\right)\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\kappa}{\rho}\frac{\partial N}{\partial y} + g\beta(T - T_\infty) - \frac{\sigma B_0^2}{\rho}u \qquad (IV.2)$$

$$j\rho\left(u\frac{\partial N}{\partial x} + v\frac{\partial N}{\partial y}\right) = \gamma\frac{\partial^2 N}{\partial y^2} - \kappa\left(2N + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad (IV.3)$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda_g}{\rho c_p}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + + \frac{\sigma B_0^2}{\rho c_p}u^2 \qquad (IV.4)$$

$$u\frac{\partial C}{\partial x} + v\frac{\partial C}{\partial y} = D\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y}\left(V_T(C - C_\infty)\right)^2 \qquad (IV.5)$$

Ici T est la température, C est la concentration de l'espèce en la couche limite et N le Composant de la microrotation plan vectoriel normal a x-y. Autres paramètres et quantités sont spécifies dans la nomenclature. Nous suivons le travail de beaucoup d'auteurs récents comme travail de Long Hsiao [196], en supposant que la viscosité du gradient de rotation est : $\gamma = (\mu + \kappa/2)j$

V_T représente la vitesse de la thermophorese : $V_T = K_1\left[\frac{v}{T_r}\frac{\partial T}{\partial y}\right]$

Lorsque k_1 est un coefficient thermophoretique et T_r est une température de référence. Les conditions initiales et aux limites sont définies comme suit :

$$\text{à } y = 0 : u = U; v = \pm v_w ; T = T_w ; C = C_w \; and \; N = -n\,\partial u/\partial x$$

$$pour \; y \to \infty : u \to 0; T \to T_w ; C \to C_w \; et \; N \to 0 \qquad \text{(IV.6)}$$

Dans l'équation ci-dessus n = 1/2 qui représente une faible concentration de flux de particules et indique la disparition de la partie anti-symetrique du tensor de contrainte, Ahmadi 1976[197].

Suivant Yacob et al. 2011[198], des quantités sans dimension sont introduites pour obtenir les solutions de similarité.

$$\eta = (U/vx)^{1/2} y \; ; \; \psi = (vxU/)^{1/2} f(\eta) \; ; N = (U/vx)^{1/2} h(\eta)$$

Alors que pour la température et la concentration sans dimension

$$\theta = (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty), \quad S = (C - C_\infty)/(C_w - C_\infty)$$

Où h est la variable de similarité indépendante, *f(h)* est la fonction de vitesse sans dimension, *h(h)* est la microrotation sans dimension, *q(h)* est la température sans dimension et f(h) est la concentration sans dimension. En outre, y est la fonction de flux qui est définie de la manière habituelle comme : $u = \partial\psi/\partial y, v = -\partial\psi/\partial x$

Ensuite, les composants de la vitesse deviennent : $u = U f'(\eta) \; and \; v = \frac{1}{2}(vx/x)^{1/2}(\eta f' - f)$

En utilisant les quantités non dimensionnelles, les équations (IV.1- IV.5) avec les conditions aux limites (IV.6) Peuvent être encore réduites a un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles des solutions numériques seront plus facilement obtenues.

$$(1+K)f''' + \frac{1}{2}ff'' - Mf' + Kh' + Gr_x\theta + Gm_x\phi = 0 \qquad \text{(IV. 7)}$$

$$\left(1 + \frac{K}{2}\right)h'' - K(2h + f'') + \frac{1}{2}(hf)' = 0 \qquad \text{(IV. 8)}$$

$$\theta'' + \frac{1}{2}Prf\theta' + MEcPrf'^2 = 0 \qquad \text{(IV. 9)}$$

$$\phi'' + \frac{1}{2}Scf\phi' + Sc\tau(\theta''\phi + \theta'\phi') = 0 \qquad \text{(IV. 10)}$$

Les conditions aux limites deviennent

$$\text{à } \eta = 0 : f'(0) = 1 \; ; \; f(0) = \pm f_w \; ; \; h(0) = -\frac{1}{2} f''(0) \; ; \; \theta(0) = \phi(0) = 1$$

$$pour \; \eta \to \infty : f'(\infty) = 0; \quad h(\infty) \to \; 0 \; ; \; \theta(\infty) \to 0 \; ; \; \phi(\infty) \to 0 \qquad (IV.\,11)$$

Ou, nous avons pris $j = {}^{v_x}/_{U}$ comme densite de micro-inertie.

$f_w = -2v_w\sqrt{x/\nu U}$, représente la vitesse d'aspiration / injection à la plaque.

Les différents paramètres impliqués sont définis par

$$Gr_x = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)x}{U^2} \; , Gm_x = \frac{g\beta^*(C_w - C_\infty)x}{U^2} \; , K = \frac{\kappa}{\mu} \; , M = \frac{Ha_x^2}{Re_x} = \frac{\sigma B_0^2 x}{\rho U}$$

$$Ec = \; \frac{U^2}{c_p(T_w - T_\infty)} \; , Pr = \frac{\nu}{\alpha} \; , \tau = -\frac{k_1(T_w - T_\infty)}{T_r} \; , Sc = \frac{\nu}{D}$$

Gr_x, Gm_x, K, M, Ec, Pr et τ Désignent le numéro local Grashof thermique, le numéro local Grashof, le paramètre matériel, le paramètre magnétique, le numéro Eckert, le numéro Prandtl et le paramètre thermophoretique respectivement, Tandis que Sc est le numéro de Schmidt. Ha_x *et* Re_x liés à M sont les nombres connus de Hartmann et Reynolds, respectivement.

La contrainte de cisaillement de surface τ_w, la contrainte de couple de la paroi m_w, le flux de chaleur de surface q_w et le flux de masse de surface q'_w sont donnés par :

$$\tau_w = \left[(\mu + \kappa)\frac{\partial u}{\partial x} + \kappa N\right]_{y=0} \; , m_w = \gamma\left(\frac{\partial N}{\partial y}\right)_{y=0} \; , q_w = -\lambda_g(\frac{\partial T}{\partial y})_{y=0} \; , q'_w = -D(\frac{\partial C}{\partial y})_{y=0}$$

Pour *les* applications pratiques, les quantités physiques correspondantes d'intérêt sont le coefficient de frottement mécanique C_f, la contrainte de couple de paroi sans dimension M_w, le nombre de Nusselt local Nu_x et le nombre de Sherwood local Sh_x, qui sont définis comme :

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U^2} \; , M_w = \frac{m_w}{\rho U^2 x} \; , Nu_x = \frac{x q_w}{\lambda_g(T_w - T_\infty)} \; , Sh_x = \frac{x q_w'}{D(C_w - C_\infty)}$$

En utilisant les variables sans dimension, nous obtenons

$$\frac{1}{2} C_f Re_x^{\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{K}{2}\right) f''(0) \; , M_w Re_x = \left(1 + \frac{K}{2}\right) h'(0) \; , \frac{Nu_x}{Re_x^{\frac{1}{2}}} = -\theta'(0), \frac{Sh_x}{Re_x^{\frac{1}{2}}} = -\phi'(0) \quad (IV.12)$$

IV.3. Résultats et discussions

L'ensemble des équations différentielles ordinaires couplées (*I*V.7) - (*I*V.10) sont non linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement. Avec les conditions aux limites (*I*V.11), ils forment un problème de valeur limite de deux points, qui peut être résolu en utilisant la méthode des différences finies qui implémente la formule de collocation Lobatto à trois étapes. Une solution continue est fournie par le polynôme de collocation qui est précis dans le quatrième ordre. La sélection du maillage et le contrôle des erreurs sont liés au résidu de la solution continue. Les sous-intervalles sont générés pour procéder à integration.

Les régions d'écoulement sont contrôlées par des paramètres thermophysiques, à savoir Gr_x, Gm_x, K, τ, M, Ec, Pr et Sc. Des calculs numériques sont effectués pour différentes valeurs des paramètres représentés sur toutes les figures. Pour vérifier l'exactitude du code utilisé, les calculs préliminaires sont exécutés sur la base des valeurs mises en œuvre par Alam et al. [53], Et en tenant compte des différences spécifiques dans les variables transformées. De la figure IV.2 habillé $Pr = 0.7$; $Sc = 1000$ et $M = 0.$; $Ec = Grx$, $Gmx = 0.$; $K = 0.$; $\tau = 1$, la vitesse prévue pour la comparaison est dans le bon accord.

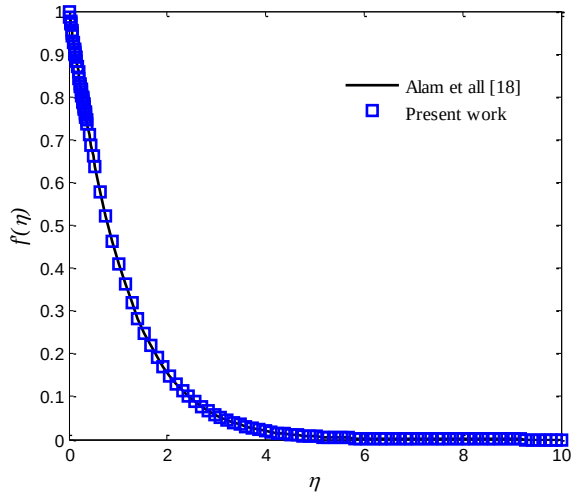


Figure. IV.2. Profils de vitesse f '(η) pour comparaison avec les résultats d'Alam et al. 2009

Ensuite, des calculs numériques ont été effectués pour les profils de vitesse, de microrotation, de température et de concentration. Pour comparer le comportement de la fluide

micropolaire forte et faible, les résultats principaux dans toutes les figures sont affichés graphiquement pour *K = 0,1 et K = 6.*

Un cas de référence est adopté avec ces paramètres, *Pr = 0,71 ; Sc = 0,3* et *Ec = 0,1 ;* Tandis que le nombre local de Grashof thermique est de *2,0* et le nombre de Grashof de concentration locale est choisi pour être de *0,5. Les* valeurs de force du champ magnétique sont choisies entre *0,5* et *1,0* alors que *M = 0,0* correspondent au flux sans champ magnétique. De même, le paramètre thermoélectrique τ *prend 1.0* et *2.0* où, comme $\tau = 0$, l'absence du dépôt de particules de thermophoresis. Pour illustrer le flux d'aspiration / injection à travers la plaque perméable, les valeurs $f_w = +1$ correspondent à la boîte d'aspiration et $f_w = -1$ est choisi pour le cas d'injection. L'imperméable est représenté naturellement par $f_w = 0$.

IV.3.1. Effet du paramètre magnétique *M* et du paramètre matériel *K*

Des courbes typiques sont obtenues pour la vitesse du fluide, Figure IV.3. A partir de cette figure, on peut observer que l'augmentation du paramètre magnétique *M* diminue la vitesse *f'* à l'intérieur de la couche limite hydrodynamique. Ceci est dû à la force de Lorentz qui agit et décélère le mouvement du fluide. La comparaison utile entre un fluide faible et fortement micropolaire montre que cet effet magnétique est plus important pour une véritable liquide micropolaire. Le champ magnétique développe la force de Lorentz qui perturbe non seulement le flux principal, mais aussi la microrotation des particules.

La figure V.4 représente le profil de vitesse angulaire. Comme on peut le voir, l'effet de *M* sur le fluide micropolaire est plus prononcé pour la plaque mobile, où l'augmentation du champ magnétique correspond à une augmentation substantielle de la vitesse angulaire. Dans une zone représentative $\eta > 2$, on observe moins d'effet. Bien que le même effet se rencontre dans la même zone pour un fluide faiblement micropolaire, la tendance est telle que la vitesse angulaire tombe plus spectaculairement avec *M*. Ceci s'explique par la différence de concentration des particules et dans les deux cas.

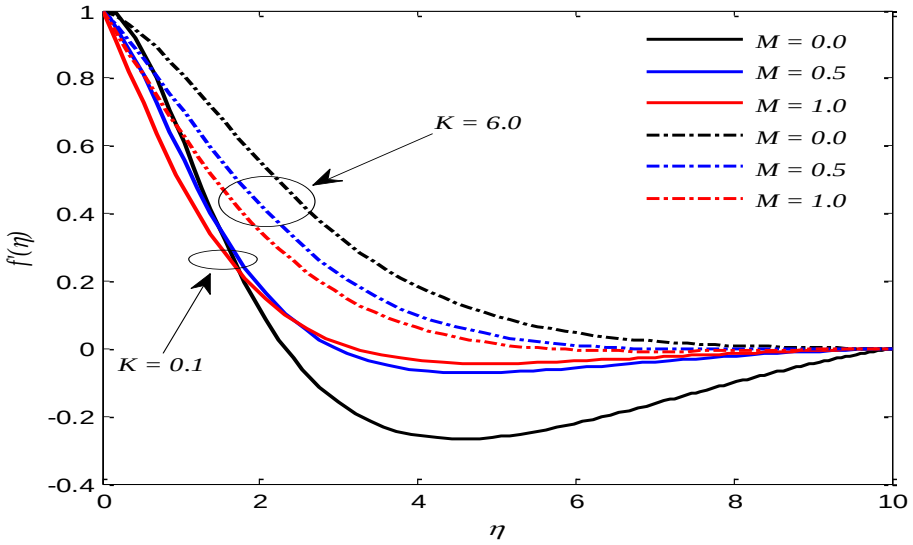


Figure. IV.3. Profils de vitesse f '(η) avec M. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, *Pr* = 0.71, f_w= 1.0, *Ec* = 0.1, *Sc* = 0.3, τ = 1.0)

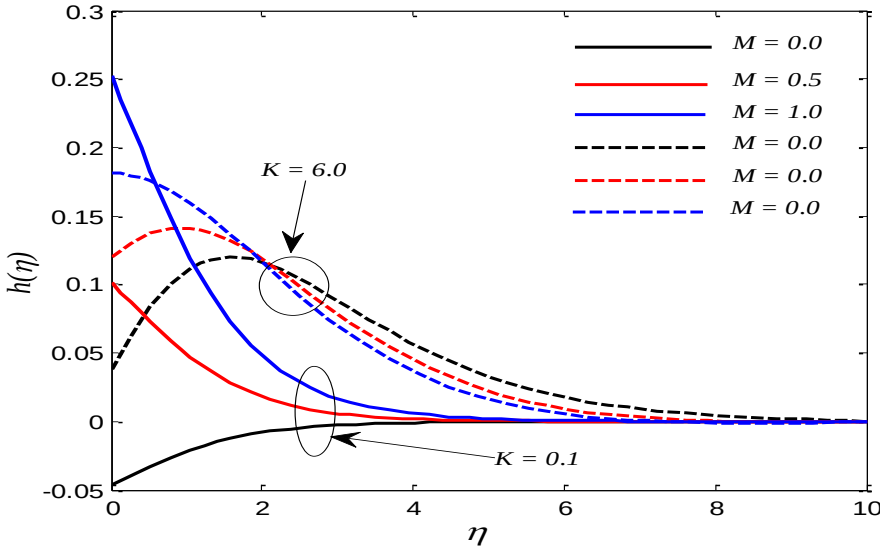
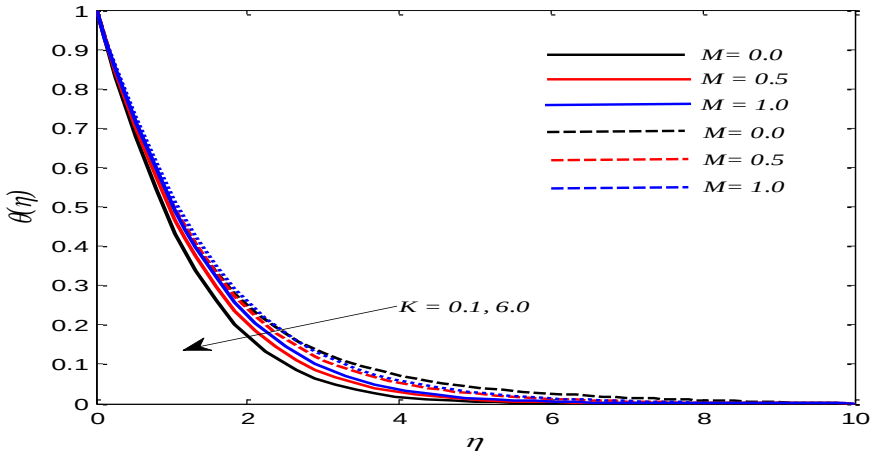


Figure. IV.4. Profils de microrotation h(η) avec M. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, *Pr* = 0.71, f_w= 1.0, *Ec* = 0.1, *Sc* = 0.3, τ = 1.0)

Il a noté à partir de la figure IV.5 que l'application d'un champ magnétique à l'écoulement conduit à une augmentation du profil de température avec l'augmentation de *M*. Ceci est attribuée à la vitesse réduite, comme on l'a vu plus haut. Ensuite, la chaleur échangée avec la plaque mobile est réduite, provoquant à son tour une température accrue dans la couche limite thermique. Comparativement, les profils correspondants, un fluide faiblement micropolaire présentent une température plus élevée et une couche limite plus épaisse. Dans l'ensemble, cela

indique qu'une chaleur étendue peut être obtenue par un fluide micropolaire plutôt qu'un fluide classique.



.

Figure. IV.5. Profils de température $\theta(\eta)$ avec M. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, Pr = 0.71, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, τ = 1.0)

La figure IV.6 montre les profils de concentration sous l'effet de *M*. ici encore, l'utilisation d'un fluide micropolaire est un moyen intéressant d'améliorer le transfert de masse. Pour les conditions actuelles rencontrées et un fluide classique, il convient de mentionner que les profils de température sont insensibles au changement de *M*. Comme la température à l'intérieur de la couche limite thermique, on peut également voir à partir de cette figure que la concentration du fluide dans le même La couche limite de masse augmente à mesure que *M* augmente. La couche limite du ticker est synonyme d'échange de masse lent, causé par la vitesse retardée ou la présence de la force de Lorentz.

