REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE
DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA



Faculté de Technologie

Mémoire de fin d'études de Master

Filière : Génie des Procédés
Spécialité : Génie Chimique

Modèle des fluides micropolaire incompressible bidimensionnel avec des données initiales singulières

---

Présenté par

- BELAL Dalal

- AMARA Bochra

Proposé et Dirigé par

- Dr. ALOUAOUI Redha

Promotion 2024

DEDICACE

Grace à Dieu le tout puissant, j'ai achevé la

réalisation de ce modeste travail que je tien très

chaleureusement à le dédier à :

Ma mère chérie et mon père qui m'ont encouragé et

soutenu tout au long de mes études et pour leurs

patience que Dieu les protègent et les gardes pour

moi.

A mes adorables frères et sœurs,

Mes grands parents.

A mon fiancé, ma deuxième famille

Aux amis des situations, pas des années, partenaires du long chemin.

À ma chère âme sœur et amie Dalal

BOCHRA

DEDICACE

Je dédie ce mé moireà:

: Mes parents

Ma mè re, qui aœuvrépour ma r é.ussite

Mon pè re, qui m'aideà.aller de l'avant dans la vie

A mes chers frères et sœ .urs

A ma grande pè re età.son aide toute ma famille pour

'Enfin A tous mes amis et et tous ceux qui m'ont soutenu jusquà ce jour. Merci

DALAL

Remerciement

Nous remercions ALLAH pour le courage et la volonté sans lesquels ce travail

n'aurait jamais vu le jour.

Nous tenons à exprimer toute mes reconnaissances à notre directeur du mémoire ALOUAOUI Redha à qui nous dois énormément de respect. Nous particulièrement apprécié sa modestie, ses encouragements et ses conseils dans la poursuite de notre travail.

Nos sincères remerciements vont également à tous les membres de jury qui nous

ont fait l'honneur d'examiner notre travail à tous les enseignants qui ont participé à notre éducation de l'école primaire jusqu'au niveau universitaire

Merci à tous ceux qui ont contribué de loin ou de près à la réussite de ce travail modeste.

Résumé

Dans ce travail, nous examinons les effets de la thermophorèse et de la dissipation visqueuse sur le transfert de chaleur et de masse dans l'écoulement de la couche limite laminaire stable d'un liquide polaire incompressible et visqueux sur une plaque inclinée soumise à un champ magnétique. Les équations différentielles gouvernantes sont converties en équations différentielles ordinaires, qui sont résolues numériquement. Plusieurs résultats sont obtenus et un ensemble représentatif est présenté graphiquement pour illustrer l'influence de différents facteurs sur différents profils. Ils sont significativement influencés par le module magnétique, les paramètres du matériau et les paramètres thermiques.

Mots-clés : Liquide polaire ; Transfert Thermique et massique ; MHD ; Thermophorèses et la dissipation visqueuse de la plaque inclinée.

ملخص

في هذا العمل، نقوم بدراسة تأثيرات الارتحال الحراري والتبديد اللزج على انتقال الحرارة والكتلة في تدفق طبقة الحدود الانسيابي المستقر لسائل قطبي غير قابل للانضغاط وذو لزوجة على لوحة مائلة خاضعة لحقل مغناطيسي. تم تحويل المعادلات التفاضلية الحاكمة إلى معادلات تفاضلية عادية، والتي تم حلها عدديًا. تم الحصول على العديد من النتائج وتم عرض مجموعة ممثلة بشكل رسومي لتوضيح تأثير العوامل المختلفة على الملامح المختلفة. وهي متأثرة بشكل كبير بالمعامل المغناطيسي وبمعاملات المواد والمعاملات الحرارية.

الكلمات المفتاحية: السائل القطبي، انتقال الحرارة والكتلة، المغناطيسية الهيدروديناميكية، الارتحال الحراري، التبديد اللزج للوحة مائلة.

Abstract:

In this work, we examine the effects of thermophoresis and viscous dissipation on heat and mass transfer in the stable laminar boundary layer flow of an incompressible and viscous polar liquid on an inclined plate subjected to a magnetic field. The governing differential equations are converted to ordinary differential equations, which are solved numerically. Several results are obtained and a representative set is presented graphically to illustrate the influence of different factors on various profiles. They are significantly influenced by the magnetic parameter, material parameters, and thermal parameters

Keywords: Polar liquid; Heat and mass transfer; Magnetohydrodynamics; Thermophoresis and Viscous dissipation of an inclined plate.

Table des matières

Dédicace *I*

Remerciement *ii*

Résumé *iv*

Table des matières *v*

Liste des figures *x*

Liste des tableaux *xiii*

Liste des abbreviations *xiii*

Liste des symbols *xiv*

Liste des mots grecs *xv*

Introduction générale **1**

Chapitre I : Généralités sur le transfert thermique et la couche limite

Introduction **4**

I.1. Les modes de transfert thermique **4**

I.1.1. La conduction **4**

I.1.2. Le rayonnement **5**

I.1.3. La convection **5**

I.2. Les différents types de convection **6**

I.2.1. La convection naturelle **6**

I.2.2. La convection forcée **7**

I.3. Le coefficient de transfert thermique par convection **8**

I.4. La couche limite en convection naturelle **8**

I.4.1. Concept de la couche limite **8**

I.4.2. Definition de la couche limite **9**

I.4.3. Description de la couche limite **10**

I.5. Convection laminaire et convection turbulente **10**

I.6. L'écoulement laminaire et turbulent **11**

I.7. Definition des épaisseurs de la couche limite bidimensionnelle **11**

I.8. La couche limite laminaire sur une plaque plan **12**

I.9. Les types de la couche limite **13**

I.9.1. La couche limite dynamique **14**

I.9.1.1. La couche limite luminaire **14**

I.9.1.2. La couche limite turbulente 14
I.9.2. La couche limite thermique 15
I.9.3. La couche limite massique 15
I.10. Les paramètres caractéristiques de la couche limite 17
I.10.1. Epaisseur de la couche limite 17
I.10.2. Epaisseur de déplacement 17
I.10.3. Epaisseur de quantité de mouvement 17
I.10.4. Le facteur de forme H 17
I.10.5. La force de frottement 17
I.10.6. Le coefficient de frottement 18
I.11. Grandeur sans dimension 18
I.11.1. Le nombre de Reynolds 18
I.11.2. Le nombre de Prandlt 18
I.11.3. Le nombre de Peclet 19
I.11.4. Le nombre de Grashof 19
I.11.5. Le nombre de Shmidt 19
I.11.6. Le nombre de Rayleigh 20
I.11.7. Le nombre de Nusselt 20
I.11.8. Le nombre de Hartmann (Effet magnétohydrodynamique) 20
I.12. Les équations fondamentales 21
I.12.1. Equation de continuité 21
I.12.2. Equation de Navier-Stockes 21
I.12.3. Equation de Prandtl (Equation de la couche limite) 22
Conclusion 22

Chapitre II : Les fluides Newtoniens et non newtoniens

Introduction 23
II.1. Généralités sur les fluides 23
II.1.1. Définition de fluide 23
II.1.2. Fluides Newtoniens 23
II.1.3. Fluides non Newtoniens 24
II.1.3.1. Fluides non Newtoniens indépendants du temps 24
a. Fluides à contrainte critique 24
b. Les fluides sans contrainte critique 26

II.1.3.2. Fluides non Newtoniens dépendants du temps 26
II.2. Généralités sur les nanofluides 27
II.2.1. Les nanoparticules 27
II.2.1.1. Définition Les nanoparticules 27
II.2.1.2. Les Types de nanoparticules 28
a. Les nanotubes 28
b. Les nanofils 29
c . Les nanofibres 29
II.2.1.3. Les méthodes de préparation des nanoparticules : 30
a. Méthode ascendante (Botton-up Route méthode) 30
b. Méthode descendante (Top- Down Route méthode) 30
II.2.2. Les nanofluide 31
II.2.2.1. Définition du nano fluide 31
II.2.2.2. Préparation des nano fluides 32
a. Méthode a deux étapes 33
b. Méthode en une étape 33
c. Méthodes physiques 33
d. Méthodes chimiques 34
II.2.2.3. Domaines d'applications des nano fluides 35
a. Refroidissement des systèmes thermiques 35
b. Refroidissement des systèmes électroniques 36
c. Refroidissement des systèmes militaires 36
d. Refroidissement des systèmes spatiaux 36
e. Refroidissement des systèmes nucléaires 36
f. La biomédecine 37
g. D'autres applications 37
II.2.2.4. Caractéristiques des nano fluides 37
a. La Masse volumique 37
b. La chaleur spécifique 39
c. Coefficient d'expansion thermique 40
d. La viscosité dynamique 41
e. La conductivité thermique des nanofluides 42
II.3. Les Fluide micropolaire 43

II.3.1. Flux des particuiles fines en suspention 43
II.3.1.1. Fluides en suspension de particules polymériques 43
II.3.1.2. Colloïdes 43
II.3.1.3. Sangs 44
II .3.1.4. Liquide synovial ou liquide articulaire humain 44
II.3.1.5. Cristaux liquides 44
II.3.2. Caractéristiques générales d'un fluide micropolaire 45
II.3.2.1. Mesure des caractéristiques rhéologiques des fluides 45
II.3.2.2. Viscosité du vortex 45
II.3.2 3. Micro-rotation (vortex) 46
Conclusion 47

Chapitre III: La magnétohydrodynamique , la rhéologie et la thermophorèse

Introduction 48
III.1. Définition d la magnétohydrodynamique (MHD) 48
III.1.1. Magnétohydrodynamique ideale 48
III.1.2. Magnétohydrodynamique resistive 49
III.2. Les domaines d'application de la magnétohydronamique 49
III.2.1. Géophysique 49
III.2.2. Astrophysique 49
III.3. Application de la magnétohydrodtnamique 49
III.3.1. Les générateurs à induction 49
III.3.2. Machine circulaire à plasma 50
III.3.3. Générateur à métaux liquides 50
III.3.4. Propulseurs 51
III.3.4.1. Propulseurs à plasma 51
III.3.4.2. Propuseurs à eau salée 51
III.3.4.3. Canon électromagnétique 52
III.4. Application de la magnétohydrodynamique en métallurgie 52
III.4.1. Brassage 52
III.4.2. Lévitation 52
III.4.3. Formage 53
III.4.4. Pulvérisation 53
III.5. Les équation de la magnétohydrodynamique 53

III.5.1. Equation régissant le fluide 53
III.5.1.1. Equation de conservation de la masse 53
III.5.1.2. Equation d'énergie 54
III.5.2. Equation régissant le champ éléctromagnétique 54
III.5.2.1. Equation de Max well 54
III.6. Généralités sur la rhéologie 56
III.7. Application de la rhéologie 57
III.8. La description de la comportement rhéologique 57
III.8.1. Contraint de cisaillement 58
III.8.1.1. Cisaillement plan 58
III.8.2. Taux de cisaillement 59
III.8.3. Viscosité 60
III.8.3.1. Viscosité dynamique μ 60
III.8.3.2. Viscosité cinématique ν 61
III.9. Technique de mesure rhéologique 61
III.9.1. Essais de rotation 62
III.9.1.1. Esais taux de cisaillement imposé 62
III.9.1.2. Essais de contrainte de cisaillement imposé 62
III. 10. Généralités sur la thermophrose 63
III. 10.1. Définition 63
III. 10.2. Force thermophorétique 63
III. 10.3. Les applications 64
Conclusion 64

Chapitre IV : Résultats et discussions

IV.1. Formulation mathématique 66
IV.2. Résultats et discussions 69
IV.2.1. Effet du paramètre magnétique *Ha* et paramètre matériau *K* 70
IV.2.2. Effet du paramètre de thermophorèse et du paramètre de matériau *K* 71
IV.2.3. Effet du paramètre d'angle d'inclinaison α et du nombre d'Eckert *Ec* 72

Conclusion générale 75
Références bibliographique

Liste des figures :

FIGURE	TITRE DE LA FIGURE	PAGE
	CHAPITRE I	
Figure I.1	*Ttransfert de chaleur par convection.*	6
Figure I.2	*Schéma de la convection naturelle.*	7
Figure I.3	*schéma de la convection forcée.*	7
Figure I.4	*gradient vitesse dans la couche limite.*	8
Figure I.5	*écoulement de couche limite sur une plaque plan .*	9
Figure I.6	*Conventions de notation de la couche limite Fuhrmann G.*	12
Figure I.7	*Couche limite sur une plaque plane A incidence nulle, Zijnen, B.G.*	13
Figure I.8	*Schéma d'un jet synthétique.*	13
Figure I.9	*dévalement d'une couche limite dynamique de long d'une plaque plane.*	14
Figure I.10	*Délimitation des zones de couche limite dynamique*	15
Figure I.11	*Couche limite thermique sur une plaque plane.*	15
Figure I.12	*développent d'une couche limite massique le long d'une plaque plane.*	16
	CHAPITRE II	
Figure II.1	*Courbe d'écoulement ou rhéogramme*	24
Figure II.2	*Rhéogramme d'un fluide de Bingham*	25
Figure II.3	*Rhéogramme d'un fluide plastique*	25
Figure II.4	*Rhéogramme d'un fluide rhéofluidifiant*	26
Figure II.5	*Rhéogramme d'un fluide rhéofluidifian*	27
Figure II.6	*Comparaison d'objets de la macro-échelle à nanoéchelle*	27
Figure II.7	*Type de nanotubes superposés aux propriétés différentes.*	29
Figure II.8		29
Figure II.9	*Les nanofils et silicium microscopiques*	30
Figure II.10	*Les nanofibres*	31
Figure II.11	*Principales voies de synthèses de nanoparticules métalliques (Herbois, 2013) .*	35
	CHAPITRE III	
Figure III.1	*Générateur à induction.*	50
Figure III.2	*Mouvement laminaire de cisaillement plan*	58
Figure III.3	*Ecoulement laminaire qui peut se produire dans une fente de cisaillement :(1) état au repos :(2) écoulement laminaire homogène, montrant un taux*	59

de cisaillement .

Figure III.4 *Glissement des couches* 61

Figure III.5 *Le phénomène de thermophorese.* 63

CHAPITRE IV

Figure VI.1 *Modèle physique et système de coordonnées.* 66

Figure VI.2 *Profils de vitesse f'(η) pour (Grx = 0.10, Gmx = 0.10, Re = 1.0, Pr = 0.71, Ec = 01.0, Sc = 0.3, τ = 0.1).* 70

Figure VI.3 *Distribution de température θ(η) pour (Grx= 0.50, Gmx=0.20, Re = 1.0, Pr =0.71, Ec=0.50, Sc=0.6, τ =0.1).* 70

Figure VI.4 *Profils de microrotation h(η) pour (Grx = 0.50, Gmx = 0.20, Re = 1.0, Pr = 0.71, Ec= 0.50, Sc=0.6, τ = 0.1).* 71

Figure VI.5 *Profils de concentration φ (η) pour (Grx = 0.20, Gmx = 0.20, Re = 2.0, Pr=0.71, Ec = 0.1, Sc = 1.0, τ = 0.1).* 71

Figure VI.6 *Profils de vitesse f'(η) pour (Grx = 0.2, Gmx = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, Ec = 0.1, Sc = 0.6).* 72

Figure VI.7 *Distribution de température Θ (η) pour (Grx = 0.2, Gmx = 0.1, Ha= 0.2, Re = 2.0, Pr=0.71, Ec=0.1, Sc =0.6).* 72

Figure VI.8 *Profils de microrotation h (η) pour (Grx =1.0, Gmx = 0.5, Ha = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, Ec = 0.1, Sc = 0.6).* 72

Figure VI.9 *Profils de concentration φ (η) pour (Grx = 0.5, Gmx = 0.5, Ha = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, Ec = 0.5, Sc = 1.0).* 72

Figure VI.10 *Profils de vitesse f'(η) pour (Grx = 0.2, Gmx = 0.2, Ha = 0.2, Re = 1.0, Pr = 0.71, K=1.0, Sc = 0.6, τ=1.0)* 73

Figure VI.11 *Distribution de température Θ (η) pour (Grx=0.2, Gmx=0.2, Ha=0.2, Re=0.5, Pr=0.71, K=1.0, Sc=0.60, τ=1.0).* 74

Figure VI.12 : *Profils de concentration $\varphi(\eta)$ pour (Grx= 0.2, Gmx= 0.2, Ha=0.2, Re=1.0, Pr=0.71, K=0.5, Sc=0.6,τ= 1.0).* 73

Figure VI.13 *Profils de microrotation h (η) pour (Grx = 0.5, Gmx = 0.2, Ha = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, K=1.0, Sc = 0.6, τ= 1.0).* 74

Liste des tableaux :

Tableau	Titre du tableau	Page
	Chapitre II	
Tableau II.1	Comparaison entre les deux méthodes de fabrication	**31**
Tableau II.2	Combinaisons nanoparticules/fluides de base.	**32**
Tableau II.3	Rapport des masses volumiques des différentes nanofluides en fonction de la fraction volumique	**38**

Liste des abréviations :

BVP : Problèmes de valeurs limites

CVD : chemecal vapeur processing

CSt : centistokes

EG : ethylène glycol

MHD : Magnétohydrodynamique

MST : Micro scale thermophoresise

PVD : physical vapeur déposition

Liste de symboles :

Lecture	Désignation	Unité
B_0	*Induction magnétique*	[Tesla]
Cf	*Coefficient de frottement*	[-]
CAs	*Concentration de l'espèce chimique surface A*	[-]
CA	*Concentration de l'espèce chimique surface A à l'infini*	[-]
Dm	*Diffusion magnétique*	[-]
E	*Champ électrique*	[V/m]
f	*Fonction de courant adimensionnelle*	[-]
g	*Accélération gravitationnelle*	[-]
j	*Densité de courant électrique*	[-]
K	*perméabilité*	[-]
L	*Longueur de Paroi*	[m]
M	*Paramètres Magnétique*	[-]
P_r	*Nombre de Prandt*	[-]
R_e	*Nombre de Reynolds*	[-]
S_c	*Nombre de Schmidt*	[-]
t	*Temps*	[s]
T	*Température*	[K]
T_w	*Température de paroi*	[K]
T	*Température du fluide à L'infini*	[K]
u	*Composante adimensionnelle x*	[m/s]

u_0	*Vitesse de référence*	[m/s]
v	*Composante de vitesse selony*	[m/s]
x,y	*Coordonnées cartésienne*	[m]

Lettres grecques :

Lecture	Designation	Unité
D^T	Diffusivité thermique	[m^2/s]
β	Coefficient de dilatation thermique	[L/k]
Δ	Epaisseur de la couche limite Dynamique	[m]
δT	Epaisseur de la couche limite thermique	[m]
ε	Porosité	[-]
ε_0	Permittivité diélectrique	[F/m]
H	Variable de similitude	[-]
Θ	Température adimensionnelle	[-]
M	Viscosité dynamique	[N .s/m]
μ^0	Permébilité magnétique	[H/m]
N	Viscosité cinétique	[m^2/s]
P	Densité	[kg/m^3]
Σ	Conductivité électrique	[S/m]
V	Fonction de courant	[m^2/s]

Introduction générale

Introduction Générale :

La thermophorèse est un phénomène qui entraîne le déplacement de petites particules d'une surface chaude vers une surface froide. Les petites particules, telles que la poussière, lorsqu'elles sont en suspension dans un gaz avec un gradient de température, subissent une force dans la direction opposée au gradient de température.

Ce phénomène a de nombreuses applications pratiques dans l'élimination des petites particules des flux de gaz, dans la détermination des trajectoires des particules de gaz d'échappement des dispositifs de combustion et dans l'étude du dépôt de matière particulaire sur les aubes de turbine. Il a été trouvé que la thermophorèse est le mécanisme de transfert de masse dominant dans le procédé de dépôt chimique en phase vapeur modélisé (MCVD) utilisé dans la fabrication de fibres optiques.

