REPUBLIQUEALGERIENNEDEMOCRATIQUE ETPOPULAIRE
MINISTEREDEL'ENSEIGNEMENTSUPERIEURETDELARECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITEDE MEDEA

Faculté de Technologie
Département de Génie des Procédés et l'environnement

Mémoire de fin d'études de Master

Filière : Génie des Procédés
Spécialité : Génie des procédés des matériaux

Etude numérique de la génération d'entropie d'écoulement de fluide sous effet magnétohydrodynamique

Présentée par :

MOUZAOUI Kaouthar

Proposé et Dirigé par :

Dr. ALOUAOUI Redha

Promotion 2024/2025

Remerciements

Je veux remercier tout d'abord mon dieu ***Allah le tout puissant*** *de m'avoir donné la force pour survivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés.*

Plus particulièrement, je remercier mon encadreur Monsieur le Professeur ***DrALOUAOUI Redha*** *pour m'avoir suivi avec patience et intérêt et pour la confiance qu'il a placé en mois tout au long de ce travail. Ses conseils précieux et ses encouragements m'ont été d'une aide très précieuse dans la réalisation de ce projet.*

Nous adressons aussi notre plus vive reconnaissance à tous nos enseignantsdu département des génies des procédés pour la formation qu'ils nous ont donné pendant nos études universitaires.

Je remercier également les membres de jury d'avoir accepté de juger ce modeste travail.

Enfin, je veux remercier toute personne ayant aidé de près ou loin pour la réalisation de ce travail et j'espère que aura la valeur Souhaitée.

Dédicace

Je dédie ce travail

Ames très chers parents pour leur amour, leur confiance, leursacrifice,

et leur grande soutien tout au long de mes études.

Ma mère qui a œuvrée pour ma réussite, de par son amour, son soutien, toutes les sacrifices consentis et ses précieux conseils, pour toute son assistance et sa présence dans ma vie,

reçois à travers ce travail aussi modeste soit-il, l'expression de mes sentiments

et de mon éternelle gratitude.

Mon père qui peut être fier et trouver ici le résultat de longues années de sacrifices et de privations pour m'aider à avancer dans la vie .Merci pour les valeurs nobles,

l'éducation et le soutient permanent venu de toi.

A l'âme de mon grand père qui est mon destin dans ma vie

A tout ma famille et pour leurs conseils et

encouragement.

Ames amis, Sihem, Hania, Khadidja, Noudjoud

.....

A mes collègues de génie des procédés pour leur gentillesse. A tous

ceux qui me sont chers, qu'ils trouvent tout ici l'expression

de reconnaissance et gratitude.

Résumé :

Ce travail vise l'étude des effets magnétohydrodynamique (MHD) et de la Génération d'entropie sur une surface thermiquement convective avec une paroi aspiration /injection dans un écoulement de micropolaire-nanofluideau niveau de la couche limite.

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 (ODE) suivantes, en utilisant des transformations de similarité appropriées, les équations gouvernantes qui décrivent le modèle sont converties en un système d'équation différentielles ordinaire non linéaires. Ces équations sont résolues à la fois analytiquement et numériquement.

De nombreux résultats sont obtenus et un ensemble représentatif est affiché graphiquement pour illustrer l'influence des différents paramètres sur différents profils.

Mots clés : Génération d'entropie, Magnétohydrodynamique, nanofluide micropolaire et micro-rotation.

Abstract:

This work aims to study magnetohydrodynamic (MHD) effects and entropy generation on a thermally convective surface with a suction/injection wall in a micropolar-nanofluid flow at the boundary layer.

The MATLAB bvp4c application was used to simplify the nonlinear and coupled equations governing the micropolar nanofluid, leading to the solution of the following ordinary differential equations (ODEs). Using appropriate similarity transformations, the governing equations describing the model are converted into a system of nonlinear ordinary differential equations. These equations are solved both analytically and numerically.

A number of results are obtained, and a representative set is displayed graphically to illustrate the influence of different parameters on different profiles.

Keywords: Entropy generation, magnetohydrodynamics, micropolar nanofluid, and microrotation.

الملخص:

يهدف هذا العمل إلى دراسة تأثيرات المغناطيسية الهيدروديناميكية (MHD) وتوليد الإنتروبيا على سطح حراري الحمل مزود بجدار شفط/حقن في تدفق سائل نانوي ميكروي قطبي عند الطبقة الحدودية.

استُخدم تطبيق MATLAB bvp4c لتبسيط المعادلات غير الخطية والمقترنة التي تحكم السائل النانوي الميكروي قطبي، مما أدى إلى حل المعادلات التفاضلية العادية (ODEs) التالية. باستخدام تحويلات التشابه المناسبة، تُحوّل المعادلات الحاكمة التي تصف النموذج إلى نظام من المعادلات التفاضلية العادية غير الخطية. تُحل هذه المعادلات تحليليًا وعدديًا.

تم الحصول على عدد من النتائج، وعرض مجموعة تمثيلية بيانيًا لتوضيح تأثير معلمات مختلفة على ملفات تعريف مختلفة.

الكلمات المفتاحية: توليد الإنتروبيا، المغناطيسية الهيدروديناميكية، السائل النانوي الميكروي قطبي، والدوران الدقيق.

Table des matières

Introduction Générale 1

Chapitre I Fluide newtonien et non newtonien

I.1 Fluide newtonien et non newtonien 5

I.1.1 Définition du fluide newtonien : 5

I.1.2 Définition du fluide non newtonien : 5

I.2 Généralités sur les nanofluides : 5

I.2.1 Définition de nanofluide : 5

I.2.2 Nanoparticules et les fluides porteurs : 6

I.2.3 Taille des nanoparticules : 8

I.2.4 Types des nanoparticules : 9

I.2.5 Classes des nanoparticules : 10

I.2.6 Les méthodes de synthèse des nanoparticules : 11

I.2.7 Production des nanofluides et nanoparticules : 12

I.2.8 Propriétés thermo physiques des nano fluides : 14

I.2.9 Domaines d'applications des nanofluides 20

I.2.10 Les avantages des nanofluides 21

I.2.11 Les Inconvénients de nanofluide 21

I.3 Les fluides micropolaire : 22

I.3.1 Exemples des fluides micropolaires: 22

I.4 Caractéristiques générales du fluide micropolaire : 27

I.4.1 Micro-rotation (vortex) 27

I.4.2 Viscosité du vortex 28

CHAPITRE II Transfert de chaleur et de masse l'ors d'une interaction fluide/solide et la couche limite

II.1 Transfert de chaleur et transfert de masse : 30

II.1.1 Transfert de chaleur : 30

II.1.2 Transfert de masse : 30

II.2 Les modes de transfert de chaleur : 30

II.2.1La conduction : 30

II.2.2 La convection : 31

II.2.3 Le rayonnement : 32

II.2.4 Le transfert thermique conjugué : 33
II.3 Le mode de transfert massique : 34
II.3.1 Equation de Fick : 34
II.4 Les types de la convection : 34
II.4.1 Convection forcée : 34
II.4.2 Convection mixte : 35
II.4.3 La convection naturelle : 36
II.5 Couche limite en convection libre dans un milieu libre : 36
II.5.1 Couche limite dynamique : 36
II.5.2 Couche limite thermique : 39
II.5.3 Couche limite massique : 40
II.5.4 Équations de couche limite laminaire en convection libre : 41

Chapitre III La magnétohydrodynamique

III.1 Définition de la magnétohydrodynamique 50
III.1.1 Magnétohydrodynamique idéale : 51
III.1.2 Magnétohydrodynamique résistive : 51
III.2 Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD : 51
III.2.1 Géophysique : 52
III.2.2 Astrophysique : 52
III.3 Description d'un fluide conducteur : 52
III.3.1 Loi d'Ohm généralisée : 52
III.3.2 Equations de Maxwell : 53
III.3.3 Équation d'induction et force de Laplace : 54
III.3.4 Équations du mouvement : 56
III.4 Les nombres adimensionnels : 57
III.4.1 Le nombre de Reynolds Re : 58
III.4.2 Le paramètre d'interaction N : 58
III.4.3 Nombre de Hartmann Ha : 59
III.4.4 Le nombre de Reynold magnétique Re_m : 59
III.4.5 Le nombre de Grashof : 60
III.4.6 Le nombre de Grashof modifié (paramètre de Flottaison) GR : 61
III.4.7 Le nombre de Brinkman : 61
III.4.8 Le nombre de Prandtl : 61

CHAPITRE IV Analyse de génération d'entropie d'un écoulement MHD de micropolaire nanofluide sur une plaque verticale perméable mobile

IV.1. Introduction 63
IV.2 Problème physique et formulation mathématique : 66
IV.3.Analyse de la génération de l'entropie : 69
IV.4.Méthode numérique : 70
IV.5.Résultats et discutions : 71
VI.5.1. L'effet de M et K sur les profiles : 71
IV.5.2.Profils de taux d'entropie : 73
Conclusion générale 78
Référence et Bibliographie : 78

Liste des figures

Figure I.1: Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000 001 millimètre..... 6
Figure I.1 : les nanoparticules dans un tube. 9
Figure I.2: nanoparticules sphériques ; nanotubes de carbone. 9
Figure I.3: synthèse des nanoparticules. 12
Figure I.4: procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape 14
Figure I.5: Viscosité du sang par rapport au taux de cisaillement. 25
Figure I.6: Cristaux liquides nématiques et smectiques et cholestérolique. 25
Figure I.7: Phase cholestérolique 26
Figure I.8: Polymères cristallins liquides ; 26
(A) smectique A, (b) smectique C. 26
Figure II. 1 : Un schéma représentatif de la conduction thermique 31
Figure II. 2 : Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection 32
Figure II.3: un schéma de termes des transfères thermique 33
Figure II.4: schéma représentatif de la convection forcée. 35
Figure II.5 : le phénomène de la convection mixte. 35
Figure II.6: Schéma de la convection naturelle 36
Figure II.7: Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une paroi plane [50]. 37
Figure II.8 : Couche limite laminaire 38
Figure II.9 : Délimitation des zones de couche limite dynamique 38
Figure II. 10: développement d'une couche limite thermique le long d'une plaque plane Isotherme. 39
Figure II.11: développent d'une couche limite massique le long d'une plaque plane 40
Figure II. 12: Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire. 42
Figure II. 11 : Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée: 42
(a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique. 42
Figure I. 14: Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale..... 46
Isothermique:(a) profils de vitesse, (b) profils de température. 46
Figure III. 1 : Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique, [55]..... 50

Figure III.2 : (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur; 50
(c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte: mouvement.), [55] 51
Figure IV.1. Modele physique et système de coordonnèes 67
FigureIV.2 comparison entre le present profile de vitesse et et la resultat de Alam et al [32] . 71
Figure IV.3 Profiles de vitesse f' for Grx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, ... 72
Ec = 0.1, Ln=2. etdifférent M 72
Figure IV.4 Profiles de température for Grx = 2.0, K=0.1, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0 et différent M 72
Figure IV.5 profiles de Microrotationh *(*□)forGrx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, ... 73
Ec=0.1, Ln= 2.0 et différent M 73
Figure IV.6 Profiles de nombre de génération d'entropie Ns for Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, ... 74
Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=2, K=0.1, Br*$\boldsymbol{\Omega}$=1 et différent M 74
Figure IV.7 Profils 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 Ecdifférent 75
Figure IV.8 Profiles de nombres de génération d'entropie Ns pour M=1, Ec=0.1, Pr=6.2 75
, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=2, Br*$\boldsymbol{\Omega}$=1 et différent K 75
Figure IV.9 Profiles de nombres de génération d'entropie Ns for M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, ... 76
Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=2, Br*$\boldsymbol{\Omega}$=1 et différent Nt 76
FigureIV.13 Profiles de nombres de génération d'entropie Ns for M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, ... 76
Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=2, Br*$\boldsymbol{\Omega}$=1 et différent Nb 76

Liste des tableaux

Tableau I. 1 : commination nanoparticules /fluides de base..... 7
Tableau I. 2: les forces se concentrent sur les suspensions colloïdes..... 24
(Adapté par Russell etal). [26] 24
Tableau III.1. Diffusivités magnétiques D_m et nombres de Reynolds magnétiques R_m pour quelques Écoulements MHD, pour des longueurs L_0, des vitesses U_0 et des temps t_0 caractéristiques [57]. 55

Liste des symboles :

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)
E_c :	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)
G_{rx} :	Nombre de Grashof local thermique,	(1)
G_{mx} :	Nombrede 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)
Nux :	Nombre de Nuselt local,	(1)
Mw :	La contrainte de couple de paroi sans dimension	(1)
M :	Paramètre magnétique,	(1)
Pr :	Nombre de Prandtl,	(1)
qw :	Flux thermique surfacique,	(W/m)
$q'w$:	Flux massique surfacique,	(W/m)

Rex :	Nombre de Reynolds local,	(1)
Shx :	Nombre de Sherwood local,	(1)
Sc :	Nombre de Schemidt,	(1)
T :	Température,	(K)
Tr :	Température de référence,	(K)
VT :	La vitesse de la thermophorèse,	(m/s)
vw :	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

MHD *:* Magnétohydrodynamique

Sous-rubriques

w : Évalué sur le mur

∞ : Évalué en dehors de la couche limite

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.

Ce mémoire 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)

-Analyse de génération d'entropie d'un écoulement MHD de micropolaire nanofluide.

· L'écoulement d'un micropolaire nanofluide 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.

Chapitre I :

Fluide newtonien et non newtonien

I.1 Fluide newtonien et non newtonien

I.1.1 Définition du fluide newtonien :

Un fluide newtonien est un fluide dont la viscosité reste constante, indépendamment de la contrainte mécanique qui lui est appliquée. Par exemple, l'eau est un fluide newtonien, car sa viscosité ne varie pas, que ce soit lorsqu'elle est au repos ou en mouvement. Contrairement aux fluides non-newtoniens, comme la maïzena, dont la viscosité change sous l'effet d'une contrainte mécanique, les fluides newtoniens conservent leur viscosité constante. Cette propriété est basée sur les travaux du physicien Isaac Newton. Des exemples courants de fluides newtoniens comprennent l'eau, l'air, l'huile minérale et plusieurs autres liquides courants. **[2][3]**

I.1.2 Définition du fluide non newtonien :

Un fluide non newtonien est un fluide dont la viscosité varie en fonction de la contrainte qui lui est appliquée. Contrairement aux fluides newtoniens, leur comportement d'écoulement n'obéit pas à une relation linéaire entre contrainte et taux de cisaillement. Par exemple, la maïzena mélangée à de l'eau forme un fluide non newtonien: elle devient plus visqueuse lorsqu'elle est agitée, mais redevient fluide au repos. D'autres exemples incluent le sang, les gels, les boues, le fromage fondu, le chocolat fondu et certains produits industriels. Ces fluides présentent des comportements d'écoulement plus complexes que les fluides newtoniens, et leur viscosité peut varier en fonction de la contrainte ou du taux de cisaillement. **[1→5]**

I.2 Généralités sur les nanofluides :

I.2.1 Définition de nanofluide :

Les nanofluides sont des solutions colloïdales composées de particules de taille nanométriques en suspension dans un liquide. Les études de ces fluides composites montrent des aptitudes particulièrement intéressantes du fait d'une meilleure conductivité thermique et d'un coefficient d'échange convectif significativement accru par rapport à des liquides classiques, l'eau en particulier. Une telle augmentation de la conductivité thermique du nanofluide ne peut pas seulement être imputée à la plus grande conductivité thermique des

nanoparticules en suspension, l'amélioration vient d'une combinaison de plusieurs facteurs physiques simultanés. Le choix des liquides de base est primordial pour un nanofluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agrégations, la sélection d'un tel fluide se fera en fonction de la nature de nanoparticule **[6].**

I.2.2 Nanoparticules et les fluides porteurs :

La nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm).

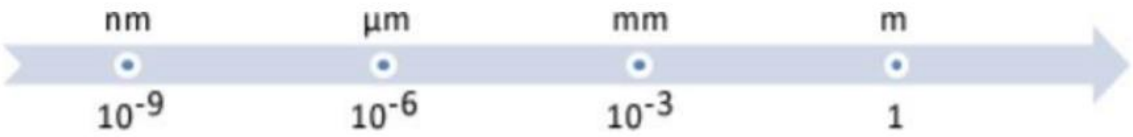


Figure I.1: Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000 001 millimètre

Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire. Elles ont un intérêt à la fois fondamental, et sont très étudiées de nos jours. De nombreux physiciens et chimistes les synthétisent, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires.

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. **[7]**

Les fluides de base les plus couramment utilisés sont :

- Eau.
- Éthylène glycol (EG)
- Huiles.
- Fluides réfrigérants (R12, R22, etc.)

Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nano fluides sont :

- Nanoparticules dans les oxydes métalliques :

❖ Oxyde de cuivre (CuO).

❖ Oxyde de titane (Ti02).

❖ Oxyde de silicium (SiO2).

❖ Oxyde d'aluminium (AL2O3).

- Nanoparticules métalliques :

❖ Aluminium (Al).

❖ Cuivre (Cu).

❖ Or (Au).

❖ Argent (Ag).

- Nanoparticules non métalliques :

❖ Nanotubes de carbone (CNT).

❖ Le diamant ©.

Le tableau suivante groupe une liste non exhaustive de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base préparés par différents groupes de recherches.

Tableau I. 1 : commination nanoparticules /fluides de base

	acétone	eau	Ethylène glycol	huile	Toluène	Décéne	Ethanol
Ag		*		*			
AIN							*
Au		*			*		
$Al_{70}Cu_{30}$			*				
Al_2O_3		*	*	*			
Bi_2Te_3							
C(diamant)		*					
C(graphique)		*		*			
C(NTC)		*		*		*	
C(fullerène)				*	*		
Cu	*	*	*	*			
CuO		*	*				
Fe			*				
SiC		*					
SiO_2		*	*				
TiO_2		*	*				
WO_3			*				
ZrO_2		*					

I.2.3 Taille des nanoparticules :

Les procédés de fabrication sont de nature physique ou chimique. Ils font l'objet de beaucoup de Recherches pour améliorer le coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise En œuvre et pour obtenir des particules de taille voulue. Diverses techniques chimiques et Physiques sont donc disponibles pour élaborer des nanoparticules. Ces différentes méthodes Permettent d'obtenir des nanoparticules libres ou enrobées encapsulées dans une matrice hôte. Si L'idée même d'utiliser des particules solides en suspension pour perfectionner l'échange Thermique est ancienne puisqu'elle découle notamment des études analytiques de Maxwell vers 1873. Ce n'est que depuis les années 1990 que l'utilisation de particules d'échelle nanométrique Est étudiée. Cela a été rendu possible grâce au développement de procédés de fabrication Particuliers et novateurs.

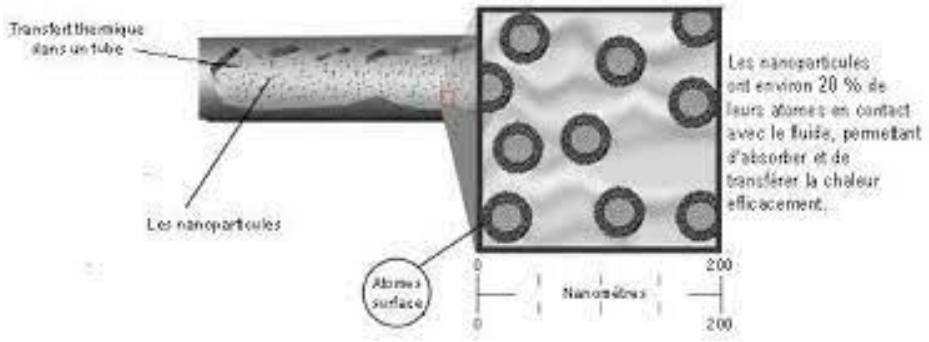


Figure I.1 : les nanoparticules dans un tube.