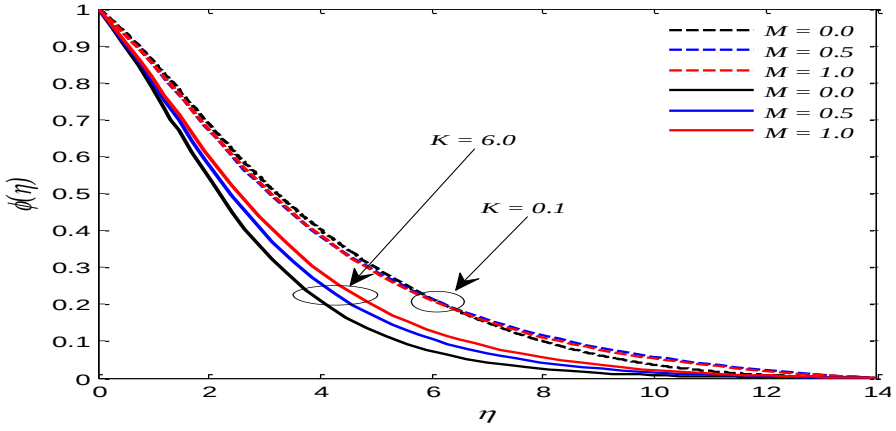


Figure. IV.6. Profils de la concentration $\phi(\eta)$ avec M. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, Pr = 0.71, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, τ = 1.0)

IV.3.2. Effet du paramètre de thermophorèse τ et du paramètre matériel K

Le phénomène de thermophorèse ou la migration des particules provoquée par la présence d'un gradient thermique constitue un mécanisme supplémentaire pour la diffusion d'espèce. La vitesse est réduite uniformément lorsque le paramètre τ augmente, figure IV.7. Pour une forte micropolarité du fluide, Cet effet augmente la vitesse du fluide et la couche limite de momentum est naturellement augmentée aussi. Au sens physique, il est évident que le liquide micropolaire peut être considéré comme plus visqueux qu'un fluide classique. La viscosité du vortex joue un rôle important par rapport au flux. Au voisinage de la plaque mobile, l'effet de τ sur la microrotation des particules, comme le montre la figure IV.8, n'est pas négligeable. On constate que le départ maximal est situé sur la plaque et la vitesse angulaire est plus grande lorsque τ augmente. D'autre part, La microrotation est concentrée au mur et tombe brusquement par rapport à la faible micropolarité. Probablement, La viscosité du vortex car la viscosité fonctionne essentiellement à l'interface mur-fluide.

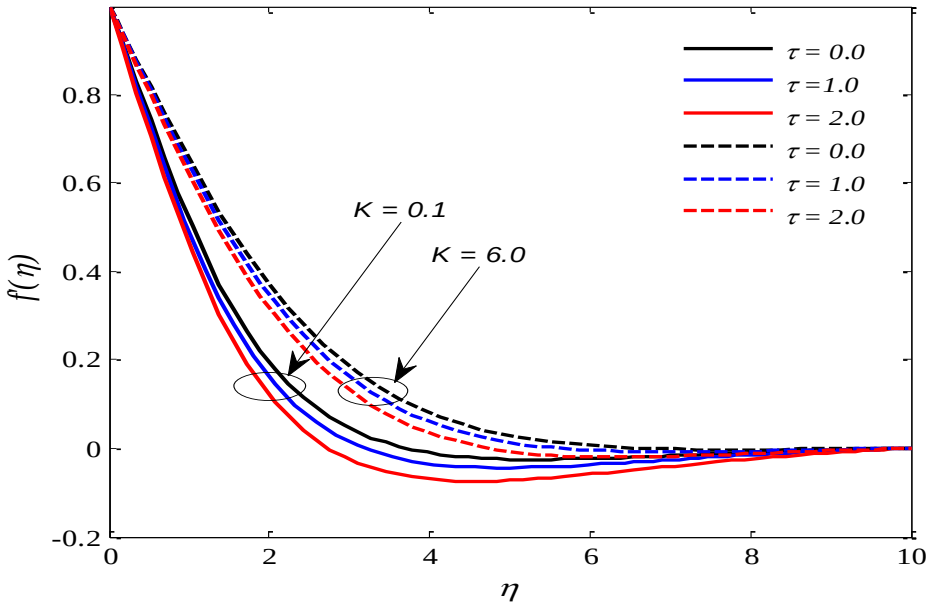


Figure. IV.7. Profils de vitesse f '(η) avec τ. (Gr_x = 2.0, Gm_x= 0.5, Pr = 0.71, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)

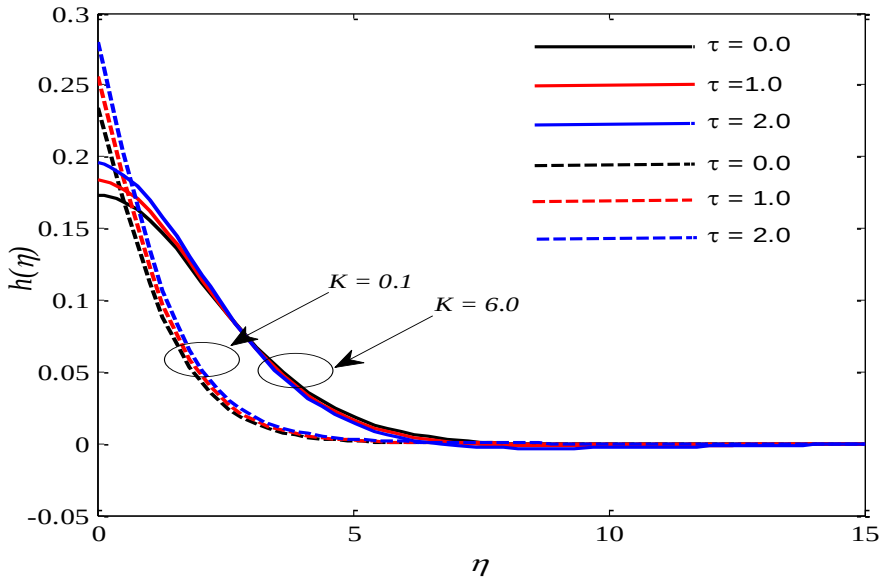


Figure. IV. 8. Profils de microrotation h(η) avec τ. (Grx = 2.0, Gmx = 0.5, Pr = 0.71, fw= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)

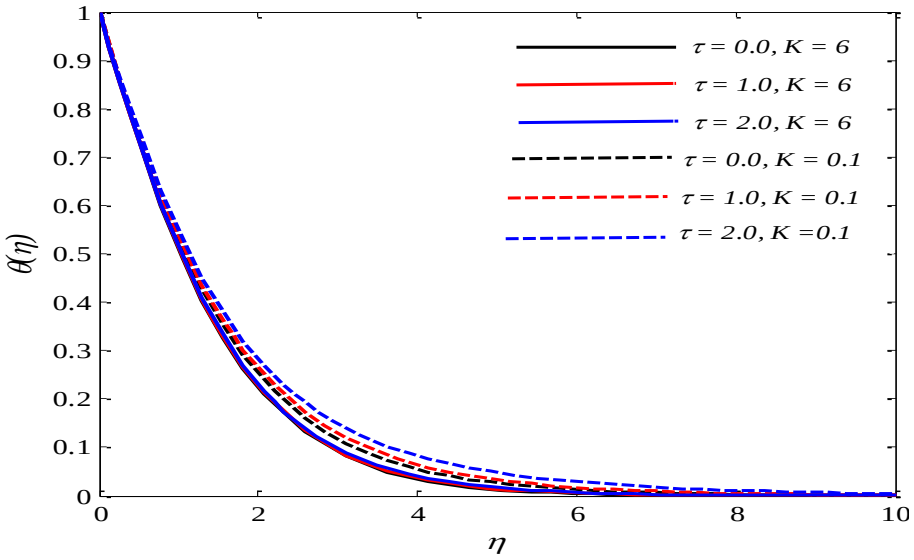


Figure. IV.9. Profils de température θ(η) avec τ. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, *Pr* = 0.71, f_w= 1.0, *Ec* = 0.1, *Sc* = 0.3, *M* = 1.0)

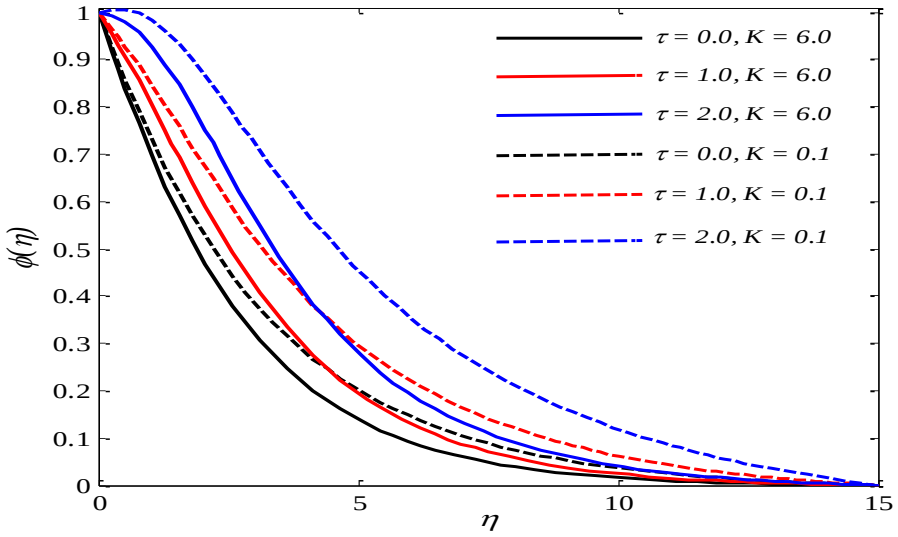


Figure. IV.10. Profils de la concentration $\phi(\eta)$ avec τ. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, Pr = 0.71, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, M = 1.0)

Dans la figure IV.9, Les profils de température ne sont pas affectés par l'effet de la thermophorèse. Cela s'explique par le fait que le phénomène actuel est un mécanisme de masse. À l'inverse, à la figure IV.10, L'augmentation du paramètre thermophorèse τ provoque une augmentation de la concentration du fluide. Superposé au mécanisme de base, La couche limite de masse est amplifiée par la présence de la Thermophorèse. Il peut affirmer qu'un transfert de masse amélioré est obtenu par l'utilisation d'un fluide micropolaire.

IV.3.3. Effet du paramètre d'aspiration / injection f_w et du paramètre matériel K

Les effets de l'aspiration / injection en conjonction avec un fluide micropolaire sont représentés sur les figures. IV.11- IV.14. Le passage de l'aspiration à l'injection conduit à améliorer la couche limite hydrodynamique, comme indiqué dans la figure IV.11. Il est évident que la vitesse du fluide diminue lorsque l'aspiration se produit et vice versa. Inversement, L'épaisseur de la couche limite hydrodynamique est inférieure au cas d'aspiration que dans le cas d'injection. Les résultats montrent que le fluide micropolaire présente plus de résistance au débit, comme prévu. Cependant, Cet effet peut être inversé dans le cas d'injection avec un fort liquide micropolaire. La figure IV.12 montre la tendance inverse de la microrrotation, en particulier dans la première région près de la plaque perméable mobile. Il convient de noter que la vitesse angulaire commence à partir d'une valeur minimale pour atteindre une valeur maximale, puis commence à diminuer. Un tel comportement n'apparaît pas pour un fluide micropolaire dans le

cas d'aspiration. Il est intéressant de noter qu'une valeur négative de la vitesse angulaire est observée pour un fluide micropolaire faible dans le cas d'injection. Ces résultats démontrent que la micro-rotation est intensive au milieu de la couche limite, Selon K et f_w. L'influence du paramètre d'aspiration / injection f_w sur le profil de température est illustrée à la figure IV.13. Dans le cas d'aspiration, la température diminue alors que l'effet opposé est observé dans le cas d'injection. Par conséquent, une légère amélioration du transfert de chaleur avec le fluide micropolaire se rencontre dans ces conditions. Une tendance similaire est remarquée à partir du profile de concentration, tel qu'indiqué dans la figure IV.14.

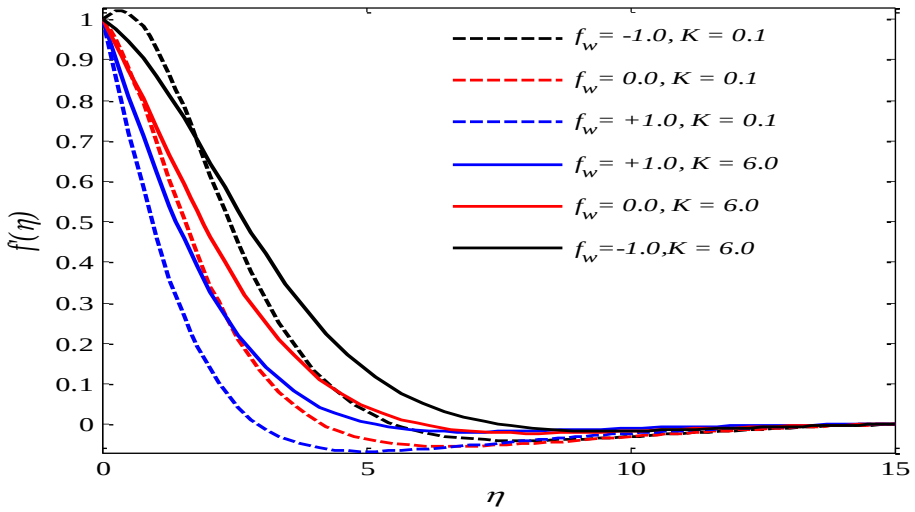


Figure. IV.11. Profils de vitesse f '(η) avec f_w. (Gr_x = 2.0, Gm_x= 0.5, Pr = 0.71, M= 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, τ = 1.0)

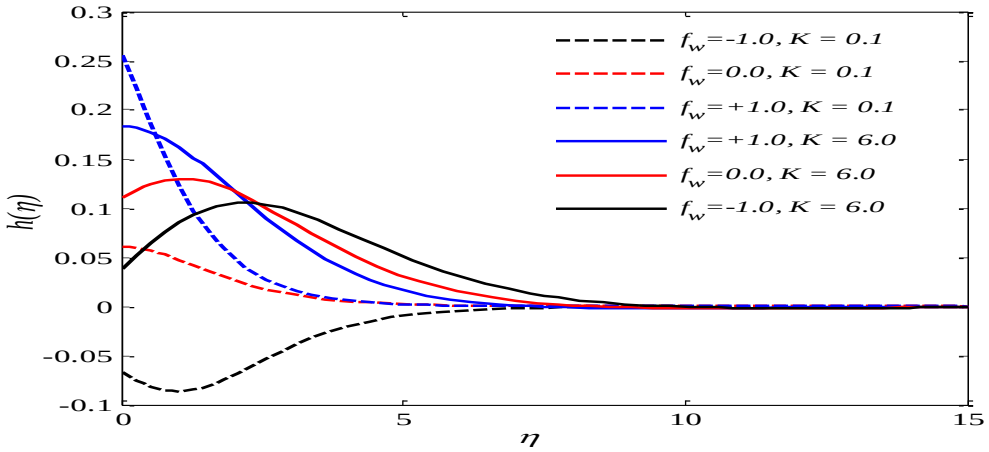


Figure. IV.12. Profils de microrotation h(η) avec f_w. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, Pr = 0.71, M = 1.0, Ec = 0.1, Sc = 0.3, τ = 1.0)

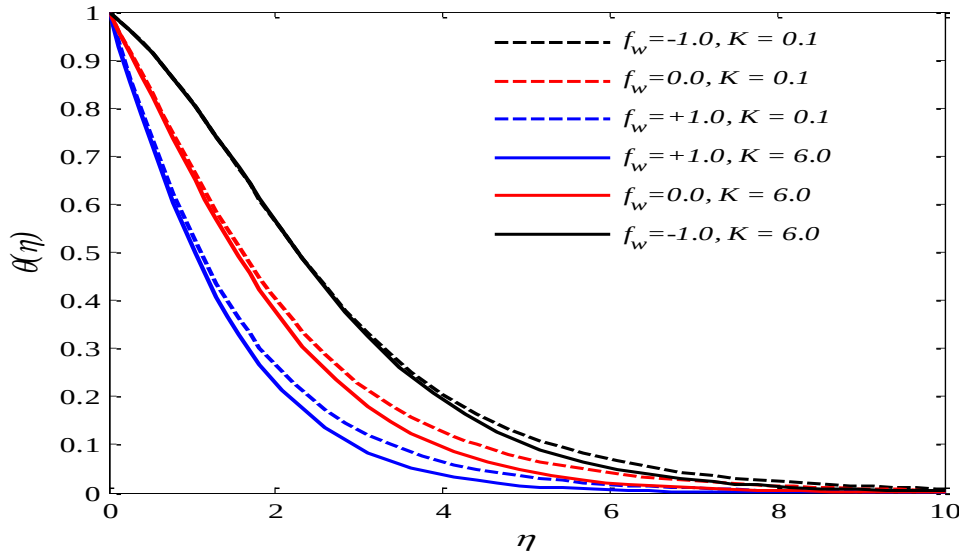


Figure . IV.13. Profils de température $\theta(\eta)$ avec f_w.(Gr_x =2.0, Gm_x = 0.5, Pr = 0.71, M= *1.0,* Ec = 0.1, Sc = *0.3,* τ = *1.0)*