Il est également important compte tenu de sa pertinence pour les accidents postulés par dépôt de particules radioactives dans les réacteurs nucléaires. Au vu de ces différentes applications, Goren [1] a été l'un des premiers à étudier le rôle de la thermophorèse dans l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux incompressible. Il a utilisé le problème classique de l'écoulement sur une plaque plate pour calculer les taux de dépôt et a montré que des changements substantiels dans le dépôt de surface peuvent être obtenus en augmentant la différence entre la température de surface et la température du courant libre.

Epstein et coll. [2] ont étudié le transport thermophorétique de petites particules à travers une couche limite de convection libre adjacente à une surface de dépôt verticale froide dans un fluide visqueux incompressible. Garg et Jayaraj [3] ont étudié le transport thermophorétique de petites particules en flux de convection forcée sur une plaque inclinée.

Opiolka et coll. [4] ont analysé les effets combinés de l'électrophorèse et de la thermophorèse sur le dépôt de particules sur une surface plane. L'effet du transfert de masse de surface sur l'écoulement de convection mixte au-delà d'une plaque perméable plate verticale chauffée avec thermophorèse a été étudié par Selim et al. [5]. Wang [6] a étudié les effets combinés de l'inertie et de la thermophorèse sur le dépôt de particules sur une tranche à surface ondulée.

Les fluides micropolaires sont ceux qui contiennent des micro-constituants pouvant subir une rotation, dont la présence peut affecter l'hydrodynamique de l'écoulement de sorte qu'il

peut être nettement non newtonien. Il a de nombreuses applications pratiques, par exemple, l'analyse du comportement de lubrifiants exotiques, des suspensions colloïdales et la solidification de cristaux liquides, l'extrusion de fluides polymères, le refroidissement d'une plaque métallique dans un bain, du sang animal, des fluides corporels, etc.

Ces types de fluides ont été proposés et modélisés en premier lieu par Eringen [7]. Ces fluides ont été utilisés dans l'écoulement de la couche limite et le transfert de chaleur par de nombreux auteurs pour différentes géométries dans plusieurs conditions physiques, [8-12].

L'étude des effets du champ magnétique sur l'écoulement, la chaleur et le transfert de masse sont relativement peu nombreux lorsque le fluide non newtonien agit comme le soi-disant micro polaire. Ils avaient des applications importantes en physique et en ingénierie telles que les études de plasma, le refroidissement des générateurs MHD de réacteur nucléaire.

A. Ishak et coll. [13] discutent de l'écoulement magnétohydrodynamique d'un fluide micropolaire vers un point de stagnation sur une surface verticale. L'effet de la réaction chimique de premier ordre et du rayonnement thermique sur la chaleur et le flux de transfert de masse du fluide micropolaire MHD dans un cadre de référence rotatif a été étudié par Das [14]. Les effets du rayonnement thermique sur l'écoulement MHD d'un fluide micropolaire sur une surface d'étirement à conductivité thermique variable ont été étudiés numériquement par Mahmoud [15].

Un modèle numérique est développé pour examiner les effets combinés de Soret et Dufour sur la chaleur magnétohydrodynamique à convection mixte et le transfert de masse dans un milieu poreux Darcien saturé de fluide micropolaire en présence de rayonnement thermique, source / puits de chaleur non uniforme et dissipation ohmique est présenté par Pal et Chatterjee [16]. Une solution analytique est dérivée pour l'effet du rayonnement sur l'écoulement d'un fluide magnéto-micropolaire devant une plaque en mouvement continu avec aspiration et soufflage a étudié par Seddeek et al. [17].

Pop et al. [18]. Mahmoud et Waheed [19] ont considéré l'écoulement du point de stagnation MHD d'un fluide micropolaire vers une surface en mouvement avec rayonnement. Abd-El Aziz [20] a étudié les effets du rayonnement thermique sur le flux de convection mixte magnétohydrodynamique d'un fluide micropolaire devant une plaque

semi-infinie en mouvement continu pour des différences de température élevées. Elbarbary et Elgazery [21] discutent du problème de l'écoulement et du transfert de chaleur d'un fluide micropolaire dans un écoulement de stagnation axisymétrique sur un cylindre à propriétés et à aspiration variables. la convection naturelle à partir d'une plaque poreuse verticale chauffée dans un fluide micropolaire est analysée par Chamkha [22].

Le rayonnement thermique est également étudié par Alliche et Bouaziz [23] avec un fluide micropolaire MHD le long d'un cylindre creux vertical mince en convection mixte. Plus récemment, Dero et al. Ont présenté des solutions triples pour une surface à étirement / rétrécissement exponentiel avec un flux nanofluidique micropolaire MHD [24].

Le présent travail traite des effets de la thermophorèse et de la dissipation visqueuse sur l'écoulement hydromagnétique de transfert de chaleur et de masse sur une plaque perméable inclinée adjacente au fluide micropolaire. Les solutions de similarité résultantes des équations gouvernantes sont obtenues.

De nombreux résultats sont obtenus et un ensemble représentatif est affiché graphiquement pour illustrer l'influence des divers paramètres sans dimension. En tant que tel, il est dans l'objectif principal de déterminer l'influence des effets simultanés visés du transfert de chaleur et de masse de la plaque perméable vers le milieu extérieur.

CHAPITRE I

Généralités sur les transferts thermiques et la couche limite

Introduction :

Le transfert thermique est une branche de la physique relative l'une des formes lesplus usuelles de l'énergie : la chaleur. Elle traite de tous les phénomènes liés à sontransfert, entre milieux matériels ou en leur sein, sous l'action de différences de température.

C'est une science qui intègre naturellement les interactions et les couplages entre mécanismes de transfert de chaleur d'une part et phénomènes étudiés dans d'autres champs disciplinaires d'autre part. On peut citer notamment la mécanique des fluides et des solides, le génie des procédés et la chimie.[25]

Il y a 3 types de transfert de chaleur :

- par conduction thermique ou diffusion thermique,
- par convection,
- par rayonnement thermique.

Ce chapitre vise à presenter quelques connaissances sur la convection naturelle.

On s'attache egalement à définir la couche limite et donner des notions associées passant par les nombres sans dimensions et les équations fondamentales.

1.1. Les modes de transfert thermique :

Il est habituel, en transferts thermiques de distinguer trois grandes parties se rattachant chacune à un mode de transfert de la chaleur particulier: conduction, rayonnement et convection, chacun de ces odes étant lui-même lié à un processus physique bien déterminé. En effet, comme l'énergie thermique d'un milieu matériel correspond à l'énergie cinétique de ses constituants fondamentaux ayant une certaine liberté de mouvement, ceux-ci pour rontéchanger tout ou partie de leur énergie thermique, c'est-à-dire gagner ou perdre de l'énergie cinétique: [26]

1.1.1. La conduction :

La conduction est un mode de transfert thermique provoqué par une différence de température entre deux régions d'un même milieu, ou entre deux milieux en contact, et se réalisant sans déplacement global de matière. L'énergie diffuse dans un milieu, la température augmente de proche en proche (par exemple, si une cuillère est dans un plat

chaud et que saqueue dépasse dehors, la chaleur se transmet à la queue de la cuillère par conduction) [27]

1.1.2. Le rayonnement :

Le rayonnement thermique est le mode de transfert par lequel la chaleur passe d'un corps àhaute température à un autre plus froid. Dans lequel l'énergie est protée par des ondes électromagnétiques (par exemple : infrarouge) ou par une désintégration. Ce mode de transfert ne nécessite aucun support matériel et ne fait intervenir ni déplacement de la matière, ni contact entre les objets ou les milieux échangeant de l'énergie[28]

1.1.3. La convection :

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la

conduction de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. [29]

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. [30]

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. [31]

Une modélisation simplificatrice de ce phénomène peut être trouvée dans la loi de

Newton citée ci-dessous : [32]

$$\varphi = h(T_W - T_f) \qquad \text{(I. 1)}$$

●Où T_w=température de la paroi.

●T_F=Température du fluide.

●φ=Densité de flux thermique ($W.m^{-2}$)

●h=coefficient d'échange superficie.

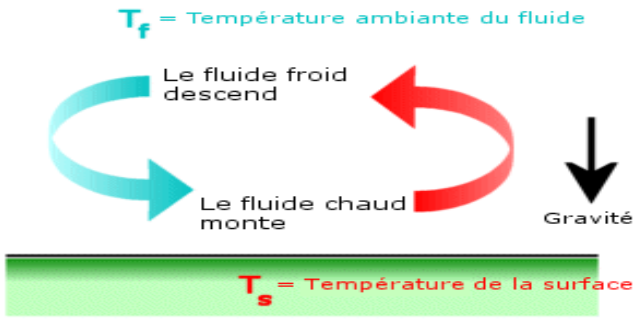


Figure I.1 : transfert de chaleur par convection[31]

1.2. Les differents types de convection :

Il y a deux types de convection :

- convection naturelle
- convection forcée

1.2.1. La convection naturelle :

La convection libre ou naturelle si le mouvement du fluide n'est dû qu'à des variations de la masse volumique. Ces gradients de masse volumique sont le moteur de l'écoulement du fluide. Est basé sur le fait qu'il y'a déplacement de matière : il ne concerne donc que les fluides (liquides et gaz). Contrairement à la conduction où le transfert de chaleur se fait « par contact » Ainsi, la compréhension des mécanismes de convection naturelle est importante pour accéder à des modélisations, et donc des prédictions, des effets sur l'environnement (et par là même dans les équipements) [33]. Dans ce type de convection le mouvement résulte de la variation de la masse volumique du fluide avec la température ; cette variation crée un champ de forces gravitationnelles qui conditionne les déplacements des particules du fluide ;[34]

- **Applications de la convection naturelle :**

Les applications de convection naturelle sont nombreuses :

- Chauffage d'une maison
- Formation de courants océaniques
- Formation des vents dans l'atmosphère.[34]

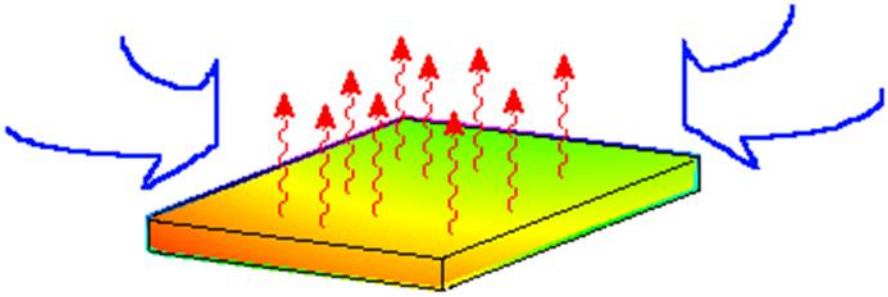


Figure I.2 : schéma de la convection naturelle [33].

3.2. La convection forcée :

La convection forcée se produit le mouvement à cause d'un procédé mécanique, indépendant des phénomènes thermiques par exemple une pompe ou un ventilateur 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 del'écoulement des fluides. [35]

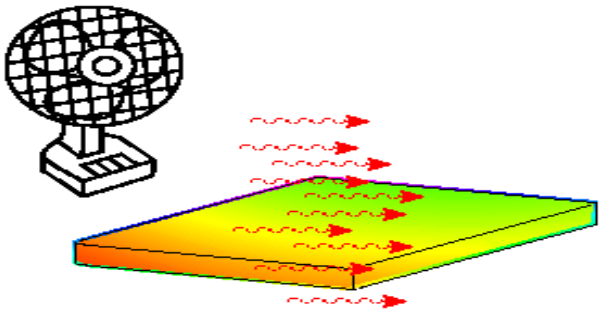


Figure I.3 : schéma de la convection forcée[35]

I.3. Le coefficient de transfert thermique par convection :

Selon la loi de Newton sur le refroidissement, le taux de transfert thermique entre une surface à une température Ts et un fluide environnant à une température T_f est représenté par l'équation :

$$\varphi convection = hA(T_s - T_f) \quad \text{(I. 2)}$$

L'unité du coefficient de transfert thermique h est W/m_2.K. Le coefficient h n'est pas unepropriété thermodynamique. Il représente une corrélation simplifiée à l'état de fluide et aux conditions de flux et est, pour cette raison, souvent appelé une propriété de flux. La convection est liée au concept d'une couche limite constituant une couche mince de transition entre une surface supposée adjacente aux molécules stationnaires et le flux de fluide environnant (voir Figure I.4) [36].

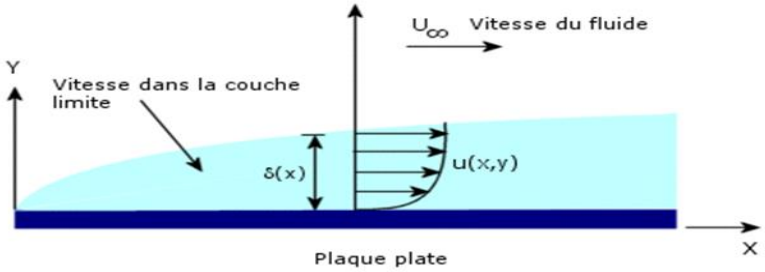


Figure I.4 : gradient vitesse dans la couche limite [36].

1.4. la couche limite en convection naturelle :

1.4.1. Concept de la couche limite

Le concept de la théorie de la couche limite a été introduit par Prandtl en 1904, qui a conçu et qui a donné l'idée d'une couche caractéristique des fluides dans la région juste près d'une frontière solide. Il a proposé que même pour une très faible viscosité, la condition d'adhérence devait être satisfaite à la limite solide (ce qui implique que la vitesse du fluide à une frontière solide soit la même que celle de la frontière elle-même [37]). Ce concept donne naissance à la mécanique des fluides moderne [38].

I.4.2. Définition de la couche limite :

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. Elle est un élément important en mécanique des fluides, (aérodynamique, hydrodynamique), en météorologie, en océanographie, etc.

La définition même de la couche limite réside dans le fait qu'elle représente la région de l'écoulement où les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels (en termes d'ordre de grandeur). Ce n'est en effet pas le cas loin de la paroi, où l'écoulement est alors dit « d'Euler », et où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir. Un fluide parfait est par définition non conducteur et à ses coefficients de Lamé nuls (c'est-à-dire pas de viscosité). On définit en général l'épaisseur de la couche limite telle que :

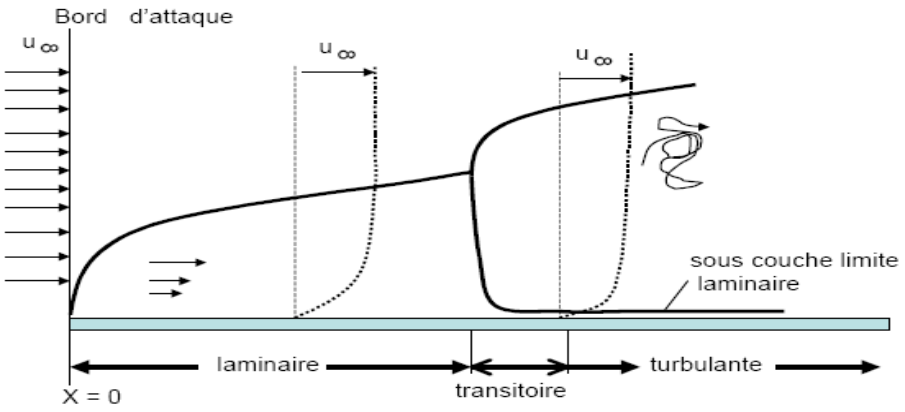
$$u(\delta(x)) = 0.99u_e \qquad \text{(I. 3)}$$

Avec :

u_e : La vitesse uniforme de l'écoulement sans obstacle.

$\delta(x)$: L'épaisseur de la couche limite en fonction de x.

Le profil de vitesse au sein de la couche limite dépend de sa nature laminaire ou turbulente .L'endroit où se produit la transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent dépend du nombre de Reynolds et de la géométrie de l'écoulement [39].



Fugure 1.5 : écoulement de couche limite sur une plaque plan [39].

1.4.3 Description de la couche limite :

Lorsqu'un fluide réel s'écoule le long d'une paroi supposée fixe, les vitesses sur la paroi sont nulles ; à l'infini, loin de l'obstacle, elles sont égales à la vitesse de l'écoulement non perturbé. Sur une normale à la paroi la vitesse doit donc dans tous les cas varier entre 0 et un maximum. La loi de variation dépend de la viscosité du fluide qui induit un frottement entre les couches voisines : la couche la plus lente tend à freiner la couche la plus rapide qui, en retour, tend à l'accélérer. Dans ces conditions, une forte viscosité égalise au maximum les vitesses. Au contraire, si le fluide est peu visqueux, les différentes couches sont beaucoup plus indépendantes : la vitesse à l'infini se maintient jusqu'à une courte distance de l'obstacle et il y a une variation plus forte des vitesses dans la petite épaisseur de la couche limite Dans le premier cas, il faut utiliser les équations générales du fluide visqueux. Dans le Second, on peut utiliser dans la couche limite des équations simplifiées complétées par Des résultats expérimentaux. Les équations, également plus simples, du fluide parfait Appliquées au-delà de la paroi « engraissée » par la couche limite fournissent les conditions aux limites pour le calcul. En fait, ce n'est pas la viscosité elle-même qui intervient. Comme toujours en mécanique des fluides, c'est un nombre sans dimension qui caractérise le phénomène : le nombre de Reynolds. Celui-ci décrit le rapport des forces liées à la vitesse aux forces de frottement. Ainsi, au lieu d'augmenter la viscosité, on peut obtenir un phénomène semblable en diminuant la vitesse ou les dimensions de l’obstacle. [40]

I.5.Convection laminaire et convection turbulente :

L'étude de la convection de la chaleur nécessite l'étude préalable des lois d'écoulement du fluide. Deux types d'écoulement sont à envisager dans chaque cas concret, un écoulement laminaire dans lequel les filets gazeux s'écoulent parallèlement sans se mélanger et un écoulement turbulent dans lequel, en chaque point, à la vitesse d'ensemble se superposent des fluctuations aléatoires de vitesse à l'échelle macroscopique.

Il est toujours possible d'écrire l'équation de transmission de la chaleur au sein du fluide, jusqu'à la paroi, chaque fois que la loi d'écoulement est connue. Mais, en fait, la résolution

de cette équation n'est possible que dans des cas simples physiquement définis : convection le long d'un plan on d'un obstacle profilé, convection dans un conduit circulaire en régime dynamique établi.

L'auteur donne les formules simples relatives à ces cas concrets. En revanche, chaque

fois que le régime d'écoulement n'est pas établi, les lois de vitesse très compliquées interdisent toute résolution mathématique rigoureuse de l'équation de la chaleur.

On est alors réduit à des simplifications assez grossières fixant les ordres de grandeur

des échanges thermiques. Le problème des obstacles non profilés est également abordé; ici encore le calcul est inopérant, faute de connaître les lois du sillage en aval de l'obstacle;

l'expérience permet toutefois d'obtenir le graphique universel fixant les échanges thermiques. [41]

I.6. Écoulement laminaire et turbulent :

On dit qu'un écoulement est laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se

fait de façon régulière et ordonnée. L'écoulement est turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide.

L'une des premières analyses de la transition d'un régime laminaire vers la turbulence basée sur des observations d'écoulements en conduit cylindrique effectuées par Reynold sen 1883.Une étude systématique du régime d'écoulement a été réalisée en fonction des différents paramètres intervenant dans le problème : la masse volumique du fluide, la viscosité, la géométrie de la conduite, etc. Reynolds a montré que la transition du régime laminaire au régime turbulent ne dépend pas séparément de chacun des paramètres mais d'une seule grandeur les regroupant tous .[42]

I.7.Définition des épaisseurs de la couche limite bidimensionnelle :

Pour étudier l'écoulement dans la couche limite, on utilise le système de coordonnées

curvilignes qui suit le périmètre de la section droite d'un obstacle cylindrique. La position d'un point M dans la couche limite est définie par son ordonnée relevée sur la normale PM à la paroi Figure (I.6) et par l'abscisse curviligne x du point P, relevé suivant le périmètre à partir du point O.