I.2.4 Types des nanoparticules :

La production de nouveaux nanomatériaux (nanoparticules) constitue un champ de recherche En pleine expansion, aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les Applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées.

D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux Grandes catégories (**figure I.2**) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (l'aluminium Al, cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag…) ou d'oxydes (oxyde d'aluminium Al**2**O**3**, oxyde de cuivre CuO , oxyde de titane TiO**2**…)
- Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO**2**, Nanotube de silicium…). **[8]**

Dans le cadre de cette synthèse bibliographique on sintérisera principalement à l'étude des nanofluides sphériques.

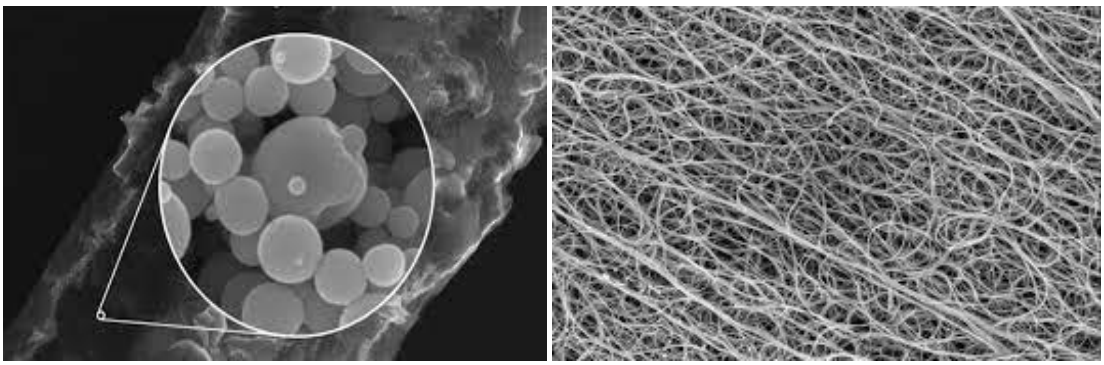


Figure I.2: nanoparticules sphériques ; nanotubes de carbone.

I.2.5 Classes des nanoparticules :

Les nanoparticules que contiennent les nanofluides qui sont considérés comme des matériaux sont Constituées de métaux d'oxydes et de nanotubes de carbone de taille nanométrique. Cependant l'étude des nanofluides est devenue très populaire parmi les chercheurs quant à la Fenêtre que ces nanofluides fournissent en raison de ses diverses applications dans de Nombreuses industries l'ingénierie et les sciences médicales.

Il existe deux grandes familles de nanomatériaux :

- Les nanoobjets : qui sont des matériaux dont une deux ou trois dimension externe se situe à L'échelle nanométrique c'est à dire approximativement entre 1 et 100 nm. Parmi les nanoobjets il est possible de distinguer trois catégories :

Les nanoparticules : qui désignent des nanoobjets dont les trois jours dimensions externes se situent à L'échelle nanométrique : nanoparticules de latex d'oxyde de zinc de fer et de cérium d'alumine De dioxyde de titane de carbonate de calcium etc.

Les nanofibres nanotubes nanofilaments ou nanobâtonnets : qui se rapportent à des nanoobjets Dont deux dimensions externes sont à l'échelle nanométrique et la troisième dimension Significativement supérieure (nanotubes de carbone. Nanofibres de polyester. Nanotubes de bore…Ect). Ces termes désignent des nanoobjets longilignes de section comprise entre 1 et quelques Dizaines de nm et de longueur comprise entre 500 et 10 000 nm ;

Les nanofeuillets nanoplats ou nanoplaquettes qui définissent des nanoobjets dont une dimension Externe se situe à d'échelle nanométrique et les deux autres dimensions sont significativement Supérieures (nanofeuillets dargile. Nanoplaquettes de sélénium de cadmium. Etc.).

- Les matériaux nanostructures : qui possèdent une structure interne ou de surface à l'échelle Nanométrique Parmi les matériaux nanostructures il est possible de distinguer plusieurs familles Parmi les quelles :

Les agrégats et agglomérats de nanoobjets : Les nanoobjets peuvent se présenter soit sous forme Individuelle (c'est adire sous forme de particules primaires) ou soit sous forme d'agrégats ou D'agglomérats dont la taille est sensiblement supérieure à 100 nm.

Les nanocomposites : Ces matériaux sont composés pour tout ou partie de nanoobjets qui leur Confèrent des propriétés améliorées ou spécifiques de la dimension nanométrique. Les Nanoobjets sont incorporés dans une matrice ou sur une surface afin d'apporter une nouvelle Fonctionnalité ou de modifier certaines propriétés mécaniques magnétiques Thermiques etc. Les Polymères chargés de nanotubes de carbone utilisés dans le secteur des équipements sportifs afin D'améliorer leur résistance mécanique et de diminuer leur poids constituent un exemple de Nanocomposites.

Les matériaux nanoporeux : Ces matériaux possèdent des pores de taille nanométrique. Les Aérogels de silice sont des matériaux nanoporeux qui présentent d'excellentes propriétés D'isolation thermique. Les nanomatériaux produits de façon intentionnelle par Lhomme à des Fins d'applications précises et possédantes des propriétés spécifiques sont nommés « Nanomatériaux manufacturés ».

Parmi ces nanomatériaux manufacturés certains sont produits depuis déjà de nombreuses années Dans des tonnages importants tels que le dioxyde de titane le noir de carbone l'alumine le Carbonate de calcium ou la silice amorphe. D'autres plus récents sont fabriqués dans des Quantités moindres tels que les nanotubes de carbonées quantum dots ou les dendromètres.

Il Existe également des nanomatériaux produits par l'homme de façon non intentionnelle appelés Parfois particules ultrafines issus de certains procédés thermiques et mécaniques tels que les Fumées de soudage ou de projection thermique les émissions de moteurs à combustion etc. Enfin Des particules ultrafines naturelles sont présentes dans notre environnement à l'image des fumées Volcaniques ou des virus.

I.2.6 Les méthodes de synthèse des nanoparticules :

Les méthodes de synthèse des nanoparticules sont divisées en deux grandes Approches:

I.2.6.1 L'approche descendante, ou top-down :

Regroupant essentiellement des méthodes physiques, consiste en la diminution Graduelle de la taille des systèmes actuels jusqu'à atteindre des dimensions Nanométriques et ce en optimisant les procédés technologiques. Le broyage à haute Energie est l'une des multiples techniques permettant d'obtenir des structures Nanocristallines. Dans une enceinte étanche, sous l'effet d'une succession de chocs Mécaniques, les grains de poudre sont

alternativement déformés plastiquement, Fracturés et recollés les uns aux autres, conduisant à un mélange des différents Constituants. Le rapport des fréquences de fracture et de collage fixe la taille finale Des agrégats de poudre.

I.2.6.2 L'approche ascendante, ou Botton-up :

S'est quant à elle imposée pour organiser la matière en utilisant des atomes, des Molécules ou des agrégats comme entités de départ. Ces méthodes essentiellement Chimiques de synthèse de nanomatériaux font l'objet de nombreuses publications ne Permettant pas une étude exhaustive. Elles concernent aussi bien les métaux (Au, Ag, Cu, Pt, Co…) que les

Alliages et les semi-conducteurs. Nous nous cantonnerons dans La suite de ce chapitre à une présentation succincte des principales méthodes de synthèse de nanoparticules métalliques ou bimétalliques en solution et notamment L'argent Voici la figure montré ci-dessous qui représente les deux approches : **[7]**

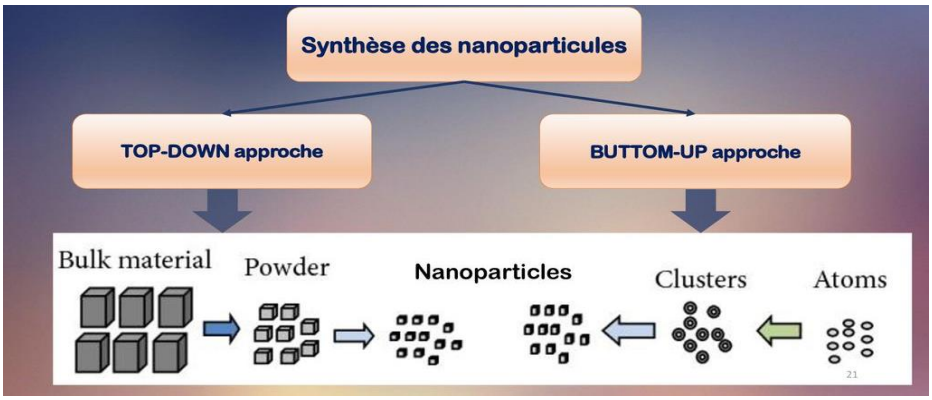


Figure I.3: synthèse des nanoparticules.

I.2.7 Production des nanofluides et nanoparticules :

Les procédés de Fabrication de nanoparticules sont nombreux. Ils peuvent être classés en deux catégories :

- Les procédés physiques, comme le broyage mécanique.
- Les procédés chimiques, comme la pyrolyse laser ou la précipitation chimique …...

En général, les nanoparticules utilisées pour la synthèse de nanofluides sont à base d'oxydes, de Nitrures, de carbures, de métaux purs ou d'alliages, de nanotubes de carbone (NTC). On trouve également Des particules composites pouvant utiliser des polymères.

Il y a deux méthodes principales pour obtenir un nanofluide :

I.2.7.1 Procédé en une étape (one-step méthode)

Consiste à la dispersion des nanoparticules directement dans un fluide de base (synthèse direct dans un fluide de base) et de prévenir l'oxydation des particules de Métal pur. Moins industrielle, elle n'est utilisable que pour certains nanofluides mais permet d'éviter l'agglomération et plus la conductivité thermique du mélange est améliorée. Néanmoins, pour une famille de nanofluides donnée, les résultats de la littérature présentent une dispersion assez forte. Cette dispersion peut être attribuée au mode de synthèse des nanofluides et/ou à la méthode de mesure. **[7]**

I.2.7.2 Procédé en deux étapes (two-step méthode)

La première étape consiste fabriquer les nanoparticules et dans la seconde étape les Nanoparticules sont disperser dans un fluide de base**.[9]** Les procédés de fabrication font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le Coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise en œuvre et pour Obtenir des particules de taille voulue. Chaque méthode a ses inconvénients physique ou Chimique et certains ne sont pas aptes à produire de grandes quantités de Nanoparticules pour une production de masse vu les contraintes inhérentes au procédé. Les principaux moyens peuvent être :

- Le mécano synthèse (broyage à haute énergie).
- La précipitation chimique (réduction de sels métalliques par exemple).
- Les dépôts chimiques ou physiques en phase vapeur (CVD ou PVD).
- Les dépôts chimiques en phase vapeur assisté par plasma (PECVD).
- La condensation de vapeurs par détente brutale dans des tuyères supersoniques.
- La sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion Laser).
- La pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs).
- La désintégration d'électrodes submergées par passage d'étincelles. **[10]**

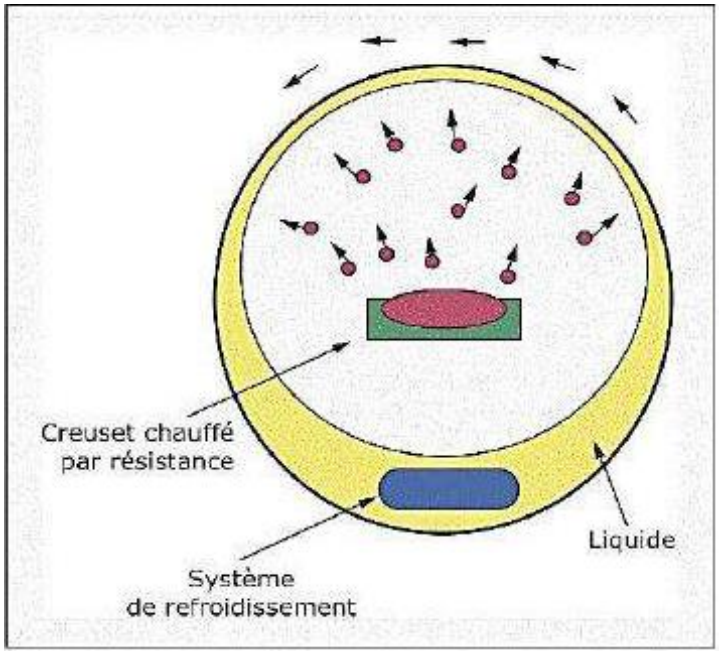


Figure I.4: procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape

I.2.8 Propriétés thermo physiques des nano fluides :

Les propriétés thermo physiques (conductivité thermique, viscosité dynamique et Cinématique, capacité Thermique massique, etc.) sont profondément modifiées par l'ajout de nanoparticules et un grand nombre De paramètres peuvent avoir un effet non négligeable sur cette déviation (le matériau, la taille, le rapport D'aspect, la concentration des particules en suspension, la conductivité du fluide de base, la température du Milieu). De nombreux groupes de recherche tentent de comprendre quels sont le ou les mécanismes à L'origine de telles différences mais aucune phénoménologie n'a pu être encore formulée de manière concise Et satisfaisante.

I.2.8.1 La masse volumique :

Pour calculer la masse volumique d'un nano fluide que nous supposerons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique a une température T donnée, nous revenons à la définition de la masse volumique de ce mélange.

Dans le cas d'un mélange, la masse volumique est donnée par la relation suivante :

$$\boldsymbol{\rho_{nf}} = \left(\frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{v}}\right)_{\boldsymbol{nf}} = \frac{\boldsymbol{m_f + m_s}}{\mathbf{V_f + V_s}} = \frac{\boldsymbol{\rho_f V_f + \rho_s V_s}}{\mathbf{V_f + V_s}} \textbf{(I.1)}$$

La fraction volumique des nanoparticules, notée désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (fluide + solide).

$$\emptyset = \frac{volume\ solide}{volume\ totale\ du\ nanofluide} = \frac{V_s + V_f}{V_s} \quad \textbf{(I.2)}$$

Où: V_s : Volume des nanoparticules solides [m^3].

V_f : Volume du fluide de base [m^3].

On en déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf} = (1-\emptyset)\,\rho_f + \emptyset\rho_s \quad \textbf{(I.3)}$$

Où :

ρ_{nf}: La masse volumique du nano fluide.

ρ_f: La masse volumique du fluide de base.

ρ_s: La masse volumique des nanoparticules solides.

I.2.8.2 La chaleur spécifique

La chaleur spécifique est la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un système homogène C_P**= (dQ/ mdT)**. La chaleur spécifique correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de substance de 1 K lors de la transformation considérée.

Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nanofluide, on a retrouvé suivant les auteurs l'une ou l'autre des deux relations suivantes :

I.2.8.2.1 Modèle du Pak et Cho [11]

Pak et Cho (1998) ont utilisé la formule suivante :

$$(C_P)_{nf} = (1-\phi)(CP)_f + \phi(CP)_S \quad \textbf{(I.4)}$$

I.2.8.2.2 Modèle duXuan et Roetzel[12]

Xuan et Roetzel (2000) ont utilisé la formule suivante :

$$(\rho C_P)_{nf} = (1-\phi)(\rho C_P)_f + \phi(\rho C_P)_s \quad \textbf{(I.5)}$$

$(Cp)_{nf}$, $(Cp)_f$,$(Cp)_s$, désignent respectivement les chaleurs spécifiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules.

C'est cette dernière relation que nous conservons dans la suite de notre travail puisqu'elle est, contrairement à la première plus fréquemment utilisée, mais a tort, dans de nombreux travaux, les formes aux lois de la thermodynamique.

I.2.8.3 Le coefficient d'expansion thermique :

Nous nous intéressons dans le cadre de notre étude aux seuls fluides porteurs incompressibles (masse volumique indépendante de la pression) mais dilatables. Cette variation de masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique.

($\beta_T = -\frac{1}{\rho}(\partial\rho / \partial T)\, p$) appelé également coefficient de dilatabilité. **[7]**

Pour calculer la valeur de ce coefficient pour les nanofluides de très nombreux auteurs ont utilisé à la suite des premiers travaux sur les nanofluides, par analogie avec la relation, on déduit l'expression suivante :

$$(\rho\beta)_{nf} = (1-\phi)(\rho\beta)_f + \phi\,(\rho\beta)_s \qquad (I.6)$$

Kim et al. (2004) **[13]** ont supposé que le coefficient d'expansion thermique du fluide β_f est largement plus grand que celui des nanoparticules solides β. Il ramené l'équation (3.5) à la forme simplifiée suivante :

$$(\rho\beta)_{nf} = (1-\phi)(\rho\beta)_f \qquad (I.7)$$

I.2.8.4 La conductivité thermique :

Les chercheurs ont développé plusieurs modèles pour prédire l'estimation de la conductivité du nanofluide et de nombreuses expériences ont été menées pour comparer les données expérimentales avec ces modèles analytiques, constitués par des éléments très réguliers tels que les nanoparticules sphériques. Les modelés décrits dans la littérature sont des outils de prédictions développés, afin d'appréhender les mécanismes de transfert thermique au sein des nanofluides. Nous présenterons dans cette partie les modèles les plus utilisés dans le cas des nanofluides.

I.2.8.4.1 Modèle de Maxwell (1881) [14]

Maxwell à été l'un des premiers qui a étudié analytiquement la conduction thermique d'un fluide contenant des particules sphériques en suspension en ignorant les effets d'interaction entre ces particules. L'équation qui en résulte est :

$$\mathbf{K_{nf} = \frac{Ks+2Kf+2\,\emptyset(Kf-Ks)}{Ks+2Kf+\emptyset(\,Kf+Ks)}\,K_f} \qquad \textbf{(I.8)}$$

K_{nf} : La conductivité thermique du nano fluide.

K_f : La conductivité thermique du fluide de base.

K_s : La conductivité thermique des particules solides.

Où n est un facteur de forme empirique donne par :

$$\mathbf{n = \frac{3}{\Psi}} \qquad \textbf{(I.9)}$$

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.

I.2.8.4.2 Modèle de Hamilton – Crosser (1962) [15]

Le modèle de Hamilton été établi pour résoudre la limite de modèle de Maxwell. Puisque ce dernier n'a valable que dans le cas des particules sphériques. Le modèle du Hamilton et Crosser a été développé pour rendre plus efficace le calcul de la conductivité thermique du nanofluide quel que soit la forme de la nanoparticule, et ça en introduisant 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 :

$$k_{nf} = \frac{k_s+(n-1)k_f-(n-1)(k_f-K_s)\varphi}{k_s+(n-1)k_f+(k_f-k_s)\varphi}\,k_f \qquad (I.10)$$

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.

$$k_{nf} = (28.905\varphi^2 + 2.8273\varphi + 1)k_f \quad \text{(I.11)}$$

$$k_{nf} = (-13\varphi^2 + 6.3\varphi + 1)k_f \quad \text{(I.12)}$$

$$k_{nf} = (11.6\varphi^2 + 9.6\varphi + 1)k_f \quad \text{(I.13)}$$

$$k_{nf} = (7146\varphi^2 + 76.6\varphi + 1)k_f \quad \text{(I.14)}$$

Les équations(I.11), (I.12), (I.13) et (I.14) sont des corrélations empiriques utilisées pour estimer la conductivité thermique des nanofluides (Al2O3 + EG), (Al2O3 + eau), le nanofluide (Cu + eau) et le nanofluide (huile + nanotube de carbone) respectivement.