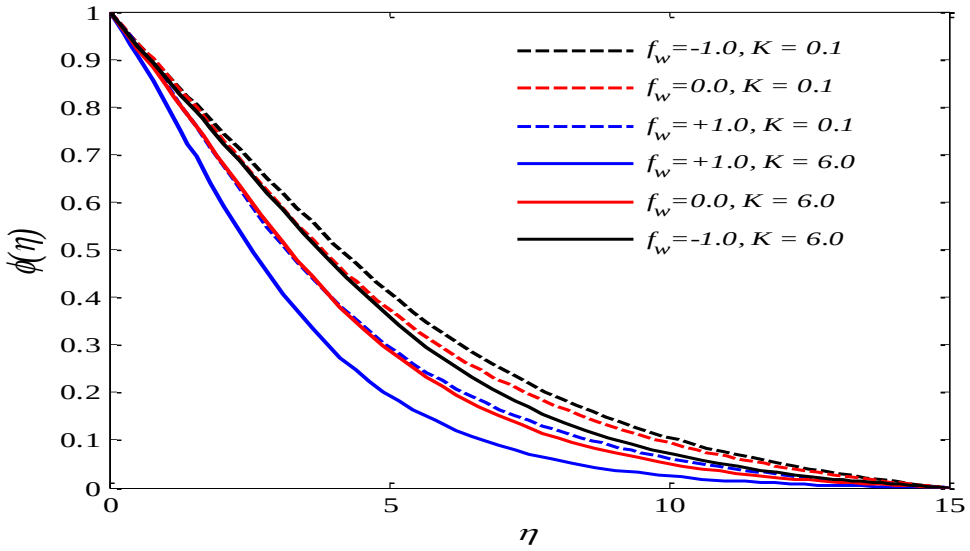


Fig ure. IV.14. Profils de la concentration $\phi(\eta)$ avec f_w. (Gr_x = 2.0, Gm_x = 0.5, *Pr* = 0.71, *M* = 1.0, *Ec* = 0.1, *Sc* = 0.3, τ = 1.0)

IV.3.4. Variations du coefficient de frottement mécanique, contrainte de cisaillement surfacique, le Nombre local de Nusselt et Sherwood

À présent, Nous sommes concernés par les variations du coefficient de frottement mécanique, les nombres locaux de Nusselt et Sherwood pour différentes valeurs du paramètre magnétique local *M*, le paramètre de matériau *K*, le paramètre thermophorèse τ , le paramètre d'aspiration / injection f_w et le nombre de Prandtl *Pr* qui *sont* illustrés dans les tableaux IV.1 et

IV.2. On constate dans le tableau IV.1 que le champ magnétique affecte fortement le coefficient de frottement mécanique et faiblement les autres quantités. D'autre part, Le transfert de masse est sensible à l'effet de la thermophorèse et beaucoup moins pour le transfert de chaleur. Du tableau IV.2, seul le cas d'aspiration a un effet important sur la contrainte locale couple de paroi ainsi que le coefficient de frottement locale de la peau, Alors que le nombre local de Nusselt est légèrement affecté et le nombre local de Sherwood demeure insensible aux trois cas étudiés. Dans tous les cas, On peut remarquer que le frottement de la peau concerne principalement les variations de la micropolarité. La contrainte de cisaillement surfacique est significativement variée avec les valeurs faibles du paramètre matériel.

Tableau. IV.1. Valeurs de $\frac{1}{2}C_f Re_x^{\frac{1}{2}}$, $M_w Re_x$, $Nu_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$, $Sh_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$ *et pour les valeurs sélectionnées de* τ, M *et* K *avec* $Gr_x = 2.0$, $Gm_x = 0.5$, $Pr = 0.71$, $f_w = 1.0$, $Ec = 0.1$, $Sc = 0.3$

M	τ	K	$\frac{1}{2}C_f Re_x^{\frac{1}{2}}$	$M_w Re_x$	$Nu_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$	$Sh_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$
0.0	1.0	0.1	-0.0697	0.1149	0.6197	0.1241
		3.0	-0.1387	0.3757	0.6710	0.1730
		6	-0.3020	0.3900	0.6829	0.1875
1.0	1.0	0.1	-0.5297	-0.0969	0.5589	0.1499
		3.0	-1.0470	-0.0190	0.5754	0.1659
		6	-1.4532	-0.0164	0.5829	0.1781
2.0	1.0	0.1	-1.0157	-0.2634	0.5059	0.1513
		3.0	-1.6777	-0.3290	0.5169	0.1649
		6	-2.2232	-0.3488	0.5214	0.1766
1.0	0.0	0.1	-0.4881	-0.0840	0.5652	0.3012
		3.0	-0.9822	-0.0042	0.5787	0.3186
		6	-1.3752	-0.0016	0.5847	0.3303
	1.0	0.1	-0.529	-0.0969	0.5589	0.1499
		3.0	-1.0470	-0.0190	0.5754	0.1659
		6	-1.4532	-0.0164	0.5829	0.1781
	2.0	0.1	-0.5759	-0.1108	0.5495	0.0043
		3.0	-1.1235	-0.0350	0.5704	0.0172
		6	-1.5468	-0.0328	0.5803	0.0296

Tableau. IV.2. Valeurs de $\frac{1}{2}C_f Re_x^{\frac{1}{2}}$, $M_w Re_x$, $Nu_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$, $Sh_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$ *et pour les valeurs sélectionnées de* τ, f_w *et K avec* Gr_x = 2.0, Gm_x= 0.5, Pr = 0.71, M = 1.0, Ec =0.1, Sc =0.3

τ	f_w	K	$\frac{1}{2}C_f Re_x^{\frac{1}{2}}$	$M_w Re_x$	$Nu_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$	$Sh_x Re_x^{-\frac{1}{2}}$
0.0	-1.0	0.1	-0.1261	0.0464	0.1368	0.1519
		3.0	-0.0710	0.1815	0.1376	0.1527
		6	-0.2960	0.2016	0.1383	0.1545
1.0	0.0	0.1	-0.1363	0.0483	0.3184	0.1517
		3.0	-0.5242	0.1312	0.3252	0.1594
		6	-0.8652	0.1304	0.3293	0.1660
2.0	+1.0	0.1	-0.5297	-0.0969	0.5589	0.1499
		3.0	-1.0470	-0.0190	0.5754	0.1659
		6	-1.4532	-0.0164	0.5829	0.1781

IV.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet du champ magnétique et de la thermophorèse sur un écoulement laminaire stable dans la zone de la couche limite en convection naturelle bidimensionnelle thermique et massique simultanée d'une fluide micropolaire compressible électriquement conductrice adjacente à une plaque verticale perméable et nous avons supposé des conditions aux limites. Les équations différentielles partielles sont transformées en équations différentielles ordinaires en utilisant la solution de similarité locale, et sont résolus numériquement en utilisant la routine bvp4c du logiciel symbolique d'algèbre informatique MATLAB, validée par des résultats montrés dans la littérature. Nous pouvons conclure avec la note suivante:

- Le paramètre magnétique a un fort effet sur les caractéristiques du flux de fluide micropolaire. Il joue un autre effet de dissipation qui peut affecter sensiblement les échanges multiples des transferts de masse et d'énergie.
- Travailler avec des fluides micropolaires conduites à une modification de la température, la vitesse angulaire et les profils des espèces de masse, qui affectent à leur tour les taux de chaleur et de masse, mais l'effet est plus perceptible pour la vitesse d'écoulement et une plus grande influence est observé pour le coefficient de frottement de la peau.
- On constate que le taux de transfert de masse diminue fortement avec l'augmentation du paramètre thermophorèse.

- Il est clair que l'aspiration / injection de la plaque perméable peut être modifiée en fonction de l'écoulement, de la vitesse angulaire, de la température et de la masse sans dimension. Pour un point de vue du contrôle, le coefficient de frottement de la peau, Le taux de contrainte, de chaleur et de masse peut être réglé principalement par une plaque perméable dans le cas d'aspiration.

ChapitreV

Analyse de Génération D'entropie d'un écoulement *MHD* de Micropolaire Nanofluide sur une Plaque Permeable Mobile

V.1. Introduction

En raison de leur conductivité thermique plus élevée, les nanofluides ont été développés au cours des dernières décennies pour remplacer les fluides traditionnels. Ces nanofluides sont constitués d'un fluide de base et de nanoparticules de métaux et d'oxydes. En conséquence, un large éventail d'utilisations peut être mis à profit et les difficultés actuelles liées à l'amélioration du transfert de chaleur peuvent être surmontées.

L'ajout de nanoparticules à un fluide augmente sa capacité à conduire le transfert de chaleur [199], mais augmente également sa viscosité et, par extension, sa perte de charge. Les meilleures circonstances de consommation d'énergie peuvent être déterminées en calculant l'entropie d'un système et en la minimisant, ce qui ouvre la voie à une efficacité maximale grâce à une réduction du gaspillage d'énergie.

Certaines études actuelles sur l'entropie créée par les fluides peuvent être résumées ici. La formation d'entropie dans la cavité trapézoïdale a été réduite par Mondal et Mahapatra [200] en équilibrant les influences du mouvement des fluides, du transfert de chaleur, du transfert de masse et du champ magnétique. Abbassi et coll. [201] ont analysé la génération d'entropie lors du péristaltisme d'un nanofluide dont la viscosité varie avec la température. Afin de générer de l'entropie pour un ferrofluide Fe_3O_4 à base d'eau sous l'effet *MHD*, Shafee et al. [202] ont utilisé un modèle par éléments finis (*CFEM*) de dynamique des fluides computationnelle (*CFD*) dans une cavité semi-annulaire poreuse. L'analyse de la deuxième loi d'un fluide Powell-Eyring se déplaçant via un microcanal incliné a été étudiée par Madhu et al. [203]. Madhu et al. [204] ont analysé le transfert de chaleur et la génération d'entropie d'un fluide non newtonien circulant dans un microcanal vertical avec une condition aux limites convective. Le flux péristaltique générateur d'entropie du nanofluide AgH2O a fait l'objet de recherches par Akbar et al. [205]. Les effets de la dissipation visqueuse et d'un champ magnétique variable ont été pris en compte dans une étude informatique de l'analyse d'entropie dans un flux *MHD* à convection mixte de nanofluide sur une feuille étirée non linéaire par Martin et al. [206]. La convection forcée turbulente des nanofluides a été étudiée par Bianco et al. [207] utilisant une analyse paramétrique pour déterminer la génération d'entropie dans un tube à section circulaire et à flux thermique de paroi constant. L'écoulement nanofluidique de Poiseuille avec conditions aux limites de

glissement et de convection dans un canal poreux soumis à un champ magnétique a été étudié par Das et al. [208].

L'étude de la génération d'entropie de sources de paires de cylindres excentriques sur la convection naturelle des nanofluides dans un état non Boussinesq a été étudiée par Mirzaee et Laksaian [210]. Sous l'influence du *MHD* et du rayonnement thermique, Hosseinzadeh et al. [211] ont mené une étude sur la génération d'entropie d'un nanofluide comprenant des NTC et du $(CH_2OH)_2$. báez et al. [212] ont étudié le mouvement d'un nanofluide visqueux électriquement conducteur dans un microcanal contenant des plaques perméables. La conclusion finale est le résultat de l'intégration de plusieurs effets, notamment les conditions limites de convection, le rayonnement thermique, l'aspiration/injection, le champ magnétique, le glissement hydrodynamique et la fraction volumique des nanoparticules. L'analyse d'entropie dans le flux magnétohydrodynamique électrique (*MHD*) de nanofluide sous l'influence du rayonnement thermique a été étudiée par Daniel et al. [213]. Hussein et coll. [214] étudient la genaration d'entropie d'un flux de nanofluide eau-alumine dans une cavité à double couvercle avec chauffage discontinu. L'étude de la génération d'entropie au cours du flux de convection naturelle *MHD* d'un nanofluide hybride dans une cavité carrée avec un bloc conducteur ondulé a été étudiée numériquement par Tayebi et Chamkha. [215]. De nombreuses tâches d'ingénierie bénéficient de l'utilisation de fluides non newtoniens avec transfert de chaleur par convection. Une relation déformation-contrainte non linéaire est utilisée pour modéliser ces fluides au comportement constitutif non linéaire. Certains de ces fluides, appelés fluides micropolaires, jouent un rôle essentiel dans les développements techniques dans un large éventail d'industries, grâce à leurs performances bénéfiques dans des domaines tels que l'ingénierie navale et aéronautique, les télécommunications, les systèmes de production d'énergie et le secteur alimentaire. Par ailleurs, la prise en compte des rotations des particules, nanoparticules ou molécules constituant un fluide complexe est particulièrement favorisée par le fluide micropolaire, vu comme un modèle mathématique représentatif. La magnétohydrodynamique (*MHD*) a également reçu beaucoup d'attention ces derniers temps. *MHD* s'intéresse aux mouvements des fluides connecté électriquement en présence de champs électriques et magnétiques. Lorsqu'un fluide conducteur d'électricité se déplace à travers un champ magnétique, le mouvement du fluide est affecté par des courants électriques induits qui, à leur tour, provoquent des forces mécaniques lorsqu'ils interagissent avec le champ magnétique initial.

Les effets de la dissipation visqueuse, de la convection mixte, du glissement de vitesse et du saut de température sur l'écoulement d'un nanofluide micropolaire ont été étudiés par Roja et al. [216]. En tenant compte des effets magnétiques et de la production/absorption de chaleur, Javed et Siddiqui [217] ont analysé la stabilité linéaire du flux de nanofluides micropolaires via des enceintes triangulaires en utilisant un modèle de convection mixte. Javed et al. [218] ont étudié l'effet du *MHD* sur la convection mixte dans une cavité triangulaire perméable remplie d'un milieu poreux micropolaire saturé de nanofluides. Chand et al. [219] ont analysé la règle de l'hypothèse de stabilité linéaire dans leur examen théorique de la convection thermique dans un couche horizontale de nanofluide micropolaire. Yusuf et al. [220] étudient l'irréversibilité d'un film fluide micropolaire se déplaçant le long d'un substrat poreux incliné avec effet de glissement. Le flux de compression d'un nanofluide micropolaire Casson avec effets d'injection/aspiration et de glissement a été étudié par Ramesh et al. [221]. Un rayonnement thermique non linéaire et une énergie d'activation ont été appliqués à un disque rotatif poreux contenant des micro-organismes grouillants dans une étude réalisée par Ijazkhan et al. [222]. Cependant, les recherches sur l'utilisation de nanofluides en conjonction avec un fluide micropolaire comme fluide de base sont encore limitées. Dans ce contexte, il est approprié de faire référence aux conclusions pertinentes. Dans leurs recherches, Eid et Mabood [223] ont pris en compte les sources/puits de chaleur et le rayonnement thermique tout en étudiant la magnétohydrodynamique d'un nanofluide poussiéreux micropolaire frappant une feuille en expansion dans un régime poreux. Les résultats les plus notables incluent une diminution de la vitesse d'écoulement et de la température avec une augmentation du paramètre d'aspiration, et l'inverse pour l'injection. Selon les recherches de Roja et al. [216], la production d'entropie est augmentée par l'angle d'inclinaison et le nombre de Grashof et diminuée par le paramètre matériel et le paramètre magnétique. La generation d'entropie sur la couche limite sur une surface d'étirement et une réaction chimique ont été étudiées par Almakki et al. [224] dans le contexte d'un *MHD* nanofluide micropolaire. Ils ont découvert que la diffusion thermique est le contributeur le plus important à la generation d'entropie et que le processus devient plus efficace lorsque les nombres de Reynolds et de Brinkman sont élevés. La magnétite micropolaire-Fe_3O_4 Ferro-liquide a été étudiée en profondeur par Zaib et al. [225], utilisant un flux convectif mixte provenant d'une plaque verticale. Ils ont constaté que le paramètre micropolaire accélère la séparation de la couche limite tandis que le pourcentage volumique de ferroparticules est ralentit.

Nayak et coll. [226] examinent l'écoulement incompressible et instable d'un nanofluide croisé par un fluide micropolaire dans un champ magnétique au-delà d'une feuille d'étirement linéaire. Les flux de chaleur et de masse sont pris en compte selon la théorie de la diffusion de Cattaneo-Christov. L'augmentation du paramètre de résistance à l'étirement/rétrécissement augmente le rapport d'irréversibilité.

Il est possible de représenter l'écoulement de la couche limite et le transfert de chaleur à travers une surface en mouvement constant sous la forme d'une feuille étirée réagissant au transfert de chaleur. L'extrusion de feuilles de plastique ou d'autres formes de travail avec des polymères présente le phénomène des feuilles étirées. Par conséquent, la vitesse de surface est critique puisqu'elle affecte directement le taux de transmission thermique. Le taux de transfert de chaleur de la plaque perméable peut être affecté par le champ d'écoulement si un fluide est aspiré ou injecté à travers la surface limite, comme dans le cas du refroidissement par transfert de masse. L'auteur n'a connaissance d'aucune recherche antérieure impliquant l'utilisation de la simulation numérique pour examiner la création d'entropie sur un nanofluide micropolaire sous *MHD* et traversant une plaque mobile et perméable. De telles expériences utiles peuvent être réalisées dans ces circonstances.