La vitesse en M a pour seules composantes u et v. Sur la surface ; en y = 0, u = v = 0,

par convention, on définit l'épaisseur de couche limite δ comme correspondant à une

composante u égale à 0.99Ue ,Ue étant la composante de la vitesse du fluide libre à l'aplomb de P.

On admet que la composante v est partout petite devant u et que les dérivées par rapport à x sont petites devant celles par rapport à y : ceux sont les hypothèses de couche limite. [39]

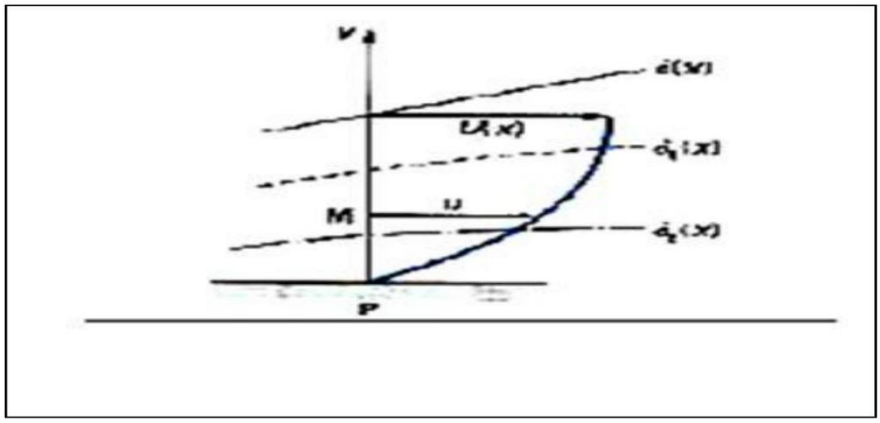


Figure I.6: Conventions de notation de la couche limite Fuhrmann G. (1911). [39]

I.8. La couche limite laminaire sur une plaque plane :

D'après la Figure I.7, on peut voir une couche mince autour de la plaque où la vitesse est considérablement plus faible jusqu'une certaine distance de la paroi. L'épaisseur de cette couche augmente le long de la plaque. La distribution de la vitesse dans cette couche limite est représentée schématiquement dans la Figure I.8, où la dimension dans la direction transversale est considérablement agrandie.

Au bord d'attaque, il existe une distribution de vitesse constante perpendiculaire à la plaque. Lorsque la distance par rapport au bord d'attaque augmente, la couche devient plus importante à cause du frottement des particules avec la paroi. L'épaisseur de la couche limite δ(x) est donc une fonction qui augmente de manière monotone avec x. Cependant, il doit être signalé que le concept d'épaisseur de couche limite δ a été introduit d'une manière artificielle. Pour la couche limite laminaire sur une plaque à incidence nulle, nous avons : [39]

$$\delta_{99}(x) = 5\sqrt{\frac{\nu_x}{u_\infty}} \qquad \text{. (. I. 4)}$$

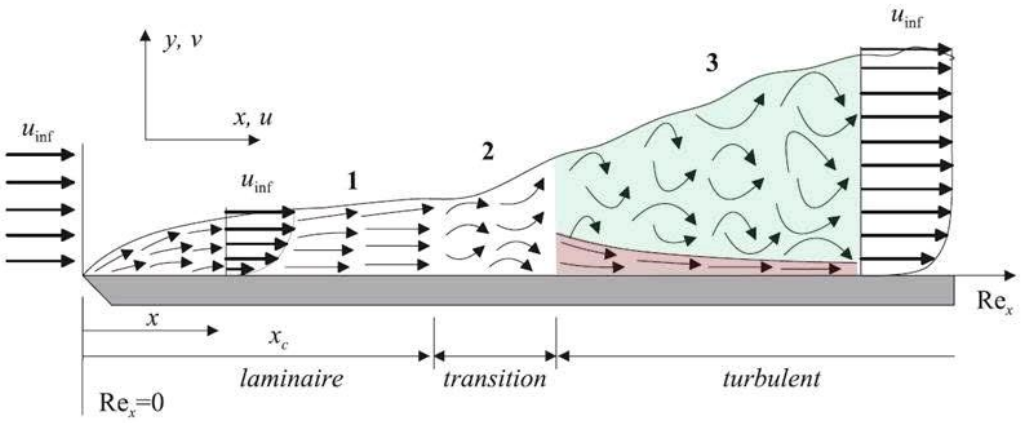


Figure I.7: Couche limite sur une plaque plane A incidence nulle, Zijnen, B.G. (1924). [39]

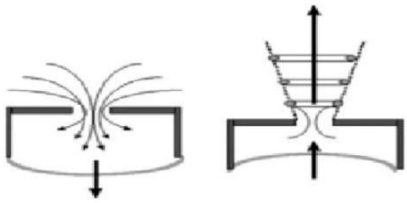


Figure I. 8 : Schéma d'un jet synthétique. [39]

I. 9. Les types de la couche limite:

I.9.1. La 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.[43]

On distingue deux types de couche limite dynamique :

I.9.1.1. La 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

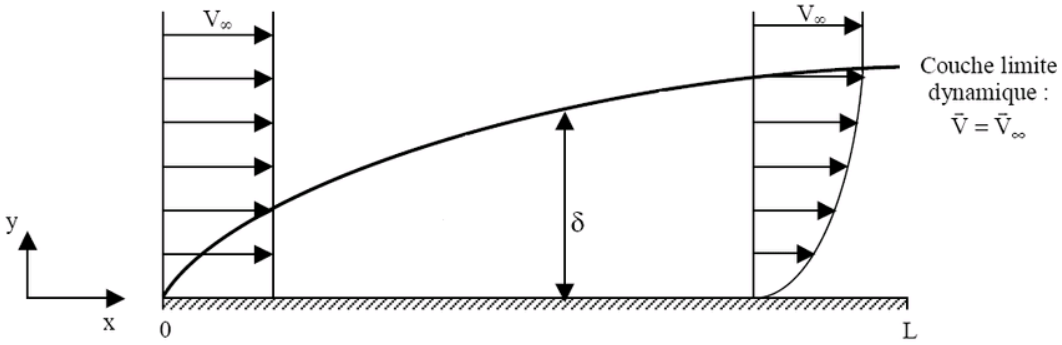


Figure I.9: dévalement d'une couche limite dynamique de long d'une plaque plane. .[43]

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

I.9.1.2. La 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. .[43]

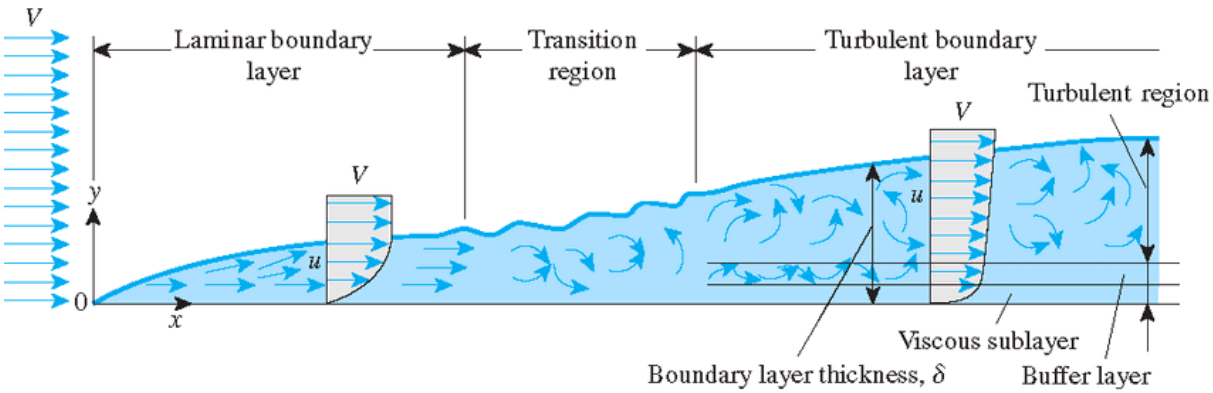


Figure I. 10: Délimitation des zones de couche limite dynamique .[43]

On remarque qu'il existe une délimitation entre les deux zones précédemment

définies que l'on nomme zone de transition.[43]

I.9.2. La couche limite thermique :

Lorsqu'un fluide, de température , s'écoule sur une paroi à température , des

échanges thermiques s'établissent. Les particules du fluide s'échauffent ou se refroidissent au contact de la paroi. Ces particules échangent de la chaleur de proche en proche avec leurs voisines et un gradient de température. [44]

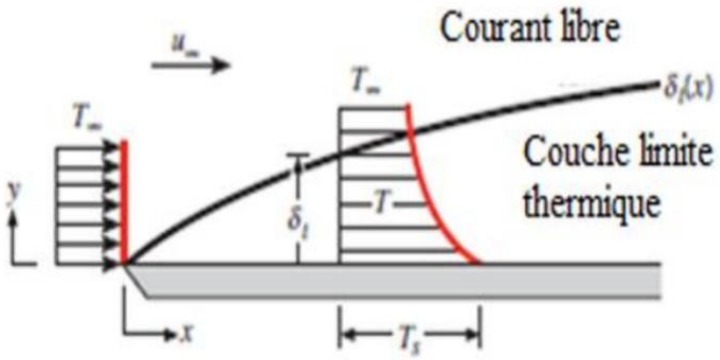


Figure I.11: Couche limite thermique sur une plaque plane. [20].

I. 9.3. La 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 { la surface de ce corps et dans le courent libre sont différents.

Considérons un mélange binaire dès l'espaces A et B { la surface est, et est C_A, (w)

égale à au C_A 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, [43].

par : $$\frac{C_A - C_A(\delta_C)}{C_{A,\omega} - C_{A,\infty}} \qquad \text{(I. 5)}$$

Ou bien par $$\frac{P_{A,\omega} - P_A}{P_{A,\omega} - P_{A,\infty}} \qquad \text{(I. 6)}$$

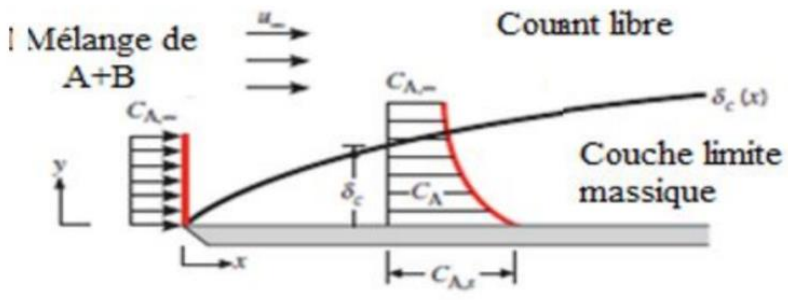


Figure I.12: développent d'une couche limite massique le long d'une plaque plane [43].

I.10. Les paramètres caractéristiques de la couche limite :

I.10.1. Epaisseur de la couche limite δ :

On définit conventionnellement l'épaisseur de la couche limite δ comme la distance à la paroi telle que [45] :

$$\frac{u(x,\delta)}{u_e(x)} = 0.99 \tag{I.7}$$

I.10.2. Epaisseur de déplacement δ_1 :

L'épaisseur de déplacement δ_1 caractérise la perte de débit massique au travers d'une section de la couche limite par rapport au cas de l'écoulement de fluide parfait incompressible [45]:

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \tag{I.8}$$

I.10.3. Epaisseur de quantité de mouvement δ_2 :

L'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 caractérise la perte de quantité de mouvement dans la couche limite par rapport au cas d'écoulement de fluide parfait [45]:

$$\delta_2 = \int_0^{\delta} \frac{u}{u_e}\left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \tag{I.9}$$

I.10.4. Le facteur de forme H :

On définit également le facteur de forme comme le rapport de ces deux dernières grandeurs.

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$$

il permet de décrire l'évolution de la couche limite [45]

I.10.5. La force de frottement :

La force de frottement est liée à la contrainte de cisaillement pariétale donné par [46]:

$$\tau_p = \left(u \frac{du}{dy} \right)_{y=0} \quad \text{(I.10)}$$

I.10.6. Le coefficient de frottement :

La contrainte de cisaillement pariétale peut être normalisée par la pression dynamique, on obtient ainsi un coefficient sans dimension dit coefficient de frottement local [46] :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}.\rho\, U_e} \quad \text{(I.11)}$$

I.11. Les grandeurs sans dimension:[47]

Une grandeur adimensionnelle est une quantité utilisée pour décrire une propriété physique sans la dimension ou l'unité explicite d'une expression. Il se compose du produit ou du rapport taille/dimension de sorte que le rapport unitaire soit égal à1.

Ces grandeurs sans dimension sont utilisées pour expliquer les phénomènes de transport, notamment en mécanique des fluides Utilisez la similarité des modèles à l'échelle ou la théorie des modèles à l'échelle pour construire une interprétation des résultats des tests. On les appelle nombres sans dimension, nombres sans dimension ou nombres caractéristiques.

I.11.1. Le nombre de Reynolds :

Représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Ce nombre sans dimension apparaît naturellement en adimensionnant les équations de Navier-Stokes. On le définit de la manière suivante : [47]

$$\mathrm{Re} = \frac{u_0 L}{\nabla} \quad \text{(I.12)}$$

I.11.2. Le nombre de Prandlt :

Le rapport de la viscosité cinématique ν et la diffusivité thermique α caractérise l'importance relative des effets thermiques et visqueux, Ce nombre porte le nom de Ludwig Prandtl, physicien allemand : $\mathrm{Pr} = \nu / \alpha$

Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Un nombre de Prandtl élevé indique que le profil de

température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un nombre de Prandtl faible indique que la conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'effet sur le profil de température. [47]

I.11.3. Le nombre de Peclet :

Est un nombre sans dimension utilisé en transfert thermique et en transfert massique. Il représente le rapport de deux temps caractéristiques : celui du transfert par convection et celui du transfert par conduction (ou par diffusion pour les transferts massiques). Il est équivalent au produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl dans le cas du transfert thermique. [47]

Ce nombre porte le nom d'Eugène Péclet, physicien français:

$$P\,\mathrm{e} = \frac{u_0 L}{\alpha} = \mathrm{Re} \times \mathrm{Pr} \qquad \text{(I.13)}$$

I.11.4. Le nombre de Grashof :

Est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides pour caractériser la

convection naturelle dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Ce nombre porte le nom de Franz Grashof, ingénieur allemand. On le définit de la manière suivante : [47]

$$Gr = \frac{g\,\beta\theta L^3}{\nabla^2} \qquad \text{(I.14)}$$

I.12.5. Le nombre de Shmidt:

Le nombre de Schmidt est défini comme le rapport de la diffusivité du moment

(viscosité cinématique) et de la diffusivité de la masse. Il est utilisé pour caractériser les écoulements de fluide dans lesquels se produisent simultanément des processus de convection par diffusion du moment et de la masse. [47]

Le nombre de Schmidt décrit le transfert de masse en masse, il est défini par :

$$sc = \frac{\nu}{D} = \frac{\mu}{\rho.D} \qquad \text{(I. 15)}$$

Avec :

ν:La diffusivité du moment (viscosité cinématique) [m^2 / s].

μ:La viscosité dynamique [Ns / m^2].

D : La diffusivité de masse [m^2/ s].

ρ:La densité [kg / m^3].

I.11.6. Le nomber de Rayleigh :

Est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides et caractérisant le

transfert de chaleur au sein d'un fluide : inférieur à une valeur critique de 2000, le transfert s'opère essentiellement par conduction, tandis qu'au-delà de cette valeur c'est la convection naturelle qui devient importante. On peut le définir comme le produit du nombre de Grashof, reliant les effets de la force gravifique à la viscosité du fluide, et du nombre de Prandtl. Ce nombre porte le nom de Lord Rayleigh, physicien anglais. On le définit de la manière suivante : [47]

$$Ra = \frac{g\beta H^3 (T_H - T_L)}{\nabla \alpha} = Gr.\Pr \qquad \text{(I.17)}$$

I.11.7. Le nombre de Nusselt :

Est un nombre adimensionnel utilisé dans les opérations de transfert thermique. Il représente le rapport entre le transfert thermique convectif et le transfert thermique conductif à travers une interface (souvent fluide/solide). Si la conduction est le principal mode de transfert, alors le nombre de Nusselt sera de l'ordre de l'unité. En cas de présence de convection (due par exemple au déplacement d'un fluide en régime turbulent), le transfert thermique s'effectuera principalement par déplacement du fluide et aura pour conséquence de faire tendre le nombre de Nusselt vers l'infini. On le définit de la manière suivante : [47]

Nu=Hh/k (I.18)

I. 11.8. Le nombre de Hartmann (effet Magnétohydrodynamique) :

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

$$Ha^2 = \frac{B_0^2 L^2 \sigma_e}{\mu} \quad \text{(I.19)}$$

I.12. Les équations fondamentales :

Dans le cas d'un fluide Newtonien en écoulement bidimensionnel, incompressible et permanent, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (équations de Navier- Stokes) s'écrivent comme suit [48]:

I.12.1. Equation de continuité :

L'équation de continuité est une affirmation sur la conservation de la masse. Il exprime le fait que, par unité de volume, la somme de toutes les masses entrantes et sortantes par unité de temps doit être égale au changement de masse dû au changement de densité par unité de temps, cela donne [49]:

$$div\vec{q} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{(I.20)}$$

I.12.2. Equation de Navier-Stokes :

Les équations de Navier Stokes proviennent de la conservation de la quantité de mouvement [26] :

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \vec{\nabla}.\delta + \rho f \quad \text{(I.21)}$$

Où

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{q}.\vec{\nabla} \quad \text{(I.22)}$$

Représente la dérivée particulaire; et pour un fluide Newtonien et en tenant compte de l'hypothèse de Stokes, cette équation s'écrit

$$p \frac{D\vec{q}}{Dt} = -\nabla.\delta + u\vec{\Delta}q + \rho f + \frac{u}{3}\nabla(\nabla.\vec{q}) \quad \text{(I.23)}$$

Pour le cas d'un fluide incompressible l'équation précédente devient :

$$p\frac{D\vec{q}}{Dt} = -\nabla.\delta + u\vec{\Delta}q + \rho f \qquad \text{(I.24)}$$

I.12.3. Equations de Prandtl (Equations de la couche limite):

En effet, en comparant les ordres de grandeur des différents termes des équations de Navier-Stokes, Prandtl a montré que plusieurs d'entre eux sont négligeables dans la couche limite. En particulier, la vitesse dans la direction normale à la paroi est négligeable devant la vitesse tangentielle et la variation de la vitesse le long de la paroi est très faible devant la variation de la vitesse dans la direction normale à la paroi. Les équations de Navier-Stokes ainsi simplifiées modélisent l'écoulement du fluide dans la couche limite et sont appelées "équations de Prandtl". Pour un écoulement permanent bidimensionnel incompressible, elles s'écrivent de la manière suivante [50]:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \text{(I. 25)}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x} + v\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \text{(I. 26)}$$

$$\frac{d\rho}{dy} = 0 \qquad \text{(I. 27)}$$

Conclusion :

Le premier chapitre nous a permis de comprendre la nature des transferts thermique zn générale, en plus d'approfondir les notions de base de la couche limite (définition , concept, discription...), et bien compris ses paramètres caractiristiques.

CHAPITRE II

Les fluides Newtoniens et non-newtoniens

Introduction :

Un fluide peut être considéré comme étant une substance formée d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. C'est donc un milieu matériel continu, déformable, sans rigidité et qui peut s'écouler. Les forces de cohésion entres particules élémentaires sont très faibles de sorte que le fluide est un corps sans forme propre qui prend la forme du récipient qui le contient, par exemple: les métaux en fusion sont des fluides qui permettent par moulage d'obtenir des pièces brutes de formes complexes [51].