I.2.8.4.3 Modèle de Brugge man (1935) [16]

Le modèle propose par Brugge man (1935) semble mieux approximer certains résultats expérimentaux compare aux autres modelés pour le cas des nanoparticules sphériques avec aucune limitation concernant les concentrations des nanoparticules,

$$\mathbf{K_{nf}} = \frac{(3\emptyset-1)\frac{K_P}{K_f} + \{3(1-\emptyset)+\sqrt{\Delta}\}}{4}\mathbf{K_f} \quad \textbf{(I.15)}$$

Avec :

$$\Delta = \left[(3\emptyset - 1)\left(\frac{K_S}{K_f}\right)^2 + (2 - 3\emptyset)^2 + 2(2 + 9\emptyset - 9\emptyset^2)\left(\frac{K_S}{K_f}\right)\right] \quad \textbf{(I.16)}$$

I.2.8.5 La viscosité dynamique :

Pour les suspensions constituées de nanoparticules sphériques, on dispose de différent modèle et de formules semi- empiriques variée décrivant l'évolution de la viscosité du nanofluide en fonction de la fraction volumique.

I.2.8.5.1 Modèle d'Einstein (1906) [17]

La viscosité dynamique d'un nanofluide donne par Einstein [17] pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu(1+2.5\emptyset) \quad \textbf{(I.17)}$$

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 déconcentrations 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.

I.2.8.5.2 Modèle de Brinkman (1952) [18]

La formule de Brinkman (1952) complète le modèle d'Einstein jusqu'à une concentration volumique inférieure à 4%.

$$\boldsymbol{\mu_{\text{nf}} = \frac{\mu f}{(1-\emptyset)^{2.5}}} \qquad \textbf{(I.18)}$$

On remarque que 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.

I.2.8.5.3 Modèle de Batchelor (1976) [19]

En prenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques Batchelor [19] a montré que la viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de φ, comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire de φ avec la présence d'un terme en $\varphi 2$ dans le modèle de Batchelor (1976).

$$\boldsymbol{\mu_{nf} = \mu_f(1 + n\emptyset + k_H\emptyset^2)} \qquad \textbf{(I.19)}$$

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

I.2.8.5.4 Modèle Maiga et al. (2005) [20]

D'autres relations ont été proposées dans la littérature limitée à des applications bien précises. Maiga et al. (2005) à partir de résultats de mesures ont proposé la corrélation.

$$\boldsymbol{\mu_{nf} = \mu_f(123\emptyset^2 + 7.3\emptyset + 1)} \qquad \textbf{(I.20)}$$

En comparant cette corrélation aux modelés d'Einstein et de Brinkman, on trouve que ces deux dernières approches sous-estiment les valeurs expérimentales de la viscosité des nanofluides.

I.2.8.5.5 Modèle Pack et Cho (1998)

Pack et Cho (1998) ont proposé, quant à eux une corrélation pour les nanoparticules Al2O3 disperses dans l'eau donnée par :

$$\mu_{nf} = \mu_f (533.9\emptyset^2 + 39.11\emptyset + 1) \qquad (I.21)$$

I.2.9 Domaines d'applications des nanofluides

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau, sont utilisés comme liquide de Les nanofluides peuvent être Employées pour améliorer le transport de chaleur et L'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermique. Dans cette section, quelque Exemples d'application seront présentés tel que le transport, la micro- électronique, le Nucléaire et la biomédicale. **[21]**

I.2.9.1 Refroidissement des systèmes thermiques :

Refroidissement dans les moteurs des véhicules. L'addition des nanoparticules dans ces Liquides améliore le taux de refroidissement.

I.2.9.2 Refroidissement des systèmes électroniques :

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluide de Refroidissement. Un nanofluide à base d'eau est empli pour refroidir une unité centrale de traitement Dans un microordinateur.

I.2.9.3 Refroidissement des systèmes nucléaires :

L'institut de technologie da Massachusetts à réservé un centre interdisciplinaire Uniquement pour les nouvelles nanotechnologies (nanofluide) dans l'industrie de l'énergie Nucléaire. Actuellement, ils évaluent l'impact potentiel de l'utilisation des nanofluides sur la sureté Neutronique, et la performance économique des systèmes nucléaires.

I.2.9.4 Refroidissement des systèmes militaires :

Les exemples des applications militaires incluent le refroidissement de l'électronique de Puissance et les armes d'énergie dirigée. Ces derniers impliquent des flux thermiques très Elevés ($q>500$ à $1000 W/cm^2$), où les nanofluides ont montrés leur efficacité pour refroidir Ces systèmes, et aussi les autres systèmes militaires, y compris les véhicules militaires, les Sous-marins, et les diodes lasers à haute puissance.

I.2.9.5 La biomédecine :

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédicale. Par Exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement De cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sure en produisant le refroidissement efficace Autour de région chirurgicale. **[21]**

I.2.9.6 D'autres applications :

Il y a des situations nombreuses ou l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique Peut être liée à la qualité, la quantité, et au coût d'un produit d'un processus. Par exemple, Dans l'industrie de l'énergie renouvelable, les nanofluides sont utilisés pour augmenter le Transfert de chaleur à partir des capteurs solaires aux réservoirs de stockage et pour Augmenter la densité d'énergie. Les liquides réfrigérants de nanofluide ont une application Potentielle dans la majorité des industries de transformation, telles que les matériaux, la Production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz. **[21]**

I.2.10 Les avantages des nanofluides

- Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides.
- Haute dispersion et stabilité avec prédominante du mouvement Brownien des particules.
- Particules réduites de colmatage par rapport aux boues conventionnelles.
- Propriétés ajustables, dont la conductivité thermique et la mouillabilité de la surface, en faisant varier les concentrations de [articule en fonction des différentes applications.
- Réduit par rapport au liquide pur pour obtenir équivalent intensification de transfert de chaleur**. [22]**

I.2.11 Les Inconvénients de nanofluide

1. Augmentation de la viscosité : L'ajout de nanoparticules peut augmenter la viscosité du fluide ce qui peut entrainer une augmentation des pertes de charge.

2. Coût élevé : La production de nanofluides est coûteuse en raison de la difficulté de fabrication et de la nécessité d'utiliser des nanoparticules de haute qualité.

3. Risque de dépôts : Les nanoparticules peuvent se déposer et boucher les canaux, ce qui peut réduire l'efficacité du transfert de chaleur.

4. Stabilité à long terme : Les nanofluides doivent être conçus pour être efficaces sur le long terme sans avoir d'inconvénients majeurs .Ces inconvénients doivent être pris en compte lors de l'utilisation de nanofluides pour des applications spécifiques.

I.3 Les fluides micropolaire :

Les fluides micropolaires sont des fluides non-Newtoniens à microstructure. Ils appartiennent à une classe de fluides à tenseur de contrainte non symétrique que nous appellerons fluides polaires, et comprennent, dans un cas particulier, le modèle bien établi de fluides classiques de Navier-Stokes que nous appellerons fluides ordinaires. Physiquement, les fluides micropolaires peuvent représenter des fluides constitués de particules orientées aléatoirement (ou sphériques) suspendues dans un milieu visqueux, où la déformation des particules fluides est ignorée **[23].**

I.3.1 Exemples des fluides micropolaires:

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

I.3.1.1 Les polyméres :

Les liquides polymères sont des fluides complexes et sont considérés comme des fluides non-Newtoniennes: ils présentent un comportement à la fois liquide et solide, et certaines de leurs propriétés dynamiques peuvent ne pas être des constantes thermodynamiques mais une constante efficace dépendante des forces agissant sur elle **[24].**

I.3.1.2 Colloïdes :

Les dispersions colloïdales sont des fluides complexes dans lesquels des particules de taille nanométrique ou micrométrique sont dispersées dans un solvant. La taille des particules colloïdales est plus grande que celle des molécules constituantes du solvant, mais suffisamment petite pour que leur mouvement soit déterminé par un mouvement brownien activé thermiquement; plutôt que de se contenter de gravitation, ou la sédimentation. Certains exemples de dispersions colloïdales sont présents en permanence dans notre vie quotidienne (détergents, argiles, peintures, encres) **[25].**

I.3.1.2.1 Classification des colloïdes

Les colloïdes peuvent être regroupés en trois classifications générales:

− Les dispersions colloïdales sont thermodynamiquement instables en raison de leur haute énergie libre de surface et sont des systèmes irréversibles en ce sens qu'elles ne sont pas facilement reconstituées après la séparation des phases.

− Les solutions vraies de matériau macromoléculaire (naturel ou synthétique) sont thermodynamiquement stables et réversibles en ce sens qu'elles sont facilement reconstituables après séparation du soluté du solvant.

− Colloïdes d'association thermodynamiquement stables.

I.3.1.2.2Forme de particule colloïdale

En gros, les particules colloïdales peuvent être classées selon leur forme corpusculaire, laminaire ou linéaire. La forme exacte peut être complexe mais, en première approximation, les particules peuvent souvent être traitées théoriquement en termes de modèles relativement simples (figure 1.4). Le modèle le plus facile à traiter théoriquement est la sphère, et de nombreux systèmes colloïdaux contiennent en fait des particules sphériques ou presque sphériques. Les émulsions, les latex, les aérosols liquides, etc., contiennent des particules sphériques **[25].**

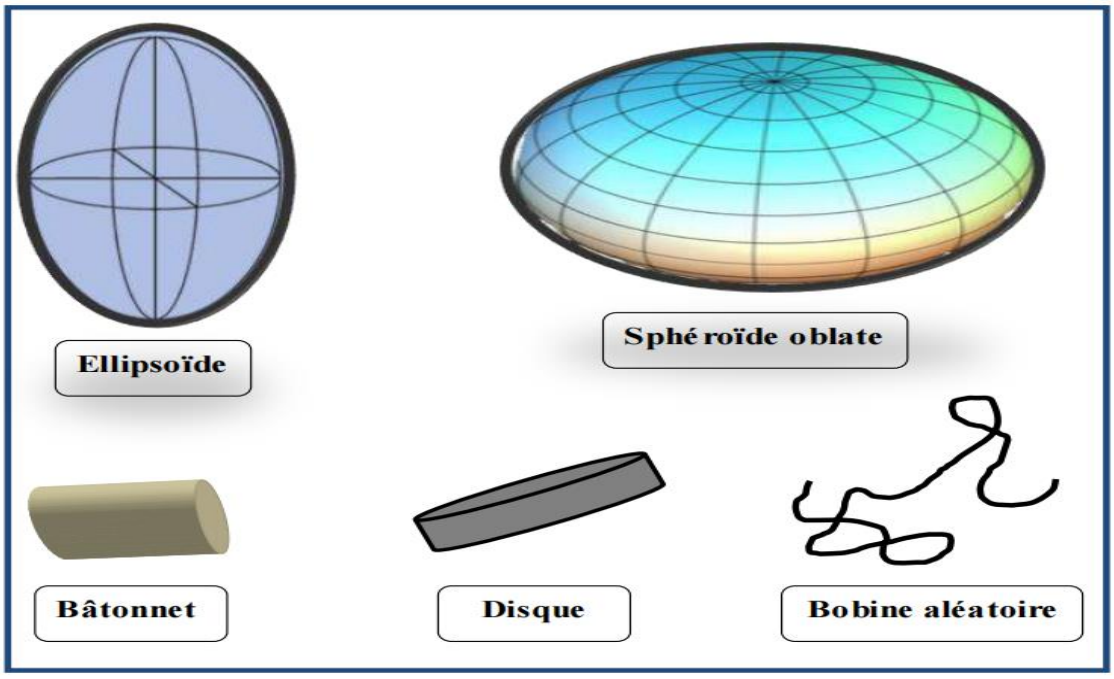


Figure I.5 : Représentations du modèle pour les particules non sphériques

I.3.1.2.3 Les forces agissant sur les particules colloïdales

Le tableau I.2 résume les forces agissant sur les particules colloïdales avec des formules mathématiques pour calculer ces grandeurs.

Tableau I. 2: les forces se concentrent sur les suspensions colloïdes

(Adapté par Russell etal). [26]

Force	**LA magnitude**	**Définition**
Brownian	$F_B = \frac{KT}{dp}$	K : contant de Boltzman T : température [K] dp: diamètre de particule
Van Del Waals	$F_{Vd} = \frac{A}{dp}$	A : constant Hamaker
Visqueux	$F_{VC} = nd_p^2 U = nd_p\dot{y}$	n: viscosité de particule
Inertie	$F_{in} = d_P^2\, \rho_P\, U^2$	U : vitesse relative de la particule
Gravitationnel	$F_{vs} = d_p^2\, \Delta\rho g$	Δp : Déférence entre la densité de fluide et la particule

I.3.1.3 Sangs :

Le sang est une suspension complexe qui présente plusieurs caractéristiques rhéologiques non Newtoniennes telles que la dépendance au taux de déformation, la viscoélasticité et la limite d'élasticité **[27].**

Les caractéristiques rhéologiques du sang sont déterminées par les propriétés de ces composants et leur interaction entre eux et avec les structures environnantes. La rhéologie du sang est également affectée par les conditions physiques externes telles que la température et la densité de masse **[27].**

La viscosité du sang diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. (Figure I.5)

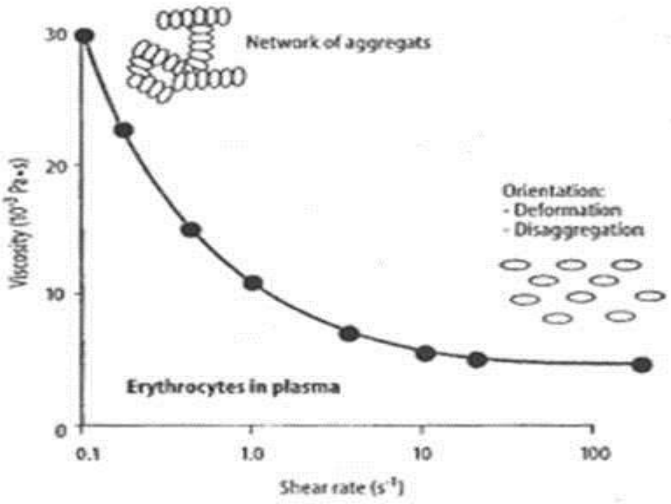


Figure I.5: Viscosité du sang par rapport au taux de cisaillement.

I.3.1.4 Cristaux liquides :

Il existe un grand nombre de composés organiques qui présentent simultanément un comportement solide et liquide, en même temps qu'ils circulent comme des fluides. Ces substances sont appelées cristaux liquides. Ces derniers sont constitués de molécules en forme de tige, de type disque ou arbitraire dans un environnement fluide. Il existe de nombreux types de cristaux liquides. Les cristaux liquides, qui possèdent des molécules en forme de tige, sont divisés en deux classes: nématique et smectique et cholestériques (figure I.6) **[28].**

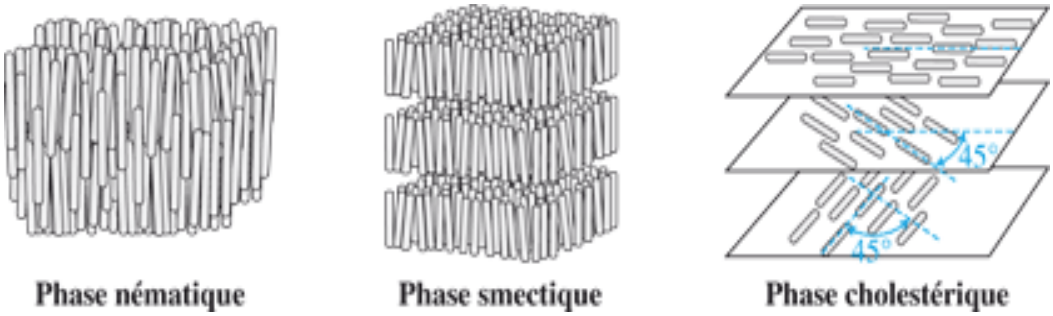


Figure I.6: Cristaux liquides nématiques et smectiques et cholestérolique.

I.3.1.4.1 Cristaux liquides nématiques

Le cristal liquide nématique a un degré élevé d'ordre d'orientation à longue distance mais aucun ordre de translation à longue distance. Cela implique que les molécules sont orientées dans une direction privilégiée. **[29, 30].**

I.3.1.4.2 Cristaux liquides cholestériques

Le cholestérique est également un type nématique de cristal liquide sauf qu'il est composé de molécules optiquement actives. En conséquence, la structure acquiert une torsion spontanée autour d'un axe perpendiculaire au directeur. (Figure I.7). **[29].**

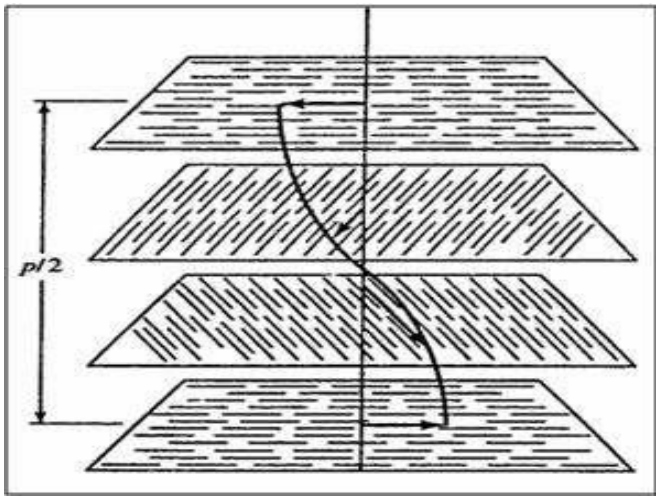


Figure I.7: Phase cholestérolique

I.3.1.4.3 Cristaux liquides smectiques

Les cristaux liquides smectiques ont des structures stratifiées, mais une variété d'arrangements moléculaires se trouve dans chaque stratification.

Dans Smectic A (SA), l'orientation moyenne des axes moléculaires longs est normale aux couches et les centres moléculaires de chaque couche sont irrégulièrement espacés de manière "liquide" (figure I.8.a). Smectique C (SC) est une forme inclinée de smectique A, c'est-à-dire que les molécules sont inclinées par rapport à la couche normale (figure I.8.b)**[29].**

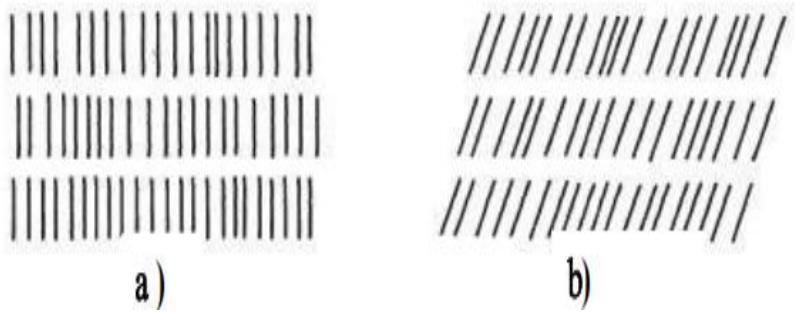


Figure I.8: Polymères cristallins liquides ;

(A) smectique A, (b) smectique C.