Ce travail analyse la création d'entropie lors de l'écoulement *MHD* par convection libre d'un nanofluide micropolaire le long d'une plaque verticale, perméable et mobile, en tenant compte de la dissipation due à la viscosité. La micropolarité est une approche mathématique qui représente adéquatement la rotation des nanoparticules du fluide. Une simulation de problèmes complexes nécessite un cadre mathématique sur mesure et une approche numérique précise. Le système résultant d'équations de couche limite basé sur le modèle hétérogène de Buongiorno est transformé en un système d'équations différentielles ordinaire via une transformation de similarité. Ensuite, à l'aide de la fonction bvp4c de Matlab, ils sont résolus numériquement. Les effets du champ magnétique, du mouvement brownien et de la thermophorèse sur l'entropie localisée créée seront illustrés graphiquement à l'aide de résultats sélectionnés.

V.2. Problème physique et formulation mathématique

On suppose qu'un nanofluide micropolaire incompressible s'écoule de manière laminaire et convective le long d'une plaque verticale d'épaisseur semi-infinie. La plaque est soumise à un champ magnétique transversal B_x applique perpendiculairement par rapport à la plaque. La

dissipation de l'énergie magnétique est prise en compte. Le fluide entre et sort de la plaque à une vitesse transversale v_w, tandis que la plaque elle-même se déplace à une vitesse constante dans la direction x par une vitesse *U*. La température ambiante et la fraction volumique des nanoparticules augmentent à mesure que y s'approche de l'infini, mais la paroi de la plaque verticale maintient une valeur constante de (*Tw* et φw), en supposant que celles-ci sont supérieures à la température ambiante et que la fraction volumique ambiante de nanoparticules atteinte lorsque y tend vers l'infini ($T\infty$ et $\varphi\infty$, respectivement). Le flux est dans la même direction que l'axe des x et l'axe des y est perpendiculaire à la plaque. Sur la figure V.1, nous voyons une représentation simplifiée du problème physique actuel.

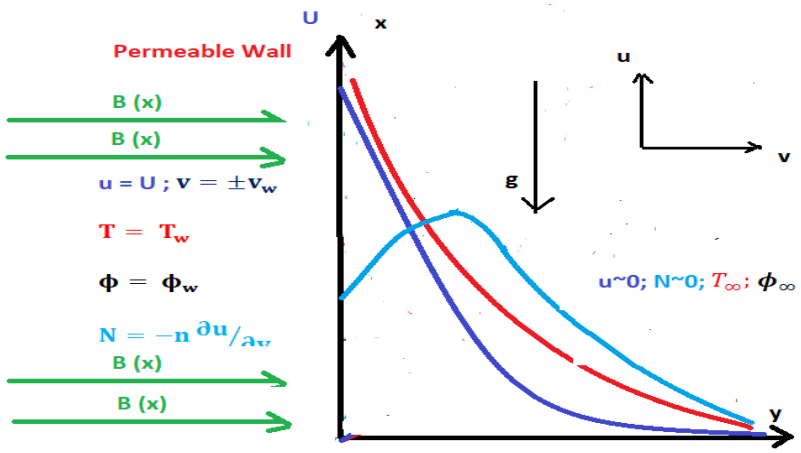


Figure. V.1. Modele physique et systeme de coordonnees

Il est utile de fournir les deux méthodes de calcul de la génération d'entropie avant de proposer la formulation mathématique. Si le facteur de friction et le nombre de Nusselt ont des relations classiques, alors la génération totale d'entropie du système peut être calculée. Cette méthode ne peut être utilisée que pour les flux internes.

Dans la deuxième méthode, plus précise, la génération d'entropie locale peut être déterminée pour chaque composant du système étudié. Pour le nanofluide micropolaire, vous devez écrire et résoudre des équations pour l'impulsion, le moment cinétique, l'énergie et la fraction volumique des nanoparticules. Les générations d'entropie locale et totale sont ensuite calculées pour chaque emplacement du domaine à l'aide des champs de vitesse, de vitesse angulaire et de température. Nous pourrons alors évaluer les quantités pratiques qui comptent.

Les équations de conservation de la masse, de l'impulsion, du moment cinétique, de l'énergie et de la fraction volumique des nanoparticules pour une situation donnée peuvent être exprimées comme suit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad \text{(V.1)}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = \left(\frac{\mu+\kappa}{\rho}\right)\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\kappa}{\rho}\frac{\partial N}{\partial y} + g\beta(T - T_\infty) - \frac{\sigma B_0^2}{\rho}u \quad \text{(V.2)}$$

$$j\rho\left(u\frac{\partial N}{\partial x} + v\frac{\partial N}{\partial y}\right) = \gamma\frac{\partial^2 N}{\partial y^2} - \kappa\left(2N + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad \text{(V.3)}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \propto_{nf}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{(\rho c)_p}{(\rho c)_f}\left(D_B\frac{\partial \varphi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{D_T}{T_\infty}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right) + \frac{\sigma B_0^2}{(\rho c)_f}u^2 \quad \text{(V.4)}$$

$$u\frac{\partial \varphi}{\partial x} + v\frac{\partial \varphi}{\partial y} = D_B\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{D_T}{T_\infty}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 \quad \text{(V.5)}$$

Nous observons que *N* est la composante du vecteur de microrotation normale au plan xy et *T* est la température dans la couche limite. D'après les travaux de Hsiao [227], la viscosité du gradient de spin est $\gamma = (\mu + \kappa/2)j$

Les conditions aux limites sont :

$$\text{à } y = 0 : u = U; v = \pm v_w ; T = T_w ; \varphi = \varphi_w \text{ and } N = -n\,\partial u/\partial y \quad \text{(V.6)}$$

$$pour\ y \to \infty : u \to 0; T \to T_w ; \varphi \to \varphi_w\ et\ N \to 0 \quad \text{(V.7)}$$

où n est supposé égal à ½ pour une faible concentration [30].

En introduisant les quantités sans dimension et les variables de similarité, comme dans Yacob et Ishak [179] :

$$\eta = (U/\nu x)^{1/2} y ; \psi = (\nu x U/)^{1/2} f(\eta) ; N = (U/\nu x)^{1/2} h(\eta) \quad \text{(V.8)}$$

$$\theta = (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty), \quad S = (\phi - \phi_\infty)/(\phi_w - \phi_\infty) \quad \text{(V.9)}$$

f(η) est la fonction de flux sans dimension, *h(η)* est la microrotation sans dimension, *T(η)* est la température sans dimension et *S(η)* est la fraction volumique des nanoparticules. la variable de similarité indépendante est représentée par η . La fonction flux notée ψ, est définie comme suit: $u = \partial\psi/\partial y$ et $v = -\partial\psi/\partial x. j\text{est pris } j = \nu x/U$ est la densite de la micro

Les composantes de vitesse deviennent

$$u = U f'(\eta) \text{ and } v = \frac{1}{2}(\nu x/x)^{1/2}(\eta f' - f) \quad \text{(V.10)}$$

En appliquant les paramètres de transformation de similarité, le système d'équations peut être réduit à :

$$(1+K)f''' + \frac{1}{2}f.f'' - M.f' + K.h' + Gr_x.\theta = 0 \quad \text{(V.11)}$$

$$\left(1+\frac{K}{2}\right)h'' - K(2h+f'') + \frac{1}{2}(h.f)' = 0 \quad \text{(V.12)}$$

$$\theta'' + \frac{1}{2}Pr.f.\theta' - Nb.S'.\theta' - Nt(\theta')^2 + M.Ec.Pr.f'^2 = 0 \quad \text{(V.13)}$$

$$S'' + \frac{1}{2}Pr.Ln.f.S' + \frac{Nt}{Nb}\theta'' = 0 \quad \text{(V.14)}$$

Les conditions aux limites deviennent

$$\eta = 0 : f'(0) = 1\ ;\ f(0) = \pm f_w\ ;\ h(0) = -\frac{1}{2}f''(0)\ ;\ \theta(0) = S(0) = 1 \quad \text{(V.15)}$$

$$\eta \to \infty : f'(\infty) = 0;\quad h(\infty) \to 0\ ;\ \theta(\infty) \to 0\ ;\ S(\infty) \to 0 \quad \text{(V.16)}$$

Les nombres suivants sont définis comme

$$Gr_x = g\beta(T_w - T_\infty)\,x/U^2 \quad \text{(V.17)}$$

$$K = \kappa/\mu \quad \text{(V.18)}$$

$$Ln = \alpha_{nf}/D_B \quad \text{(V.16)}$$

$$Nt = (\rho c)_p D_T(T_f - T_\infty)/(\rho c)_f\, T_\infty \alpha_{nf} \quad \text{(V.19)}$$

$$M_x = Ha_x^2/Re_x = \sigma B_0^2 x/\rho U \quad \text{(V.20)}$$

$$E_C = U^2/c_p\,(T_w - T_\infty) \quad \text{(V.21)}$$

$$Pr = \nu/\alpha_{nf} \quad \text{(V.22)}$$

VI.3. Analyse de la génération de l'entropie

Dans un système fermé, des mécanismes internes irréversibles déclenchent un calcul qui aboutit à la production d'entropie. En ignorant les dissipations dues au mouvement brownien et à la thermophorèse, le taux volumétrique local de génération d'entropie dans un champ magnétique pour les nanofluides peut être donné comme [180].

$$EG = \frac{k_{nf}}{T_m^2}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\mu+\kappa}{T_w}\right)\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{2\kappa}{T_w}\right)\left(N^2 + N\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \left(\frac{\gamma}{T_w}\right)\left(\frac{\partial N}{\partial y}\right)^2 + \frac{\sigma B_0^2}{T_w}u^2 \quad \text{(V.23)}$$

Cinq sources considérées dans l'équation (V.23) contribuent à la génération d'entropie, le premier terme fait référence à l'effet de conduction connu sous le nom d'irréversibilité du transfert de chaleur, les autres termes sont l'irréversibilité du frottement fluide due à l'irréversibilité naturelle. La dissipation visqueuse du fluide, à la dissipation matérielle complexe et à la giration provoquée par la microrotation et la micro-inertie du fluide, et à l'entropie générée par le champ magnétique.

N_s est le nombre de génération d'entropie, il est défini comme le rapport entre le taux de génération d'entropie volumétrique locale et un taux de génération d'entropie caractéristique, il est introduit pour mieux comprendre et étudier l'ajout d'autres effets sur la génération d'entropie.

Le nombre de generation d'entropie est defini comme suit :

$$N_s = \frac{EG}{EG_0} \tag{V.24}$$

Ou $EG_0 = \frac{U^2}{T_w}(\sigma B_0^2)$ ici, est le taux de génération d'entropie caractéristique adopté

Ensuite, en utilisant les équations (V.8), (V.9), (V.23) et (V.24), le nombre de génération d'entropie devient :

$$N_s = \frac{4}{Br\Omega M_x}\frac{\theta'^2}{(\theta-1)^2} + \frac{(1+K)}{M_x}f''^2 + \frac{2K}{M_x}(h^2 + hf'') + \frac{1}{M_x}\left(1+\frac{K}{2}\right)h'^2 + f'^2 \tag{V.25}$$

Où Br désigne les nombres de Brinkman, Ω la différence de température sans dimension. Sont donnée par:

$$Br = \frac{\mu u_w^2}{k_{nf}\Delta T},\ \Omega = \frac{\Delta T}{T_\infty}\ and\quad M_x = \frac{\sigma B_0^2}{\rho U}x \tag{V.26}$$

VI.4. Méthode numérique

Le fluide non newtonien étant impliqué notamment dans les équations énergétiques, la méthode numérique prévue pour la simulation du problème complexe nécessite une prudence supplémentaire.

Les solutions sous forme fermée pour l'ensemble des équations différentielles ordinaires couplées (V.11) et (V.14) avec leurs conditions aux limites (V.15) et (V.16) sont inaccessibles en raison de leur nature hautement non linéaire et liée. Ils ont une solution numérique. En utilisant une technique de différences finies, les méthodes numériques de Runge-Kutta (*RK*) sont capables de résoudre des équations différentielles ordinaires, rendant ainsi le système algébrique résultant exploitable. La liste *RK* est complétée par quelques classes supplémentaires en plus des formes primaires spécifiées. Une classe de méthodes appelées méthodes intégrées diffère de la classe implicite des familles de méthodes Labatto en ce sens qu'elles visent à générer une estimation locale de l'erreur de troncature pour une seule étape de Runge Kutta au lieu d'une estimation globale, ce qui les rend moins précises. Au début et à la fin de chaque sous-intervalle

d'intégration, les estimations de la solution sont calculées à l'aide de la règle de quadrature trapézoïdale.

Cela peut être fait avec le code @Matlab bvp4c. Ici, le processus produit une solution continue avec une précision constante du quatrième ordre sur l'intervalle d'intégration en utilisant la formule de collocation Labatto IIIa et le polynôme de collocation appliqués par la méthode des différences finies. En utilisant le résidu de la solution continue, nous pouvons choisir un maillage approprié et contrôler les erreurs. Jusqu'à ce que le résultat satisfasse aux exigences de tolérance, l'intervalle d'intégration est divisé en intervalles plus petits à l'aide du maillage de points créé par la technique de collocation. Les calculs ont été effectués après des sélections minutieuses concernant le vecteur de solution initial, le maillage par taille avec $\Delta\,\eta$ = 0,001 et le point terminal infini. Un critère de convergence de 10^{-5} a été sélectionné pour garantir que les résultats satisfont pleinement à la condition aux limites, c'est-à-dire que les valeurs asymptotiques du champ lointain sont satisfaites. En fin de compte, le numéro de génération d'entropie, ou Eq. (VI.25), est obtenu en utilisant les couches limites.

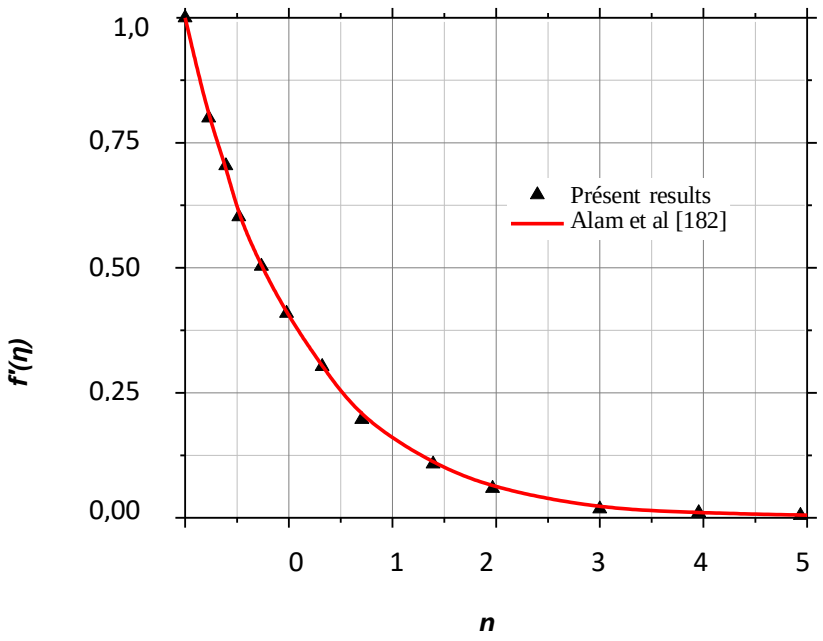


Figure.V.2 Comparison entre le present profile de vitesse et et la resultat de Alam et al [182]

Les résultats numériques pour le profil de vitesse adimensionnel ont été comparés à ceux d'Alam et al. [181], pour une plaque plane perméable en absence de champ magnétique, transfert de masse pour ces auteurs, et nanoparticules dans le présent code, pour garantir que le code

implémenté fonctionne et est exempt d'erreurs. Comme le montre la figure (V.2), les deux ensembles de données concordent assez bien.

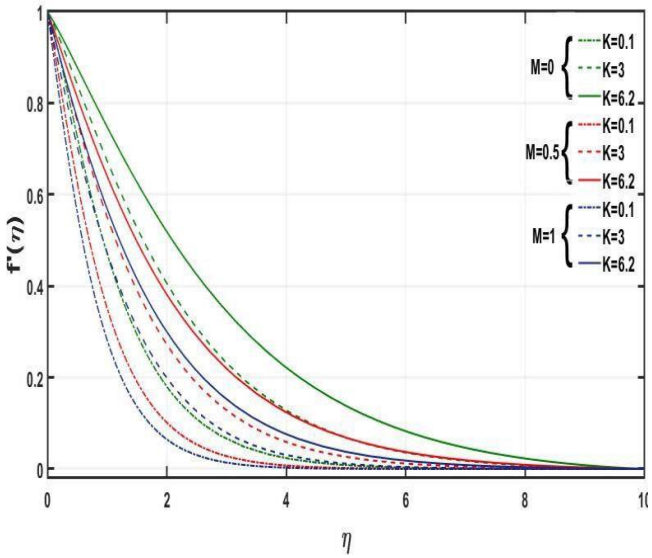
VI.5. Résultats et discutions

Les facteurs thermophysiques régissent les zones d'écoulement. Toutes les figures représentent les résultats de simulations numériques effectuées pour une plage de valeurs des paramètres affichés.

Ici, nous présentons les résultats sous forme graphique. Nous nous intéressons particulièrement au paramètre micropolaire *K*, au nombre de Prandtl *Pr*, au nombre d'Eckert *Ec*, au paramètre thermophorétique *Nt* et au paramètre de mouvement brownien *Nb*, qui sont tous des valeurs physiques adimensionnel.