II.1. Généralités sur les fluides :

II.1.1. Définition de fluide :

Un fluide est un ensemble de particules qui sont maintenues ensemble par de faibles forces de cohésion et les parois d'un récipient ; le terme englobe les liquides et les gaz. La propriété déterminante est que les fluides peuvent changer de forme sans apparaître sans récupérer la forme "originale".[52]

II.1.2. Fluides Newtoniens

Un fluide est dit Newtonien si sa viscosité est indépendante de la contrainte appliquée. Cette catégorie de fluides obéit à la loi de newton

$$\boldsymbol{\tau}=\boldsymbol{\mu}\dot{\boldsymbol{\gamma}} \qquad \text{(II. 1)}$$

dont la représentation graphique donne la courbe d'écoulement figure.II.1.

Le rhéogramme $\tau=(\dot{\gamma})$ d'un tel fluide est donc une droite passant par l'origine, de pente $tg\alpha=\mu$. C'est en général le cas des gaz et des liquides usuels.La viscosité néanmoins dépend d'autres facteurs tels que la température et la pression. Exemples de fluides newtoniens : eau, miel, sirop de sucre de canne…

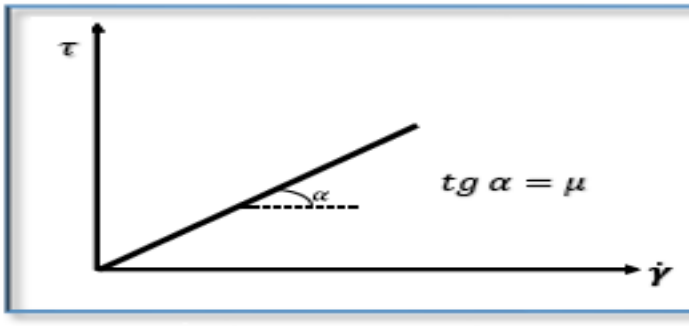


Figure II.1: Courbe d'écoulement ou rhéogramme [53].

II.1.3. Fluides non Newtoniens :

Dans un fluide non-Newtonien, la viscosité dépend de la vitesse de cisaillement Les fluides non newtoniens sont classée on deux catégorie : les fluides indépendants du temps et les fluides dépendants du temps.

II.1.3.1. Fluides non Newtoniens indépendants du temps :

Ce type de fluide obéit à la relation :

$$\boldsymbol{\tau}=\boldsymbol{\mu a}\dot{\boldsymbol{\gamma}} \qquad \text{(II.2)}$$

Où le facteur de proportionnalité $\boldsymbol{\mu a}$est une valeur dépendant de $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$, appelée viscosité apparente [53].

Il existe deux catégories principales de fluide indépendant du temps : Les fluides à contrainte critique et Les fluides sans contrainte critique.

a. Fluides à contrainte critique :

Les fluides à contrainte critique sont des fluides plastiques et leur déformation ne commence qu'à partir d'une certaine valeur de la contrainte τc (seuil d'écoulement) et la relation d'écoulement de ces fluides s'écrit :

$$\tau-\tau c=\mu a\dot{\gamma n} \qquad \text{(II.3)}$$

si $\boldsymbol{\tau}\geq\boldsymbol{\tau c}$

$\dot{\gamma}=0$ si $\boldsymbol{\tau}<\boldsymbol{\tau c}$

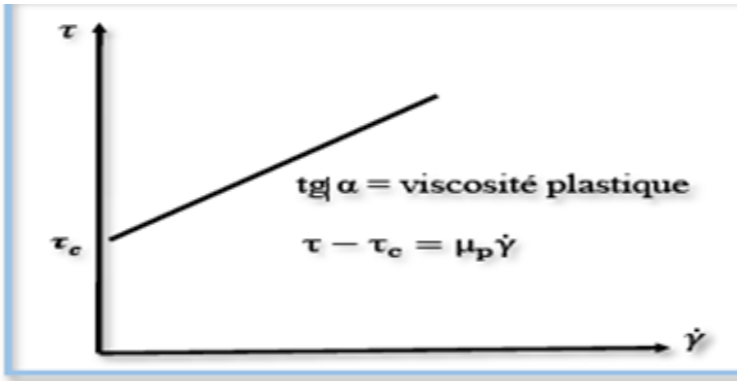


Figure II.2 : Rhéogramme d'un fluide de Bingham [53].

Si n=1, le fluide est appelé fluide de Bingham avec $\mu a = \mu p$ connue sous le nom de viscosité plastique. Sa courbe d'écoulement est représentée sur la figure II.2 àAu-delà du seuil d'écoulement $\boldsymbol{\tau c}$ le liquide se comporte comme un liquide Newtonien. Les exemples les plus classiques sont Les peintures à l'huile, les margarines, certaines graisses, dentifrice.

Si $n \neq 1$, le fluide est appelé fluide Plastique, obéissant à la relation d'HERSCHEL-BULKEY : $\tau - \tau c = k\dot{\gamma}^n$

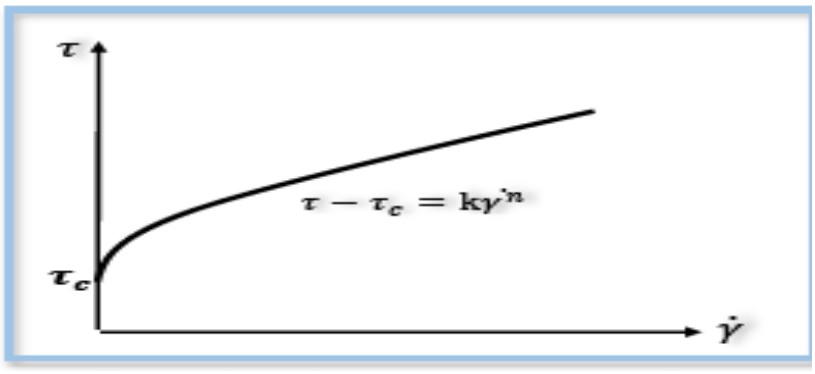


Figure II.3: Rhéogramme d'un fluide plastique [53].

k est appelée ≪consistance≫, et n l'indice d'écoulement.

Au-delà du seuil d'écoulement $\boldsymbol{\tau c}$ le liquide se comporte comme un liquide

plastique fluidifiant figure II.3.

b. Les fluides sans contrainte critique :

OSTWALD a proposé pour représenter les courbes d'écoulement de ces fluides la relation dite loi d'OSTWALD-DE WAELE :

$$\tau = k\dot{\gamma}^{n} \qquad \text{(II..4)}$$

Si $0<n<1$, le fluide est appelé pseudo-plastique ou rhéofluidifiant. Sa courbe d'écoulement est représentée sur la figure II.4 Les principaux fluides présentant un comportement rhéofluidifiants sont : Le savon, les suspensions de détergent, la mayonnaise, les ciments, les pates a papier, le ketchup, le magma et certaines peintures.

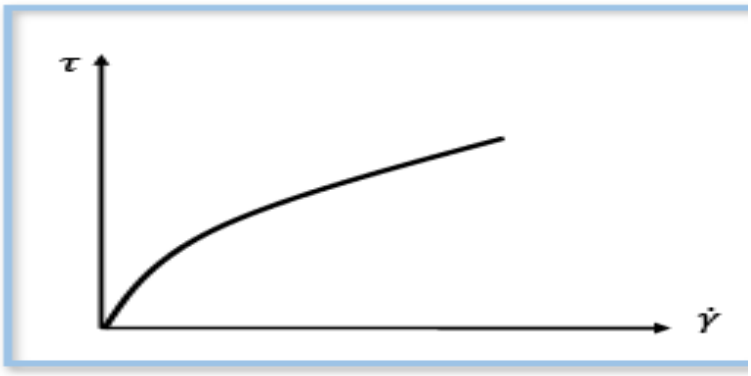


Figure II.4 : Rhéogramme d'un fluide rhéofluidifiant [54].

Si $n>1$, le fluide est appelé fluide dilatant ou rhéoépaississant. Sa courbe d'écoulement est représentée sur la figure II.4.

C'est le cas par exemple d'une suspension concentrée de maïzena.

II.1.3.2. Fluides non Newtoniens dépendants du temps :

La viscosité apparente (μa) mesurée, pour ce type fluides, varie avec le temps.

On distingue deux grandes catégories :

- Les fluides thixotropes
- Les fluides antithixotropes [54].

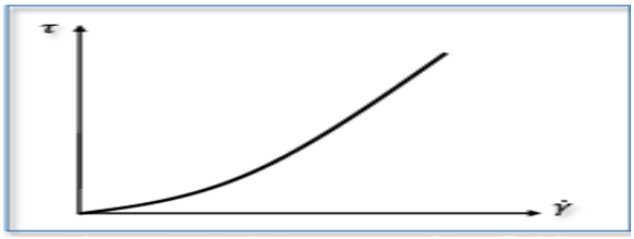


Figure II.5 : Rhéogramme d'un fluide rhéofluidifian [54].

II.2. Généralités sur les nanofluides :

II.2.1. Les nanoparticules :

II.2.1.1. Définition Les nanoparticules :

Le mot nano dans la langue grecque ancienne signifie "Nain" et fait référence à tout ce qui est petit dans le domaine de la science Nano signifie une partie par milliard (un millième de million). Le nanomètre "nm" est utilisé comme unité pour mesurer les longueurs de très petites choses qui n'utilisen pas cette unité pour exprimer les dimensions des diamètres et les mesures des atomes dans le microscope électronique (microscope) tels que les molécules de composes, les cellules et les particules microscopiques comme les bactéries et les virus. C'est aussi un assemblage atomique ou moléculaire de quelques atomes à un million d'atomes qui sont liés entre eux dans une forme presque sphérique avec un rayon de moins de 100 nanomètres, chaque particule a un rayon de 1 nanomètre, quand la taille d'une nanoparticule à l'échelle nanométrique devient une dimension, on l'appelle un petite quantique (Quantum wirll) et si elle a deux dimensions, on l'appelle un fil (Quantum fil) et lorsqu'elle est en trois dimensions appellees (points quantiques), tout changement de dimensions a un effet. [56,57]



Figure II.6 : Comparaison d'objets de la macro-échelle à la nano-échelle [58]

Les Nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des Nanofluids : [55]

Nanoparticules d'oxyde métalliques :

- Oxyde d'aluminium (Al_2O_3)
- Oxyde de cuivre (CuO)
- Oxyde de silicium (SiO_2)
- Oxyde de titane (TiO_2)

Nanoparticules métalliques : [55]

- Aluminium (Al)
- Cuivre (Cu)
- Or (Au)
- Argent
- Silicium

Nanoparticules non métalliques :

- Nanotubes de carbone NTC
- Diamant C

II.2.1.2.Les Types de nanoparticules

Les nanoparticules prend des différentes formes et variées, chacune ayant sa composition ses caractéristiques et dimensions propres. Chacun a des usages qui le distinguent des autres, qui sont classés selon leur forme comme suit :

a. Les nanotubes :

C'est un ensemble de bandes pliées de forme cylindrique, dont une extrémité est ouverte et l'autre fermée de forme semi-circulaire, constituées de matériaux organiques (carbone) et de matériaux inorganiques tels que les oxydes métalliques, Où le diamètre des nanotubes varie de1-100 nanomètres et une longueur d'environ 100 micromètres. Ils ont plusieurs formes : tubes droits et tubes en spirale, tubes enroulés, bambou, coniques.[56]

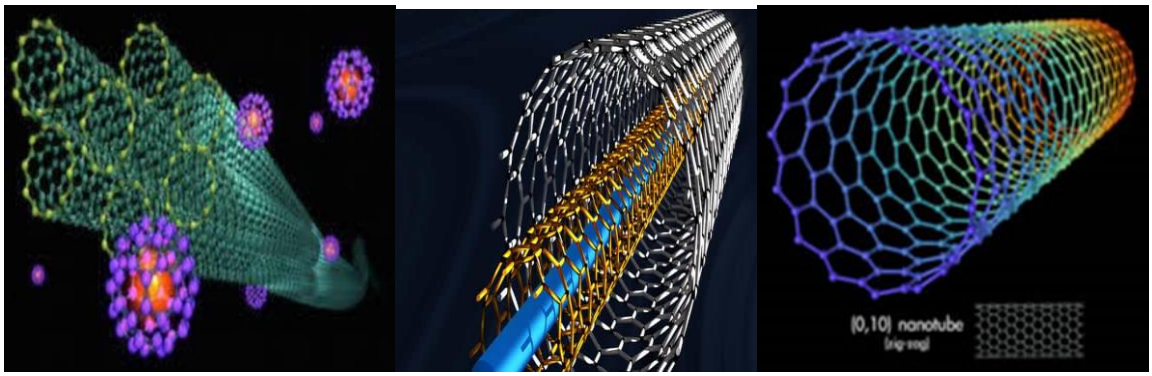


Figure II.7 : Type de nanotubes superposés aux propriétés différentes**.** [56,59]

b. Les nanofils :

Ce sont des fils d'un diamètre inférieur à 1 nanomètre qui ont des longueurs différentes Ce type se trouve dans la nature où il est préparé dans un laboratoire qui dépasse les fils ordinaires, sans électrons à l'intérieur des quels sont quantitativement confinés dans une direction latérale et ont un niveau d'énergie différent de celui trouvé dans les matériaux sensibles. Il a une variété de formes en spirale et symétriques, symétriques à cinq branches.[32]

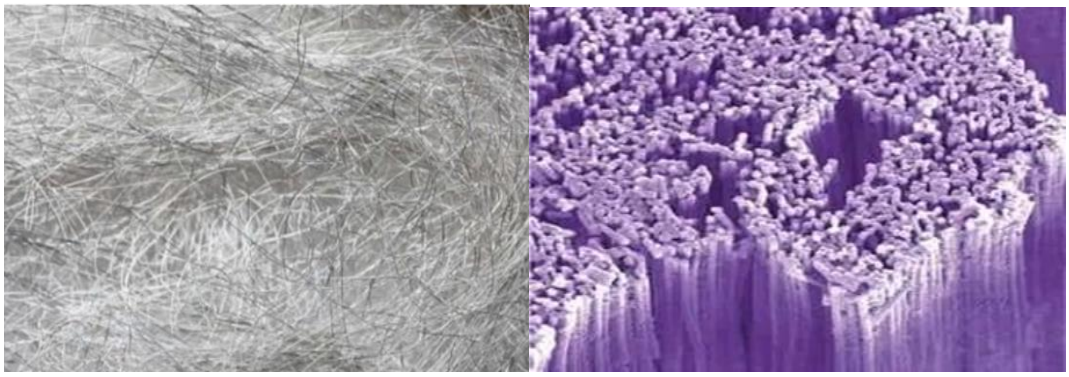


Figure II.8 : Les nanofils et silicium microscopiques **.** [56,59]

c. Les nanofibres :

C'est des fibres faites de polymères, Et le nombre d'atomes de surface est grand par rapport nombre total, ce qui donne aux fibres des propriétés mécaniques telles que la résistance et la dureté qui les qualifient pour une utilisation comme filtres dans la purification des liquides et des gaz, et dans de nombreuses applications médicales.[59]

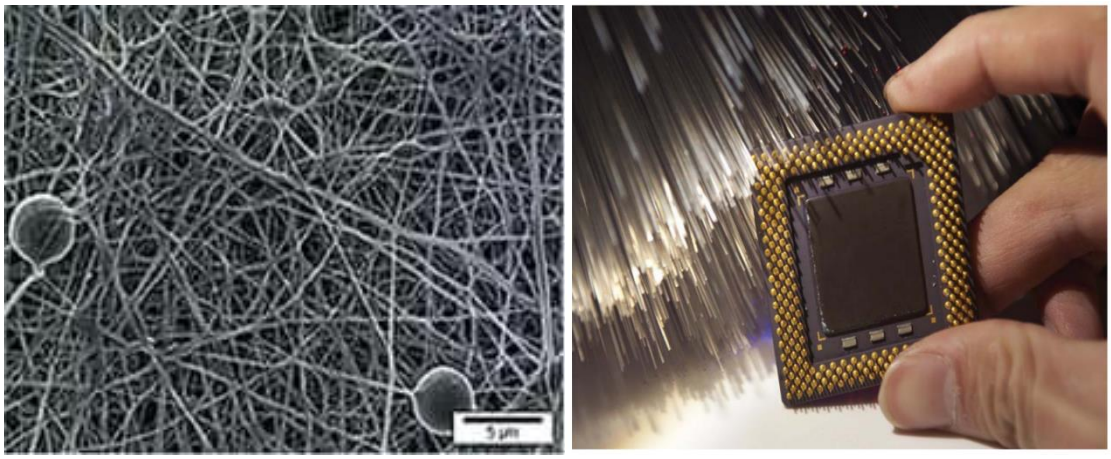


Figure II.9 : Les nanofibres [56,59]

II.2.1.3. Les méthodes de préparation des nanoparticules :

Il existe plusieurs façons de préparation des particules, elles sont divisées en deux méthodes:[35]

- Méthode ascendante Botton-up Route
- Méthode descendante Top-Down Route

a. Méthode ascendante (Botton-up Route method):

Cette méthode se fait en préparant et fabriquant des particules et des Nano structurent, en utilisant des atomes et des molécules simples avec un contrôle direct, et il s'agit de construire des structures atome par atome. C'est applications les plus profondes de la Nano technologie, car la recherche et les études dans ce domaine n'en sont qu'à leurs débuts. Parmi les méthodes de fabrication, on peut citer les suivantes: [59]

- Dépôt physique en phase vapeur PVD « Physical Vapour Deposition PVD »
- CVD par dépôt chimique en phase vapeur « Chemical Vapeur Déposition CVD»
- Faisceau moléculaire axial « hors axe ou supra-axial »
- Processus de conversion par pulvérisation « spray conversion processing»

b.Méthode descendante (Top- Down Route method) :

Cette technique est réalisée en minimisant les particules et les compositions fines, ce qui est la plus précise jusqu'aux particules à l'échelle Nanométrique. Les Nanoparticules sont fabriquées à partir de particules plus grosses en utilisant la sculpture ou le broyage, la fragmentation et d'autres techniques telles que la précision industries électroniques. [59]

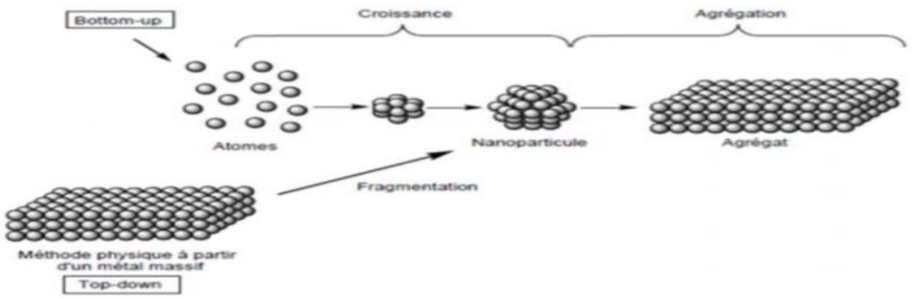


Figure II.10 : Principales voies de synthèses de nanoparticules métalliques (Herbois, 2013) [60].

Tableau II.1 : Comparaison entre les deux méthodes de fabrication. [56]

Botton-up	Top-down
On part d'un atome ou d'une molécule de matière.	On part d'un volume de matière perçu.
Nous les collectons dans une composition de plus en plus grande.	Nous le divisons en parties de plus en plus petites.
Nous atteignons une (1) taille Nanou.	On atteint une taille d'environ cent (100) Nanomètres.
La substance résultante acquiert de nouvelles propriétés qui ne sont pas présentes dans les matériaux dans sa taille normale.	La substance résultante acquiert de nouvelles propriétés qui ne sont pas présentes dans le matériau dans sa taille normale

II.2.2. les nanofluide :

II.2.2.1. Définition du nanofluide :

C'est un fluide qui a acquis de nouvelles propriétés supplémentaires, lorsque des nanotubes de carbone sont ajoutés à un fluide, les propriétés de conductivité électrique et thermique de ces matériaux augmentent. Aussi, l'amélioration des propriétés optiques, mécaniques et électriques, est obtenue en mélanger un fluide classique tel que l'eau, l'huile, l'éthylène glycol, etc……. avec certains Nano matériaux. Le choix du liquide est important pour le nanofluide car il permet d'assurer la stabilité des particules dans le temps et d'éviter les agglomérations, Le liquide est choisi en fonction de la nature des nanoparticules [56] **:**

- Eau
- Éthylène glycol, EG.
- R 12 (liquide).
- R 134 (liquide).