I.4 Caractéristiques générales du fluide micropolaire :

Les fluides micropolaires (qui sont apparus sous la variété des noms tels que les fluides généralisés) avec la microstructure ont cinq coefficients de viscosité supplémentaires par rapport aux fluides Newtoniens habituels. De plus, ils supportent un tenseur de contrainte non symétrique possèdent un champ de rotation indépendant de la vitesse du fluide. Par conséquent, ils présentent les effets de micro-inertie des fluides. La théorie a donc deux variables cinématiques indépendantes: le vecteur vitesse et la micro rotation, **[31].**

I.4.1 Micro-rotation (vortex)

Un vortex est une région dans un milieu fluide dans laquelle le flux tourne principalement autour d'une ligne d'axe, le flux tourbillonnaire se produisant soit sur un axe droit, soit sur un axe courbe. Il est important de noter également que le vortex et la rotation des micro-éléments peuvent être retenus près du mur qui possède une faible énergie thermique **[32].**

Le théorème qui définit la rotation des particules, dénonce que lorsque les particules fluides tournent autour de leur propre axe, le flux de fluide est appelé mouvement de rotation.

La rotation d'une particule est caractérisée par sa vitesse angulaire moyenne et donnée par des formules appelées variations différentielles angulaires données par les formules suivantes, **[33].**

$$\begin{cases} \mathrm{d}\boldsymbol{\alpha} = \frac{\boldsymbol{dv}}{\boldsymbol{dx}}\,\mathrm{dt} \\ \mathrm{d}\boldsymbol{\beta} = \frac{\boldsymbol{du}}{\boldsymbol{dy}}\,\mathrm{dt} \end{cases} \quad \textbf{(I.18)}$$

En généralisant la relation (I.18) sous une autre forme en trois dimensions de l'espace, on obtient le vecteur de rotation ou de tourbillonnement vectoriel **[34-38],** et selon :

$$\vec{\omega} = \vec{\xi}\vec{\imath} + \vec{\eta}\vec{\jmath} + \vec{N}\vec{k} = \frac{1}{2}\vec{\nabla}\times \mathrm{v} \quad \textbf{(I.19)}$$

Le composant de la vitesse angulaire pour une particule se déplaçant en translation et en rotation dans le plan (xoy), dont le composant N est donné par :

$$N = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad \textbf{(I.20)}$$

I.4.2 Viscosité du vortex

Il est généralement donné par un coefficient σ * caractérisant la viscosité à la microscale à la bordure séparant la couche de fluide et la paroi des particules solides fines en suspension (liées à la zone de contact fluide-solide) dans les équations d'équilibre σ * est liée à la viscosité dynamique μ dans l'équation de moment, la relation entre σ * et μ est γ : appelée viscosité du gradient de spin donnée par la formule suivante, **[34-38]**.

$$\gamma = (\mu + 0{,}5.\sigma^{*})j \qquad \text{(I.21)}$$

Avec

j: la densité de la micro-inertie.

σ^{*}:Viscosité du vortex

CHAPITRE II :

Transfert de chaleur et de masse l'ors d'une interaction fluide/solide et la couche limite

II.1 Transfert de chaleur et transfert de masse :

II.1.1 Transfert de chaleur :

Le transfert de chaleur est un processus d'une grande importance dans le domaine de l'industrie et des technologies. Bien qu'il manifeste sous diverses formes (rayonnement, conduction et convection), cette dernière est la plus visée dans certains domaines bien spécifiés tels que le refroidissement des processeurs et des composantes électroniques, les radiateurs et les échangeurs de chaleur, … etc. **[39].**

II.1.2 Transfert de masse :

Le transfert de masse, basé sur la diffusion d'un fluide dans un autre, trouve de nombreuses applications dans les problèmes de séchage, d'évaporation ou de condensation, de mélange, ainsi qu'en électrochimie et dans certaines opérations de séparation par diffusion. Sa modélisation s'appuie sur le même cadre que la convection thermique, et le passage de l'une à l'autre ne comporte aucune difficulté, du moins dans les cas où il n'y a pas d'interférence avec un transfert de chaleur**. [40]**

II.2 Les modes de transfert de chaleur :

II.2.1La conduction :

La conduction est définie comme étant le mode de transmission de la chaleur au sein d'un milieu opaque (solide, liquide ou gazeux), sans déplacement de la matière, en présence d'un gradient de température. Elle s'effectuée selon deux mécanismes différents : une transmission par vibration des molécules ou atomes et une transmission par les électrons libres. Ce mode se produit au sein d'une même phase au repos ou mobile, en présence d'un gradient de température. Dans ce cas, le transfert de chaleur résulte d'un transfert d'énergie cinétique d'une molécule à une autre molécule adjacente. Ce mode de transfert est le seul à exister dans un solide opaque (qui absorbe tous les rayons). Pour les solides transparents, une partie de l'énergie peut être transmise par rayonnement. Avec les fluides (gaz ou liquides), la convection et le rayonnement peuvent se superposer à la conduction **[41].**

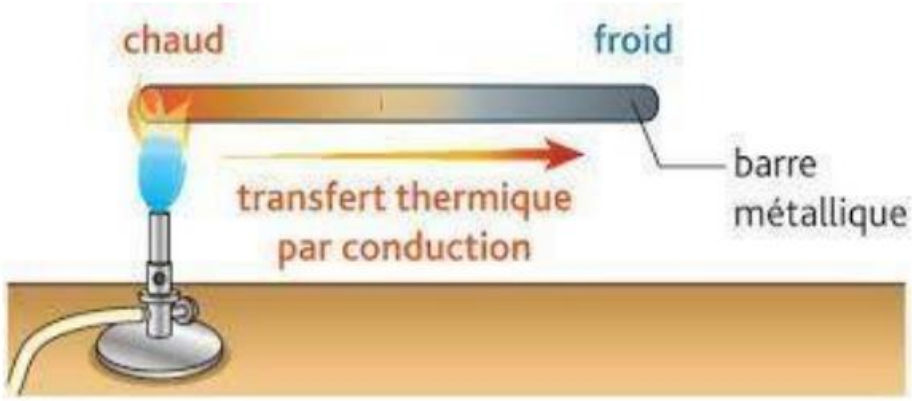


Figure II. 1 : Un schéma représentatif de la conduction thermique

II.2.1.1 Loi fondamentale de la conduction (loi de J.Fourier)

La loi de Fourier a été établie expérimentalement par Joseph Fourier en 1822. Elle exprime la proportionnalité entre le flux de chaleur à travers une surface par unité de temps et l'élévation de la température de part et d'autre de cette surface L'équation (**II.1**) traduit mathématiquement la relation entre le flux de chaleur et la variation de température de la surface.**[42]**

$$\emptyset = \frac{dQ}{dt} = \lambda S \frac{dQ}{dt} \qquad \textbf{(II.1)}$$

● ϕ Flux thermique (W)

● λ La conductivité thermique (W/m.K)

Les coefficients de conductivité sont des propriétés physiques intrinsèques des matériaux.

Les coefficients de conductivité sont des propriétés physiques intrinsèques des matériaux.

● Q : Energie (J)

●S : Surface perpendiculaire au flux thermique (m^2).

● T : Température (K).

II.2.2 La convection :

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, l'accumulation de l'énergie et le mouvement du milieu. La convection est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le transfert d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à

celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux particules fluides adjacentes. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces particules. Ensuite ces dernières vont se mélanger avec d'autres particules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie, celle-ci est à présent emmagasinée dans les particules fluides et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement**. [43]**

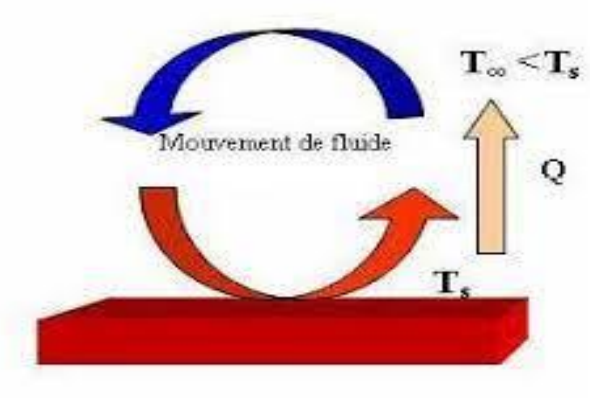


Figure II. 2 : Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection

II.2.2.1 Loi fondamentale de la convection (loi de I.Newton)

La loi fondamentale de la convection est la loi de Newton (1701), traduite par la relation expérimentale de flux de chaleur échangé par convection entre un fluide et une paroi solide.

$$\varphi = h\ S\ (T_p - T_f) \qquad \text{(II.2)}$$

- φ : flux thermique (W)
- h : Coefficient d'échange superficie [W/m^2.K]
- S : Aire de la surface de contact solide/fluide (m^2).
- T_p : Température de la paroi.
- T_f : Température du fluide.

II.2.3 Le rayonnement :

Toute matière à des températures supérieures à 0°K émet de l'énergie thermique par des ondes électromagnétiques, appelées rayonnements. Il s'agit d'un mécanisme fortement dépendant de la température, comme prescrit par la loi Stefan-Boltzmann3 : **[40]**

$$q_{rad} = \varepsilon \sigma T_S^4 \qquad \text{(II.3)}$$

Ts est la température de surface du matériaux et σ la constante de Stefan-Boltzmann (=5.67·10-8 W/m^2K^4).

ε est l'émissivité totale, une propriété radiative de la surface avec des valeurs comprises entre 0 ≤ε ≤1. Cela dépend du matériel et finition de la surface. Souvent, il y a le problème de l'échange radiatif entre deux ou plusieurs surfaces. Un corps concave, par exemple, peut échanger des rayonnements avec lui-même. De telles caractéristiques géométriques sont prises en compte par l'utilisation de facteurs de vue (Également appelés facteurs de configuration ou de forme). Le calcul de ceux-ci peut être assez complexe. Lorsque le rayonnement et la convection se produisent simultanément à une surface, il peut être commode d'exprimer le rayonnement en termes de coefficient de transfert de chaleur radiatif. En ignorant les facteurs de vue possibles, cela est décrit comme :

$$h_r = \varepsilon\sigma (T_1+T_2)(T_1^2+T_2^2) \qquad \text{(II.4)}$$

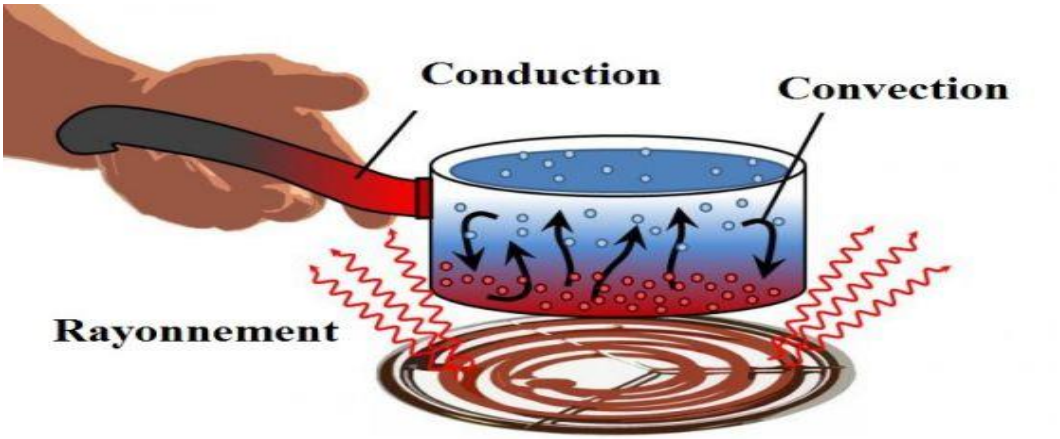


Figure II.3: un schéma de termes des transfères thermique

II.2.4 Le transfert thermique conjugué :

Le transfert thermique conjugué est la combinaison de deux ou trois modes de transferts de chaleur se déroulant simultanément. Il s'agit d'un champ complexe dans l'assemblage transfert thermique solide à solide, fluide à fluide, solide à fluide et fluide à solide. La convection mixte n'entre pas dans cette catégorie car le transfert se déroule dans un seul et même mode en l'occurrence, la convection. **[40]**

II.3 Le mode de transfert massique :

II.3.1 Equation de Fick :

Plaçons-nous dans un système unidirectionnel et considérons le flux de particules d'une certaine espèce Les particules peuvent être des molécules, des atomes ou des ions, des défauts ponctuels, des électrons libres ou des trous électroniques, etc .... Soit c(x, t)leur concentration, exprimée e nombre de particules ou de moles par unité de volume .En présence d'un gradient de concentration ∂c/∂x, on admet qu'il s'établit un flux de particules dans le sens descendant du gradient, t que ce flux est proportionnel au gradient correspondant : **[44]**

$$J = -D \frac{\partial c}{\partial x} \qquad \textbf{(II.5)}$$

D est appelé coefficient de diffusion, ou diffusivité. Le flux est exprimé en nombre de particules ou de moles traversant l'unité d'aire par unité de temps. Il s'ensuit que D a pour dimensions m².s-1. Cette loi, dite loi de Fick, est formellement identique à la loi de Fourier pour l'écoulement de la chaleur.

$$q = -k \frac{dT}{dX} \qquad \textbf{(II.6)}$$

II.4 Les types de la convection :

II.4.1 Convection forcée :

La convection forcée dans laquelle le mouvement est provoqué par un procédé mécanique indépendant des phénomènes thermiques, c'est donc un gradient de Pression extérieur qui provoque les déplacements des particules du fluide. L'étude de La transmission de chaleur par convection est donc étroitement liée à celle de L'écoulement des fluides. La convection est dite forcée quand il existe une cause du mouvement autre que les variations de températures du fluide, cette cause étant la seule à prendre en compte en raison de son importance relative. **[45].**

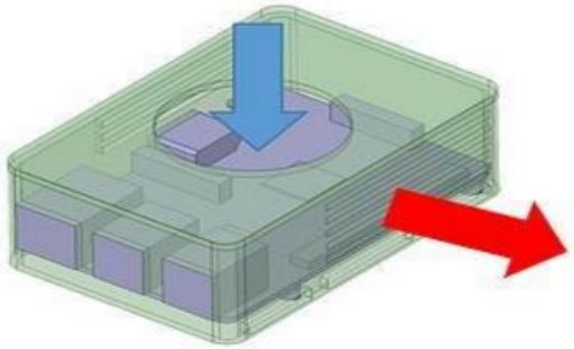


Figure II.4: schéma représentatif de la convection forcée.

La relation générale pour la convection forcée est Nu= f (Re, Pr).

En microélectronique, le transfert de chaleur obéit alors à l'expression suivant :

$$\mathbf{Nu = C \cdot Re^{n}. Pr^{m}} \qquad \mathbf{(II.7)}$$

Où :

C, n et m sont des constantes dépendant des caractéristiques du solide et du Fluide **[45].**

II.4.2 Convection mixte :

Il existe une cause externe au mouvement du fluide mais insuffisante pour que la poussée d'Archimède puisse être négligée (frontière entre la convection libre et la Convection forcée).

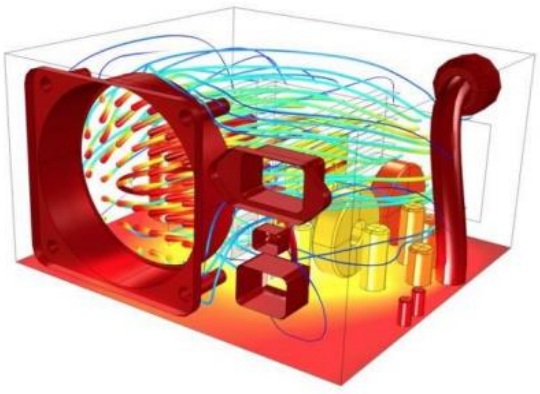


Figure II.5 : le phénomène de la convection mixte.

Le groupe adimensionnel qui détermine laquelle de ces convections est dominante est le nombre de Richardson Ri qui est le rapport du nombre de Grashof sur le carré du Nombre de Reynolds **[45].**

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad \textbf{(II.8)}$$

II.4.3 La convection naturelle :

La convection naturelle est un mode de transfert de chaleur d'un milieu chaud vers un milieu froid, par un transport macroscopique de la matière (mouvement des particules fluides) **[46]** généré par des effets de poussée d'Archimède lié à l'action du champ de pesanteur à la présence d'un gradient de la température. **[47]**

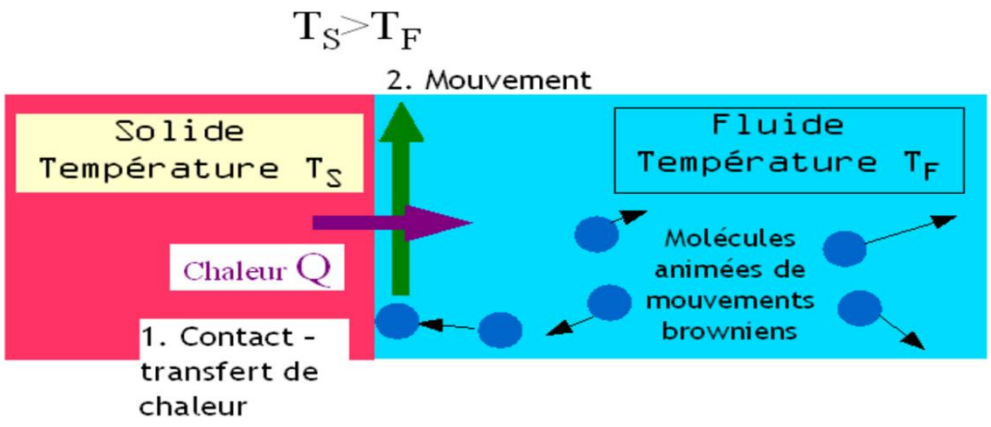


Figure II.6: Schéma de la convection naturelle

II.5 Couche limite en convection libre dans un milieu libre :

La couche limite est la zone d'interface entre un corps et le fluide environnant lors d'un mouvement relatif entre les deux, conséquence de sa viscosité. 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. **[48]**

II.5.1 Couche limite dynamique :

Lorsqu'un fluide se déplace sur un obstacle, les champs de vitesse et de pression sont perturbés par ce dernier. La couche limite est la zone de fluide contiguë à la paroi (ou bien, on peut dire qu'il s'agit d'une zone d'interface entre le corps et le fluide), dans laquelle se

produit l'accommodation entre la vitesse nulle en paroi et la pleine vitesse locale du fluide libre.

De nombreuses propriétés de l'écoulement (frottement, transfert thermique et présence éventuelle de découlements) dépondent de cette couche limite. **[49]**

Une des caractéristiques principales d'un fluide est la viscosité. Elle varie avec la température et ne s'annule jamais. À la paroi, la vitesse du fluide est nulle et on observe des forces de frottement qui freinent l'écoulement au voisinage de celle-ci (Figure II.7) **[50].**

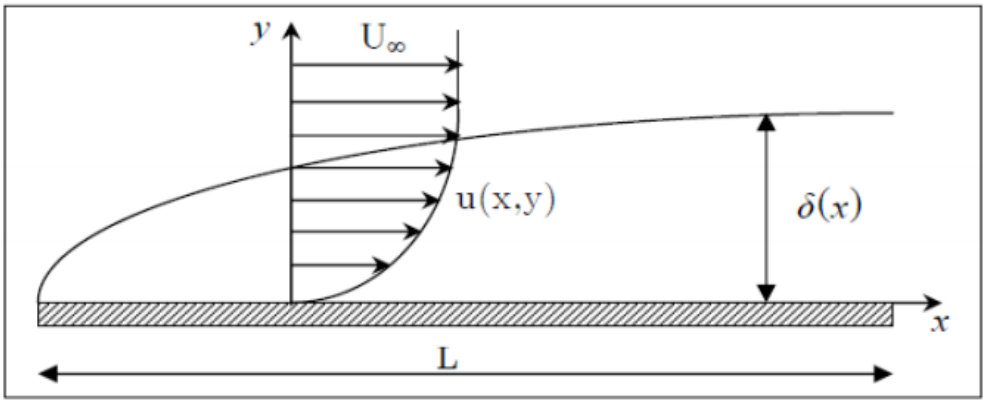


Figure II.7: Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une paroi plane [50].