VI.5.1. L'effet de *M* et *K* sur les profiles

La figure V.3 affiche les profils de vitesse $f'(\eta)$ pour une plage de valeurs du paramètre magnétique *M*. On observe que la vitesse du nanofluide diminue à mesure que le champ magnétique *M* augmente pour une plage de valeurs. Lorsqu'un nanofluide est soumis à un champ magnétique transversal *M*, il subit une force de Lorentz, sorte de force résistive qui tend à ralentir l'écoulement. Le champ magnétique *M* agit comme un frein sur le flux de convection mixte, augmentant le coefficient de frottement local. Il est intéressant de noter, du point de vue de la micropolarité du fluide, que l'épaisseur de la couche hydrodynamique augmente à mesure que la micropolarité du fluide *K* augmente. La physique des écoulements est ainsi confirmée par ces découvertes.



Figur. V.3 Profiles de vitesse f'(η) pour Grx = 2.0,
Pr = 6.2, Nb=0.1, Nt=0.1,

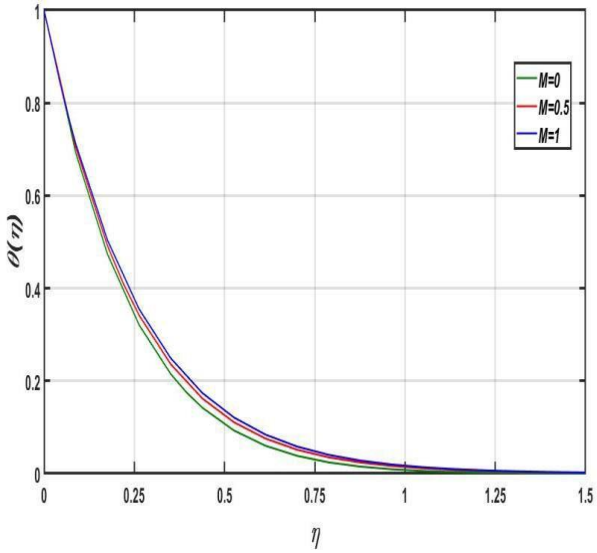


Figure. V.4 Profiles de temperature θ(η) pour Grx = 2.0, K=0.1, Pr = 6.2, Nb=0.1, Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0 et différent M

Sur la figV.4, nous voyons les profils de température adimensionnel $\theta(\eta)$ pour le changement du paramètre magnétique *M*. En raison de la dissipation thermique générée par le champ magnétique, la couche limite thermique se dilate d'un facteur 4 à mesure que le paramètre magnétique *M* augmente. Le profil de température démontre clairement une lutte entre la plaque déplacée et la convection naturelle.

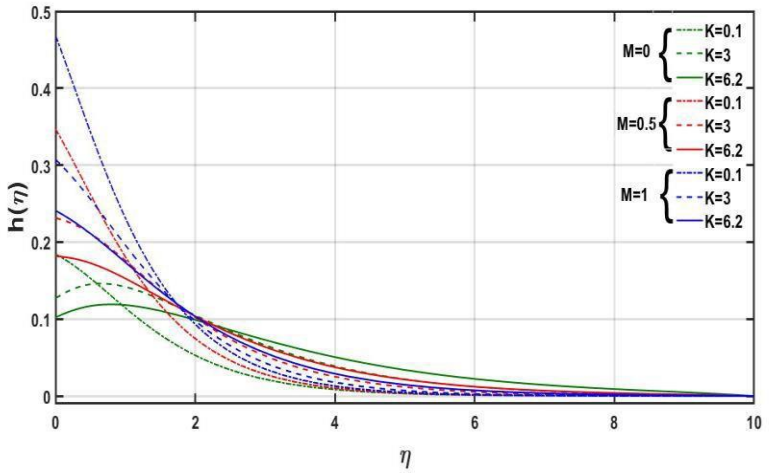


Figure. V.5 Profiles de Microrotation h(η) pour Grx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0 et différent M

Sur cette dernière figure V.5, on peut voir que la micropolarité à chaque intensité de champ modère l'incidence du champ magnétique sur les niveaux de microrotation, à η = 1.0 et η = 2.0, on constate une inflexion a la fois des courbes quand M grandit, la microrotation à proximité de la plaque aussi, mais au-delà d'une certaine distance de la paroi, le nombre de paramètres magnétiques n'a aucun effet sur la vitesse angulaire.

VI.5.2. Effect *Pr* and *K* on the profiles

Les profils de vitesse $f'(\eta)$ pour différentes valeurs du nombre de Prandtl Pr sont représentés sur la figureV.6, La viscosité cinématique, la diffusivité de l'impulsion et la diffusivité thermique sont toutes comparées à l'aide du nombre de Prandtl *Pr*. Si le nombre de Prandtl *Pr* est élevé, alors le profil de température du fluide sera très sensible au débit. Dans cet exemple, la vitesse chute considérablement à mesure que l'on se rapproche de la couche limite hydrodynamique. Lorsque le fluide a une micropolarité élevée, le rendant plus dense qu'un fluide newtonien, cette tendance s'effondre.

Les résultats numériques révèlent qu'un faible *Pr* a un impact significatif sur le processus de transfert de chaleur, comme le montre la figureV.7, où l'épaisseur de la couche limite thermique diminue et la distribution de température s'étend rapidement dans la couche limite correspondante.

Le profil de microrotation *h(η)* est représenté sur la figureV.8 pour une plage de valeurs *Pr* similaire aux courbes décrites dans la figureV.5, une augmentation du nombre de Prandtl *Pr* suggère une diminution du profil de microrotation *h(η).*

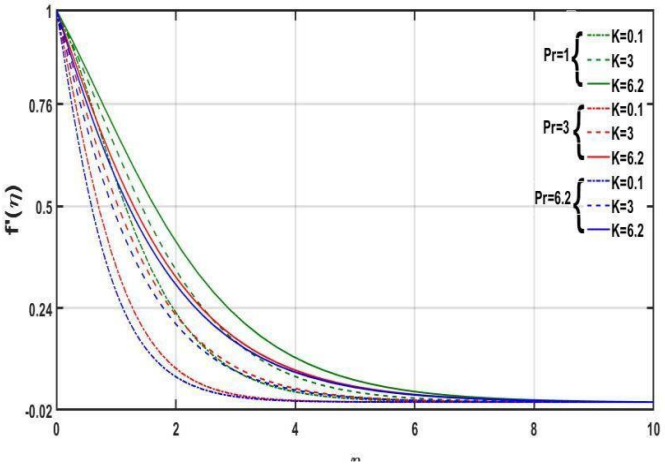


Figure. V.6 *Profiles de viteese f'(η) for M=1, Grx = 2.0, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec= 0.1,Ln=2.0 et différent Pr*

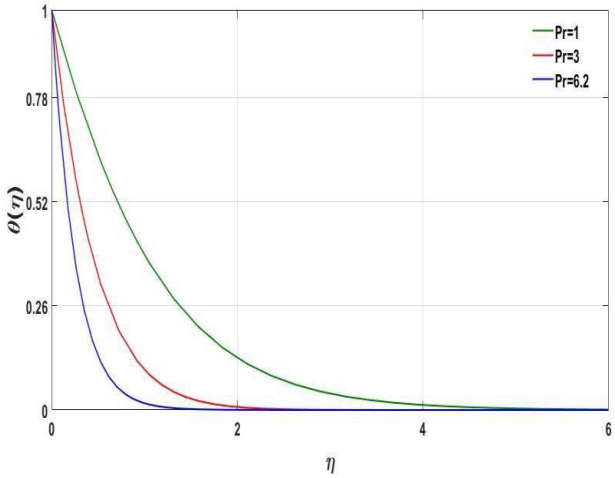


Figure. V.7 Profiles de temperature θ (η) for M=1, Grx = 2.0, K=0.1, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec=0.1. Ln= 2.0 et différent Pr

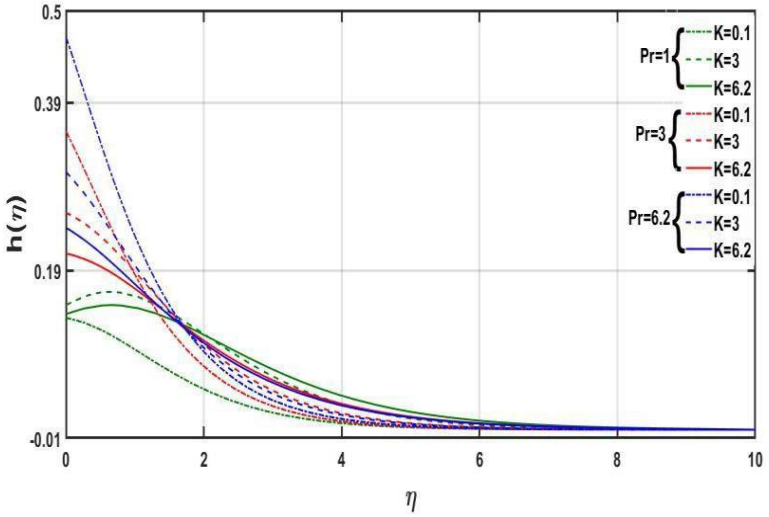


Figure. V.8 Profiles de microrotation ou Grx = 2.0, M= 1, Nb=0.1, Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0 et different *Pr*

VI.5. 3.Profils de taux d'entropie

Pour une plage de valeurs du paramètre magnétique *M*, le profil du nombre de génération d'entropie *Ns* est représenté sur la figureV.9. La génération d'entropie *Ns* à proximité de la paroi augmente proportionnellement à la valeur du paramètre magnétique *M*, tandis que la génération d'entropie à des distances plus importantes par rapport au mur ne sont relativement pas affectées. Mais c'est assez solide contre le mur. La chaleur est dissipée dans un volume de fluide en interaction avec de nombreux phénomènes car une augmentation du paramètre magnétique crée des forces de résistance au mouvement du fluide. Par conséquent, l'irréversibilité du frottement a une influence majeure sur la vitesse du fluide.

Les nombres d'Eckert *Ec* et *Ns* sont discutés en relation avec la figureV.10 pour une plage de valeurs. En effet, le frottement des fluides à proximité des plaques a un effet significatif et irréversible. L'importance de l'irréversibilité thermique est mise en évidence par la figure, cela est particulièrement vrai dans la région la plus proche du mur, où la différence de température est assez faible. *Ec* a deux fois moins d'impact que *M*.

Les courbes de *Ns* sont représentées sur la figureV.11 pour différentes valeurs du paramètre matériel *K*. Le graphique montre qu'il y a peu ou pas de différence entre les deux groupes, en particulier lorsque l'on regarde les courbes projetées, ce qui suggère que la micropolarité a peu d'effet sur la génération d'entropie. À une distance > 0,35, Ns diminue jusqu'à presque rien. Il est bien établi que l'entropie est toujours positive et qu'elle se crée à proximité immédiate de la frontière.

Les figures V.12 et V.13 montrent l'impact du paramètre thermophorétique et du paramètre brownien sur le nombre de génération d'entropie. Des augmentations de ces deux paramètres entraînent une augmentation équivalente du profil de température, alors qu'une augmentation de température entraîne une augmentation équivalente des deux paramètres de diffusion, entraînant une diminution de *Ns* à proximité de la plaque (source du déplacement des nanoparticules). Comme ces mécanismes ne s'éloignent pas très loin de la plaque, ils génèrent très peu d'entropie.

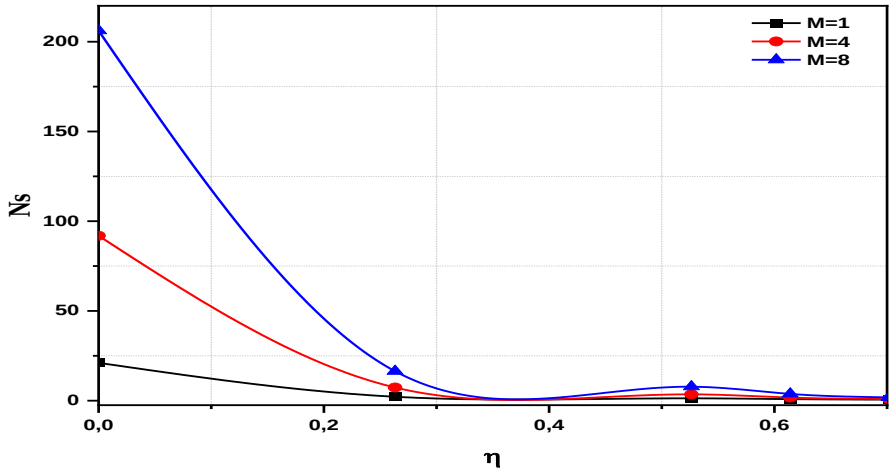


*Figure. V.9 Profile de nombre de generationd'entropie Ns pour différentes valeurs de paramètre magnétique M pour (Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=02, K=0.1, Br*Ω =1)*

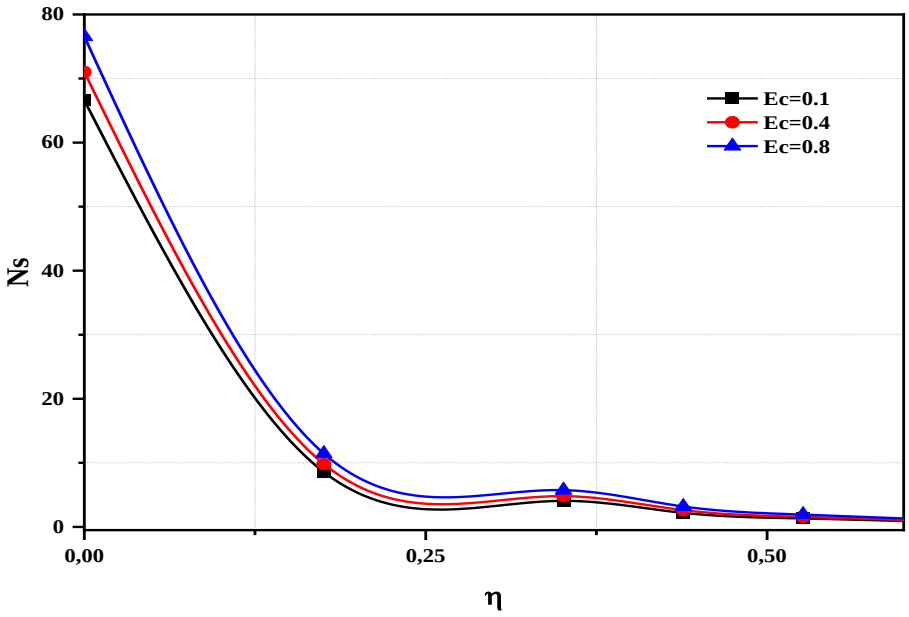


*Figure.V.10 Profile de nombres de génération d'entropie Ns pour (M=1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=02, K=6, Br*Ω =1) et Ec different*

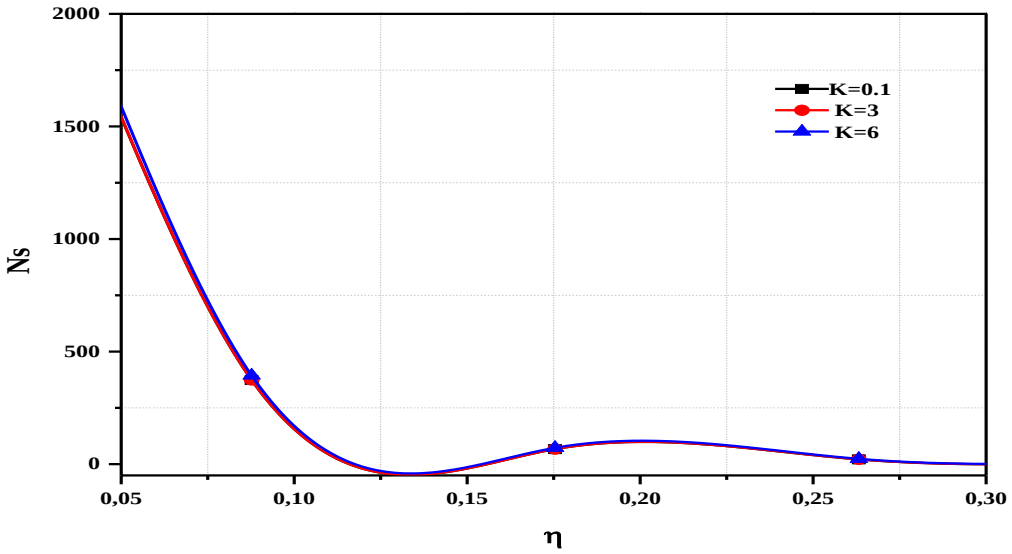
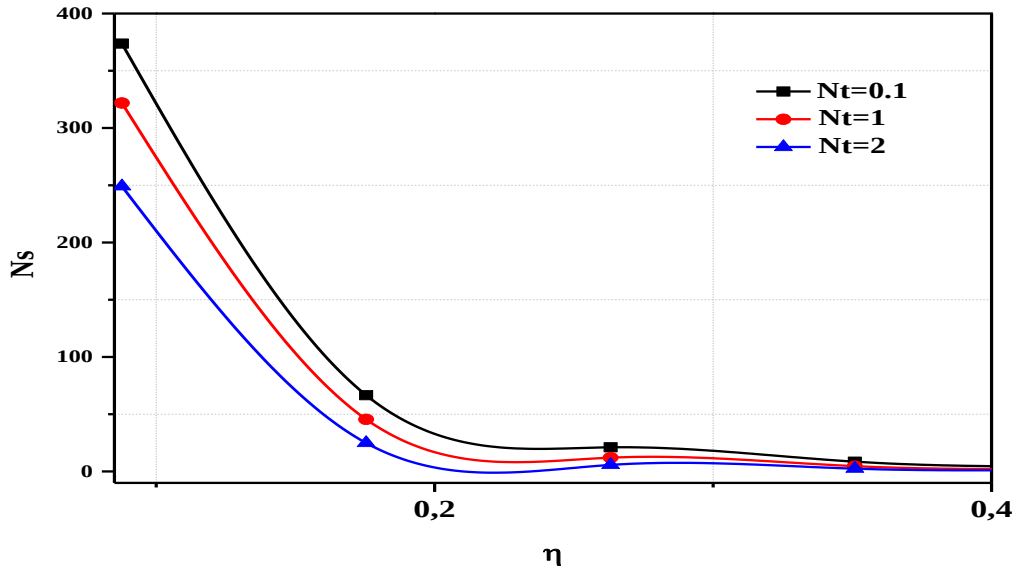