II.2.2.2. Préparation des nanofluides :

Le Tableau II.3.2.2 regroupe une liste non exhaustive de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base. Il existe principalement deux méthodes de production de nanofluides, à savoir la technique en deux étapes et la technique en une étape.

Tableau II.2 : Combinaisons nanoparticules/fluides de base. [61]

	Acétone	**Eau**	**Ethylène Glycol**	**Huile**	**Toluène**	**Décène**	**Ethanol**
Ag		X		X			
AIN							X
Au		X			X		
$Al_{70}Cu_{30}$			X				
Al_2O_3		X	X	X			
Bi_2Te_3							
C (diamant)		X					
C (graphite)		X		X			
C (NTC)		X		X		X	
C (fullerène)				X	X		
Cu	X	X	X	X			
CuO		X	X				
Fe			X				
MgO		X	X	X			
SiC		X					
SiO_2		X	X				
TiO_2		X	X				
WO_2			X				
ZrO_2		X					

a. Méthode a deux étapes :

La méthode en deux étapes est la méthode la plus utilisée pour la préparation des nanofluides. Les nanoparticules, les nanofibres, les nanotubes ou d'autres nanomatériaux utilisés dans cette méthode sont d'abord produits sous forme de poudres sèches par des procédés chimiques ou physiques. Ensuite, la poudre nano-saturée sera dispersée dans un fluide dans la deuxième étape de traitement à l'aide d'une agitation intensive de la force magnétique. La technique en deux étapes est avantageuse lorsque l'on considère la production de nanoparticule de masse important. En raison de la difficulté à préparer des nanofluides stables par une méthode en deux étapes, plusieurs techniques avancées sont développées pour produire des nanofluides, y compris la méthode en une étape.

b. Méthode en une étape :

Cette méthode, combine la production de nanoparticules et la dispersion des nanoparticules dans le fluide de base en une seule étape. Le processus en une étape consiste à produire et à disperser simultanément les particules dans le fluide. Dans cette méthode, les processus de séchage, de stockage, de transport et de dispersion des nanoparticules sont évités, de sorte que l'agglomération des nanoparticules est minimisée et la stabilité des fluides augmente. Les processus en une étape peuvent préparer des nanoparticules uniformément dispersées, et les particules peuvent être suspendues de manière stable dans le fluide de base. La méthode physique en une étape ne peut pas synthétiser les nanofluides à grande échelle, et le coût est également élevé. Les caractéristiques de dispersion des nanofluides produits avec des techniques en une étape sont meilleures que celles produites avec la technique en deux étapes. Le principal inconvénient des techniques en une étape est qu'elles ne sont pas adaptées à la production de masse, ce qui limite leur commercialisation. Diverses techniques chimiques et physiques sont donc disponibles pour élaborer des nanoparticules. Le choix d’une méthode de synthèse est dicté par l’utilisation finale des nanoparticules.

c. Méthodes physiques :

La méthode la plus simple consiste à subdiviser un matériau jusqu’à l’échelle nanométrique. Toutefois, cette méthode présente d’importantes limitations car elle ne permet pas un contrôle précis des distributions de taille. Afin d’obtenir un meilleur contrôle de la taille et de la morphologie, on peut utiliser d’autres méthodes physiques plus

sophistiquées comme : – La pulvérisation d'un matériau cible, par exemple à l'aide d'un plasma (Pulvérisation cathodique), ou d'un faisceau laser intense (Ablation laser).

H. Sakuma et K. Ishii [62] ont ainsi synthétisé des nanoparticules magnétiques de Co-Pt et Fe de taille 4 à 6 nm ; – Le chauffage à très haute température (Evaporation thermique) d'un matériau de manière que les atomes qui le constituent s'évaporent. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules [63].

En général, les méthodes physiques nécessitent un matériel coûteux pour un rendement en nanoparticules souvent très limité. Les nanoparticules ainsi synthétisées sont la plupart du temps déposées ou liées à un substrat.

d. Méthodes chimiques :

Aujourd'hui un grand nombre de méthodes de synthèse par voie chimique sont disponibles et présentent l'avantage d'être en général simples à mettre en œuvre et d'être souvent quantitatives et peu coûteuses. Ces méthodes permettent d'obtenir des particules avec une distribution de tailles relativement étroite et de morphologies variées.

Comme dans le cas de la voie physique, les nanoparticules peuvent être synthétisées sous deux formes : libres à l'état de poudre relativement facile à disperser dans un liquide ouun gel hôte, ou enrobées dans une matrice solide (Silice mésoporeuse par exemple) ou un polymère. Nous citons ici les méthodes chimiques les plus couramment utilisées :

▪ **Décomposition de précurseurs organométalliques :**

L'utilisation de précurseurs organométalliques permet d'élaborer différents systèmes de nanoparticules. Le procédé repose sur la décomposition, dans un solvant organique judicieusement choisi, d'un composé organométallique, dans lequel le métal est généralement à bas degré d'oxydation. Ceci permet d'éviter l'emploi de réducteurs chimiques puissants qui engendrent souvent des impuretés qui s'adsorbent à la surface des particules et sont difficiles à éliminer. La décomposition est réalisée par élimination des ligands de coordination. Cette élimination se fait en général par chauffage. D. K. Lee et al**.** [64] ont élaboré des nanoparticules de 13 nm de Cobalt et de Fer par décomposition thermique de $COCl_2$ et $FeCl_2$, en présence de polymères organiques.

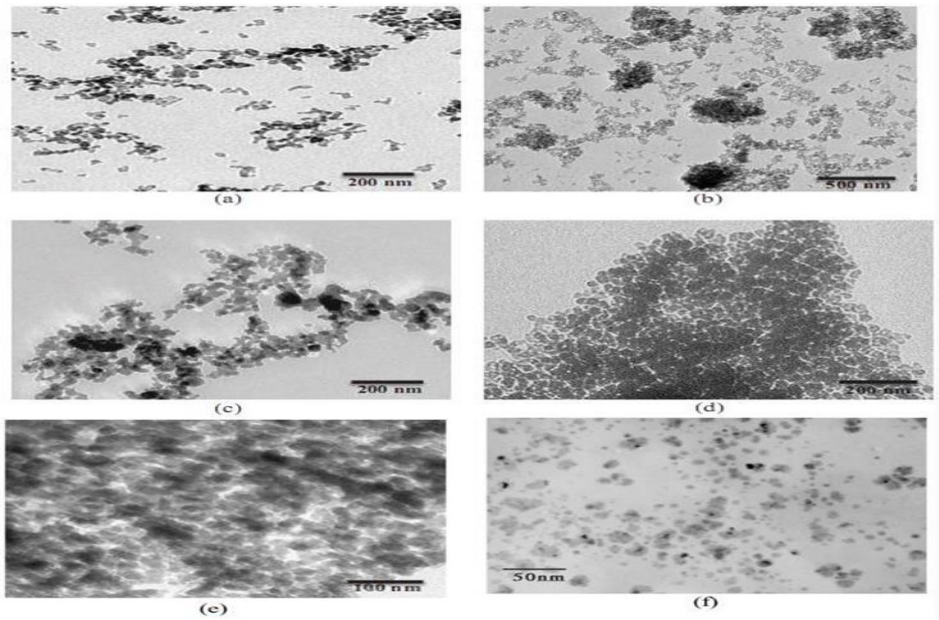


Figure II.11: Image de : a) Al_2O_3 (13 nm), b) Al_2O_3 (50 nm), c) TiO_2 (21 nm), d) SiO_2 (5~15 nm), e) SiO_2 (10~20 nm) et f) Cu nanoparticules dispersé dans l'eau. [65]

▪ **Voie radiolytique :**

Le principe de la synthèse radiolytique des nanoparticules consiste à réduire des ions métalliques en solution au moyen d'espèces produites (Généralement des électrons) par radiolyse. Dans de telles solutions, les ions métalliques en solution sont en concentration suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'effet direct des rayonnements sur ces ions.

La synthèse peut donc se décrire en deux parties (i) la radiolyse du solvant, et (ii) les réactions de réduction des ions métalliques par les espèces produites par radiolyse suivies par la coalescence des atomes produits. R. Benoit et al. [66]

II.2.2.3. Domaines d'applications des nanofluides :

Les nanofluides peuvent être employés pour améliorer le transfert de chaleur et l'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermiques. Dans cette section, quelques exemples d'applications seront présentés tel que le transport, la micro-électronique, la défense, le nucléaire, l'espace, et la biomédicale.

a. Refroidissement des systèmes thermiques :

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau, sont utilisés comme liquide de refroidissement dans les moteurs des véhicules. L'addition des nanoparticules dans ces liquides ce dernier

améliore le taux de refroidissement. Ce point est étudié par plusieurs groupes de chercheurs, Tzeng et al. [69] ont dispersé les nanoparticules de CuO et Al_2O_3 dans l'huile de refroidissement du moteur de transmission. Dans une autre application, Zhang et Que [70] ont rapporté une étude pour réduire l'usure (lubrification) à l'aide des nanoparticules, et améliorer les propriétés tribologiques, et la résistance à l'usure avec la réduction du frottement entre les éléments mécaniques mobiles.

b.Refroidissement des systèmes électroniques :

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluides de refroidissement. Pour cela plusieurs études ont été effectuées. Tsai et al. [71] ont employé un nanofluide à base d'eau pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur. De leur côté, Ma et al. [72] ont étudié l'effet du nanofluide sur les possibilités de transport de la chaleur d'un caloduc d'oscillation, ils ont prouvé qu'à la puissance d'entrée de 80 W, et seulement pour une concentration volumique de φ=1%, la différence de température entre le vaporisateur et le condensateur est de 16.6 C°.

c. 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 élevés (q >500 à 1000 W/cm^2) [67], 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.

d. Refroidissement des systèmes spatiaux :

Pour les applications dans l'espace, You et al., Vassallo et al. [73,74] ont effectué des études pour montrer que la présence des nanoparticules dans le fluide de refroidissement en électronique générale joue un rôle très important dans les applications de l'espace où la densité de puissance est très élevée.

e. Refroidissement des systèmes nucléaires :

L'institut de technologie de Massachusetts a réservé un centre interdisciplinaire uniquement pour la nouvelle nanotechnologie (nanofluide) dans l'industrie de l'énergie nucléaire. Actuellement, ils évaluent l'impact potentiel de l'utilisation des nanofluides sur la sûreté neutronique, et de la performance économique des systèmes nucléaires .

f. 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 du cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sûre en produisant le refroidissement efficace autour de la région chirurgicale, Jordan et al. [75] ont effectué une étude où les nanofluides pourraient être employés pour produire une température plus élevée autour des tumeurs pour tuer les cellules cancéreusessans affecter les cellules saines voisines.

g. D'autres applications :

Il y a des situations nombreuses où 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[67].

II.2.2.4. Caractéristiques des nanofluides :

La connaissance des propriétés thermophysiques des nanofluides est essentielle pour déterminer la performance thermique de ces fluides. A cette fin plusieurs travaux théoriques et expérimentaux se sont intéressés à étudier ces propriétés notamment la conductivité thermique et la viscosité.

a. La Masse volumique :

La masse volumique d'un nanofluide est dépendante naturellement de la particule et du fluide de base. Dans ce qui suit nous allons exposer les paramètres significatifs ayant un effet sur la viscosité du mélange. Pour calculer la masse volumique d'un nanofluide que nous supposerons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumiqueφ a une température T donnée, nous revenons a la définition de la masse volumique de ce mélange [68].

$$\rho_{nf} = \left(\frac{m}{v}\right)_{nf} = \frac{m_{f+m_s}}{v_{f+v_s}} = \frac{\rho_f v_f + \rho_9 v_s}{v_f + v_S} \quad \text{(II.5)}$$

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

$\varphi = (Volum\ solide)/(Volum\ totale\ du\ nanofluide) = V_s/(V_f + V_s)$

On en déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf}=(1-\varphi)f+\varphi\rho_s \qquad (II.6)$$

Ou: ρ_{nf} : La masse volumique du nanofluide.

ρ_f : La masse volumique du fluide de base.

ρ_s: La masse volumique des nanoparticules solides.

Nous présentons dans le tableau (III.3) les valeurs des rapports de la masse volumique des nanofluides sur la masse volumique du fluide de base pour les cinq nanofluides (eau+Al_2O_3), (eau+CuO), (eau+Cu), (eau+Ag) et (eau+Au) en fonction de la fraction volumique (φ) qui varie entre 0% et 8%.

Tableau II.3: Rapport des masses volumiques des différentes nanofluides en fonction de la fraction volumique.[68]

	$\boldsymbol{\rho nf/\rho f}$				
$\boldsymbol{\varphi}$ %	**Eau+Al_2O_3**	**Eau+CuO**	**Eau+Cu**	**Eau+Ag**	**Eau+Au**
0 %	1	1	1	1	1
1 %	1.0296	1.0546	1.0797	1.0951	1.1833
2 %	1.0593	1.1092	1.1594	1.1903	1.3666
3 %	1.0890	1.1638	1.2391	1.2855	1.5500
4 %	1.1186	1.2184	1.3188	1.3807	1.7333

5 %	1.1483	1.2730	1.3985	1.4759	1.9167
6 %	1.1780	1.3276	1.4782	1.5711	2.1000
7 %	1.2077	1.3823	1.5579	1.6663	2.2834
8 %	1.2373	1.4369	1.6376	1.7615	2.4667

La viscosité du nanofluide est fortement dépendante de la fraction des particules incluse. On constate pour les nanofluides à base d'eau que les particules métalliques engendrent des viscosités élevées.

b. La chaleur spécifique :

La chaleur spécifique est la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un système homogène Cp=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 retrouve suivant les auteurs l'une ou l'autre

Des deux relation suivants :

De nombreux auteurs dont Pak et Cho [76] ont utilisent :

$$(Cp)_{nf} = (1-\varphi)\,(Cp)_f + \varphi\,(Cp)_s \qquad \text{(II.7)}$$

Certains autres dont Xuan et Roetzel [53] ont utilisent :

$$(\rho\, Cp)_{nf} = (1-\varphi)(\,\rho\, Cp)_f + \varphi(\rho Cp)_s \qquad \text{(II.8)}$$

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

Ce dernier résultat peut-être retrouve simplement en revenant à la définition de la chaleur spécifique du nanofluide.

$$\left(\rho C_p\right)_{nf} = (\rho)_{nf}\left(c_p\right)_{nf} = \frac{\rho_{nf}\left(q_f + q_s\right)}{\left(m_f + m_s\right)\Delta_t}$$

$$\rho nf\,(mcp)f\Delta t + \frac{(mcp)s\Delta t}{(mf + ms)\Delta t} = \rho nf\,\frac{(\rho vcp)f + (\rho vcp)s}{\rho fvf + \rho svs}$$

$$\left(\frac{\rho fvf+\rho svs}{vf+vs}\right)\left(\frac{(\rho vcp)f+(\rho vcp)s}{\rho fvf+\rho svs}\right)=\boldsymbol{\rho f}(\boldsymbol{cp})\boldsymbol{f}\,\frac{\boldsymbol{vf}}{\boldsymbol{vf+vs}} + (\boldsymbol{\rho})\boldsymbol{s}(\boldsymbol{cp})\boldsymbol{s}\,\frac{\boldsymbol{vs}}{\boldsymbol{vf+vs}} \qquad (\text{II.9})$$

$(Cp)nf$, (Cp) et $(Cp)s$ désignent respectivement les chaleurs spécifiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules.

Jusqu'à présent, il n'existe aucune donnée expérimentale sur la chaleur spécifique des nanofluides dans la littérature. Evidement, ces deux expressions ne donnent pas le même résultat. Les études effectuées sur l'écoulement des nanofluides nécessitent le calcul de cette propriété. Généralement les chercheurs choisissent l'une de ces expressions sans motif apparent.

c. 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 $T = -1/\rho$ ($/\partial T)p$ appelé également coefficient de dilatabilité [68].

Pour calculer la valeur de ce coefficient pour les nanofluides de très nombreux auteurs ont utilise a la suite des premiers travaux sur les nanofluides, par analogie avec la relation (2)

$\rho_{nf} = (1-\varphi)_f + \varphi\rho_s$

On déduit l'expression suivante :

$$\beta_{nf} = (1-\varphi)_f + \varphi\beta_s \qquad (\text{II.10})$$

Ou b f et b s désignent respectivement les coefficients de dilatabilité du fluide porteur et celle des nanoparticules.

Kim et al [78**]** ont suppose que le coefficient d'expansion thermique du fluide (βf) soit largement plus grand que celui des nanoparticules solides (βs). Il ramène l'équation a la forme simplifiée suivante : $\beta_{nf} = (1-\varphi)_f$

En supposant que l'on affaire a des fluides porteurs incompressibles, les nanoparticules et la différence de température impose aux nanoparticules restent modérée pour écrire que la masse volumique du nanofluide et de ses constituants s'exprime sous une forme linéaire de la température par :

$\rho_{nf} = \rho_{0\,nf}[1- \beta nf\,(T-T0)]$, $\rho_f = \rho_{0\,f}[1- \beta f\,(T-T0)]$, $\rho_s = \rho 0s\,[1- \beta_s\,(T-T0)]$

De la première équation, on en déduit l'expression de :

$\beta_{nf} = -(\rho_{nf} - \rho_{0,})/\,[\rho_{0,nf}\,(T - T_0)\,]$.

En remplaçant ρnf et ρ 0, nf par leur valeur tirée de l'équation (2) on en déduit :

$$\beta_{nf}\,\rho_{0,nf} = (1-\varphi)\beta_f\,\rho_{0f} + \varphi\,\beta_s\,\rho_{0s} \qquad \text{(II.11)}$$

Si on néglige la dilatabilité des nanoparticules devant celle du fluide porteur on est conduit à la relation simplifiée suivante :

$$\beta_{nf}\,\rho_{0,\,nf} = (1-\varphi)\beta_f\,\rho_{0,\,f} \qquad \text{(II.12)}$$

Cette relation donnant le βnf du nanofluide. Cette relation distincte de celle habituellement utilisée dans les travaux sur les nanofluides conduit, comme nous le verrons dans la suite de ce travail a des valeurs qui différent notablement de celle tirées de la (5).

d. La viscosité dynamique :

La majorité des études qui ont traite de la viscosité des nanofluides ont eu recours, pour son calcul a partir de la viscosité du fluide de base et de la fraction volumiqueφ, aux relations de Stokes-Einstein ou de Brinkman. Ces relations ont été établies dans un cadre précis à savoir les particules métalliques de forme sphérique, en faible concentration, parfaitement dispersées et sans interaction inter-particules. Or les nanoparticules utilisées dans les différentes expérimentations ne sont ni sphériques ni de même taille, en particulier lorsqu'il s'agit de nanofluides avec des nanotubes de carbone.

L'ajout de particules solides dans un liquide provoque une augmentation, plus ou moins importante, de la viscosité du mélange obtenu. La encore, de nombreux facteurs peuvent être à l'origine des disparités constatées. Pour des nanoparticules identiques (nature, taille) et un même fluide de base, la qualité de la dispersion, et la température peuvent influer considérablement sur la viscosité.[68]

Bien qu'un comportement Newtonien soit constate pour des fluides contenant de faibles concentrations de nanoparticules, les suspensions à base de nanotubes de carbone obéissent à une loi de comportement différente. La dispersion de nanoparticules dans un fluide de base modifie notablement sa viscosité, il s'ensuit alors une modification de la structure des écoulements convectifs qui dépend fortement de la viscosité.

On dispose de différents modèles classiques et de formules semi-empiriques variées décrivant l'évolution de la viscosité relative en fonction de la fraction volumique .