-On distingue deux types de couche limite dynamique :

II.5.1.1 Couche limite laminaire :

La couche limite laminaire est caractérisée par le fait que tous les vecteurs vitesses sont parallèles à un même plan, l'écoulement se présent alors sous la forme de lames de fluide glissant les unes sur les autres. Ces lames restent rectilignes sur une certaine longueur. Puis s'estompent. On observe une telle couche limite vers le bord d'attaque d'un profile. On appelle conventionnellement l'épaisseur …...de la couche limite la distance à partir de laquelle la vitesse U est telle que : U= 0.99U.

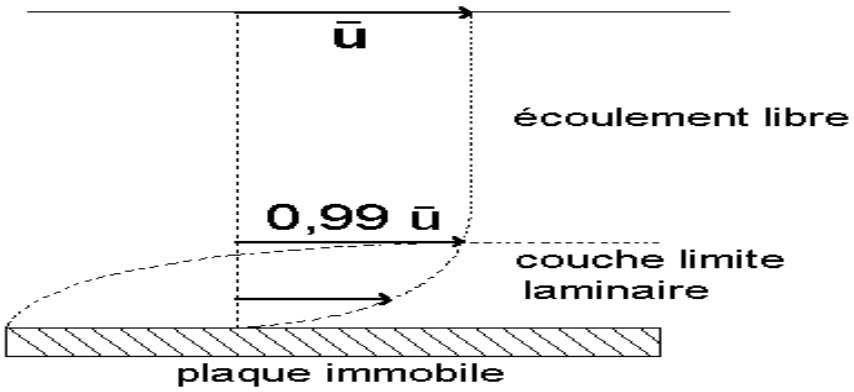


Figure II.8 : Couche limite laminaire

En fait assez rapidement, les lames disparaissent et la couche limite n'est plus dite laminaire mais turbulente.

II.5.1.2 Couche limite turbulente :

L'écoulement présent un caractère désordonné, dû en partie aux aspérités qui existent toujours sur la paroi. La couche limite devient turbulente et les vecteurs vitesses ne sont plus parallèles entre eux.

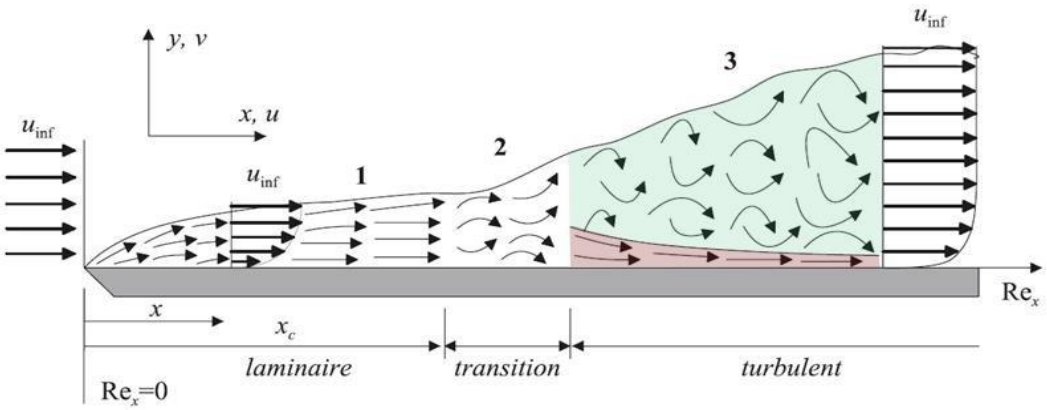


Figure II.9 : Délimitation des zones de couche limite dynamique

On remarque qu'il existe une délimitation entre les deux zones précédemment définies que l'on nomme zone de transition. **[49]**

II.5.2 Couche limite thermique :

La couche limite thermique ne se développe au sein d'un écoulement de fluide visqueux en contact avec un corps solide, que si ces derniers sont à des températures différentes.

Supposons par exemple que l'écoulement incident sur une plaque plane soit à une température uniforme T_∞, et que la surface de cette dernière soit maintenue à une température T_w également uniforme mais déférent de T_∞ .En explorant le champ de température T perpendiculairement à la plaque, selon l'ordonnée y, on observera une variation progressive de T_w à T_∞, d'aborde rapide puis de plus en plus lente à mesure qu'on pénètre dans l'écoulement**.[51]**

L'épaisseur δt de la couche limite thermique est conventionnellement définie comme étant la distance à la paroi pour laquelle le rapport :

$T_w - T(\delta t) / T_w - T_\infty = 0.99$.

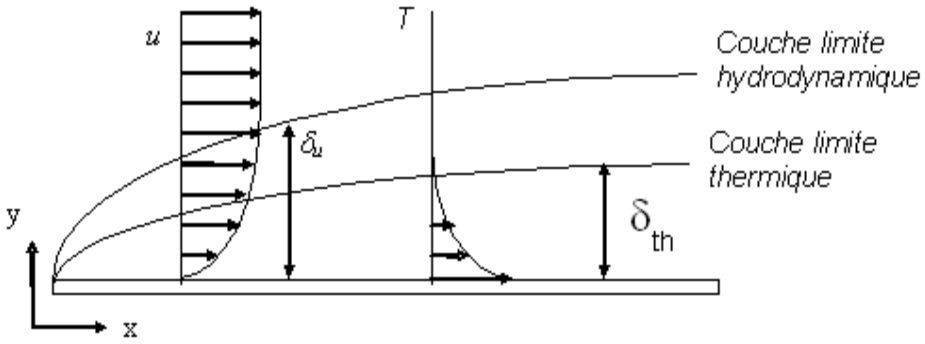


Figure II. 10: développement d'une couche limite thermique le long d'une plaque plane Isotherme.

Dans le cas où ces deux phénomènes se présentent de manière simultanée, il existe un nombre adimensionnel, le nombre de Prandtl Pr caractérisant le fluide et défini par :

Pr = *V*/.

Traduisant le rapport entre la diffusion visqueuse et la diffusion thermique, qui permet de lier les épaisseurs des deux couches limite :

-Pr << 1 Dans ce cas la chaleur se diffuse plus rapidement que la qualité de mouvement donc l'épaisseur de la couche limite thermique sera plus grand que celle de la couche limite dynamique $\delta << \delta t$

-Pr >> 1 Dans ce cas L'écoulement se caractérise par une diffusion de la quantité de mouvement beaucoup plus important que la diffusion de la chaleur $\delta t << \delta$

-Pr ≈ 1 les deux épaisseurs sont du même ordre de grandeur. **[49]**

II.5.3 Couche limite massique :

A L'image de la couche limite thermique, la couche limite massique se développe au sein d'un écoulement de fluide en contact avec un corps les concentrations molaires de l'espèce considérée à la surface de ce corps et dans le courent libre sont différents.

Considérons un mélange binaire dès l'espaces A et B à la surface est, et est CA, (w) égale à au CA au sein de l'écoulement libre ; si les deux concentrations sont différents il y'aura un transfert de l'espèce A par diffusion. La concertation de A est maximale au voisinage de la paroi et diminue lorsqu'on s'en éloigne, d'aborde très rapidement puis de plus en plus lentement, à l'image de ce qui se passe pour la température lorsque l'écoulement est un isotherme.

Autrement dit, il se développe dans l'écoulement une couche limite de concentration, analogue à la couche limite thermique, dont l'épaisseur δc est définie de la même façon, par :

$$\frac{CA,-CA(\delta C)}{CA,W-CA,\infty} = 0,99 \qquad \textbf{(II.7)}$$

Où bien par :

$$\frac{\rho A,W-\rho A}{\rho A,W-\rho A,\infty} = 0,99 \qquad \textbf{(II.8)}$$

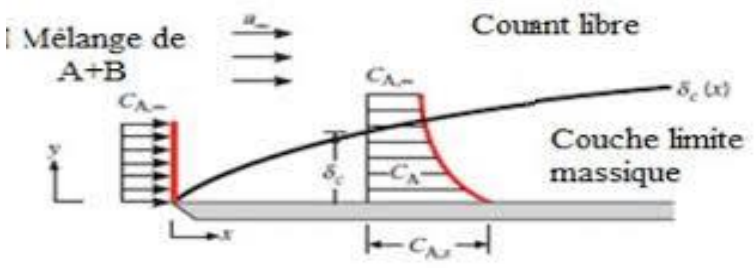


Figure II.11: développent d'une couche limite massique le long d'une plaque plane

Le nombre de Schmidt, $\mathbf{SC}=\frac{V}{D}$ symbolisant le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité massique, permet de comparer les deux épaisseurs que δ et δc.

-Sc<<1 Dans ce cas, la diffusivité massique est plus importante que la diffusivité de la quantité de mouvement donc l'épaisseur de la couche limite sera plus grande que celle de la couche limite dynamique **δ<< δc**

-Sc>>1 Dans ce cas, l'écoulement se caractérise par une diffusivité massique négligeable par rapport à la diffusivité de la quantité de mouvement **δc<< δ**

-Sc ≈1 les deux épaisseurs sont du même ordre de grandeur.

Il est évident que tout comme la couche dynamique, les couches limites thermique et de concentration se présentent sous les régimes, précédemment mis en évidence dans la (figure I I.11). **[49]**

II.5.4 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 I.12). Ces équations servent de point de départ de l'analyse de couches limites laminaires. **[43]**

$$\mathbf{div}\vec{V} = \mathbf{0} \qquad \textbf{(II.9)}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V}.\boldsymbol{grad}\vec{V} = -\frac{1}{\rho}\,\boldsymbol{grad}(p^{*}) + \boldsymbol{div}(v.\boldsymbol{grad}\vec{V}) \qquad \textbf{(II.10)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}.\boldsymbol{grad}(T) = \boldsymbol{div}\,(\alpha.\boldsymbol{grad}(T)) + \mu\emptyset + \dot{q} \qquad \textbf{(II.11)}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + \vec{V}.\boldsymbol{grad}(C_A) = \boldsymbol{div}\,(\alpha.\boldsymbol{grad}(C_A)) + \dot{N} \qquad \textbf{(II.12)}$$

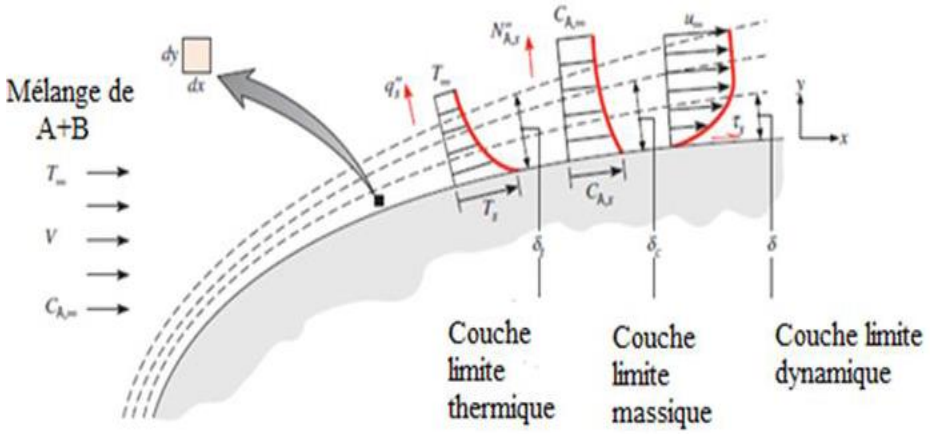


Figure II. 12: Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire.

Considérons un écoulement de couche limite laminaire (figure II.14) 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**. [52]**

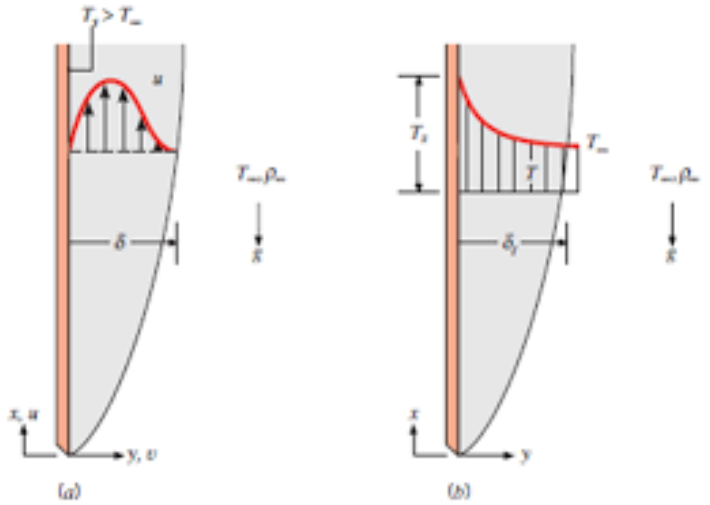


Figure II. 11 : Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée:

(a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique.

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

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

Par contre, $\frac{\partial u}{\partial x}$ n'est pas toujours négligeable devant : au voisinage du maximum μ_m (figure II.13) on a en effet $\frac{\partial u}{\partial y} = 0et\frac{\partial u}{\partial x} \neq 0$. 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 (II.13) que l'équation de continuité est inchangée, et que dans l'équation de quantité de mouvement selon x, le terme $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$disparait. $\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x}$

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

$$\frac{\partial T}{\partial x} << \frac{\partial T}{\partial y} \text{ , et } \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} << \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial x} << \frac{\partial C_A}{\partial y} \text{ , et } \quad \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} << \frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2}$$

Ce qui traduit par la disparition des termes et 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 : **[49]**

$$\textbf{grad } (P^*) \approx \mathbf{0} \qquad \textbf{(II.15)}$$

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:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \text{(II.16)}$$

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

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \text{(II.18)}$$

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

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

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

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

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

$$u^*\frac{\partial T^*}{\partial x^*}+v^*\frac{\partial T^*}{\partial y^*}=\frac{1}{Re_L\,Pr}\frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \qquad \text{(II.21)}$$

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$u_0^2=g\beta(T_S-T_\infty)L$, de sorte que le terme multipliant T^* devient l'unité. Alors Re_Ldevient :

$$[\boldsymbol{g\beta(T_S-T_\infty)L^3/\nu^2}]^{\frac{1}{2}}\ .$$

Il est d'usage de définir le nombre de GrashofGr_Lcomme le carré de ce nombre de Reynolds :

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

En conséquence, Re_L dans les équations (II.20) et (II.21) est remplacé par$Gr_L^{1/2}$, et ainsi lenombre 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 laminaire sont 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.11). Pour cette géométrie les équations (II.16- II.18) doivent être résolues sous des conditions aux limites de la forme:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Où f et T^*sont des fonctions de η et que les exposants doubles et triples respectivement, se rapportent à la deuxième et troisième dérivées 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. **[53]**

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 :

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

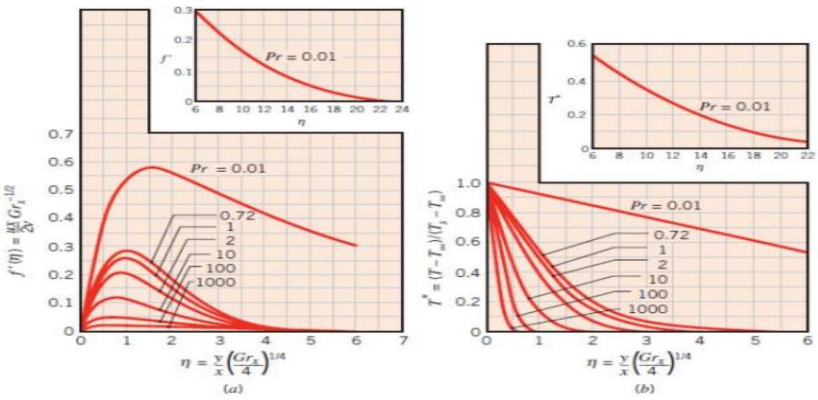


Figure I. 14: Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale Isothermique:(a) profils de vitesse, (b) profils de température.

La solution numérique a été obtenue par Ostrach, et des résultats sélectionnés sont montrés dans la (figure II.9). Utilisant la loi de Newton pour le coefficient de convection local *h, le* nombre Nusselt local peut être exprimé comme :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = \frac{[q'_s/(T_s - T_\infty)]x}{k} \text{ (I.31)} \qquad \text{(II.31)}$$

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

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

Chapitre III :

La magnétohydrodynamique

III.1 Définition de la magnétohydrodynamique

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

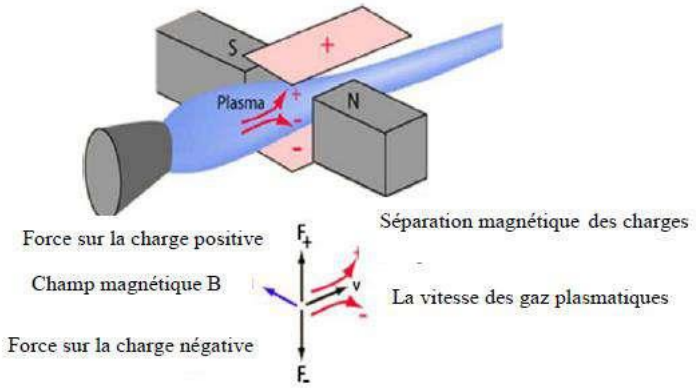


Figure III. 1 : Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique, [54]

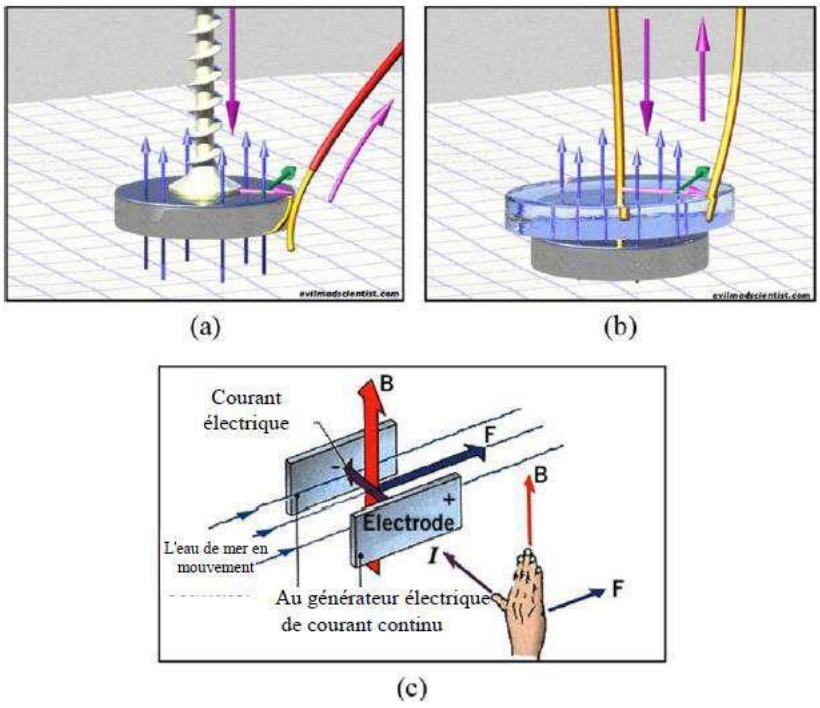


Figure III.2 : (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur;

(c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte: mouvement.), [54]

Il existe plusieurs modèles de magnétohydrodynamique en fonction du degré de complexité requis il y a deux types :

- la magnétohydrodynamique idéale.
- la magnétohydrodynamique résistive

Le choix de l'un de ces modèles dépend de la valeur du nombre de Reynolds magnétique R_m.