*Figure. V.11 Profile de nombres de génération d'entropie Ns pour différentes valeurs de paramètre matériel K pour (M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=02, Br*Ω =1)*



*Fi V.12 Profile de nombres de génération d'entropie Ns pour différentes valeurs de Nt pour (M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=02, Br*Ω =1)*

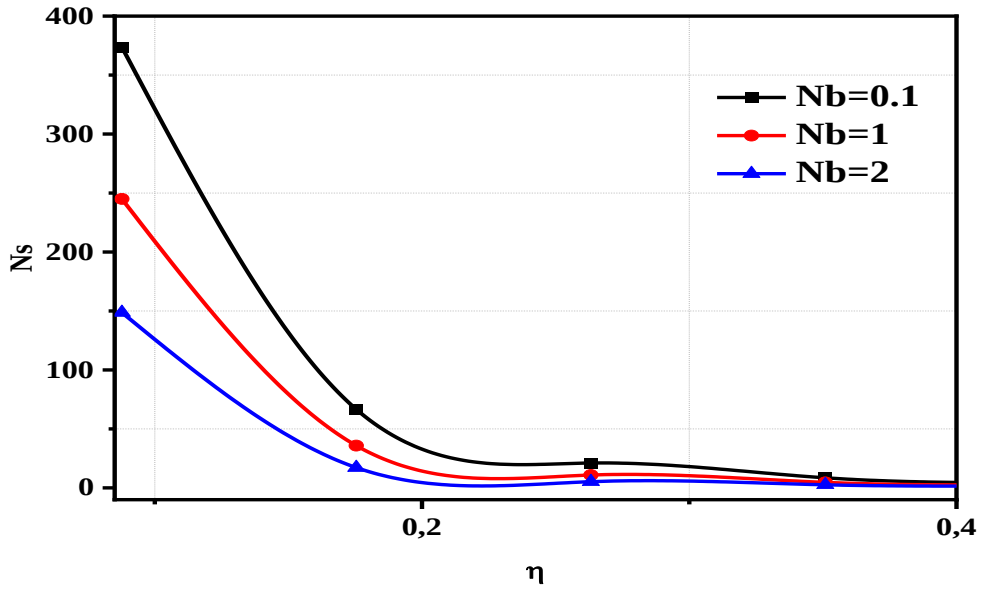


*Figure. V.13 Profile de nombres de génération d'entropie Ns pour différentes valeurs de Nb pour (M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nt=0.1, Ln=02, Br*Ω =1)*

VI.6. Conclusions

Pour un fluide nano-micropolaire à côté d'une plaque mobile et perméable soumise à un champ magnétique, une solution numérique de production d'entropie est étudiée dans cette étude. En utilisant une plaque verticale perméable comme exemple, des équations régissant sont dérivées pour le flux micropolaire laminaire constant de nanofluides, la chaleur convective et le transfert de nanoparticules. Les équations aux dérivées partielles de contrôle sont transformées en utilisant une transformation de similarité en équations ordinaires, puis résolues numériquement en utilisant la discrétisation Labatto III et bvp4c. Les paramètres matériau, nombre d'Eckert et nombre de Prandtl, ainsi que les effets du champ magnétique, sont tous explorés en profondeur. Les taux auxquels l'entropie peut être générée sont également soulignés. Les données démontrent :

Malgré le fait qu'un champ magnétique puisse être utilisé pour ralentir les choses dans la couche limite, une microrotation supplémentaire du nanofluide est attendue, bien qu'atténuée par la micropolarité.

Près de la plaque, où se produit une irréversibilité substantielle, la génération d'entropie est fondamentalement plus intense.

Un nombre d'Eckert élevé ou un champ magnétique externe ont tous deux pour effet de stimuler la formation d'entropie.

La modification de la micropolarité du fluide n'a aucun effet appréciable sur *Ns*.

La génération d'entropie pres de mur diminue à mesure que les vitesses browniennes et de thermophorèse augmentent.

Les présents calculs ont permis de mieux comprendre la dynamique de la chaleur et des fluides du nanofluide micropolaire suggéré, lié à une plaque mobile et perméable et soumis à l'effet *MHD*. De plus, l'entropie peut être minimisée pour permettre au concepteur de planifier les meilleures conditions, conduisant à des résultats tangibles.

Conclusion générale

Dans la présente thèse, nous avons étudié le transfert de chaleur et de masse, la génération d'entropie lors de l'écoulement *MHD* par convection naturel d'un nanofluide micropolaire le long d'une plaque verticale, perméable et mobile, en tenant compte de la dissipation due à la viscosité sous l'effet du champ magnétique.

Une simulation de problèmes complexes nécessite un cadre mathématique sur mesure et une approche numérique précise. Le système résultant d'équations de couche limite basé sur le modèle hétérogène de Buongiorno est transformé en un système d'équations différentielles ordinaire via une transformation de similarité. Ensuite, à l'aide de la fonction ***bvp4c*** de Matlab, ils sont résolus numériquement. Les effets du champ magnétique, du mouvement brownien et de la thermophorèse sur l'entropie localisée créée seront illustrés graphiquement à l'aide de résultats sélectionnés.

En premier lieu, les notions essentielles de base sur la convection naturelle, sur la magnétohydrodynamique, sur les nanofluides micropolaire ont été rapportées de manière très succincte.

Nous avons développé des modéles mathématiques appropries décrivant le phénomène de la convection naturelle et magnétohydrodynamique sous l'effet de la thermophorèse, de manière à expliciter les thèmes suivants :

- Effet de champ magnétique sur un écoulement d'un nanofluide micopolaire en convection naturelle sous des conditions initiales et aux limites.

- Ecoulement laminaire bidimensionnel avec transfert thermique et massique en convection naturelle.

- La présence d'un écoulement magnétohydrodynamique (*MHD*).

- L'écoulement d'un fluide micropolaire au voisinage d'une plaque verticale avec une modélisation adaptée aux mécanismes les plus représentatifs…

Les résultats de cette étude sont résumés comme suit :

✓ Malgré le fait qu'un champ magnétique puisse être utilisé pour ralentir les choses dans la couche limite, une microrotation supplémentaire du nanofluide est attendue, bien qu'atténuée par la micropolarité.

✓Près de la plaque, où se produit une irréversibilité substantielle, la génération d'entropie est fondamentalement plus intense.

✓Un nombre d'Eckert élevé ou un champ magnétique externe ont tous deux pour effet de stimuler la formation d'entropie.

✓La modification de la micropolarité du fluide n'a aucun effet appréciable sur *Ns*.

✓La génération d'entropie près de mur diminue à mesure que les vitesses browniennes et de thermophorèse augmentent.

✓Les présents calculs ont permis de mieux comprendre la dynamique de la chaleur et des nanofluide micropolaire suggéré, lié à une plaque mobile et perméable et soumis à l'effet *MHD*. De plus, l'entropie peut être minimisée pour permettre au concepteur de planifier les meilleures conditions, conduisant à des résultats tangibles.

Références Bibliographiques

[1] Keblinski P, Phillipot SR, Choi SUS, Eastman JA. Mechanism of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids). *Int J Heat Mass Transfer* (2002); 45:855–63.

[2] Chon CH, Kihm KD, Lee SP, Choi SUS. Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al2O3) thermal conductivity enhancement. *Appl Phys Lett* (2005); 87: 153107.

[3] Taylor R, et al. small particles, big impacts: A review of the diverse applications of nanofluids. *J Appl Phys* (2013); 113: 011301.

[4] Philip J, Shima PD, Raj B. Evidence for enhanced thermal conduction through percolating structures in nanofluids. *Nanotechnology* 2008; 19: 305706.

[5] Karthikeyan NR, Philip J, Raj B. Effect of clustering on the thermal conductivity of nanofluids. *Mater Chem Phys* (2008); 109: 50–5.

[6] Gharagozloo PE, Eaton JK, Goodson KE. Diffusion, aggregation, and the thermal conductivity of nanofluids. Appl Phys Lett 2008; 93: 103110.

[7] Younes H, Christensen G, Luan X, Hong H, Smith P. Effects of alignment, pH, surfactant, and solvent on heat transfer nanofluids containing Fe2O3 and CuO nanoparticles. J Appl Phys (2012); 111: 064308.

[8] Komati S, Suresh AK. Anomalous enhancement of interphase transport rates by nanoparticles: effect of magnetic iron oxide on gas-liquid mass transfer. Ind Eng Chem Res (2010); 49:390– 405.

[9] Shalkevich N, Escher W, Burgi T, Michel B, Ahmed LS, Poulikakos D. On the thermal conductivity of gold nanoparticle colloids. Langmuir 2010; 26:663–70.

[10] Escher W, et al. On the Cooling of electronics with nanofluids. ASME J Heat Transfer 2011; 133:051401.

[11] Warzoha RJ, Weigand RM, Fleischer AS. Temperature-dependent thermal properties of a paraffin phase change material embedded with herringbone style graphite nanofibers. Appl. Eng 2015; 137:716–25.

[12] Choi SUS. In: Singer DA, Wang HP, editors. Development and application of non-Newtonian flows, vol. FED 231. New York: ASME; 1995. p. 99–105.

[13] Rosenzweig RE. Ferrohydrodynamics. Cambridge: Cambridge University Press; 1985.

[14] Naito, M., Yokoyama, T., Hosokawa, K., & Nogi, K. (Eds.) *Nanoparticle technology handbook*, Elsevier. (Eds.) (2018).

[15] Kulkarni, Devdatta P., Debendra K. Das, and Ravikanth S. Vajjha. Application of nanofluids in heating buildings and reducing pollution. *Applied Energy* (2009); 86.12: 2566-2573.

[16] Longo, Giovanni A, and Claudio Zilio. Experimental measurement of thermophysical properties of oxide–water nano-fluids down to ice-point. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2011); 35.7: 1313-1324.

[17] Ho, Ching-Jenq, L. C. Wei, and Z. W. Li. An experimental investigation of forced convective cooling performance of a microchannel heat sink with Al2O3/water nanofluid. *Applied Thermal Engineering* (2010); 30.2-3: 96-103.

[18] Zhang, Xing, Hua Gu, and Motoo Fujii. Effective thermal conductivity and thermal diffusivity of nanofluids containing spherical and cylindrical nanoparticles. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2007); 31.6: 593-599.

[19] Longo, Giovanni A, and Claudio Zilio. Experimental measurement of thermophysical properties of oxide–water nano-fluids down to ice-point. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2011); 35.7: 1313-1324.

[20] Namburu, Praveen K, et al. Viscosity of copper oxide nanoparticles dispersed in ethylene glycol and water mixture. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2007); 32.2: 397-402.

[21] Duangthongsuk, W. and S. Wongwises. Measurement of temperature-dependent thermal conductivity and viscosity of TiO2-water nanofluids. Experimental Thermal and Fluid Science (2009);33(4): 706-714.

[22] Ho, C. J, L. C. Wei, and Z. W. Li. An experimental investigation of forced convective cooling performance of a microchannel heat sink with Al2O3/water nanofluid. *Applied Thermal Engineering* 30(2-3): 96-103.

[23] Longo, G. A. and C. Zilio (2011). Experimental measurement of thermophysical properties of oxide-water nano-fluids down to ice-point. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2010);35(7): 1313-1324.

[24] Maré, T, S. Halelfadl, O. Sow, P. Estellé, S. Duret and F. Bazantay. Comparison of the thermal performances of two nanofluids at low temperature in a plate heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2011);35(8): 1535-1543.

[25] Sahoo, B. C., R. S. Vajjha, R. Ganguli, G. A. Chukwu and D. K. Das. Determination of rheological behavior of aluminium oxyde nanofluid and development of new viscosity correlations. *Petroleum Science and Technology* (2009);27: 1757-1770.

[26] Asirvatham, L. G., N. Vishal, S. K. Gangatharan and D. M. Lal. Experimental study on forced convective heat transfer with low volume fraction of CuO/water nanofluid. *Energies* (2009);2: 97-119.

[27] Duangthongsuk, W. and S. Wongwises. Measurement of temperature-dependent thermal conductivity and viscosity of TiO2-water nanofluids. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2009);33(4): 706-714.

[28] Hwang, Y., et al. Thermal conductivity and lubrication characteristics of nanofluids. *Current Applied Physics* (2006);6: 67-71.

[29] Zhu, Haitao, et al. Preparation and thermal conductivity of suspensions of graphite nanoparticles. *Carbon (New York, NY)* (2007);45: 226-228.

[30] Evans, William, et al. Effect of aggregation and interfacial thermal resistance on thermal conductivity of nanocomposites and colloidal nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2008;51: 1431-1438.

[31] Philip, John, P. D. Shima, and Baldev Raj. Enhancement of thermal conductivity in magnetite based nanofluid due to chainlike structures. *Applied physics letters* (2007);91: 203-108.

[32] Gharagozloo, Patricia E, and Kenneth E. Goodson. Aggregate fractal dimensions and thermal conduction in nanofluids. *Journal of Applied Physics* (2010);108: 074-309.

[33] Hong, K. S, Tae-Keun Hong, and Ho-Soon Yang. Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles. *Applied Physics Letters* (2006).88: 031-901.

[34] Zhang, Xing, Hua Gu, and Motoo Fujii. Effective thermal conductivity and thermal diffusivity of nanofluids containing spherical and cylindrical nanoparticles. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2007);31: 593-599.

[35] Zhu, Dongsheng, et al. Dispersion behavior and thermal conductivity characteristics of Al2O3–H2O nanofluids. *Current Applied Physics* (2009);9: 131-139.

[36] Pantzali, M. N, et al. Effect of nanofluids on the performance of a miniature plate heat exchanger with modulated surface. *International Journal of Heat and Fluid Flow* (2009);30.: 691-699.

[37] Chandrasekar, M., S. Suresh, and A. Chandra Bose. Experimental investigations and theoretical determination of thermal conductivity and viscosity of Al2O3/water nanofluid. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2010); 34: 210-216.

[38] Assael, M. J, et al. Thermal conductivity enhancement in aqueous suspensions of carbon multi-walled and double-walled nanotubes in the presence of two different dispersants. *International Journal of Thermophysics* (2005);26: 647-664.

[39] Meibodi, Majid Emami, et al. The role of different parameters on the stability and thermal conductivity of carbon nanotube/water nanofluids. *International Communications in Heat and Mass Transfer* (2010);37: 319-323.

[40] Chang, H, et al. Fabrication of Cu based nanofluid with superior dispersion. *National Taipei University of Technology Journal* (2000); 5: 201-208.

[41] Jiang, Linqin, Lian Gao, and Jing Sun. Production of aqueous colloidal dispersions of carbon nanotubes. *Journal of colloid and interface science* (2003);260: 89-94.

[42] Hwang, Yu-jin, et al. Stability and thermal conductivity characteristics of nanofluids. *Thermochimica Acta* (2007); 455: 70-74.

[43] Zhang, Xing, Hua Gu, and Motoo Fujii. Effective thermal conductivity and thermal diffusivity of nanofluids containing spherical and cylindrical nanoparticles. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2007);31: 593-599.

[44] Li, X. F, et al. Thermal conductivity enhancement dependent pH and chemical surfactant for Cu-H2O nanofluids. *Thermochimica Acta* (2008);469.1: 98-103.

[45] Wang, Xian-ju, and Dong-sheng Zhu. Investigation of pH and SDBS on enhancement of thermal conductivity in nanofluids. *Chemical Physics Letters* (2009);470: 107-111.

[46] Yu, Wei, et al. Enhancement of thermal conductivity of kerosene-based Fe3O4 nanofluids prepared via phase-transfer method. *Colloids and surfaces A: Physicochemical and engineering aspects* 355.1-3 (2010): 109-113.

[47] Ding, Yulong, et al. Forced convective heat transfer of nanofluids. *Advanced Powder Technology* 18.6 (2007): 813-824.

[48] Zhu, Haitao, et al. Preparation and thermal conductivity of suspensions of graphite nanoparticles. *Carbon (New York, NY)* (2007);45: 226-228.

[49] Kostic, Milivoje M., and Casey J. Walleck. Design of a steady-state, parallel-plate thermal conductivity apparatus for nanofluids and comparative measurements with transient HWTC apparatus. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*: 44298. 2010.

[50] Kostic, Milivoje M, and Casey J. Walleck. Design of a steady-state, parallel-plate thermal conductivity apparatus for nanofluids and comparative measurements with transient HWTC apparatus. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*: 44298. 2010.

[51] Lee, Joo Hyun. *Convection performance of nanofluids for electronics cooling*. *Stanford University*, 2009.

[52] Zhu, Hai-tao, Yu-sheng Lin, and Yan-sheng Yin. A novel one-step chemical method for preparation of copper nanofluids. *Journal of colloid and interface science* (2004);27: 100-103.

[53] Wen, Dongsheng, et al. Review of nanofluids for heat transfer applications.*Particuology* (2009);7: 141-150.