Pour conclure sur la viscosité dynamique des nanofluides, voici les points les plus importants, recensés dans la littérature, sur lesquels l'ensembles de la communauté scientifique est en accord :

- Les équations classiques (Einstein, 1906 et Batchelor, 1977) sous-estiment la viscosité des mélanges biphasiques,
- La viscosité croit avec l'augmentation de la concentration de particules,
- La viscosité décroit avec une augmentation de la température,
- La viscosité semble croitre avec une augmentation de la taille des particules utilisées.
- Une attention particulière doit être apportée afin de s'assurer de ne pas dépasser la température critique du nanofluide,
- Les effets de la forme des particules sont inconnus,
- Il existe peu d'études ayant comme objet la viscosité dynamique des nanofluides et certaines données sont contradictoires.

e. La conductivité thermique des nanofluides :

Les études relatives à la conductivité thermique du nanofluides ont montré que des améliorations élevées de la conductivité thermique peut être réalisé en utilisant des nanofluides. Il est possible d'obtenir des améliorations de conductivité thermique supérieure à 20%, à une fraction volumique de particules φ inférieure à 5% [79,80].

De telles valeurs d'amélioration dépassent les prévisions des modèles théoriques développés pour des suspensions avec de plus grandes particules. Ceci est considéré comme indication de la présence des mécanismes thermiques supplémentaires d'amélioration de transport des nanofluides. [68].

II.3. Les Fluide micropolaire :

Les fluides micropolaires sont des fluides à microstructure. Ils appartiennent à une classe de fluides à tenseur de contrainte non symétrique que nous appellerons fluides polaires, et incluent, à titre de cas particulier, le modèle bien établi Navier- Stokes de fluides classiques que nous appellerons fluides ordinaire. Physiquement, les fluides constitués de particules rigides, orientées de façon aléatoire (ou sphérique) en suspension dans un milieu visqueux, où la déformation des particules de fluide est ignorée [81].

II.3.1. Flux des particuiles fines en suspention :

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

II.3.1.1. Fluides en suspension de particules polymériques :

Ces fluides sont considérés comme des solutions non newtoniennes de faible concentration du polymère, par exemple, des molécules de particules de latex dissoutes dans l'eau . Nicodemo et al ont observé que l'addition de particules de latex dans un fluide cisaillé n'a tout simplement aucune influence sur la courbe de viscosité [82].

II.3.1.2. Colloïdes :

Les fluides colloïdaux sont des fluides qui contiennent des particules fines similaires contenant de la colle ou de la gélatine et qui ne cristallise pas, les forces browniennes et les interactions particule-particule jouent un rôle important [82].

Les forces internes peuvent être divisées en forces hydrodynamiques responsables de la migration, de l'alignement ou de l'orientation des particules dans le cas des particules non sphériques et de la structure effondrée en matière de précipitations et d'agrégats, ce qui entraîne des mouvements relatifs des particules

en suspension, Einstein a confirmé que les seules forces dans l'analyse de la viscosité d'une boule de suspension diluée dans un liquide newtonien [82].

Les forces internes non hydrodynamiques forment des forces browniennes responsables du mouvement interne et de la distribution des particules, elles ont la force des interactions physiques et chimiques qui peuvent affecter la structure interne des particules colloïdales en suspension. Le mouvement brownien permet aux forces attrayantes à faible portée de promouvoir la floculation de la construction et de la formation du réseau à faible gel. Ne pas dire que les forces extérieures, par

exemple en raison d'un champ électrique, peuvent modifier radicalement les propriétés rhéologiques des suspensions [82].

II.3.1.3. Sangs :

Les flux du sang sont considérés comme des fluides en suspensions de vésicules déformables de caractère non newtonien, le comportement se déplaçant comme un fluide d'éclaircie par cisaillement, sa viscosité diminue lorsque le taux de cisaillement (gradient de vitesse) augmente, A.C. Eringen [59**,**34].Voir l'exemple donné par N. Midoux et D. Quemada**.** [85,86].

II .3.1.4. Liquide synovial ou liquide articulaire humain :

Au sujet d'une étude du comportement rhéologique du fluide synovial, nous pouvons trouver, pour des exemples, Ogston et Stanier ont mis en évidence le comportement des caractères viscoélastiques, Dowsonet Mow ainsi que Jones ont noté que les liaisons articulaires humaines ont le même comportement rhéologique qu'un lubrifiant, tandis que Dintenfass a constaté que le liquide synovial est non-newtonien en raison de la présence de molécules d'acide byaluronique (polymère à longue chaîne) et sa viscosité diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement, cela a été soutenue expérimentalement par Bloch et Dintenfass, Maroudas et Dowson. S. P. Singh, et al**,** [87].

II.3.1.5. 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 [83].

- Dans les cristaux liquides nématiques, les centres de masse des molécules sont distribués au hasard en trois dimensions.

- En smectics, ils sont disposés dans des avions équidistants.

Lorsque les éléments en forme de tige de la classe nématique sont organisés dans des plans adjacents, légèrement tournés formant une structure hélicoïdale, on appelle la phase cholestérolique ou chiralnématique . Les cholestérols présentent une biréfringence et une activité optique. Il peutciter d'autres types de cristaux liquides, les polymères dont les molécules se composent de barres rigides fixées l'une à l'autre par des chaînes souples ou par une seule fibre longue et souple

avec des barres attachées en tant que chaînes latérale ,des cristaux liquides polymères peuvent être présents en nématique, en chiralnématique ou en smectique [83].

II.3.2. Caractéristiques générales d'un 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 variable cinématiques indépendantes : le vecteur vitesse et la micro-rotation. [88].

II.3.2.1. Mesure des caractéristiques rhéologiques des fluides :

Pour mesurer les caractéristiques rhéologiques d'un fluide, il suffit de mesurer la Relation entre la contrainte et le taux de déformation du fluide en fonction du temps. Le Rhéomètre est L'appareil conçu spécialement pour ces mesures. Il est à noter que pour un Fluide newtonien, il ne suffit qu'un point de mesure, alors que pour un fluide non newtonien, Il est nécessaire de prendre plusieurs points de mesure**.** [89].

II.3.2.2. Viscosité du vortex :

Elle est habituellement donné par le coefficient σ* qui est caractérisé la viscosité à un échelle microscopique à la frontière séparant la couche de fluide et la paroi des fines particules solides en suspension (liée à la surface de contact fluide-solide).

Dans les équations d'équilibre2 est en relation avec la viscosité dynamique γ dans l'équation de quantité de mouvement, la relation entre 2 , μ et γ est appelée viscosité du gradient de spin. Il est donné par la formule suivante, [88].

$$\gamma = (\mu + 0.5\sigma^{*}) \qquad \text{(II. 13)}$$

Avec

σ* : viscosité du vortex (spin)

j : la densité de micro-inertieσ^{*}

II.3.2 3. 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 [88]. 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 variation différentielles angulaires données par les formules suivantes. [88].

$$d\alpha = \frac{\partial v}{\partial x} dt \quad \text{(II. 14)}$$

$$d\beta = \frac{\partial u}{\partial y} dt \quad \text{(II. 15)}$$

Généraliser la relation (1.2) sous une forme dans trois dimensions de l'espace nous obtenons la vitesse de rotation :

$$\vec{w} = \xi \vec{i} + n\vec{j} + N\vec{k} = 1/z\ (\vec{\nabla} \times \vec{v}) \quad \text{(II. 16)}$$

Avec :

$$\vec{\nabla} = \partial/\partial x\ \vec{i} + \partial/\partial x\ \vec{\lambda} + \partial/\partial x\ k \ \ ; \vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k} \quad \text{(II. 17)}$$

Le composant de la vitesse angulaire de la particule mobile n rotation dans différents plans :

(yoz), (xoz), et (xoy), sont ε, et η et N, respectivement donné par :

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\sigma w}{\partial y}\right) \quad \text{(II. 18)}$$

$$\eta = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \quad \text{(II. 19)}$$

$$N = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} \cdot \frac{+\partial \mu}{\partial y}\right) \quad \text{(II. 20)}$$

conclusion

Dans ce chapitre et composé de trois partie , le première partie présente le fluide newtonien de non newtonien , la deuxième un étude la description générale nano fluide ,on concentre sur les méthodes de préparation de nanoparticule et nano fluide en plus de synthèse bibliographique de leurs caractéristiques la troisième partie présente la fluide micro polaire et le Caractéristiques générales .

CHAPITRE III

La magnetohydrodynamique,

la rheoligie et la thermophorèse

Introduction:

La magnétohydrodynamique et la rhéologie sont deux domaines scientifiques distincts mais peuvent être associés dans certaines études. La magnétohydrodynamique examine le mouvement des fluides conducteurs électriquement, comme les liquides ionisés ou les plasmas, sous l'influence d'un champ magnétique. D'autre part, la rhéologie se concentre sur les propriétés mécaniques des matériaux, notamment leur réaction sous contrainte, comme la viscosité, l'élasticité et la plasticité. Dans certaines études, les équations de Darcy combinées aux équations de Maxwell sont utilisées pour analyser les interactions entre la magnétohydrodynamique et la rhéologie, en particulier pour les fluides non-newtoniens.

III.1. Définition de la magnétohydrodynamique MHD :

La magnétohydrodynamique (MHD) est l'étude des interactions des champs magnétiques et des écoulements de fluide électro-conducteur, ce fluide peut être un liquide, un gaz ionise ou un plasma. L'étude des écoulements MHD est d'une grande importance compte tenu des diverses applications scientifiques et industrielles qu'on peut lui associer tels que la géophysique et l'astrophysique ou encore le génie métallurgique et les futurs réacteurs de fusion.

Ces écoulements sont modélisés par un couplage des équations de Maxwell et de Navier-Stokes. Comme dans la dynamique des fluides en générale. Le physicien suédois Hannes Alfvén fut le premier, en 1942, à employer le terme de magnétohydrodynamique.[25]

Il y a plusieurs approches pour modéliser la MHD en fonction du degré de complexité nécessaire, notamment :

- la MHD idéale
- la MHD résistive.

Le choix entre ces deux modèles dépend du Nombre de Reynolds magnétique (Rm), qui exprime l'importance relative des forces magnétiques par rapport aux forces visqueuses dans le fluide. Selon le contexte physique étudié, l'un ou l'autre modèle peut être plus adapté.

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 assimiléà 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 del'énergie), on effectue des approximations du flux de chaleur via des conditions adiabatiques ou isothermes. [43]

III.1.2. Magnétohydrodynamique résistive :

La MHD résistive, est caractérisé { faible nombre de Reynolds magnétique (Rm ≤ 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. [43]

III. 2. Les domaines d'application de la magnétohydrodynamique (MHD):

La **MHD** inclut divers domaines physiques qui décrivent des phénomènes naturels, notamment :

III.2.1. Géophysique :

Le noyau de la Terre, selon la théorie actuelle, est principalement composé d'un fluide métallique sous forme de plasma en mouvement de convection. Ce mouvement génère des courants induits et donc le champ magnétique terrestre.[29]

III. 2.2. Astrophysique :

Étant donné que plus de 99% de la matière observable dans l'Univers est constituée de plasma, incluant les étoiles, les nébuleuses, et les milieux interplanétaires et interstellaires, la MHD permet de décrire de nombreux phénomènes, tels que les vents solaires et les taches solaires, zones sur la surface du Soleil caractérisées par une température inférieure et une activité magnétique intense.[29].

III.3. Applications de la magnétohydrodynamique :

La MHD offre un potentiel d'applications industrielles et de recherches considérables.

III.3.1. Les générateurs à induction :

Le générateur à induction MHD fonctionne sans électrode, avec des champs magnétiques variables. Le courant électrique est généré à distance par induction sous forme alternative. La

tension de sortie peut alors être ajustée à un niveau suffisamment élevé pour pouvoir être utilisée après un minimum de transformations. Le concept est basé sur l'utilisation d'un inducteur à champ magnétique glissant nécessitant un bobinage triphasé analogue à celui des moteurs asynchrones ou linéaires.

Le fonctionnement de la machine est le suivant : si la vitesse de l'écoulement est supérieure à celle du champ glissant, alors les courants induits qui se développent dans le canal créent leur propre champ magnétique déphasé de $\pi/2$ par rapport au champ inducteur.

En balayant les spires du bobinage inducteur, ce champ engendre des forces électromotrices susceptibles d'alimenter une charge. [90]

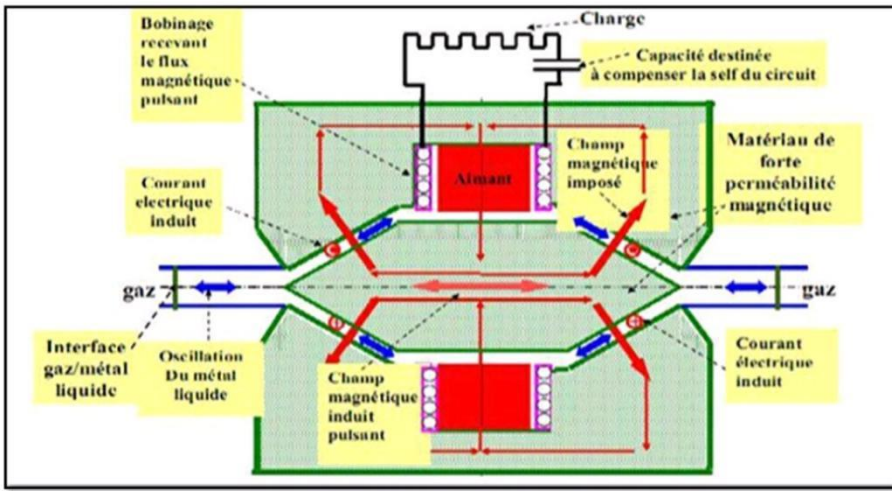


Figure III.1 : Générateur à induction. [90]

III.3.2. Machines circulaires à plasma :

On peut distinguer deux types de configurations :

- Une configuration simple : le plasma entre par une conduite axiale et sort radialement, en passant par les électrodes .

- Une configuration à double passage : le plasma entre axialement, passe radialement dans les tuyères MHD et ressort axialement.

III.3.3. Générateur à métaux liquides :

Les fluides utilisés sont à température de fusion assez basse (350C) :

- Soit purs : Na, Bi.

- Soit alliages : NaK, PbBi.

Leurs conductivités électriques sont élevées par rapport à celles des plasmas. Toutefois les vitesses acquises par les métaux seront faibles à cause de leurs densités élevées.

Les type de générateurs qui sont à l'étude sont tels que : le métal est mélangé à une vapeur ou le métal est encore entraîné par une vapeur sous pression, mais il est séparé avant de traverser seul la tuyère MHD. [91]

III.3.4. Propulseurs MHD :

III.3.4.1. Propulseurs à plasma :

Ces dispositifs également appelés MPD (Magneto Plasma Dynamic) utilisent des gaz tels que Ar, N_2 comme propergols. Pour des puissances développées de 4 à 10MW, les rendements de ces appareils sont de l'ordre de 30% à 40%. Ce type de propulseur, bien adapté aux changements d'orbites, offre l'avantage de consommer 3 à 10 fois moins de propergol qu'un propulseur chimique habituel.

Le principe est le propergol est injecté entre les électrodes et traversé par un courant électrique. Celui-ci induit dans le plasma un champ magnétique qui par couplage avec le courant électrique produit une force de Laplace accélérant le plasma.

III.3.4.2. Propulseurs à eau salée :

La technique de la propulsion MHD permettrait de mouvoir les bâtiments maritimes (de surfaces ou sous-marines, civiles ou militaires) avec le plus grand silence radar. Pour comprendre le phénomène, il faut se rappeler que l'eau de mer est de conductivité faible (σ = 10 s / m). En créant des courants dans l'eau, une poussée est ainsi créée suite à l'interaction de ces derniers avec des champs inducteurs par les bobines placées sur le navire. C'est le principe de la MHD à courant continu (MHD à conduction). Il existe autre méthode, celle de la MHD à courant alternatif, où le champ magnétique glissant (MHD à induction) repose sur le principe d'une interaction entre une induction magnétique et un courant induit dans le fluide. [92]. [93]

III.3.4.3. Canon électromagnétique :

Le canon électromagnétique est tout à fait analogue à un moteur linéaire à courant continu. Le plasma joue le rôle de l'armature et les rails celui d'enroulement. Il a comme caractéristique principale de garder une pression à peu près constante pendant l'accélération du projectile.

Ce dispositif inventé par le géophysicien K. Birkeland a des applications variées : [94]

- Accélération de petites masses pour des recherches à vitesse élevée .
- Lancement de charges spatiales : déchets nucléaires .
- Armes militaires : destruction de missiles en vol .
- Fusion nucléaire : initiation des réactions par impact (150km/s).

III.4. Application de la magnétohydrodynamique en métallurgie :

Les métaux offrent l'avantage énorme d'avoir une conductivité électrique de $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + div$

(Environ 105 fois plus grande que celle des liquides ordinaires : pour l'eau,). Par la suite, on comprendra facilement la possibilité de produire des forces magnétiques (proportionnelles) à suffisantes pour mettre le métal liquide en mouvement (passage), le maintenir en sustentation (lévitation), le façonner (formage), le pulvériser (pulvérisation). Le champ magnétique fluctuant agit sur le fluide par l'intermédiaire de la force de Laplace mais ceci dépend de l'application désirée (mettre le fluide en mouvement : brassage), lors des réactions métallurgiques (fabrications d'alliages) soit statique (lévitation). [95]

III.4.1. Brassage :

Les brasseurs électromagnétiques, tout comme les pompes électromagnétiques, ont la particularité de ne pas posséder de partie mobile. Par brassage, ils entraînent l'élimination de bulles, de saletés et aussi l'accélération du mélange (par turbulence) lors de réactions métallurgiques (fabrication d'alliages).

III.4.2. Lévitation :

Les procédés de lévitation utilisés en physique, le procédé MHD permet de résoudre trois problèmes à la fois :

- ✓ L'absence de contact entre la charge et le creuset évite la contamination du métal par la paroi :
- ✓ L'échauffement de la charge par effet Joule peut en causer la fusion.
- ✓ Le brassage interne du fluide formé produit un mélange efficace des constituants (alliages).

III.4.3. Formage :

Le formage électromagnétique consiste à façonner des masses métalliques en lévitation magnétique par l'action de champs magnétiques qui modèlent la surface libre désirée. Cette technique a l'avantage d'éviter le chauffage et le reformage après solidification.

III.4.4. Pulvérisation :

La technique électromagnétique permet la fabrication de poudres et grenailles de tailles moyennes (≈100µm) avec un débit massique élevé. De plus, l'ajustement de la granulométrie est facile et automatique. Le freinage des métaux peut être aussi assuré par des convertisseurs linéaires à induction appelés vannes électromagnétiques ou robinets électromagnétiques. Il en est de même pour la mesure des vitesses d'écoulement qui peut être effectuée à l'aide des débitmètres électromagnétiques. [96]

III.5. Les équations de la magnétohydrodynamique :

III.5.1. Équations régissant le fluide :

Le fluide est d´écrit par les ´équations suivantes.

III.5.1.1. Équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \overrightarrow{B}}{\partial t} + div \tag{III. 1}$$

A. Équation du mouvement de fluide :

Il s'agit de l'´équation de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u.\nabla u = j \times B - \nabla p + \rho \nabla \Phi + \nu \rho \Delta \mu \tag{III. 2}$$

Où :

$\nabla\Phi$ désigne ici le champ de gravitation, tandis que $\nu \geq 0$ est la viscosité cinématique du fluide. On note la présence du terme $j \times B$ qui est dû à force de Lorentz exercée par le

champ magnétique sur les particules. Ce dernier terme va être à l'origine du couplage avec les équations de Maxwell présentées par la suite.

III.5.1.2. Équation d'énergie

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u . \nabla \varepsilon = -p . div\ \mu + H \qquad (\text{III. } 3)$$

Où :

$$H = Q_r - Q_u + div\,(K \nabla T)$$

Avec :

K : tenseur de conductivité thermique,

Qu: L'échauffement par dissipation par viscosité,

Qr: La perte d'énergie radiative. Dans de nombreuses applications, ce dernier terme est de la forme :

$$Q_r = \rho^2 Q(T)$$

III.5.2. Équations régissant le champ ´électromagnétique :

Les champs E et B sont régis par les ´équations de Maxwell et la loi d'Ohm.