III.1.1 Magnétohydrodynamique idéale :

La MHD idéale, est caractérisé par des nombre de Reynolds magnétique très haute ($Rm \gg 1$), Le fluide, fortement magnétisé, est traité comme ayant peu ou pas de résistance électrique, et il est assimilé à un conducteur parfait. Cette MHD idéale est étudiée dans les plasmas chauds, tels les plasmas astrophysiques et thermonucléaires d'origine naturelle (étoiles) ou artificielle (tokamaks) Les équations de la MHD idéale consistent en l'équation de continuité, les lois de la quantité de mouvement, le théorème d'Ampère et les équations de la thermodynamique (conservation de l'énergie), on effectue des approximations du flux de chaleur via des conditions adiabatiques ou isothermes. **[55].**

III.1.2 Magnétohydrodynamique résistive :

La MHD résistive, est caractérisé à faible nombre de Reynolds magnétique ($Rm \leq 1$) décrites fluides magnétisés et non parfaitement conducteurs. Il est dit en général que c'est une résistivité engendrée par les collisions entre les constituants du plasma, qui transforment l'énergie magnétique en chaleur Lorsque la résistivité est non négligeable, (nombre de Reynolds petit). Ce type de MHD intervient dans les applications industrielles à plasmas froids. **[55].**

III.2 Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD :

La MHD s'observe dans différents domaines physiques décrivant des phénomènes naturels, tels que :

III.2.1 Géophysique :

En effet, le noyau de la Terre est, selon la théorie en vigueur, constitué pour sa partie externe d'un fluide métallique à l'état de plasma en mouvement de convection. Ce mouvement serait à l'origine de courants induits et donc du champ magnétique terrestre. **[56].**

III.2.2 Astrophysique :

La matière observable de l'Univers étant constituée à plus de 99% de plasma, dont les étoiles, les nébuleuses, les milieux interplanétaires et interstellaires, la MHD décrit bon nombre des phénomènes qui y occurrent, tels les vents solaires et les taches solaires, région sur la surface du Soleil marquée par une température inférieure et une activité magnétique intense. **[56].**

III.3 Description d'un fluide conducteur :

Afin de pouvoir définir des grandeurs physiques dans un fluide, les particules doivent rester localisées. L'approximation fluide n'est donc valable que dans la mesure où les conditions thermodynamiques varient peu sur des distances de l'ordre du libre parcours moyen, trajectoire suivie par une particule sans être défléchie, pour des temps détermines par l'agitation thermique ; les processus de délocalisation sont en fait responsables des phénomènes de transport. La description d'un fluide sous-entend que toutes les espèces chimiques sont suffisamment couplées pour être thermalisées et suivre une distribution de Maxwell unique. Ce couplage doit bien sûr s'opérer entre les éléments d'une même espèce chimique mais également entre chacune des populations dans le cas d'un plasma. En hydrodynamique, dans des milieux suffisamment denses, l'approximation fluide est validée par des collisions qui transfèrent de la quantité de mouvement entre les particules de façon très efficace, via des interactions de type Van der Waals.

III.3.1 Loi d'Ohm généralisée :

L'établissement de la loi d'Ohm pour un fluide conducteur, c'est-a-dire d'une loi reliant les mouvements de la matière aux densités volumiques de courant, au champ électrique E et au champ magnétique B est à la base de la théorie MHD et peut être un point délicat,

notamment pour les plasmas. Cette loi traduit en termes de courant la réponse d'un milieu conducteur immobile à un champ électrique via la conductivité e. Elle prend la forme d'une simple relation de proportionnalité dans leσélectrique référentiel où le fluide est localement au repos ; sa traduction dans le référentiel lié au laboratoire se fait par une transformation de Lorentz sur le tenseur de Maxwell décrivant le champ électromagnétique. Dans l'approximation classique valide pour la MHD, la loi d'Ohm s'écrit dans le référentiel du laboratoire **[57]:**

$$\vec{j} = \sigma_e\left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right) \qquad III.1$$

σ_e : la conductivité électrique.

u : la vitesse du fluide.

La loi d'Ohm formulée ici est une forme réduite de l'expression la plus générale établie en physique des plasmas dans le cadre d'un modèle simplifié. Elle cache en fait toute la microphysique de la population d'électrons qui dépend du type de plasma rencontré. Dans un plasma chaud complètement ionisée par exemple, un courant peut être produit d'une part à travers le gradient de la pression du gaz d'électrons dans une direction parallèle au champ magnétique et peut être d'autre part généré par un effet Hall dans la direction perpendiculaire à B. La loi d'Ohm s'écrit alors sous une forme tensorielle et la relation (III.1) n'est plus valable que dans le cas limite des plasmas complètement ionisées sans effets Hall **[58].** Cependant, quel que soit le milieu conducteur considéré, pour des champs magnétiques pas trop grands et des fréquences pas trop élevées, l'expression de la loi d'Ohm énoncée reste largement valable.

III.3.2 Equations de Maxwell :

L'ensemble des équations fluides montre comment vont évoluer les grandeurs physiques sous l'action d'éventuels champs de forces extérieurs. Nous allons à présent voir comment évoluent ces champs électromagnétiques E et B. Cette évolution se décrit naturellement par les quatre équations de Maxwell que nous exprimons dans le système MKSA **[57]** :

$$\nabla.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad III.2.a$$

$$\nabla.\vec{B} = 0 \qquad III.2.b$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \qquad III.2.c$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad III.2.d$$

Auxquelles on ajoute la loi d'Ohm (III.1). Le diamagnétisme des milieux dilués que sont les fluides électro-conducteurs est très faible, on peut donc se permettre d'approximer la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique à celles du vide $\varepsilon - \varepsilon_0$ et$\mu - \mu_0$, avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H.m^{-1} et\ \varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} \approx 8.854 \times 10^{-12}\ F.m^{-1}$.

Dans la limite relativiste à laquelle nous allons nous intéresser, la forme réduite de la relation d'Ampère s'écrit :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \qquad (III.3)$$

En accord avec la conservation de la charge, qui requiert un courant à divergence nulle, c-à-d. un courant circulant sur des boucles fermées sans accumulation de charges.

III.3.3 Équation d'induction et force de Laplace :

Les phénomènes de couplage entre le champ de vitesse et le champ magnétique que rassemble la MHD peuvent être à caractère fort lorsque les deux champs s'influencent mutuellement ou faible si un champ influence l'autre sans contrepartie. Lorsque le champ magnétique induit reste suffisamment faible pour être négligé devant le champ externe appliqué, on observe la formation d'un courant électrique qui va réagir avec le champ magnétique pour créer une force volumique de Laplace (force de Lorentz) $\overrightarrow{f_0} = \vec{j} \times \vec{B}$ s'opposant à la cause qui lui donne naissance (i.e. l'écoulement) et qui tendra à retarder le mouvement du fluide. Le champ magnétique est décrit par une équation de diffusion, pilotée par un coefficient de diffusion magnétique D_m=1/$\mu_0 \sigma_e$ **[57]:**

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = D_m \nabla^2 \vec{B} \qquad (III.4)$$

L'équation (III.4) exprime le fait que toute perturbation locale de B tend à s'atténuer par diffusion selon le schéma classique d'une courbe Gaussienne : la largeur augmente comme la racine carrée du temps et l'amplitude décroit comme l'inverse de cette largeur (de façon à ne pas être en contradiction avec l'équation de conservation (III.2b) de Maxwell). En un temps de l'ordre de t, la distance de diffusion parcourue est de l'ordre de $\sqrt{D_m\, t}$; la pénétration d'un champ alternatif de pulsation ω est limitée à une couche dont l'épaisseur est de l'ordre de $\sqrt{D_m/\omega}$: c'est l'effet de peau. Un paramètre important qui mesure cet effet est le paramètre d'écran $R_\omega = \omega L_0^2/D_m$ qui, en termes de rapport de fréquences, traduit cette pénétration du champ magnétique dans le fluide conducteur. La condition $R_\omega << 1$implique que le temps caractéristique de diffusion des gradients magnétiques sur l'épaisseur du film magnétique (qui représente le terme caractéristique d'établissement d'un profil de champ stationnaire) est beaucoup plus petit que le temps caractéristique 1/ω d'évolution de l'écoulement. Si cette condition est réalisée, l'écoulement magnéto-diffusif pourra être considéré comme quasi-stationnaire **[57].**

Les phénomènes de diffusion sont indépendants de u : dans ce cas limite, il n'y a aucune convection de B par la matière. Le nombre qui mesure le flux de convection du champ magnétique sur le flux diffusif est le nombre de Reynolds magnétique $R_\omega = U_0 L_0/D_m$, analogue au nombre de Reynolds hydraulique, où la viscosité cinématique s'apparie au coefficient effectif de diffusion magnétique. Nous donnons à titre d'illustration quelques valeurs numériques de ce coefficient au tableau (III.1). La restriction de couplage faible entre le champ dynamique et le champ magnétique impose à ce nombre d'être le plus petit possible .

Dans le cas limite contraire de très fort Reynolds magnétique, les lignes de champ sont attachées aux éléments fluides à tout instant. On parle alors de MHD idéale. Cette discipline connaît son essor en astrophysique ; l'équation de transport qui modélise la MHD non-résistive s'écrit **[57]**

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{u} \times \vec{B}\right) \qquad \text{(III.5)}$$

Tableau III.1. Diffusivités magnétiques D_m et nombres de Reynolds magnétiques R_m pour quelques Écoulements MHD, pour des longueurs L_0, des vitesses U_0 et des temps t_0 caractéristiques [57].

Substance	$L_0(m)$	$U_0\,(m.s^{-1})$	$D_m\,(m^2s^{-1})$	t_0	R_m
Mercure	0.1	0.1	1	0.01	0.01
Sodium liquide	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Plasma de laboratoire	1	100	10	0.1	10
Noyau terrestre	10^7	0.1	1	10^{14}	10^6
Gaz interstellaire	10^{17}	10^3	10^3	10^{31}	10^{17}

III.3.4 Équations du mouvement :

L'équation d'état des fluides conducteurs (métaux liquides) peut souvent se ramener à ρ = Cte (avec ρmasse volumique). Lorsque les variations de température T sont suffisantes pour provoquer des variations de densité, on peut adopter la loi Boussinesq, de la forme **[58]** :

$$\rho = \rho_0\left[1-\beta\left(T-T_0\right)\right] \qquad \text{(III.6)}$$

Avec β coefficient de dilatation volumique, ρ_0 masse volumique à T_0. Mais le coefficient de dilatation volumique est assez faible ($\approx 2.10^{-4}$ K^{-1}) pour que l'équation de continuité, qui exprime le principe de conservation de la masse, s'écrive :

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = 0 \qquad \text{(III.7)}$$

La loi fondamentale de la dynamique conduit à l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\nabla^2\vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{j}\wedge\vec{B} \qquad \text{(III.8)}$$

Avec g accélération due à la pesanteur, p pression ν viscosité cinématique.

Où parmi les forces extérieures, nous retenons la force de Laplace par unité de masse $\frac{1}{\rho}\vec{j}\wedge\vec{B}$:

Cette équation introduit la viscosité cinématique ν du fluide, tellement petite dans les métaux liquides ($\approx 10^{-7}$ $m^2 s^{-1}$) que le nombre de Reynolds Re = UL/ν est en général très grand par rapport à l'unité ($\approx 10^7$).

Cela a pour conséquence qu'à grande échelle le frottement visqueux est négligeable. Toutefois, il existe des régions très minces, que l'on appelle couches limites, où le terme devient capable d'entrer en compétition avec les autres. Ces couches limites ont une épaisseur **[58].**

Lorsque la température T est une variable importante du problème, comme c'est bien souvent le cas dans les métaux fondus, on doit encore exprimer le premier principe de la thermodynamique pour fermer le système d'équations. Cette équation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla})T = \alpha \Delta T + \frac{j^2}{\sigma \rho c} + \frac{\Phi_v}{\rho c} \qquad \text{(III.9)}$$

Avec, c: capacité thermique massique,

Φ_v: dissipation volumique par viscosité,

α : diffusivité thermique (α = κ /ρc), κ conductivité thermique.

La dissipation Φ_v est en général négligeable dans les métaux liquides. Dans de nombreux problèmes, c'est aussi le cas pour la dissipation par effet Joule $j^2/\rho\sigma c$. On a en effet, en notant Θ une différence de température caractéristique **[58]** :

$$\frac{j^2}{\sigma \kappa \Delta T} \approx \frac{\sigma u^2 B^2 L^2}{\kappa \Theta} = \frac{u^2}{c\Theta} \frac{\nu}{\alpha} \frac{\sigma B^2 L^2}{\rho \nu} \qquad \text{(III.10)}$$

Le nombre de Prandtl ν/α est petit (≈ 10–3), et le nombre d'Eckert $\mu/\sqrt{c\Theta}$ est lui aussi habituellement petit (≈ 10–2). Il faudrait des valeurs spécialement élevées de l'induction magnétique pour que le nombre de Hartmann $\sigma B^2 L^2/\rho\nu$ soit assez grand pour rendre l'effet Joule non négligeable par rapport à la conduction thermique.

III.4 Les nombres adimensionnels :

Les écoulements magnétohydrodynamique sont étudiés pour une large gamme des matériaux et des conditions de fonctionnement : de l'eau de mer, en cas de propulsion naval magnétique, aux sels fondus, en 28 cas de réacteurs rapides de fission, en passant par les métaux liquides, en cas des échangeurs des réacteurs à fusion.

La gamme de ces matériaux balaye plusieurs ordres de grandeur de densités, de viscosités et de conductivités, ainsi que les conditions de fonctionnement ; d'un faible champ magnétique d'une installation au laboratoire au plus fort champ magnétique des enroulements supraconducteurs.

Aussi, des températures modérées de l'eau de mer à celles extrêmement haute en moulage continue d'acier.

Pour faire face aux divers problèmes, l'analyse dimensionnelle de l'ensemble d'équations obtenues doit être accomplie. En fait, il est possible de récrire le modèle mathématique sous une forme indépendante les propriétés thermo-physique du fluide, utilisant un ensemble de paramètres obtenus en tant que rapports sans dimensions. **[59]**

III.4.1 Le nombre de Reynolds Re :

Le nombre de Reynolds joue un rôle crucial dans la turbulence et dans la dynamique des fluides en général il peut être interprété comme le rapport de l'ordre de grandeur des forces d'inerties à l'ordre de grandeur des forces visqueuses il traduit l'importance du terme convectif dans l'équation de Navier-Stokes, par rapport aux termes visqueux. Re est défini comme étant le rapport :

$$\mathrm{Re} = \frac{UL}{v} = \frac{force.d'inertie}{force.visqueuse} \cong \frac{\left|(U.V)U\right|}{\left|v\nabla^2 U\right|} \qquad (III.11)$$

Dans le cas de très faible nombre de Reynold, $Re << 1$,la viscosité à un effet considérable sur l'écoulement en entier, dans le cas contraire le rôle dominant dans l'écoulement est joué par les forces d'inertie. **[59]**

III.4.2 Le paramètre d'interaction N :

Le paramètre d'interaction N est défini par :

$$N = \frac{\sigma LB^2}{\rho U} = \frac{force.électromagnétique}{force.d'inertie} \cong \frac{\left|(J.B)\right| / \rho}{\left|(U.V)U\right|} \qquad (III.12)$$

Il représente dimensionnellement, le rapport de Lorentz J. B à la force d'inertie du fluide (le terme convectif : (U. ∇) U. Il traduit l'importance de l'action d'un champ magnétique sur le mouvement du fluide.

Quand N<<1, les termes non linéaires de N dominent la force de Lorentz et le champ magnétique a seulement un effet dynamique faible sur l'écoulement. En revanche, quand N>>1 la force de Lorentz est sensiblement plus grande l'inertie et l'effet du champ magnétique devient significatif. **[59]**

III.4.3 Nombre de Hartmann Ha :

Le rapport des forces électromagnétique aux forces visqueuses mène à un autre groupe adimensionnel, c'est nombre de Hartmann :

$$N = \frac{\sigma L B^2}{\rho U} = \frac{force.électromagnétique}{force.d'inertie} \cong \frac{\left|(J.B)\right| / \rho}{\left|(U.V)U\right|} \qquad \text{(III.13.a)}$$

Ce qui peut être exprimé comme suit :

$$Ha = LB\sqrt{\frac{\sigma}{\rho v}} = \sqrt{N\,\mathrm{Re}} \qquad \text{(III.13.b)}$$

Parmi les trois nombres Re, N et Ha au moins, deux paramètres sont nécessaires pour caractériser les problèmes MHD.

Par convection nous choisissons (Re, N) quand l'inertie joue un rôle significatif, comme dans la turbulence homogène en pleine développement ; et (Re, Ha) quand les phénomènes visqueux sont d'importance primaire, comme en présence des couche limite **[60].** A titre d'indication le nombre de Hartmann, dans les réacteurs de fusion, est susceptible d'être aussi grand que 104 en raison de l'intensité du champ magnétique. **[59]**

III.4.4 Le nombre de Reynold magnétique Re_m :

Le nombre de Reynold magnétique est défini par :

$$\mathrm{Re}_m = \frac{UL}{\eta} = \frac{convectionde.champ.magnétique}{diffusion.de.champ.magnétique} = \frac{champ.induit}{champ.appliqué} \cong \frac{\left|(U.\nabla)B\right|}{\left|\eta\nabla^2 B\right|} \qquad \text{(III.14)}$$

Le nombre de Reynolds magnétique permet de connaitre le régime dans lequel le système étudié se trouve, il est généralement petit dans les expériences de laboratoires (Re_m1et < 50) et grand dans les objets cosmiques. Il est indicatif du rapport de la force de la

convection à la diffusion dans l'équation d'induction. Selon ce nombre adimensionnel, on distingue deux principaux types d'écoulement MHD **[61]** :

La MHD résistive : dite à faible nombre de Reynolds magnétique

($Re_m \leq 1$), c'est le domaine de la magnétohydrodynamique des métaux liquides et les fluides faiblement magnétisés non parfaitement conducteurs. Dans cette situation, la diffusion magnétique surmonte complètement l'intensification du champ magnétique due au mouvement du fluide. Dans un fluide considéré come conducteur non parfait, le champ magnétique peut se déplacer à traverse le fluide suivant une loi de diffusion magnétique où la constant de diffusion est la résistivité du fluide. Cette diffusion conduit à une rupture dans la topologie magnétique (non reconnexion des lignes de champ magnétique). Le champ additionnel, qui est induit par le fluide, est relativement faible.