[54] Wu, Daxiong, et al. Critical issues in nanofluids preparation, characterization and thermal conductivity. *Current Nanoscience* (2009);5: 103-112.

[55] Wang, Xiang-Qi, and Arun S. Mujumdar. A review on nanofluids-part II: experiments and applications." *Brazilian Journal of Chemical Engineering* (2008); 25: 631-648.

[56] Ghadimi, A, Rahman Saidur, and H. S. C. Metselaar. A review of nanofluid stability properties and characterization in stationary conditions. *International journal of heat and mass transfer* (2011);54: 4051-4068.

[55] Wang, Xiang-Qi, and Arun S. Mujumdar. Heat transfer characteristics of nanofluids: a review. *International journal of thermal sciences* (2007);46: 1-19.

[56] Xiaohao Wei, Haitao Zhu, Tiantian Kong, Liqiu Wang. Synthesis and thermal conductivity of Cu2O nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2009);52: 4371-4374.

[57] Huaqing Xie, Hohyun Lee, Wonjin Youn, and Mansoo Choi. Nanofluids containing multiwalled carbon nanotubes and their enhanced thermal conductivities.*Journal of Applied physics* (2003);94: 4967-4971.

[58] Chang, H, et al. Process optimization and material properties for nanofluid manufacturing.*The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* (2007);34: 300-306.

[59] Huang, Jin, et al. Influence of pH on the stability characteristics of nanofluids. *2009 Symposium on Photonics and Optoelectronics*. IEEE, 2009.

[60] Lee, Donggeun, Jae-Won Kim, and Bog G. Kim. A new parameter to control heat transport in nanofluids: surface charge state of the particle in suspension. *The Journal of Physical Chemistry B* (2006);110.: 4323-4328.

[61] Peterson, G. P., and C. H. Li. Heat and mass transfer in fluids with nanoparticle suspensions. *Advances in Heat Transfer* (2006);39: 257-376.

[62] Halelfadl, Salma. Caractérisation des propriétés thermo-physiques et d'échanges de chaleur des nanofluides à base de nanotubes de carbone. *Diss. INSA de Rennes*, 2014.

[63] *Maxwell, James Clerk. A treatise on electricity and magnetism. Vol. 1. Clarendon press, 1873.*

[64] *Hadaoui, Abdellah.* Effets de taille et de concentration sur les propriétés thermiques et rhéologiques des nanofluides. *Diss. Université d'Orléans ; Université Cadi Ayyad (Marrakech, Maroc)*, 2010.

[65] J.C. Maxwell. A Treatise on electricity and magnetism, *Clarendon Press*, U.K., 1891.

[66] R.L. Hamilton and O.K. Crosser. Thermal conductivity of heterogeneous two component systems*. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals* 1962;1(3):187- 191.

[67] Y. Xuan and Q. Li. Heat transfer enhancement of nanofluids. *International Journal of Heat fluid flow* 2000;21(1): 58–64.

[68] S. Lee, S.U.S. Choi, S. Li, and J.A. Eastman. Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles. *ASME J. Heat Transfer* 1999; 121: 280-289.

[69] D.P.H. Hasselman, and L.F. Johnson. Effective thermal conductivity of composites with interfacial thermal Barrier resistance. *Journal of composite Materials* 1987 ;21 : 508-515.

[70] O.M. Wilson, X.Y. Hu, D.G. Cahill, and P.V. Braun. Colloidal metal particles as probes of nanoscale thermal transport in fluids. *Physical Review B*, 2002; 66.

[71] W. Yu and SUS. Choi. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: *a renovated Maxwell model. J. nanoparticle Res 2003* ;5 : 167- 71.

[72] D.A.G. Bruggeman. Ann. Physics (Leipzig), 24, 636, 1935.

[73] P. Keblinski, J.A. Eastman, and D.G. Cahill. Nanofluids for thermal transport. *Materials today*, 2005; 8:36.

[74] Moghaddami, Mostafa, Seyedehsan Shahidi, and Majid Siavashi. "Entropy generation analysis of nanofluid flow in turbulent and laminar regimes." *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience* (2012); 9: 1586-1595.

[75] Li, Yicheng, et al. "Effects of sonication duration and nanoparticles concentration on thermal conductivity of silica-ethylene glycol nanofluid under different temperatures: an experimental study." *Powder Technology* (2020);367: 464-473.

[76] Teng, Tun-Ping, et al. "The effect of alumina/water nanofluid particle size on thermal conductivity." *Applied Thermal Engineering* (2010); 30: 2213-2218.

[77] Mehrali, Mohammad, et al. "Investigation of thermal conductivity and rheological properties of nanofluids containing graphene nanoplatelets." *Nanoscale research letters* (2014); 9: 1-12.

[78] Parvin, Salma, and A. J. Chamkha. "An analysis on free convection flow, heat transfer and entropy generation in an odd-shaped cavity filled with nanofluid." *International Communications in Heat and Mass Transfer* (2014); 54: 8-17.

[79] Yang, Yue-Tzu, Yi-Hsien Wang, and Bo-Ying Huang. "Numerical optimization for nanofluid flow in microchannels using entropy generation minimization." *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* (2015);67: 571-588.

[80] Hadaoui, Abdellah. Effets de taille et de concentration sur les propriétés thermiques et rhéologiques des nanofluides. Diss. *Université d'Orléans; Université Cadi Ayyad (Marrakech, Maroc)*, 2010.

[81] Iyahraja, S., and J. Selwin Rajadurai. "Study of thermal conductivity enhancement of aqueous suspensions containing silver nanoparticles." *AIP Advances* (2015); 5: 057103.

[82] FERROUILLAT, Sébastien, et al. Influence du facteur de forme des nanoparticules sur les performances thermiques d'un nanofluide.

[83] Halelfadl, Salma. Caractérisation des propriétés thermo-physiques et d'échanges de chaleur des nanofluides à base de nanotubes de carbone. *Diss. INSA de Rennes*, 2014.

[84] Angayarkanni S.A., Philip J. Review on thermal properties of nanofluids: Recent developments. *Advances in Colloid and Interface Science* (2015) ; 225 :146–176.

[85] NANOMATERIAUX, LES. Effets sur la santé de l'homme et sur l'environnement. (2006).

[86] Chemloul, N. Sad, and M. A. Belmiloud. Effet des nanoparticules sur l'amélioration du transfert thermique dans une cavité carrée. *Revue des énergies renouvelables* (2016); 19 : 397-408.

[87] Eastman, Jeffrey A., et al. Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles. *Applied physics letters* (2001);78: 718-720.

[88] Younes, Hammad, et al. Effects of alignment, p H, surfactant, and solvent on heat transfer nanofluids containing Fe2O3 and CuO nanoparticles. *Journal of Applied Physics* (2012);111: 064308.

[89] Buongiorno, Jacopo, and Lin-wen Hu. *8.* Innovative Technologies: Two-Phase Heat Transfer in Water-Based Nanofluids for Nuclear Applications Final Report. *No. DOE/ID/14765-8. Massachusetts Institute of Technology Cambridge, MA* 2009;02139-4307.

[90] Philip, John, and Porumpathparambil Da Shima. Thermal properties of nanofluids. *Advances in colloid and interface science* (2012); 183: 30-45.

[91] Einstein A., Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen, *Annalender Physik* (1906); 19: 289–306.

[92] Brinkman H. C., The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *J Chem. Phys* (1952); 20: 571–581.

[93] Batchelor G., The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles., *J. of Fluid Mech.*, (1977);83: 97-117.

[94] Krieger I. M., Dougherty T.J., A mechanism for non-Newtonian flow in suspension of rigid spheres, *J. Trans. Soc. Rheol* (1959); 3: 137152

[95] Halelfadl S., Estellé P., Maré T., An experimental study of heat transfer characteristics of multi-wall carbon nanotubes suspensions in coaxial heat exchanger, *International Conference on Applied Energy, ICAE* 2013

[96] Boyer F., Suspensions concentrées : Expériences originales de rhéologie, thèse de doctorat, *Université d'Aix-Marseille* (2011).

[97] Maron, S.H., Pierce, P.E., Application of Ree-Eyring generalized flow theory to suspensions of spherical particles. *J. Colloid Sci*1956; 11: 80-95.

[98] Cross M. M., Viscosity-concentration-shear rate relations for suspensions, *Rheological Acta* (1975); 14: 402-403.

[99] Brenner, H., & Condiff, D. W. (1974). Transport mechanics in systems of orientable particles. IV. Convective transport. Journal of Colloid and Interface Science, 47(1), 199-264.

[100] Nguyen C.T., Desgranges F., Roy G., Galanis N., Maré T., Boutcher S., Angue Mintsa H., Viscosity data for Al2O3 water nanofluid hysteresis: is heat transfer enhancement using nanofluids reliable?, *International Journal of Thermal Sciences* (2008); 47: 103-111.

[101] Chevalier, J., Etude de la Rhéologie de Nanofluides soumis à de très forts Taux de Cisaillement à l'aide de Microsystèmes Fluidiques, Thèse de Doctorat, *Université Grenoble I-Joseph Fourier* (2008).

[102] Wolthers W., Duits M. H. G., Van Den Ende D., Mellema J., Shear history dependence of aggregated colloidal dispersions, *Journal of Rheology* (1996);40: 799-811.

[103] Kole M., Dey T.K., Effect of aggregation on the viscosity of copper oxide-gear oil nanofluids, *International Journal of Thermal Science* (2011);50: 1741-1747.

[104] Chen L, Xie H, Silicon oil based multiwalled carbon nanotubes nanofluid with optimized thermal conductivity enhancement, Colloids and Surfaces A: *Physicochemical and Engineering Aspect* (2009); 352: 136-140.

[105] Mohraz A., Moler D. B., Ziff R. M., Solomon M. J., Effect of monomer geometry on the fractal structure of colloidal rod aggregates, *Phys Rev Lett* (2004); 92: 155-503.

[106] Choi, S. US, and Jeffrey A. Eastman. *Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles*. No. ANL/MSD/CP-84938; CONF-951135-29. Argonne National Lab., IL (United States), 1995.

[107] Tripathi, Dharmendra, and O. Anwar Bég. A study on peristaltic flow of nanofluids: Application in drug delivery systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2014);70: 61-70.

[108] Wong, Kaufui V., and Omar De Leon. "Applications of nanofluids: current and future." *Nanotechnology and Energy* (2017); 105-132.

[109] Kuznetsov, A. V. Nanofluid bio-thermal convection: simultaneous effects of gyrotactic and oxytactic micro-organisms. *Fluid Dynamics Research* (2011); 43: 055-505.

[110] Sharifi, Ibrahim, Hooman Shokrollahi, and S. Amiri. "Ferrite-based magnetic nanofluids used in hyperthermia applications." *Journal of magnetism and magnetic materials* (2012);324: 903-915.

[111] Hendraningrat, Luky, Shidong Li, and Ole Torsæter. A coreflood investigation of nanofluid enhanced oil recovery. *Journal of Petroleum Science and Engineering* (2013);111: 128-138.

[112] Suleimanov, Baghir A., F. S. Ismailov, and E. F. Veliyev. Nanofluid for enhanced oil recovery. *Journal of Petroleum science and Engineering* (2011);78: 431-437.

[113] Nam, Jung Soo, Pil-Ho Lee, and Sang Won Lee. Experimental characterization of micro-drilling process using nanofluid minimum quantity lubrication. *International Journal of Machine Tools and Manufacture* (2011); 51: 649-652.

[114] Gu, Shuying, Yihan Zhang, and Beibei Yan. Solvent-free ionic molybdenum disulfide (MoS2) nanofluids with self-healing lubricating behaviors. *Materials Letters* (2013); 97: 169-172.

[115] Li, Xiangdong, Sherman Chi Pok Cheung, and Jiyuan Tu. Nucleate boiling of dilute nanofluids–Mechanism exploring and modeling. *International journal of thermal sciences* (2014); 84: 323-334.

[116] Chen, H., Witharana, S., Jin, Y., Kim, C., & Ding, Y. Predicting thermal conductivity of liquid suspensions of nanoparticles (nanofluids) based on rheology. *Particuology* (2009); 7: 151-157.

[117] Kosmala, A., et al. Development of high concentrated aqueous silver nanofluid and inkjet printing on ceramic substrates. *Materials Chemistry and Physics* (2012);132: 788-795.

[118] Gan, Yanan, Yi Syuen Lim, and Li Qiao. Combustion of nanofluid fuels with the addition of boron and iron particles at dilute and dense concentrations. *Combustion and Flame* (2012): 159: 1732-1740.

[119] B.C. Pak and Y.I. Cho. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. *Experimental Heat Transfer* 1998;11: 151–170.

[120] Y. Xuan and Q. Li. Heat transfer enhancement of nanofluids. *International Journal of Heat fluid flow* 2000; 21: 58–64.

[121] Q. Li. and Y. Xuan. Convective heat transfer performances of fluids with nanoparticles. *Proc of twelfth International Heat Transfer* 2002; 483-488.

[122] S.E.B. Maiga, C.T. Nguyen, N. Galanis, and G. Roy. Heat transfer behaviors of nanofluids in a uniformly heated tube. *Super lattices and Microstructures* 2004; 35: 543- 557.

[123] K. Khanafer, K. Vafai, and M. Lightstone. Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2003; 46: 3639-3653.

[124] N. Putra, W. Roetzel, and S. DAS. Natural convection of nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2003; 39: 775-784.

[125] G. Roy, C.T. Nguyen, and P.R. Lajoie. Numerical investigation of laminar flow and heat transfer in a radial flow cooling system with the use of nanofluids. *Superlattices and Microstructures* 2003; 35: 497-511.

[126] D. Wen and Y. Ding. Formulation of nanofluids for natural convective heat transfer applications. *Int. J. Heat Fluid Flow* 2005; 26: 855-864.

[127] J. Kim, Y.T. Kang, and C.K. Choi. Analysis of convective instability and heat transfer characteristics of nanofluids. *Physics of Fluids* 2004; 16: 2395-2401.

[128] B.X. Wang, L.P. Zhou, and X.F, Peng, A fractal model for predicting the effective thermal conductivity of liquid with suspension of nanoparticles. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2003; 46: 2665-2672.

[129] J. Rong and T. Sheng-Chung. Numerical research of nature convective heat transfer enhancement filled with nanofluids in rectangular enclosures. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 2006; 33: 727–736.

[130] R.K. Tiwari and M.K. Das. Heat Transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2007; 50:2002-2018.

[131] K.S. Hwang, J.H. lee, and S.P. Jang. Buoyancy-driven heat transfer of water-based Al2O3 nanofluids in a rectangular cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2007; 50: 4003-4010.

[132] C.J. Ho, M.W. Chen, and Z.W. Li. Numerical simulation of natural convection of nanofluid in a square enclosure: Effects due to uncertainties of viscosity and thermal conductivity. *Int. J. of heat and Mass Transfer* 2008; 51: 4506-4516, 2008.

[133] M. M. Rahman, Convective flows of micropolar fluids from radiate isothermal porous surfaces with viscous dissipation and Joule heating , *Communication Nonlinear Sci. Numerical Simulation, 14 (2009), page 3018–3030. 136*

[134] Yuri A. Buyevichn, Advances in the flow and Rheology of non -Newtonian fluids , *Elsevier, Science B. V. (1999), page 1237 –1240*

[135] Padet, J., Principes des transferts convectifs, *1st edition, polytechenica, (1997).*

[136] A. Cemal Eringen, Nonlocal Continuum Field Theories , *Sheridan Books Springer- Verlag NewYork, USA, 2001.*

[137] N. Midoux, Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique ,*TEC & DOCLAVOISIER, (1993), page 71 –120.*

[138] D. Quemada, Modélisation Rhéologique Structurelle, *TEC & DOC-LAVOISIER, (2006), page 115 –142.*

[139] S. P. Singh, G. C. Chadda and A. K. Sinha, Model for Micropolar fluid film mechanism with reference to human joints , *Indian Journal of pure applied Mathematics, vol.19, No.4, (1988), page 385 –386.*

[140] A. Cemal Eringen, Nonlocal Continuum Field Theories , *Sheridan Books Springer- Verlag NewYork, USA, 2001.*

[141] H. A. Barnes, A Hand Book of Elementary Rheology, *Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, University of Wales, Penglais Abe rystwyth, (2000), page 55 –185.*

[142] Md. A. Ikbal, S. Chakravarty, Kelvin K.L. Wong, J. Mazumdar, P.K. Mandal, Unsteady response of non-Newtonian blood flow Throw a stenosed artery in magnetic field , *Journal of Computational and Applied Mathematics, 230 (2009), page 243 –259.*

[143] Ching-Yang Cheng, Natural convection of a micropolar fluid from a vertical truncated cone with power-low variation in surface temperature, *ELSEVIER, International Communications in Heat and Mass Transfer 35, 2008), page 39 –46.*

[144] R. P. Chhabra and all, Non-Newtonian Flow and Applied Rheology Engineering Applications, *Elsevier Science, PLANTA TREE, 1st Edition, (1999), page 316 –372.*

[145] E. Krause. In: Fluid mechanics *2 (Springer, Verlag Berlin Heidelberg Germany, 2005), page 31 –66.*

[146] Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., Dewitt, D. P., Fundamentals of Heat and Mass Transfer, *7th edition, John Wiley & Sons, (2011).*

[147] R. Bronson. In: Differential Equations, SCHAUM'S EASY OUTLINES, *Mc-Grow-Hill, 2nd edition (2003), page 39 –46.*

[148] Arnaud CHIFFAUDEL CEA Saclay Cécile GASQUET, Damien ERICHER. Mesure de vitesse dans le sodium parvelocimetrie ultrasonore.