III.5.2.1. Équations de Maxwell :

Il s'agit des équations :

$$div\ \mathrm{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0}$$ (Loi de Gauss)

$$div\ \mathrm{B} = 0$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -rot\ E$$ (Loi de Faraday)

$$rot\ \mathrm{B} = \mathrm{u}\left(\mathrm{j} + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} \right)$$ (Loi d'Ampère-Maxwell)

div j=0 (Conversation de charge)

Avec :

ρ_e: Densité de charge totale,

μ: Perméabilité magnétique,

$\mathcal{E}_0$: Perméabilité électrique.

- **Loi d'Ohm :**

$$j = \sigma\left(E + \mu + B\right)$$

Où : σ :La conductivité ´électrique.

Dans le cas des équations de la MHD, les équations de Maxwell peuvent être simplifiées car des arguments physiques, [83] montrent que la densité de charges électriques ne joue pas un rôle significatif sauf dans la loi de Gauss. Il en est de même pour le courant de déplacement $\mathcal{E}_u = \frac{\partial B}{\partial t}$ qui peut être néglige par rapport à la densité de courant .

En omettant la loi de Gauss, on obtient les équations d'électromagnétisme utilisées en MHD.

$$rot\ \mathrm{B}=\mu j \qquad \text{(III. 13)}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -rot\ E \qquad \text{(III. 14)}$$

$$div\ \mathrm{B}=0 \qquad \text{(III. 15)}$$

$$j = \sigma\left(E + \mu + B\right) \qquad \text{(III. 16)}$$

L'équation résulte de la loi d'Ampère (II.13). En ´éliminant le champ électrique et la densité de courant dans ces équations, on obtient l'équation d'advection diffusion régissant le champ magnétique

$$\frac{\partial B}{\partial t} = rot\ (\mu \times \mathrm{B}) + \eta \Delta^2 B \qquad (\text{III. } 17)$$

Où:

$$\eta = \frac{1}{\sigma \mu}$$

Est appelé diffusivité (ou viscosité) magnétique. Cette équation est souvent appelée équation d'induction. On remarque qu'elle est analogue à l'équation classique régissant la verticité en mécanique des fluides incompressibles :

$$\frac{\partial w}{\partial t} = rot\ (\mu \times \mathrm{w}) + \mu \Delta^2 w \qquad (\text{III. } 18)$$

Toutefois, cette analogie n'est pas parfaite, car en mécanique des fluides **w** et **u** sont reliés par la relation w = rot u , ce qui n'est pas le cas pour **u** et B ici (observons par ailleurs que l'équation qui régit la verticité w= rot u dans le cas de la MHD n'est pas exactement (II.18) car il manque des termes dus à la force de Lorentz et à la compressibilité). Cependant, cette analogie a plusieurs intérêts, notamment au niveau de deux théorèmes : le première théorème d'Helmholtz et le théorème de Kelvin (ou deuxième théorème d'Helmholtz), quand on néglige la viscosité magnétique. L'analogie avec le théorème de Kelvin est la suivante : Le flux du champ magnétique à travers une "boucle" en mouvement avec le fluide est constant. L'analogie avec le premier théorème d'Helmholtz affirme que :

- Les éléments du fluide qui sont sur une ligne du champ magnétique a un instant donné resteront gelés sur cette ligne pour toute la suite.

III.6. Généralités sur la rhéologie :

La rhéologie est une branche de la physique qui étudie l'écoulement ou la déformation des matériaux sous l'effet des contraintes qui leur sont appliquées, compte tenu de la vitesse d'application de ces contraintes ou plus généralement de leur variation au cours du temps. Les procédés de préparation de produits (solutions, pâtes, etc,...). Ou de formage de pièces (en métallurgie, en plasturgie, etc. ...) nécessitent immanquablement l'écoulement de la matière, il est donc nécessaire de connaître le comportement de cette matière pour déterminer les forces à mettre en jeu. Le mot rhéologie vient des termes grecs « rhéo », qui signifie écoulement, et « logos », qui

désigne l'étude d'un domaine [97]. Elle s'intéresse à l'observation aux échelles microscopique et nanoscopique (réarrangement des atomes ou

des molécules, leurs mouvements relatifs, ou leurs différences de taille) ainsi qu'à l'élaboration d'équations pouvant décrire la déformation de ces matériaux.

La rhéologie se décompose en plusieurs sortes d'études :

- **Rhéologie expérimentale :** détermination expérimentale des relations de comportement (entre contraintes et déformation ou vitesse de déformation)
- **Rhéologie structurale :** explication des comportements à partir de la structure du matériau.
- **Rhéologie théorique :** fournir des modèles mathématiques en nombre limité des comportements indépendamment de la structure microscopique [98].

III.7. Applications de la rhéologie

- D'injection des matières
- Aliments et boissons
- Peintures et encres
- Les produits agrochimiques
- Produits pharmaceutiques
- Adhésifs, scellants et béton
- Industrie pétrochimique
- Transport dans les pipelines
- Cosmétiques et Produits de nettoyage

III.8. La description du comportement rhéologique

Le comportement rhéologique du matériau est considéré dans les conditions ainsi définies. Cela revient à étudier les relations entre les contraintes, les déformations et le temps : dans les cas les plus simples, ces relations peuvent se représenter sous la forme d'une équation mathématique dite équation constitutive du matériau L'analyse du comportement rhéologique en termes de structure du matériau et de ses modifications sous l'effet de la contrainte ou de la déformation. Cette analyse est le plus souvent très difficile car elle implique de passer de l'échelle macroscopique, qui est celle des propriétés rhéologiques mesurées.

III.8.1. Contrainte de cisaillement

La contrainte de cisaillement, souvent désignée par $\boldsymbol{\tau}$ (grec : tau), est la composante de la contrainte coplanaire à la section transversale d'un matériau. Elle provient de la force de cisaillement, la composante du vecteur force parallèle à la section transversale du matériau. La contrainte normale, quant à elle, provient de la composante du vecteur force perpendiculaire à la section du matériau sur lequel elle agit [99].

$$\tau = \frac{F}{S} \qquad \text{(III.19)}$$

$\boldsymbol{\tau}$ (prononcé: "tou"); avec la force de cisaillement F [N] et la surface de cisaillement S [m^2], Ce qui suit est valable : 1N = 1kg - m/s^2[100].

III.8.1.1. Cisaillement plan

Une schématisation d'un exemple de cisaillement simple est présentée sur la (Erreur ! Source du renvoi introuvable.). Il s'agit d'un fluide confiné entre deux plaques parallèles. Le plan supérieur est animé d'une vitesse tangentielle $\overrightarrow{v_0}$, et le plan inférieur est fixe. Considérons une couche fluide confinée entre deux plaques planes, parallèles et distantes d'une épaisseur e [101].

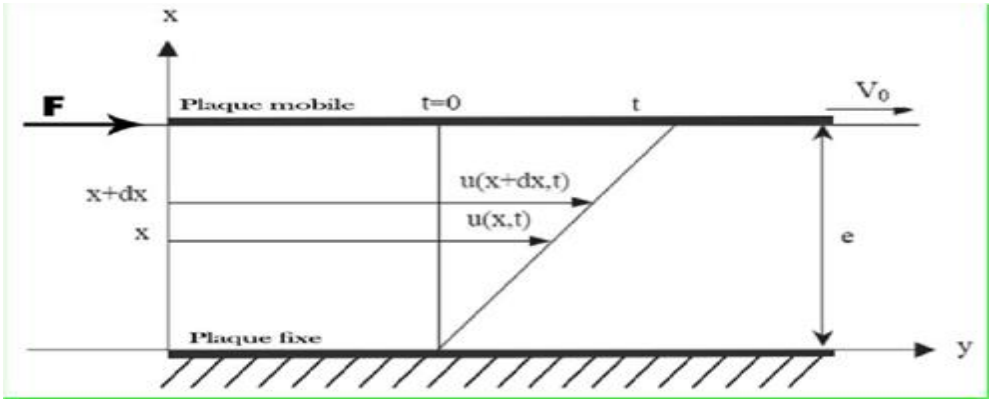


Figure III.2: Mouvement laminaire de cisaillement plan [101].

Contrainte de cisaillement $\tau = \tau_{xy}$ qui est une grandeur dynamique fondamentale en rhéologie. D'autre part, la couche de matériau immédiatement en contact avec le plaque fixe à une vitesse nulle, et la couche en contact avec la plaque mobile à une vitesse v : c'est la condition de non-glissement à la plaque.

v(x = 0) = 0

$v(x=e)=v_0$ (III.20)

À un cisaillement par l'application d'une force F comme indiqué expliqué dans la (Figure III .1), celle-ci sera équilibrée par une force de frottement interne égale et opposée dans le fluide. Force de frottement interne égale et opposée dans le fluide. Pour un fluide newtonien incompressible dans un flux laminaire, le cisaillement résultant est le suivant laminaire, la contrainte de cisaillement résultante est égale au produit du taux de cisaillement et de la viscosité du fluide. Viscosité du fluide. Dans ce cas simple, le taux de cisaillement peut être exprimé comme le gradient de vitesse dans la direction perpendiculaire à celle de la force de cisaillement, c'est à dire, Si cet écoulement est laminaire, on peut découper le fluide en couches infiniment minces. Alors, la déformation du matériau s'effectue par glissement relatif des couches les unes par rapport aux autres, sans transport de matière d'une couche à l'autre. Il en résulte des forces de frottement appelées forces de cisaillement qui s'exercent tangentiellement à la surface de chaque couche. Il est d'usage de rapporter ces forces à l'unité de surface sur laquelle elles s'exercent ; on définit ainsi la contrainte tangentielle.[100]

La contrainte de cisaillement résultante est égale au produit du taux de cisaillement et de la viscosité du fluide. Dans cas fluide Newtonien, le taux de cisaillement peut être exprimé dans ce cas sous forme de gradient de vitesse dans la direction perpendiculaire à celle de la force de cisaillement, comme le montre la (Figure III.2), c'est-à-dire :

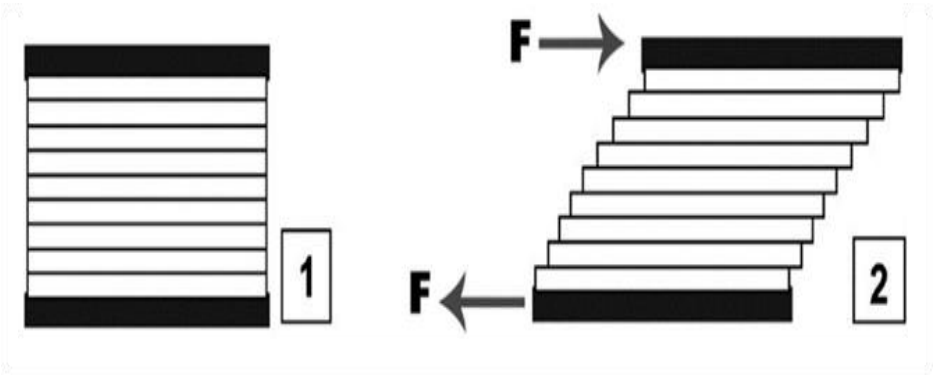


Figure III.3 : Ecoulement laminaire qui peut se produire dans une fente de cisaillement : (1) état au repos ; (2) écoulement laminaire homogène, montrant un taux de cisaillement. [100]

$$\tau_{xy} = \frac{F}{A} = \tau = \mu \frac{dv_x}{dy} = \mu \dot{\gamma}_{xy} \quad \text{(III.21)}$$

III.8.2. Taux de cisaillement :

Le taux de cisaillement est défini comme le gradient de vitesse, c'est-à-dire la différence de vitesse entre les deux surfaces contenant le fluide, divisée par la distance qui les sépare, Comme le montre la (Erreur ! Source du renvoi introuvable.), entre les deux plaques, forment des couches se au milieu de la matière la vitesse des couches augmente avec la distance au plaque fixe. Considérons un élément de volume infinitésimal situé à l'instant t= 0 à une distance X du plaque fixe. A un instant t ultérieur, ce volume aura parcouru la distance u (x, t). On définit le taux de cisaillement $\gamma^{\cdot}$ en [S^{-1}] par la relation :

$$\gamma^{\cdot} = \frac{\partial v_x}{\partial x} \tag{III.22}$$

Où la vitesse en [m/s] et la viscosité dynamique en [Pa. S] s'écrivent :

$$v_y = \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \tag{III.23}$$

III.8.3. Viscosité :

C'est une grandeur qui caractérise les frottements internes du fluide, autrement dit sa capacité à s'écouler. Elle caractérise la résistance d'un fluide à son écoulement lorsqu'il est soumis à l'application d'une force. C'est à dire, les fluides de grande viscosité résistent à l'écoulement et les fluides de faible viscosité s'écoulent facilement. Elle peut être mesurée par un viscosimètre à chute de bille, dans lequel on mesure le temps écoulé pour la chute d'une bille dans le fluide. Elle peut également être mesurée par un récipient dont le fond comporte un orifice de taille standardisée. La vitesse à laquelle le fluide s'écoule par cet orifice permet de déterminer la viscosité du fluide.

La viscosité est déterminée par la capacité d'entraînement que possède une couche en mouvement sur les autres couches adjacentes .[103]

On distingue la viscosité dynamique et la viscosité cinématique.

III.8.3.1. Viscosité dynamique μ :

On considère idéalement un liquide au repos comme un ensemble de couches moléculaires parallèles. Soumise à une contrainte tangentielle, une des couches du liquide se déplace par rapport à celle qui lui est sous-jacente ; en raison du frottement permanent sur les molécules de la seconde couche, le mouvement est transmis partiellement à cette dernière en même temps que la vitesse de déplacement de la première couche diminue. Cet effet de retard, Provoqué par la friction interne des molécules de la couche sous-jacente sur celle

de la couche supérieure, est appelé la viscosité. [104]

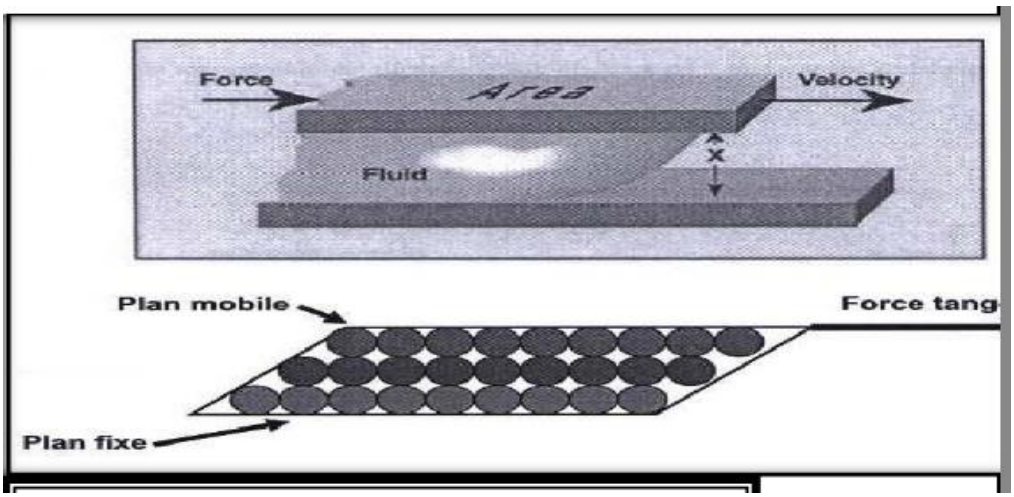


Figure III.4 : Glissement des couches [104].

La viscosité est la résistance à l'écoulement d'un système soumis à une contrainte tangentielle. rôle essentiel dans la rhéologie des fluides. Sa connaissance suffit parfois à caractériser de façon précise le comportement rhéologie du matériau. On distingue différents types de viscosité (tangente, apparente). Dans notre étude, nous exploiterons principalement la viscosité apparente. Ce paramètre est défini par la relation suivant :

III.8.3.2. Viscosité cinématique ν :

C'est le rapport de la viscosité dynamique à la masse volumique du fluide, ρ étant la densité du fluide, ν la viscosité cinétique. On définit la viscosité cinétique ν d'un fluide à partir de sa viscosité dynamique μ par la relation: $\mu = \frac{\tau}{y}$

Elle correspond au temps qu'il faut à un fluide pour s'écouler dans un tube capillaire par la force de gravité. Son unité est le m^2/s, mais on utilise plus fréquemment l'ancienne unité, le stockes (cm^2/s) ou, en pratique, le centistokes (CSt), équivalent à 1 mm^2/s. [104]

III.9.Technique de mesure rhéologique :

Pour mesurer la viscosité Par l'intermédiaire de rhéomètres ou viscosimètres, on réalise des écoulements qui permettent, à partir de considérations géométriques et d'hypothèses sur l'écoulement, de relier les paramètres macroscopiques (vitesse de rotation, débit, couple, différence de pression) [101].

Paramètres régissant les lois de comportement que sont en général la contrainte de cisaillement $\boldsymbol{\tau}$ et le gradient de vitesse $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$

- Rhéomètre capillaire : est un appareil destiné à la mesure de la viscosité en cisaillement et d'autres propriétés rhéologiques. Dont le principe est basé sur l'écoulement dans une conduite cylindrique.

- Rhéomètres rotatifs dans lesquels le fluide est soumis à un cisaillement entre deux surfaces, l'une fixe et l'autre en rotation par rapport à son axe En pratique, ces deux surfaces sont couramment un plan et un cône ou deux plans [102].

Les rhéomètres rotatifs sont classés en deux familles

• Rhéomètres à déformation imposée

• Rhéomètres à contrainte imposée

III.9.1. Essais de rotation :

Essais de rotation où les deux plans de cisaillement de la géométrie de mesure tournent l'un par rapport à l'autre l'une fixe et l'autre en rotation par rapport à son axe [105]. Essais de rotation sont classés en deux types :

III.9.1.1. Essais à taux de cisaillement imposé :

Essais à taux de cisaillement contrôlé Lors de l'exécution d'essais, la vitesse de rotation ou le taux de cisaillement, respectivement, est préréglé et contrôlée par le rhéomètre voir . Cette méthode d'essai est appelée "taux de cisaillement contrôlé La méthode d'essai avec taux de cisaillement contrôlé est généralement sélectionnée si le liquide à mesurer à une vitesse d'écoulement ou un taux de cisaillement souhaité, respectivement. C'est le cas, si certaines conditions de processus doivent être simulées, par exemple, se produisant avec un écoulement de tuyau, ou lors de la peinture et de la pulvérisation [106].

III.9.1.2. Essais contrainte de cisaillement imposé :

Lors de l'exécution d'essais avec une contrainte de cisaillement contrôlée, est préréglée la force motrice via le couple ou la contrainte de cisaillement, le couple ou la contrainte de cisaillement, respectivement, est préréglé et contrôlé par le rhéomètre voir. Cette méthode d'essai est appelée "essai de contrainte de cisaillement contrôlé", Il s'agit de la méthode « classique » pour déterminer les limites d'élasticité des dispersions, des pâtes

ou des gels. Dans la nature, presque tous les processus d'écoulement sont contrôlés par la contrainte de cisaillement, car tout mouvement - fluage ou écoulement - est principalement une réaction à une force agissante. [106].

III .10. Généralite sur la thermophorèse :

III .10.1. Définition :

La thermophorèse, ou thermodiffusion, ou thermomigration, ou effet Soret, ou encore, effet Ludwig-Soret, est un phénomène observé dans les préparations de particules en mouvement où les différentes catégories de particules présentent des réponses différentes lorsqu'elles sont soumises à un gradient de température. Le terme de « thermophorèse » s'applique le plus souvent à des mélanges aérosols mais peuvent aussi bien faire référence à ce phénomène dans les différentes phases de la matière. Le terme d'« effet Soret » est normalement utilisé pour les préparations liquides qui se comportent selon des mécanismes différents et moins bien connus que les mélanges gazeux.[107].