La MHD idéale : dite aussi à fort nombre de Reynolds magnétique, le fluide est fortement magnétisé, il est traité comme ayant peu ou pas de résistance électrique et on l'assimile à un conducteur parfait " conductivité presque infinie" .dans un tel cas, les effets inductifs dominent la diffusion. C'est habituellement le cas en astrophysique où en raison des dimensions des objets impliqués, le nombre de Reynolds magnétique typique est de l'ordre 10^4 à 10^{10}. Dans ce régime la loi de Lenz s'applique de telle sorte que le fluide et les lignes de champ magnétique sont intimement liés : on dit que les lignes de champs sont "gelées" (*frozen in*) dans le fluide. D'ailleurs, les mouvements du fluide peuvent mener à la croissance de l'intensité du champ magnétique dont l'origine est purement interne, ce phénomène connu sous le nom d'effet de dynamo. Ce type d'MHD est rencontré dans les plasmas chauds, tels que les plasmas astrophysiques et thermonucléaires d'origine naturelle (étoiles) ou artificielle (tokamaks). **[59]**

III.4.5 Le nombre de Grashof :

Le nombre Grashof (Gr) caractérise la convection libre dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Il permet de caractériser le transfert thermique dû au déplacement naturel d'un fluide. Il est défini de la manière suivante : **[59]**

$$(Gr) = \frac{g.\beta.\Delta T.L0^3.\rho^2}{\mu^2} \qquad \text{(III.15)}$$

III.4.6 Le nombre de Grashof modifié (paramètre de Flottaison) GR :

Le nombre de Grashof (paramètre de Flottaison) modifié défini comme étant le rapport du nombre de Grashof au nombre de Reynolds. **[59]**

III.4.7 Le nombre de Brinkman :

Le nombre de Brinkman (Br) est utilisé en transfert thermique et sert principalement pour la mise en forme de liquides visqueux tels les polymères. Il donne le rapport entre l'énergie des forces visqueuses dissipée et l'énergie transférée par conduction thermique. Il est définit de la manière suivante :

$$Br = \frac{\mu . v^2}{\lambda . \Delta T} \qquad \text{(III.16)}$$

Plus le nombre est élevé, plus l'énergie dissipée par les forces visqueuses est importante par rapport à l'évacuation de cette énergie, ce qui indique une hausse température. **[59]**

III.4.8 Le nombre de Prandtl :

Le nombre de Prandtl (Pr) représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν (ou viscosité cinématique) et la diffusivité thermique (α). Il est définit de la manière suivante :

$$\mathrm{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\mu}{\lambda / C_p} = \frac{\mu / \rho}{\lambda / \rho C_p} = \frac{\vartheta}{\alpha} \qquad \text{(III.17)}$$

Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Un Prandtl élevé indique que le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un Prandtl faible (exemple : métaux liquides) indiques due la conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'effet sur le profil de température. **[59]**

CHAPITRE IV :

Analyse de génération d'entropie d'un écoulement MHD de micropolaire nanofluide sur une plaque verticale perméable mobile

IV.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 **[62],** 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 **[63]** en équilibrant les influences du mouvement des fluides, du transfert de chaleur, du transfert de masse et du champ magnétique. Abbassi et coll. **[64]** 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. **[65]** 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. **[66]**.Madhu et al. **[67]** 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 AgH_2O a fait l'objet de recherches par Akbar et al. **[68].**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. **[69].**La convection forcée turbulente des nanofluides a été étudiée par Bianco et al. **[70]** 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. **[71].**

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 **[72].**Sous l'influence du MHD et du rayonnement thermique, Hosseinzadeh et al. **[73]** ont mené une étude sur la génération d'entropie d'un nanofluide comprenant des NTC et du $(CH_2OH)_2$. báez et al. **[74]** 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. **[75].**Hussein et coll. **[76]** 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. **[77].**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. **[78].**En tenant compte des effets magnétiques et de la production/absorption de chaleur, Javed et Siddiqui **[79]** ont analysé la stabilité linéaire du flux de nanofluides micropolaires via des enceintes triangulaires en utilisant un modèle de

convection mixte. Javed et al. **[80]** 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. **[81]** 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. **[82]** 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. **[83].**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. **[84].**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 **[85]** 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. **[78],** 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. **[86]** 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. **[87],** 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 ferroparticulesest ralentit. Nayak et coll. **[88]** 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 nanofluidemicropolaire 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.

IV.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 1, nous voyons une représentation simplifiée du problème physique actuel.

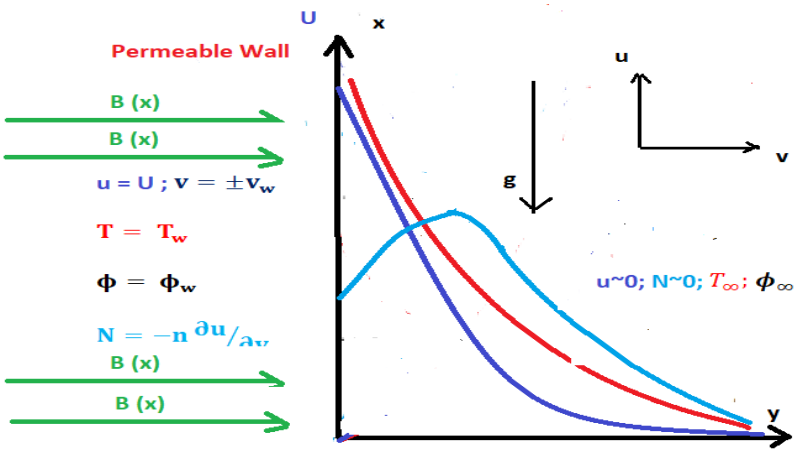


Figure IV.1. Modele physique et système de coordonnèes

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 :

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

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

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

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

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

Nous n'observons que N est la composante du vecteur de microrotation normale au planxy et T est la température dans la couche limite. D'après les travaux de Hsiao **[89],** la viscosité du gradient de spin est $\gamma = (\mu + \kappa/2)j$

Les conditions aux limites sont :

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

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

Oùn est supposé égal à ½ pour une faible concentration **[90].**

En introduisant les quantités sans dimension et les variables de similarité, comme dans Yacob et Ishak **[91]** :

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

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

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 $v = -\partial\psi/\partial x . j$ est pris$j = \nu x/U$ est la densite de la micro

Les composantes de vitesse deviennent

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

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

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

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

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

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

Les conditions aux limites deviennent

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

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

Les nombres suivants sont définis comme

$Gr_x = g\beta(T_w - T_\infty)\, x/U^2$ (IV.17)

$K = \kappa/\mu$ (IV.18)

$Ln = \alpha_{nf}/D_B$ (IV.16)

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

$M_x = Ha_x^2/Re_x = \sigma B_0^2 x/\rho U$ (IV.20)

$E_C = U^2/c_p (T_w - T_\infty)$ (IV.21)

$Pr = \nu/\alpha_{nf}$ (IV.22)

IV.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 **[92].**

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

Cinq sources considérées dans l'équation (IV.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 (HTI), les autres termes sont l'irréversibilité du frottement fluide (FFI) 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 :

$N_s = \frac{EG}{EG_0}$ (IV.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 (IV.8), (IV.9), (IV.23) et (IV.24), le nombre de génération d'entropie devient :

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

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

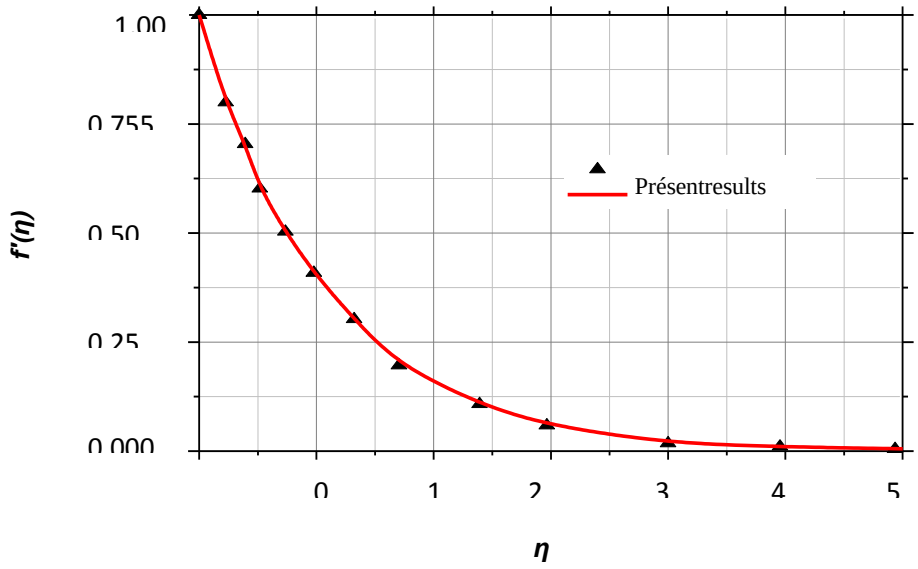
$$Br = \frac{\mu u_w^2}{k_{nf}\Delta T},\ \Omega = \frac{\Delta T}{T_\infty} and M_x = \frac{\sigma B_0^2}{\rho U} x \qquad \text{(IV.26)}$$

IV.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 (VI.11) et (VI.14) avec leurs conditions aux limites (VI.15) et (VI.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 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 LabattoIIIa 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. (IV.25), est obtenu en utilisant les couches limites.



FigureIV.2 comparison entre le present profile de vitesse et et la resultat de Alam et al [93]

Les résultats numériques pour le profil de vitesse adimensionnel ont été comparés à ceux d'Alam et al. **[93],** 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 (IV.2), les deux ensembles de données concordent assez bien.

IV.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 figureIV.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.

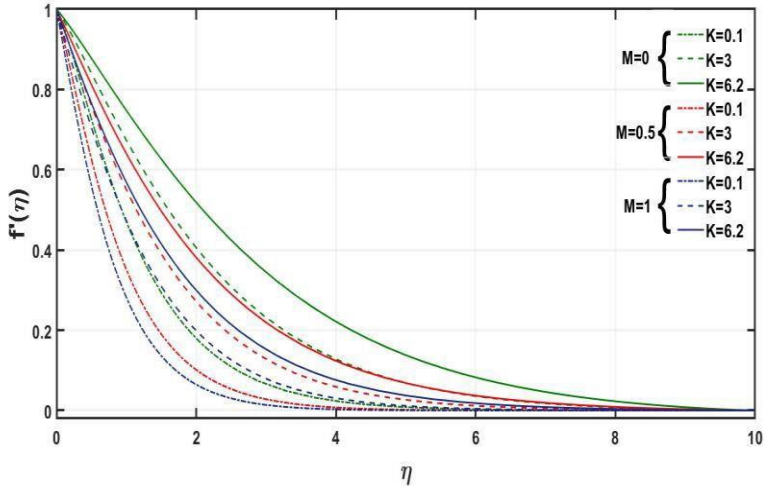


Figure IV.3 Profiles de vitesse f' for Grx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec = 0.1, Ln=2. etdifférent M

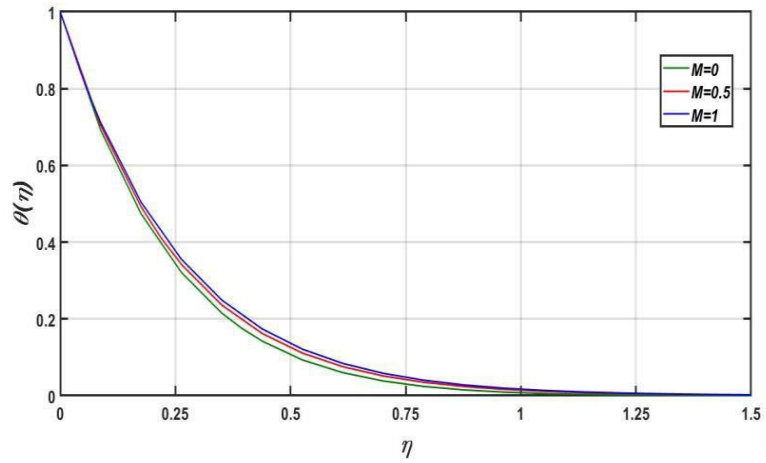


Figure IV.4 Profiles de température for Grx = 2.0, K=0.1, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0 et différent M

Sur la figure IV.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.

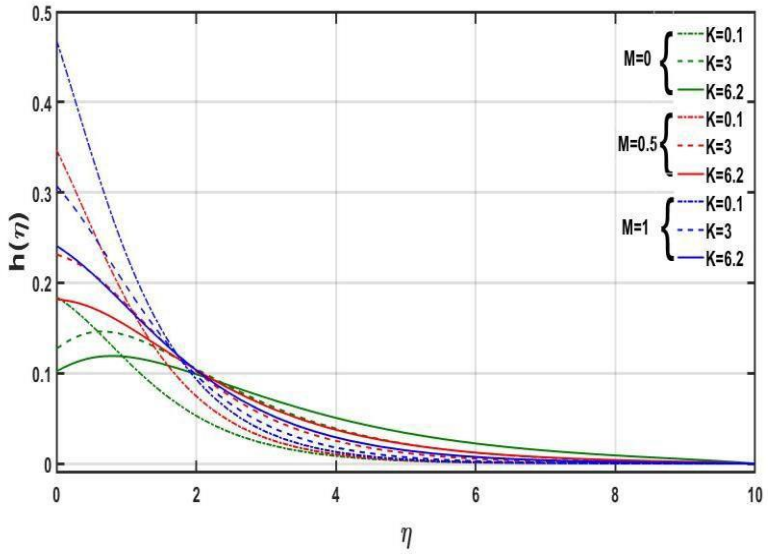


Figure IV.5 profiles de Microrotationh (η)forGrx = 2.0, Pr = 6.2, Nb=0.1,Nt=0.1, Ec=0.1, Ln= 2.0 et différent M

Sur cette dernière figure, on peut voir que la micropolarité à chaque intensité de champ modère l'incidence du champ magnétique sur les niveaux de microrotation (figureIV.5). À η =1.0 etη =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.

IV.5.2.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 figure **IV.**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 figure **IV.**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 figure **IV.**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 **IV.**12 et **IV.**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.

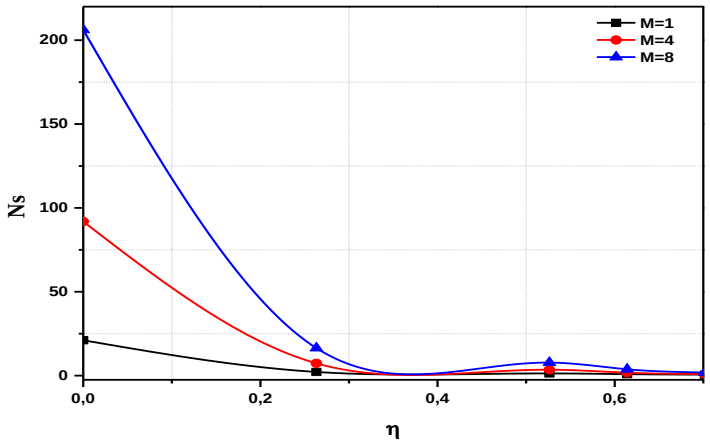


Figure IV.6 Profiles de nombre de génération d'entropie Ns for Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=2, K=0.1, Br*Ω=1 et différent M

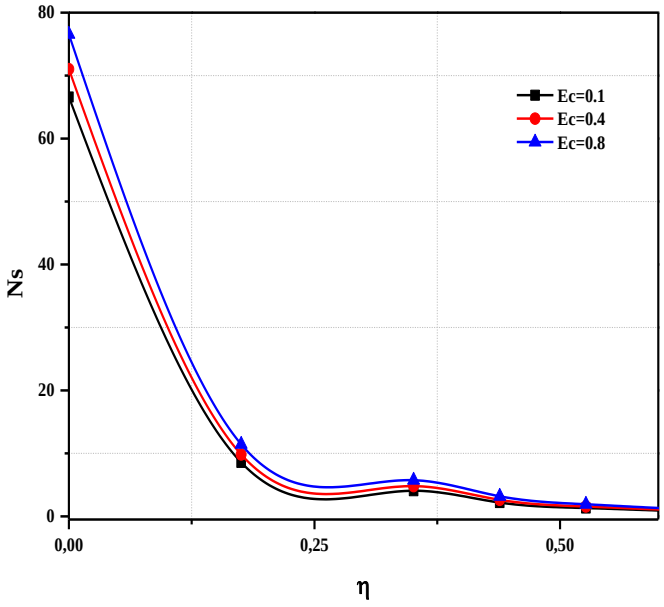


Figure IV.7 Profils de nombres de génération d'entropie Ns pour (M=1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=02, K=6, Br*Ω =1) et Ecdifférent

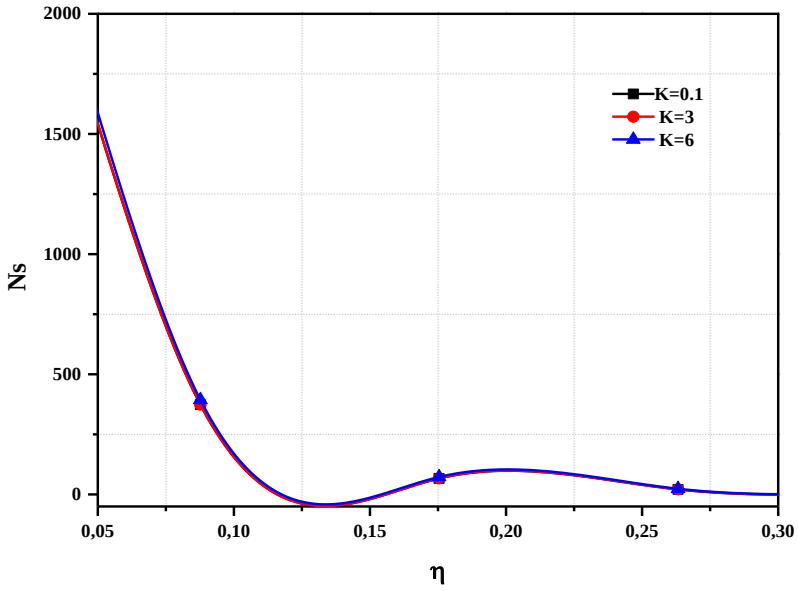


Figure IV.8 Profiles de nombres de génération d'entropie Ns pour M=1, Ec=0.1, Pr=6.2 , Gr=2.0, Nb=0.1, Nt=0.1, Ln=2, Br*Ω=1 et différent K

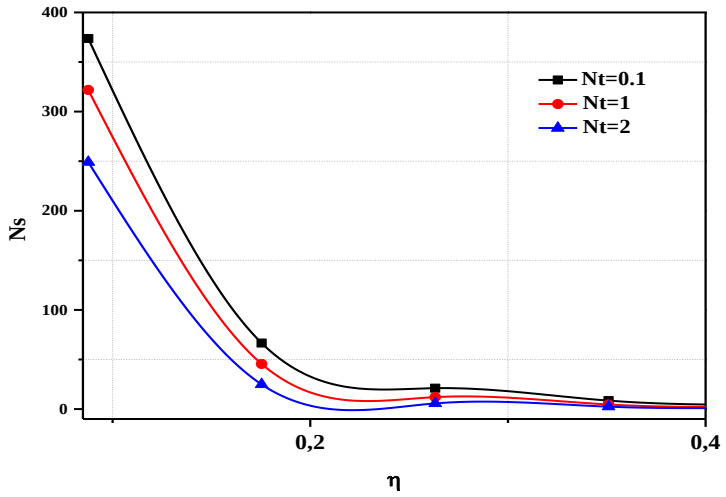
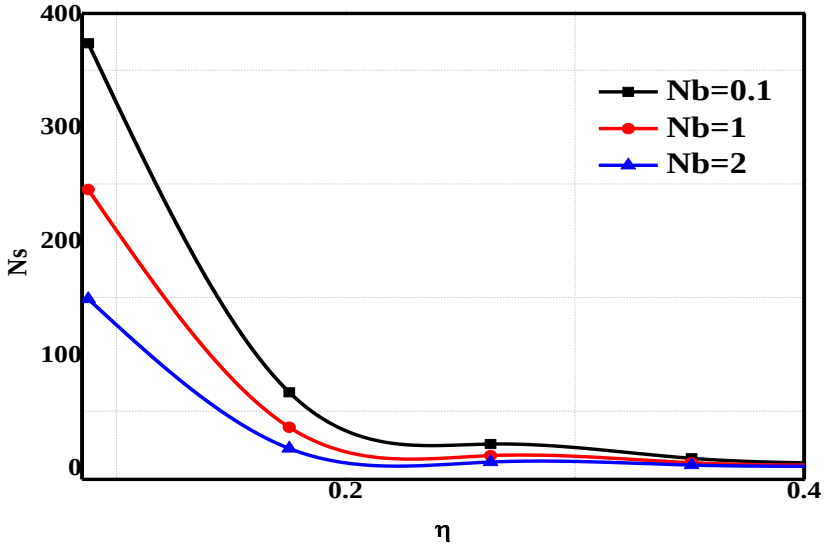


Figure IV.9 Profiles de nombres de génération d'entropie Ns for M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=2, Br*Ω=1 et différent Nt



FigureIV.13 Profiles de nombres de génération d'entropie Ns for M=1, Ec=0.1, Pr=6.2, Gr=2.0, Nb=0.1, Ln=2, Br*Ω=1 et différent Nb

Conclusion générale

Conclusion générale

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.