[149] Tiew Wei Ting et al, Entropy generation of viscous dissipative nanofluid convection in asymmetrically heated porous microchannels with solid-phase heat generation, *Energy Conversion and Management 105 (2015) 731–745.*

[132] Yue-Tzu Yang et al, Numerical Optimization for Nanofluid Flow in Microchannels Using Entropy Generation Minimization, *An International Journal of Computation and Methodology (2015).*

[151] M. Habibi Matin, Entropy generation minimization of nanofluid flow in a MHD channel considering thermal radiation effect, MECHANIKA. 2013 Volume 19(4): 445-450.

[152] Wei Han Mah et al, Entropy generation of viscous dissipative nanofluid flow in microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer 55 (2012) 4169–4182.*

[153] M.M. Rashidi et al, Entropy generation in steady MHD flow due to a rotating porous disk in a nanofluid, International Journal of Heat and Mass Transfer 62 (2013) 515–525.

[154] M.M. Rashidi et al, Parametric analysis and optimization of entropy generation in unsteady MHD flow over a stretching rotating disk using artificial neural network and particle swarm optimization algorithm, *Energy 55 (2013) 497-510.*

[155] Suvankar Ganguly et al, Analysis of Entropy Generation During Mixed Convective Heat Transfer of Nanofluids Past a Square Cylinder in Vertically Upward Flow, *HEAT TRANSFER 134 (2012).*

[156] Vincenzo Biancoet al,Enhancement of heat transfer and entropy generation analysis of nanofluids turbulent convection flow in square section tubes, *Nanoscale Research Letters 2011, 6:252.*

[157] Mohammad Mehrali et al, Heat transfer and entropy generation for laminar forced convection flow of graphene nanoplatelet nanofluids in a horizontal tube *International Communications in Heat and Mass Transfer (2015).*

[158] _Ihsan Dag˘tekin,An analysis of entropy generation through a circular duct with different shaped longitudinal fins for laminar flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005) 171–181.*

[159] Aminreza Noghrehabadi, Entropy analysis for nanofluid flow over a stretching sheet in the presence of heat generation/absorption and partial slip, *Journal of Mechanical Science and Technology 27 (3) (2013) 927~937.*

[160] Yahaya Shagaiya Daniel et al, Entropy analysis in electrical magnetohydrodynamic (MHD) flow of nanofluid with effects of thermal radiation, viscous dissipation, and chemical reaction*, Theoretical & Applied Mechanics Letters (2017).*

[161] K.Y. Leong, Modeling of shell and tube heat recovery exchanger operated with nanofluid based coolants, *International Journal of Heat and Mass Transfer 55 (2012) 808–816*

[162] Andre´ L.H. Costa et l, Design optimization of shell-and-tube heat exchangers, *Applied Thermal Engineering 28 (2008) 1798–1805*

[163] Mostafa Moghaddami et al, Entropy Generation Analysis of Nanofluid Flow in Turbulent and Laminar Regimes, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience Vol. 9, (2012) 1586–1595*

[164] GoutamSaha, Manosh C. Pau, Numerical analysis of the heat transfer behaviour of water based Al2O3 and TiO2 nanofluids in a circular pipe under the turbulent flow condition, *International Communications in Heat and Mass Transfer 56 (2014) 96–108.*

[165] Xiao Wang et al, Optimization of heat sink configuration for thermoelectric cooling system based on entropy generation analysis, *International Journal of Heat and Mass Transfer 63 (2013) 361–365*

[166] El hafad Baraa et al, Parametric study on natural convection of nanofluids in a heated CHAMBER, *Energy Procedia 139 (2017) 424–429*

[167] Padet, J. , "Principe des transferts convectifs", 1st Edition polytechnica, Paris; p 272,(1997).

[168] Knudsen, J.G., "Heat transfer by convection", I n Perry R. H., Green D.W., and Maloney J.O., Editors, Perry's Chemical Engineers' Handbook, McGraw-Hill, New York, 7th Edition pp. 5.12-5.14, (1999).

[169] Kreith F., "Transmission de Chaleur et Thermodynamique", Edition Masson, Paris, p654,(1967).

[170] Welty, J.R.,Wicks, C.E. and Wilson, R.E. , "Fundamentals of momentum, heat, and mass transfer", third Edition, John Wiley & sons ; p 803, (1984).

[171] Holman, J.P., "Heat transfer", 7th Edition, International edition, McGraw Hill, New York (1997), p. 336-390, (1997).

[172] *Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., Dewitt, D. P., "Fundamentals of Heat and Mass Transfer", 7th edition, John Wiley & Sons, (2011).*

[173] *Padet, J.,"Fluides en ecoulement: Methodes et Modeles", 1st Edition Masson, (1991).*

[174] *Sacadura, J. F., "Initiation aux transferts thermiques", 6th Edition, Technique & Documentation, (2000).*

[175] *Ostrach, S., "An Analysis of Laminar Free Convection Flow and Heat Transfer About a Flat Plate Parallel to the Direction of the Generating Body Force", National Advisory Committe for Aeronautics, Report 1111, (1953).*

[176] *Lukaszewicz, G., Micropolar Fluids. Theory and Applications, Springer Science& Business Media, LLC, 253 p(1999).*

[177] *Eringen, A.C., Microcontinuum Field Theories. Foundations and Solids, Springer Science & Business Media, LLC, 325 p (1999).*

[178] *Gorla, R.S.R., Nakamura, S., Mixed convection of a micropolar fluid from a rotating cone, International Journal Heat Fluid Flow 16: 69-73 (1995).*

[179]] Yacob, N.A., and Ishak, A. (2011): *MHD flow of a micropolar fluid towards a vertical permeable plate with prescribed surface heat flux.* Chemical Engineering Science Research Design, vol. 89, pp.2291-2297.

[180] Woods, L.C. (2006) *Thermodynamics of Fluid Systems*, Oxford University Press, Oxford

[181] Alam, M. S., Rahman, M. M., and Sattar, M. A. (2009): *On the effectiveness of viscous dissipation and Joule heating on steady Magnetohydrodynamic heat and mass transfer flow over an inclined radiate isothermal permeable surface in the presence of thermophoresis.* Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, vol. 14, pp.2132-2143

[182] Ishak, A., Nazar, R., Pop, I., Dual solutions in mixed convection boundary layer flow of micropolar fluids, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation 14: 1324-1333 (2009).

[183] Ishak, A., Nazar, R., Pop, I., Magnetohydrodynamic (MHD) flow of a micropolar fluid owards a stagnation point on a vertical surface, Computational Mathematical Applications 56: 3188-3194 (2008).

[184] Das, K., Influence of thermophoresis and chemical reaction on MHD micropolar fluid flow with variable fluid properties, International Journal Heat Mass Transfer 55: 766-774 (2012).

[185] Mahmoud, M.A.A., Thermal radiation effects on MHD flow of a micropolar fluid over a stretching surface with variable thermal conductivity, Physica A 375:401-410 (2007).

[186] Pal, D., Chatterjee, S., Mixed convection magnetohydrodynamic heat and mass transfer past a stretching surface in a micropolar fluid-saturated porous medium
under the influence of Ohmic heating. Soret and Dufour effects, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation 16(3): 1329-1346 (2011).

[187] Seddeek, M.A., Odda, S.N., Akl, M.Y., Ab-delmeguid, M.S., Analytical solution for the effect of radiation on flow of a magneto-micropolar fluid past a continuously moving plate with suction and blowing, Computational Materials Science 45: 423-428 (2009).

[188] Ishak A., Nazar, R., Pop, I., MHD boundary-layer flow of a micropolar fluid past a

wedge with constant wall heat flux, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation 14: 109-118 (2009).

[189] Mahmoud, M.A.A., Waheed, S.E., MHD stagnation point flow of a micropolar fluid

towards a moving surface with radiation, Meccanica 47: 1119-1130 (2012). [181]

[190] Abd-El Aziz, M., Thermal radiation effects on magnetohydrodynamic mixed convection flow of a micropolar fluid past a continuously moving semi-infinite plate for

high temperature differences, Acta Mechanica 187: 113-127 (2006).

[191] Elbarbary, E.M., Elgazery, N.S., Flow and heat transfer of a micropolar fluid in an

axisymmetric stagnation flow on a cylinder with variable properties and suction, Acta Mechanica 176: 213-229 (2005).

[192] Chamkha, A.J., Mohamed, R.A., Ahmed, S.E., Unsteady MHD natural convection from a heated vertical porous plate in a micropolar fluid with Joule heating, chemical reaction and radiation effects, Meccanica 46: 399-411 (2011).

[193] Alam, M.S,; Rahman, M.M., Sattar, M.A., On the effectiveness of viscous dissipation and oule heating on steady Magnetohydrodynamic heat and mass transfer flow over an inclined radiate isothermal permeable surface in the presence of thermophoresis, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation 14: 2132-2143 (2009).

[194] Tsai, R., Huang, J.S., Combined effects of thermophoresis and electrophoresis on

particle deposition on to a vertical flat plate from mixed convection flow through aporous medium, Chemical Engineering Journal 157: 52-59 (2010).

[195] Muhaimin, I., Kandasamy, R., Hashim, I., Thermophoresis and chemical reaction

effects on non-Darcy MHD mixed convective heat and mass transfer past a porous wedge in the presence of variable stream Condition, Chemical Engineering Research Design 87 : 1527-1535 (2009).

[196] Long Hsiao, K., Heat and mass transfer for micropolar flow with radiation effect

past a nonlinearly stretching sheet, Heat Mass Transfer 46: 413-419 (2010).

[197] Ahmadi, G., Self similar solution of incompressible micropolar fluid boundary layer

over a semi-infinite plate, International Journal Engineering Science

14: 639-646 (1976).

[198] Yacob, N.A., Ishak, A., MHD flow of a micropolar fluid towards a vertical permeable plate with prescribed surface heat flux, Chemical Engineering Science Research Design 89: 2291-2297 (2011).

[199] Moghaddami, M., Seyedehsan, E.S., and Siavashi, M. (2012): Entropy Generation Analysis of Nanofluid Flow in Turbulent and Laminar Regimes. Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, vol. 9, pp.1586– 1595

[200] Mondal, P., and Mahapatra, T.R. (2021): *MHD double-diffusive mixed convection and entropy generation of nanofluid in a trapezoidal cavity.* International journal of mechanical science, vol. 208, pp. 106-655.

[201] Abbasi, F.M., Shanakhat, I., and Shehzad S.A. (2019): *Entropy generation analysis for peristalsis of nanofluid with temperature dependent viscosity and Hall effects.* Journal of magnetism and magnetic materials, vol. 474, pp.434-441

[202] Shafee, A., Haq, R. U., Sheikholeslami, M., Herki, J. A. A., and Nguyen, T. K. (2019): *An entropy generation analysis for MHD water based Fe3O4 ferrofluid through a porous semi annulus cavity via CVFEM*. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol.108, pp.104-295.

[203] Madhu, M., Shashikumar, N.S., Gireesha, B.J., and Kisha, B.J. (2019): *Second law analysis of Powell-Eyring fluid flow through an inclined microchannel with thermal radiation.* Physica Scripta, vol. 94, pp.125-205.

[204] Madhu, M., Shashikumar, N. S., Mahanthesh, B., Gireesha, B. J., and Kishan, N. (2019): *Heat transfer and entropy generation analysis of non-Newtonian fluid flow through vertical microchannel with convective boundary condition.* Applied Mathematics and Mechanics, vol. 40, pp.1285–1300.

[205] Akbar, Y. , Abbasi, F. M., and Shehzad, S. A. (2020): *Thermal radiation and Hall efects in mixed convective peristaltic transport of nanofuid with entropy generation.* Applied Nanoscience, vol. 10, pp.5421-5433.

[206]] Matin, M.H., Nobari, M.R.H ; and Jahangiri, P. (2012): *Entropy Analysis in Mixed Convection MHD flow of Nanofluid over a Non-linear Stretching Sheet.* Journal of Thermal Science and Technology, vol. 7, pp.104-119.

[207] Bianco,V., Manca, O., and Nardini, S. (2014): *Entropy generation analysis of turbulent convection flow of Al2O3–water nanofluid in a circular tube subjected to constant wall heat flux.* Energy Conversion and Management, vol. 77, pp. 306-314.

[208] Das, S., Chakraborty, S., and Jana, R. N. (2021): *Entropy analysis of Poiseuille nanofluid flow in a porous channel with slip and convective boundary conditions under magnetic field.,* World journal of engineering. https://doi.org/10.1108/WJE-12-2020-0660

[209] Shah, Z., Kumam, P., and Deebani, W. (2020): *Radiative MHD Casson Nanofuid Flow with Activation energy and chemical reaction over past nonlinearly stretching surface through Entropy generation,* Scientific report, vol. 10, pp.1-14.

[210] Mirzaee, M., Lakzian, E. (2017): *Entropy generation analysis of eccentric cylinders pair sources on nanofluid natural convection with non-Boussinesq state.* Tech Adv Powder, vol. 28, pp.3172–3183.

[211] Hosseinzadeh. K., Asadi. A., Mogharrebi. A.R., Khalesi. J., Mousavisani. S., and Ganji. D.D. (2019): *Entropy generation analysis of $(CH_2OH)_2$ containing CNTs nanofluid flow under effect of MHD and thermal radiation.* Case Studies in Thermal Engineering, vol.14, pp.100-482.

[212] Ibáñez, G., López, A., Pantoja, J., and Moreira, J. (2016): *Entropy generation analysis of a nanofluid flow in MHD porous microchannel with hydrodynamic slip and thermal radiation.* Int J Heat Mass Trans, vol. 100, pp.89–97.

[213] Daniel, Y.S., Aziz, Z.A., Ismail, Z., and Salah, F. (2017): *Entropy analysis in electrical magnetohydrodynamic (MHD) flow of nanofluid with effects of thermal radiation, viscous dissipation, and Chemical reaction.* Theoretical & Applied Mechanics Letters, vol.7, pp.235-242.

[214] Hussain, S., Mehmood, K., and Sagheer, M. (2016): *MHD mixed convection and entropy generation of water–alumina nanofluid flow in a double lid driven cavity with discrete heating.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 419, pp.140-155

[215] Tayebi, T., and Chamkha, A.J. (2019): *Entropy generation analysis during MHD natural convection flow of hybrid nanofluid in a square cavity containing a corrugated conducting block.* International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, vol. 30, pp.1115-1136.

[216] Roja, A., Gireesha, B.J., and Prasannakumara, B.C. (2020): *MHD micropolar nanofluid flow through an inclined channel with entropy generation subjected to radiative heat flux, viscous dissipation and multiple slip effects.* Multidiscipline Modeling in Materials and Structures, vol. 16-6, pp.1475-1496.

[217] Javed, T., and Siddiqui. M.A. (2019): *mixed convection in micropolar nanofluid flow through entraed triangular enclosures and linear stability analysis considering magnetic effects and heat generation and absorption.* Canadian Journal of Physics, vol. 97, pp.252-266.

[218] Javed, T., Mehmood, Z., and Siddiqui, M. A. (2017): *mixed convection in a triangular cavity permeated with micropolar nanofluid-saturated porous medium under the impact of MHD.*

Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, vol. *39*, pp.3897-3909.

[219] Chand, R., Yadav, D., Bhattacharyya, K., and Awasthi, M.K. (2021): *Thermal convection in a layer of micropolar nanofluid.* Chemical engineering, vol. 16-5, p.2681.

[220] Yusuf, T.A., Kumar, R.N., Prasannakumara, B.C., and Adesanya, S.O. (2021): *Irreversibility analysis in micropolar fluid film along an incline porous substrate with slip effects*. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol. 126, pp.105-357.

[221] Ramesh, G.K., Rauf', A., Shehzad, S.A., and Abbasi, F.M. (2021): *Time-dependent squeezing flow of Casson- micropolar nanofluid with injection/suction and slip effects.* International Communications in Heat and Mass Transfer, vol. 126 pp.104-470.

[222] Ijazkhan, M., Waqas, H., Khan, S.U., Imran, M., Chu, Y.M., Abbasi, A., and Kadry, S. (2021): *Slip flow of micropolar nanofluid over a porous rotating disk with motile microorganisms, nonlinear thermal radiation and activation energy.* International Communications in Heat and Mass Transfer, vol. 122, pp.105-161.

[223] EID, Mohamed R. et MABOOD, F. Entropy analysis of a hydromagnetic micropolar dusty carbon NTs-kerosene nanofluid with heat generation: Darcy–Forchheimer scheme. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2021, vol. 143, no 3, p. 2419-2436.

[224] Almakki, M., Mondal, H., and Sibanda, P. (2021): *Onset of unsteady MHD micropolar nanofluid flow with entropy generation. International* Journal of Ambient Energy, pp. 1-14.

[225] Zaib, A., Khan, U., Shah, Z., Kumam, P. and Thounthong, P. (2019): *Optimization of entropy generation in flow of micropolar mixed convective magnetite (Fe3O4) ferroparticle over a vertical plate.* Alexandria Engineering Journal, vol. 58- 4, pp.1461-1470.

[226] Nayak, M. K., Mabood, F., Khan, W. A., and Makinde, O. D. (2021) : *Cattaneo–Christov double diffusion on micropolar magneto cross nanofluids with entropy generation.* Indian Journal of Physics, pp.1-16.

[227] Hsiao, L. (2010): *Heat and mass transfer for micropolar flow with radiation effect past a nonlinearly stretching sheet.* Heat Mass Transfer, vol. 46, pp.413-419.