Référence et Bibliographie :

[1] GOUBIER (C.), HUETZ (J.), MARVILLET (C.), MERCIER (P.), VIDIL (R.) Intensification des échanges thermiques.[BE 2 343] Techniques de l'Ingénieur.

[2] - PADET (J.)- Convection thermique et massique – Principes généraux. [BE 8 205] Génie énergétique (2005).

[3] - PADET (J.)- Convection thermique et massique – Nombre de Nusselt : partie 1. – [BE 8 206] Génie énergétique (2005).

[4] - PADET (J.)- Convection thermique et massique – Nombre de Nusselt : partie 2. – [BE 8 207] Génie énergétique (2005).

[5] LALLEMAND (A.) – Écoulement des fluides Étude physique et cinématique. [BE 8 151] Génie énergétique (1999).

[6] F. Abbad, A. Manseur, « simulation numirique de la convection naturale dans des cavites en presence d'un nanofluide», mémoire de master, universite mouloud mammeri de tizi-ouzou, Année universitaire 2018 – 2019.

[7] 4. Bejan. A. : Convection Heat Transfer, 3 rd Edition, Wiley, New-York. (2004)

[8] Li Y., Zhou J., Tung S., Schneider E., Xi S., A review on développent of Nanofluide Preparation and caractérisation, Powder Technologie, 196 (2009), 89-10.

[9] A, LAMRI Zeggar. Contribution à l'Etude Théorique des Transferts Thermiques Convectifs dans un Nanofluide, Application aux Modèles Monophasique et Diphasique. 2014.

[10] F, AYAD, T, MOHAMADI. Etude de l'influence des effets de flottabilité thermique et massique sur L'écoulement impactant sur paroi chauffée. Thèse. 2017.

[11] B. C. Pak and Y. I. Cho, "Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles," Experimental Heat Transfer an International Journal, vol. 11, no. 2, pp. 151-170, 1998.

[12] Y. Xuan and W. Roetzel, "Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids," International Journal of heat and Mass transfer, vol. 43, no. 19, pp. 3701-3707, 2000.

[13] T. Alam and M.-H. Kim, "A comprehensive review on single phase heat transfer enhancement techniques in heat exchanger applications," Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 81, pp. 813-839, 2018.

[14] J. C. Maxwell, A treatise on electricity and magnetism. Clarendon press, 1881.

[15] R. L. Hamilton and O. Crosser, "Thermal conductivity of heterogeneous two component systems," Industrial & Engineering chemistry fundamentals, vol. 1, no. 3, pp. 187-191, 1962.

[16] S. U. Choi and J. A. Eastman, "Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles," Argonne National Lab., IL (United States)1995.

[17] A. Einstein, "Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen," Ann. Phys. Leipzig, vol. 19, pp. 289-306, 1906.

[18] H. Brinkman, "The viscosity of concentrated suspensions and solutions," The Journal of Chemical Physics, vol. 20, no. 4, pp. 571-571, 1952.

[19] G. Batchelor, "Brownian diffusion of particles with hydrodynamic interaction," Journal of Fluid Mechanics, vol. 74, no. 1, pp. 1-29, 1976.

[20] S. E. B. Maiga, S. J. Palm, C. T. Nguyen, G. Roy, and N. Galanis, "Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows," International journal of heat and fluid flow, vol. 26, no. 4, pp. 530-546, 2005.

[21] Une enceinte rectangulaire. Third International conference on Energy, Materials, AppliedEnergetics and Pollution. [article]. Constantine, Algeria : s.n., 30-31 October 2016.

[22] FOHANNO Stéphane et al, 'Nanofluides et transfert de chaleur par convection naturelle', thèse université de Reims Champagne-Ardenne, France, 2012.

[23] G. Lukaszewicz, Micropolar fluids: theory and applications, Springer Science & Business Media, 1999.

[24] P. Sunthar, Polymer rheology, in: Rheology of complex fluids, Springer, 2010, pp. 171 191.

[25] D. Shaw, Introduction to colloid and surface chemistry (colloid and surface engineering), Oxford Butterworth-Heinemann, 1992.

[26] D.A. Siginer, D. De Kee, R.P. Chhabra, Advances in the flow and rheology of non Newtonian fluids, Elsevier, 1999.

[27] T. Sochi, Non-Newtonian rheology in blood circulation, arXiv preprint arXiv:1306.2067, (2013).

[28] Eringen, A. C.,"Continuum Physics", Academic Press Inc., New York USA, page 2–29 (1976).

[29] N.H. March, M.P. Tosi, Polymers, liquid crystals, and low-dimensional solids, Springer Science & Business Media, 2012.

[30] H.J. Shah, Engineered interfaces for liquid crystal technology, 2007.

[31] M.A.K. Abuzar Abid Siddiqui Micropolar and Newtonian Fluid Flow Problems: A Numerical Study, (2010) 316.

[32] I.L. Animasaun, Melting heat and mass transfer in stagnation point micropolar fluid flow of temperature dependent fluid viscosity and thermal conductivity at constant vortex viscosity, Journal of the Egyptian Mathematical Society, 25 (2017) 79-85.

[33] A. TETBIRT, Transferts Convectifs Magnétohydrodynamique des Fluides Micropolaire et Visqueux dans un Canal Vertical, in, Miloud TAHAR ABBES, Mohamed Nadjib BOUAZIZ, 2017.--

[34] Chhabra, R. P., and all, Non-Newtonian Flow and Applied Rheology, En gineering Applications, Elsevier Science, PLANTA TREE, 1st Edition, page 316 -372 (1999).

[35] Srivastava, V. P., and Rashmi Srivastava, Particulate suspension blood flow through a narrow catheterized artery, Computers and Mathematics with Applications, 58, page 227 – 238 (2009).

[36] Barnes, H. A., A Hand Book of Elementary Rheology, Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, University of Wales, Penglais Aberystwyth, page 55 –185 (2000).

[37] Singh, S. P., Chadda, G. C., and Sinha, A. K., Model for Micropolar fluid film mechanism with reference to human joints (Indian Journal of pure applied Mathematics, vol.19, No.4, page 385 – 386 (1988).

[38] Ikbal, Md. A., Chakravarty, S., Wong Kelvin, K.L., Mazumdar, J., Mandal, P.K. , Unsteady response of non-Newtonian blood flow Throw a stenosed artery in magnetic

Chapitre 2

[39] LELEU René, Dossier Technique de l'ingénieur, j1080, Transfert de chaleur ,1992.

[40]. Philibert, jean. Livre de diffusion et transport de matière dans les solides.

[41] M.Bordjane, «cours modes transfert thermique», 3éme année licence, Université Mohamed Boudiaf, Oran- Algérie (2017).

[42]Dissipation Thermique Dans Les Composants /Systèmes Electroniques Laboratoire «Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg ».Lien : http://www.nae.fr/wp content/uploads/2015/07/Etude_DissipationThermique.pdf

[43] Les transferts de chaleur, cour thermique LP eco-construction, livre Université du Maine - Faculté des Sciences.

[44] Ismail T., "Modelling in transport phenomena", Elsevier Science B.v, (2002)

[45] S. Saddam, «Amélioration de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur à ailette elliptique creuse », mémoire de master, Université Mohamed Boudiaf M'silla-Algérie, année universitaire 2014-2015.

[46] . A, M,bouaziz. contribution à l'étude des milieux poreux satures par des nanofluides. Modèles simples et complexes. mai 2016.

[47]. H, E,chouireb,. Simulation numérique de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur radial (pour application des diodes éléctrominescente, LED). MASTER En Génie Mécanique. 2018.

[48]. Philibert, jean. Livre de diffusion et transport de matière dans les solides.

[49]. O. Mahian, A. Kianifar, S.A. Kalogirou, I. Pop, S. Wongwises,. A review of the applications of fnanofluids in solar energy. 2013. pp. 582-594.

[50] Odin BULLIARD-SAURET ., Thèse DOCTEUR ,"" Étude expérimentale de l"intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée „", préparée au sein du CEA/Liten à Grenoble dans l'École Doctorale I-MEP² , 2016 .

[51]. W.L. Siegmann, L.A. Rubenfeld. A nonlinear model for double-diffusive convection. SIAM Journal on Applied Mathematics. 1975 . pp. 540-557.

[52]. M. Bourich, M. Hasnaoui, A. Amahmid. Double-diffusive natural convection in a porous enclosure partially heated from below and differentially salted. International Journal of Heat and fluid flow. 2004. pp. 1034-1046.

[53]. A. Akbarzadeh, P. Manins. Convective layers generated by side walls in solar ponds, Solar energy. 1988. 41, pp. 521-529.

CHAPITRE 3

[54] Sheikholeslami, M., Rokni, H., B.: Simulation of nanofluid heat transfer in presence of magnetic field: A review, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 115, pp. 1203 - 1233. (2017).

[55] O. Mahian, A. Kianifar, S.A. Kalogirou, I. Pop, S. Wongwises,. A review of the applications of fnanofluids in solar energy. 2013. pp. 582-594.

[56] W.L. Siegmann, L.A. Rubenfeld. A nonlinear model for double-diffusive convection. SIAM Journal on Applied Mathematics. 1975 . pp. 540-557.

[57] El Gallaf, A., "Etude de la dynamique non-linéaire des écoulements chauffes et soumis à des champs magnétiques", thèse, Ecole Centrale de Lyon, Juillet (2010).

[58] Moreau, R., "Écoulement d'un métal liquide en présence d'un champ magnétique", technique de l'Ingénieur, D 2950, (1992).

[59] Mr BOUDAOUD Youcef, "Effet de la présence d'un champ magnétique sur l'écoulement et le transfert de chaleur ", thèse, université Dr YAHIA FARES- MEDEA - Algérie(2011).

[60] Sposito G, Ciofalo M, One-dimentional mixed MHD conviction, Int.g.of Heat and Mass Transfer,49,2939_2949. (2006).

[61] Wekipédia.org.

Chapitre 4

[62] 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

[63] Mondal,P.,andMahapatra,T.R.(2021):*MHDdouble-diffusivemixedconvectionandentropygenerationofnanofluidinatrapezoidalcavity.*Internationaljournalofmechanicalscience,vol.208,pp.106-655.

[64]Abbasi,F.M.,Shanakhat,I.,andShehzadS.A.(2019):*Entropygenerationanalysisforperistalsisofnanofluidwithtemperaturedependentviscosityand Halleffects.*Journalofmagnetismandmagneticmaterials,vol.474,pp.434-441

[65] Shafee, A.,Haq,R.U.,Sheikholeslami,M.,Herki,J.A.A.,andNguyen,T.K.(2019):*AnentropygenerationanalysisforMHDwaterbasedFe3O4ferrofluidthroughaporoussemiannuluscavityviaCVFEM*.InternationalCommunicationsinHeatandMassTransfer,vol.108,pp.104-295.

[66]Madhu,M.,Shashikumar,N.S.,Gireesha,B.J.,andKisha,B.J.(2019):*Secondlawanalysisof Powell-Eyringfluidflowthroughaninclinedmicrochannelwiththermalradiation.*PhysicaScripta, vol.94,pp.125-205.

[67]Madhu,M.,Shashikumar,N.S.,Mahanthesh,B.,Gireesha,B.J.,andKishan,N.(2019): *Heattransferandentropy generationanalysis ofnon-Newtonian fluidflow throughverticalmicrochannel withconvectiveboundarycondition.*AppliedMathematicsandMechanics,vol.40,pp.1285–1300.

[68]Akbar,Y.,Abbasi,F.M.,andShehzad,S.A.(2020):*ThermalradiationandHallefectsin mixedconvectiveperistaltictransportofnanofuidwith entropygeneration.*AppliedNanoscience,vol.10,pp.5421-5433.

[69]Matin,M.H.,Nobari,M.R.H;andJahangiri,P.(2012):*EntropyAnalysisinMixedConvectionMHDflowofNanofluidoveraNon-linearStretchingSheet.*JournalofThermalScienceandTechnology,vol.7,pp.104-119.

[70] Bianco,V.,Manca,O.,andNardini,S.(2014):*Entropygenerationanalysisofturbulentconvectionflow ofAl2O3–*

*waternanofluidinacirculartubesubjectedtoconstantwallheatflux.*EnergyConversionand Management,vol.77,pp.306-314.

[71]Das,S.,Chakraborty,S.,andJana,R.N.(2021):*EntropyanalysisofPoiseuillenanofluid flowinaporouschannelwithslipandconvectiveboundaryconditionsundermagneticfield.,* Worldjournalofengineering.https://doi.org/10.1108/WJE-12-2020-0660

[72]Mirzaee,M.,Lakzian,E.(2017):*Entropygenerationanalysisofeccentriccylinderspairs ourcesonnanofluidnaturalconvectionwithnon-Boussinesqstate.*TechAdvPowder,vol.28,pp.3172–3183.

[73]Hosseinzadeh.K.,Asadi.A.,Mogharrebi.A.R.,Khalesi.J.,Mousavisani.S.,andGanji. D.D. (2019):*Entropygenerationanalysisof(CH2OH)2 containingCNTsnanofluidflowundereffectofMHDandthermalradiation.*CaseStudiesinT hermalEngineering,vol.14,pp.100-482.

[74]Ibáñez,G.,López,A.,Pantoja,J.,andMoreira,J.(2016):*Entropygenerationanalysisof ananofluidflowinMHDporousmicrochannelwithhydrodynamicslipandthermalradiation* .IntJHeatMassTrans,vol.100,pp.89–97.

[75]Daniel,Y.S.,Aziz,Z.A.,Ismail,Z.,andSalah,F.(2017):*Entropyanalysisinelectricalmag netohydrodynamic(MHD) flowofnanofluidwitheffects ofthermalradiation,viscousdissipation,andChemicalreaction.*Theoretical&AppliedMec hanicsLetters,vol.7,pp.235-242.

[76]Hussain,S.,Mehmood,K.,andSagheer,M.(2016):*MHDmixedconvectionandentropy generationofwater–aluminananofluidflowinadoubleliddrivencavitywithdiscreteheating.*JournalofMagnetis mandMagneticMaterials,vol.419,pp.140-155

[77] Tayebi,T.,andChamkha,A.J.(2019):*Entropygeneration analysis duringMHDnatural convectionflowofhybridnanofluidinasquare cavitycontaining acorrugatedconductingblock.*InternationalJournalof NumericalMethodsforHeat&FluidFlow,vol.30,pp.1115-1136.

[78]Roja,A.,Gireesha,B.J.,andPrasannakumara,B.C.(2020):*MHDmicropolarnanoflui dflowthroughaninclinedchannelwithentropygenerationsubjectedtoradiativeheatflux,vis cousdissipationandmultipleslipeffects.*MultidisciplineModelinginMaterialsandStructu res,vol.16-6,pp.1475-1496.

[79]Javed,T.,andSiddiqui.M.A.(2019):*mixedconvectioninmicropolarnanofluidflowthroughentraedtriangularenclosuresandlinearstabilityanalysisconsideringmagneticeffectsandheatgenerationandabsorption.*CanadianJournalofPhysics,vol.97,pp.252-266.

[80] Javed,T.,Mehmood, Z.,and Siddiqui,M.A.(2017):*mixed convectionina triangular cavitypermeatedwithmicropolarnanofluid-saturatedporousmediumundertheimpactofMHD.*JournaloftheBrazilianSocietyofMechanicalSciencesandEngineering,vol.*39*,pp.3897-3909.

[81] Chand,R.,Yadav,D., Bhattacharyya,K.,andAwasthi,M.K.(2021):*Thermalconvectioninalayerofmicropolarnanofluid.*Chemicalengineering,vol.16-5,p.2681.

[82]Yusuf,T.A.,Kumar,R.N.,Prasannakumara,B.C.,andAdesanya,S.O.(2021):*Irreversibilityanalysisinmicropolarfluidfilmalonganinclineporoussubstratewithslipeffects*.InternationalCommunicationsinHeatandMassTransfer,vol.126,pp.105-357.

[83]Ramesh,G.K.,Rauf',A.,Shehzad,S.A.,andAbbasi,F.M.(2021):*Time-dependentsqueezingflowofCasson-micropolarnanofluidwithinjection/suctionandslipeffects.*InternationalCommunicationsinHeatandMassTransfer,vol.126pp.104-470.

[84]Ijazkhan,M.,Waqas,H.,Khan,S.U.,Imran,M.,Chu,Y.M.,Abbasi,A.,andKadry,S.(2021):*Slipflowofmicropolarnanofluidoveraporousrotatingdiskwithmotilemicroorganisms,nonlinearthermalradiationandactivationenergy.*InternationalCommunicationsinHeatandMassTransfer,vol.122,pp.105-161.

[85]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.

[86]Almakki,M.,Mondal,H.,andSibanda,P.(2021):*OnsetofunsteadyMHDmicropolarnanofluidflowwithentropygeneration.International*JournalofAmbientEnergy,pp.1-14.

[87]Zaib,A.,Khan,U.,Shah,Z.,Kumam,P.andThounthong,P.(2019):*Optimizationofentropygenerationinflowofmicropolarmixedconvectivemagnetite(Fe3O4)ferroparticleoveraverticalplate.*AlexandriaEngineeringJournal,vol.58-4,pp.1461-1470.

[88] Nayak, M.K.,Mabood,F., Khan, W. A.,and Makinde,O.D.(2021) :*Cattaneo–Christovdoublediffusion onmicropolarmagnetocrossnanofluidswithentropygeneration.*IndianJournalofPhysics, pp.1-16.

[89]Hsiao,L.(2010):*Heatandmasstransferformicropolarflowwithradiationeffectpastanonlinearlystretchingsheet.*HeatMassTransfer,vol.46,pp.413-419.

[90] 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.

[91]Yacob,N.A.,andIshak,A.(2011):*MHDflowofamicropolarfluidtowardsaverticalpermeableplatewithprescribedsurfaceheatflux.*ChemicalEngineeringScienceResearchDesign,vol.89,pp.2291-2297.

[92]Woods,L.C.(2006)*ThermodynamicsofFluidSystems*,OxfordUniversityPress,Oxford

[93] Alam,M.S.,Rahman, M. M.,andSattar,M.A.(2009):*Ontheeffectivenessof viscousdissipationandJouleheating onsteady Magnetohydrodynamicheatandmasstransferflowoveraninclinedradiateisothermalpermeablesurfaceinthepresenceofthermophoresis.*CommunicationsinNonlinearScienceandNumericalSimulation,vol.14,pp.2132-2143