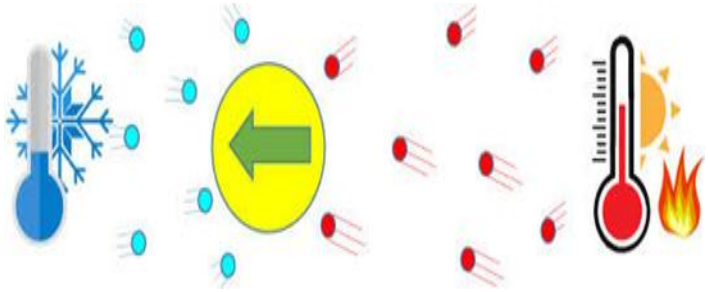


Figure III.5: Le phénomène de thermophorèse [107]

III.10.2. Force thermophorètique :

Le phénomène peut être observé à l'échelle du millimètre ou moins. Par exemple, on peut observer à l'œil nu avec un bon éclairage le barreau d'un chauffage électrique entouré de fumée de cigarette. Dans ce cas, on remarque que la fumée est maintenue légèrement à distance du barreau incandescent. Lorsque les molécules d'air les plus proches du barreau sont chauffées, elles créent un flux rapide en s'éloignant du barreau vers une zone plus froide du gradient de température. Au cours de ce mouvement, elles entrent en collision avec les particules de fumée de cigarette, plus grosses et plus lentes, les repoussant loin du barreau, ce qui rend l'observation possible. La force qui a repoussé les particules de fumée à distance du barreau est un exemple de force thermophorétique.

La thermodiffusion est appelée « positive » lorsque les particules migrent de la région chaude à la région froide. On l'appelle « négative » lorsque c'est l'inverse. En général les particules les plus lourdes et les plus grosses présentent un comportement thermophorétique positif, et inversement pour les particules les plus petites et les plus légères. En plus de la taille, du poids des différentes particules et de la pente du gradient de température, la conductivité thermique des particules et leur coefficient d'absorption de la chaleur jouent un rôle important. Braun et al. ont émis l'idée que la charge et l'entropie de l'enveloppe d'hydratation des molécules pouvaient avoir un rôle très important dans la thermophorèse des biomolécules en solution aqueuse[108,109] .

La force thermophorétique conduit à des applications pratiques. Le principe général pour ces applications est la capacité de cette force à séparer différents types de particules après qu'elles ont été mélangées, ou de les empêcher de se mélanger si elles sont préalablement séparées.

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \nabla.[D\nabla_X + D_T\, x(1-x)\nabla T] \qquad \text{(III.24)}$$

X : La concentration du fluide.

D : Le coefficient de Diffusivité .

D_T : Le coefficient de Diffusivité thermique.

Avec :

$S_T = \frac{D_T}{D}$

III.10.3. Les applications :

- Les ions constituant les impuretés des semi-conducteurs migrent de la partie froide d'un wafer vers sa partie chaude parce qu'une température plus élevée permet d'obtenir plus facilement l'état de transition nécessaire aux sauts atomiques. Selon les matériaux utilisés la diffusion à l'intérieur du gradient de température peut avoir lieu dans un sens ou dans l'autre (du froid vers le chaud ou du chaud vers le froid).
- La force thermophorétique est employée dans des précipitateurs commerciaux destinés aux mêmes applications que les précipitateurs électrostatiques.
- Elle est utilisée dans la fabrication de fibre optique avec la méthode MCVD (modified chemical vapor deposition). Des gaz passent à l'intérieur d'un tube et à l'aide d'une flamme

appliqué sur l'extérieur du tube, un gradient thermique est créé et permet au gaz de se déposer sur la surface interne du tube grâce à la force thermophorétique.

- Elle est aussi un facteur important de transport des particules conduisant à l'entartrage.
- La thermophorèse a également un fort potentiel dans la recherche pharmaceutique car elle permet la détection d'aptamères liés en comparant les mouvements des molécules cibles suivant qu'elles sont liées ou non [110]. Cette nouvelle approche a été nommée « thermophorèse à micro-échelle » ou MST (de l'anglais Microscale thermophoresis)[111].
- De plus la thermophorèse est apparue comme une technique polyvalente dans la manipulation de macromolécules biologiques isolées (comme l'ADN), dans des micro ou macrocanaux chauffés de façon ciblée à l'aide d'un faisceau lumineux[112].

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons représentés la relation entre la magnétohydrodynamique et la rhéologie, nous avons mentionné les types de MHD, les domaines d'application et ses équations, aussi on a concentré sur la description du comportement et la Technique de mesure rhéologie, enfin nous avons parlé sur le phénomène de la thermophorèse et ses applications.

CHAPITRE IV

Résultats et discussions

IV.1. Formulation mathématique :

On considère le problème d'un écoulement convectif laminaire régulier d'un fluide micropolaire incompressible électriquement conducteur le long d'une plaque perméable inclinée semi-infinie sous l'influence d'un champ magnétique transversal B_0 qui est normalement appliqué à la plaque en présence de thermophorèse et d'effet de dissipation visqueuse. On suppose que le nombre de Reynolds magnétique est très petit et que le champ magnétique induit est donc négligeable par rapport au champ magnétique appliqué. La paroi est maintenue à température et concentration constantes, respectivement T_w et C_w, et ces valeurs sont supposées être supérieures à la température et à la concentration ambiantes, respectivement T_∞ et C_∞. Le flux est supposé être dans la direction x qui est prise le long de la plaque et l'axe y est normal (FigureIV.1).

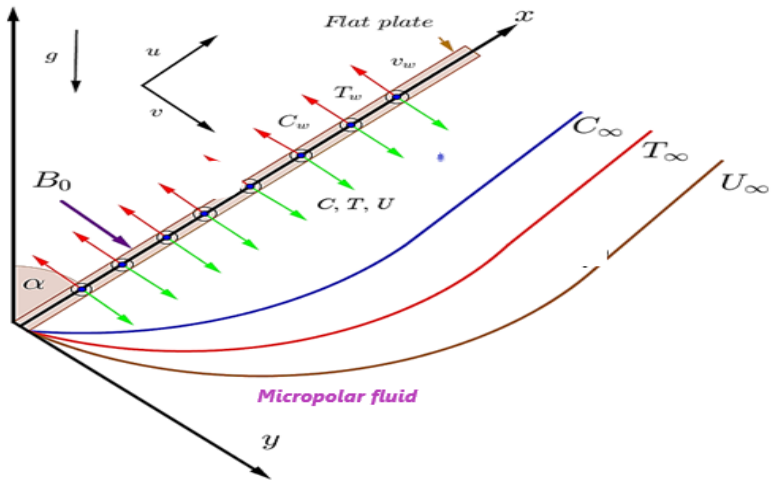


Figure IV.1: Modèle physique et système de coordonnées

Selon ces hypothèses et l'approximation de Boussinesq, les équations gouvernantes pour l'écoulement de la couche limite sont :

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

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

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

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

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

Ici *T* est la température, *C*'est la concentration d'espèces dans la couche limite et la composante *N* du vecteur de microrotation normale au plan *x-y*. D'autres paramètres et quantités sont spécifiés dans la nomenclature. Nous suivons les travaux de nombreux auteurs récents Kai-Long Hsiao [113] en supposant que la viscosité du gradient de spin

$\gamma = (\mu + K/2)\, j.$

V_T représente la vitesse de thermophorèse qui est égale à $V_T = k_1(\upsilon\partial T/T_r\partial y)$ où k_1 est le coefficient thermophorètique et *Tr* est une température de référence.

Les conditions aux limites de la paroi perméable sont définies comme suit

$$at\ \ y=0: u=0\,, v=\pm v_w\,, j=0, T=\ T_w\ and\ \ N=-\frac{1}{2}\partial u/_{\partial y} \qquad (IV.6)$$

$$for\ y->\infty: u=U,\ \ T=\ T_\infty\,, C=\ C_\infty\,, N=0$$

Dans l'équation ci-dessus $n = 1/2$ qui représente une faible concentration de flux de particules et indique la disparition de la partie anti-symétrique du tenseur de contraintes, Ahmadi [114].

À la suite de Yacob et al. [115], des quantités adimensionnelles sont introduites pour obtenir les solutions de similarité

$$\eta=\left(U/_{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}}y\ ;\ \psi=(\nu x U)^{\frac{1}{2}}f(\eta)\ ;\ N=U\left(U/_{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}}h(\eta)$$

Alors que pour la température et la concentration sans dimension,

$$\theta(\eta)=(T-T_\infty)/(T_w-T_\infty);\phi(\eta)=(C-C_\infty)/(C_w-C_\infty)$$

Où η est la variable de similarité indépendante, $f(\eta)$ est la fonction de vitesse sans dimension, $h(\eta)$ est la microrotation sans dimension, $\theta(\eta)$ est la température sans dimension et $\phi(\eta)$ est la concentration sans dimension. De plus, ψ est la fonction de flux qui est définie de la manière habituelle comme $u=\partial\psi/\partial y$ et $v = -\partial\psi/\partial x$. Ensuite, les composantes de vitesse deviennent

$u = Uf'(\eta)\,; v = 1/2\left({}^{\upsilon U}/_{x}\right)^{\frac{1}{2}}(\eta f' - f)$

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

$$(1+K)f''' + \frac{1}{2} f\, f'' - \frac{Ha^2}{Re} f' + K\, h' + (Gr_x\, \theta + Gm_x\, \phi)cos(\alpha) = 0 \qquad (IV.7)$$

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

$$\theta'' + \frac{1}{2} Pr\, f\, \theta' + Ec\, Pr\, f''^2 + \frac{Ha^2}{Re} Ec.Pr.f'^2 = 0 \qquad (IV.9)$$

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

Les conditions initiales et aux limites deviennent :

$$at\ \eta = 0 : f(0) = f_w\,, f'(0) = 0\,, h(0) = -{}^{1}/_{2}\, f'(0), \theta(0) = \phi(0) = 1 \qquad (IV.11)$$

$$for\ \eta -> \infty : f'(\infty) = 1, \qquad h(\infty) = \theta(\infty) = \phi(\infty) = 0$$

Où, nous avons pris $j = \nu x/U$ comme densité de micro-inertie. $f_w = -2v_w\sqrt{x/\upsilon U},$ Représente la vitesse d'aspiration ou d'injection au niveau de la plaque.

Les différents paramètres impliqués sont définis par

$$Gr_x = \frac{\beta g(T_w - T_\infty)x}{U^2}\ ;\ Gm_x = \frac{\beta^* g(C_w - C_\infty)x}{U^2}\ ; K = \frac{\kappa}{\mu}\ ; Ha = -B_0 x\sqrt{\sigma/\mu}\ ;$$

$$Re = \frac{\rho\, U\, x}{\mu}\ ; Ec = \frac{U^2}{c_p(T_w - T_\infty)}\ ;\ Pr = \frac{\upsilon}{\alpha}\ ; \tau = -k\left(\frac{(T_w - T_\infty)}{T_r}\right)\ ;\ Sc = \frac{\upsilon}{D}$$

Gr_x, Gm_x, K, Ha, Re, Ec, Pr et τ désignent respectivement le nombre de Grashof thermique local, le nombre de Grashof de masse locale, le paramètre de matériau, le nombre de Hartmann, le nombre de Reynolds, le nombre d'Eckert, le nombre de Prandtl et le paramètre thermophorétique, tandis que Sc est le nombre de Schmidt.

IV.2. Résultats et discussion :

L'ensemble des équations différentielles ordinaires couplées(IV.7) - (IV.10) est hautement non linéaire et ne peut être résolu analytiquement. Avec les conditions aux limites (IV.11), elles forment un problème de valeur aux limites à deux points, qui peut être résolu en utilisant la routine bvp4c du logiciel d'algèbre informatique symbolique MATLAB. Cette routine est basée sur la méthode des différences finies qui implémente la formule de collocation de Lobatto en 3 étapes et le polynôme de collocation fournit une solution continue qui est précise au quatrième ordre uniformément dans l'intervalle d'intégration. La sélection du maillage et le contrôle des erreurs sont basés sur le résidu de la solution continue. La technique de collocation utilise un maillage de points pour diviser l'intervalle d'intégration en sous-intervalles.

Les régions d'écoulement sont contrôlées par des paramètres thermophysiques, à savoir Gr_x, Gm_x, K, Ha, τ, Re, Ec, Pr et Sc. Des calculs numériques sont effectués pour différentes valeurs des paramètres indiqués sur toutes les figures. Nous nous concentrons sur la vitesse, la température, les profils de masse et la vitesse angulaire, principalement pour leurs variations relatives sous le champ magnétique et les résultats sont présentés pour une plage raisonnable de paramètres magnétiques et micropolaires. De plus, il est intéressant de montrer l'influence de la thermophorèse et la puissance d'injection / aspiration liées au paramètre micropolaire. Enfin, la dissipation due au champ visqueux et magnétique est examinée avec l'angle d'inclinaison de la plaque.

IV.2.1. Effet du paramètre magnétique *Ha* et du paramètre matériau *K* :

La figure IV.2 montre l'influence du champ magnétique sous le nombre de Hartmann local *Ha* and rapporte le vortex et la viscosité dynamique qui sont représentés par le paramètre matériel *K*, sur les comportements de la vitesse sans dimension le long de la plaque. La vitesse diminue avec l'augmentation des deux paramètres mais principalement avec *Ha*. Pour la température, la figure IV.3 illustre son augmentation avec l'augmentation de *H*a and *K*. La figure IV.4 montre que les profils de microrotation sont affectés par *K* bien plus qu'avant le point d'inflexion à η = 3.0. L'augmentation du champ magnétique est relativement élevée près de la paroi. Les profils de concentration et de température sont affectés de la même manière que prévu sur la figure IV.5. Nous pouvons conclure que la présence d'un champ magnétique et de micro constituants en rotation peut être considérée comme un outil puissant pour réguler le flux, la chaleur et le transfert de masse.

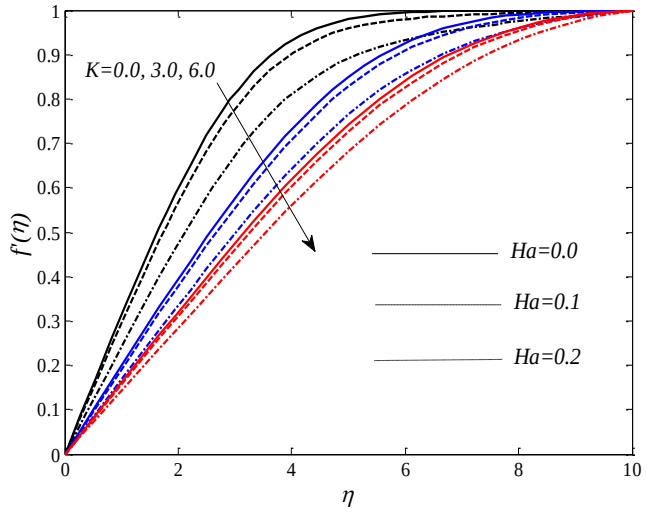


Figure IV.2. Profils de vitesse $f'(\eta)$ pour *(Grx = 0.10, Gmx = 0.10, Re = 1.0, Pr = 0.71, Ec = 01.0, Sc = 0.3, τ = 0.1).*

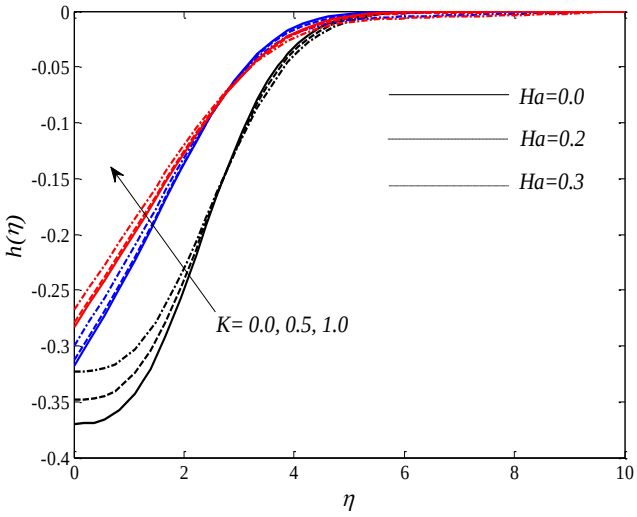


Figure IV.4. Profils de microrotation $h(\eta)$ pour *(Grx = 0.50, Gmx = 0.20, Re = 1.0, Pr = 0.71, Ec= 0.50, Sc=0.6, τ = 0.1).*

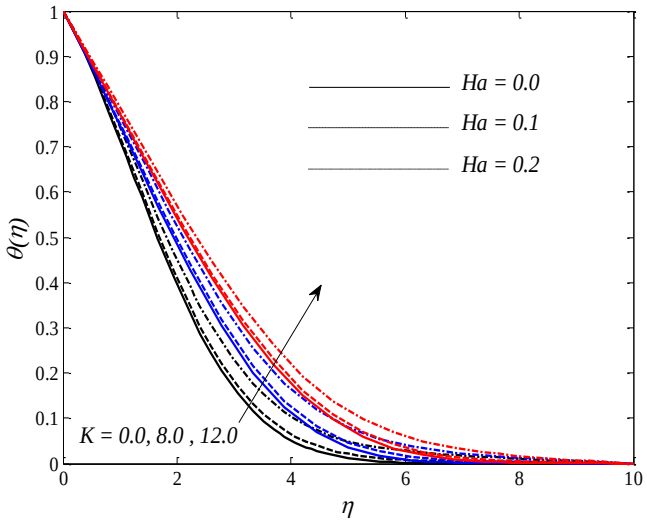


Figure IV.3. Distribution de température $\theta(\eta)$ pour *(Grx= 0.50, Gmx=0.20, Re = 1.0, Pr =0.71, Ec=0.50, Sc=0.6, τ =0.1).*

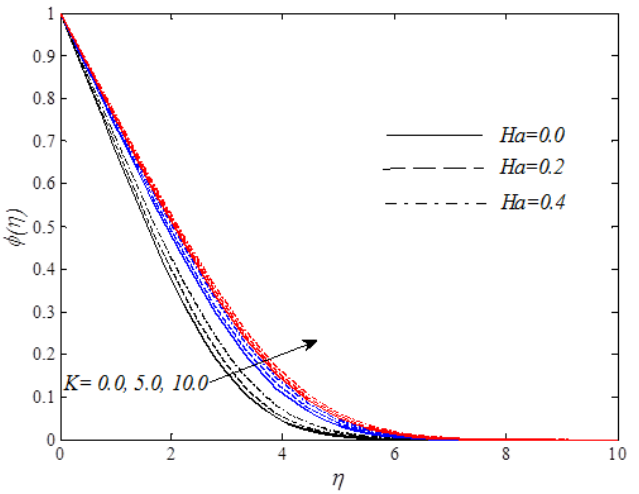


Figure IV.5. Profils de concentration $\phi(\eta)$ pour *(Grx = 0.20, Gmx = 0.20, Re = 2.0, Pr=0.71, Ec = 0.1, Sc = 1.0, τ = 0.1).*

IV.2.2. Effet du paramètre de thermophorèse τ et du paramètre de matériau K

Sur la figure IV.6, on note comme *Ha*, l'augmentation du paramètre de thermophorèse τ et du paramètre matériau conduisent à une légère diminution des profils de vitesse. Comme précédemment, on peut voir que les profils de température et de concentration sont presque similaires avec ces paramètres comme l'illustrent les figures IV.7 et IV.9. Cependant, plus d'effets sont observés pour les profils de microrotation alors que l'effet inverse est observé près du point précédent de la figure IV.8. On observe judicieusement que tous ces chiffres satisfont aux conditions aux limites (11), confortant ainsi la validité des résultats actuels. Tous les changements sont observés au milieu de la frontière. Ces changements sont plus prononcés pour la couche de microrotation et on en déduit physiquement que plus le fluide a une micropolarité plus il devient homogène si l'effet de thermophorèse est fort.

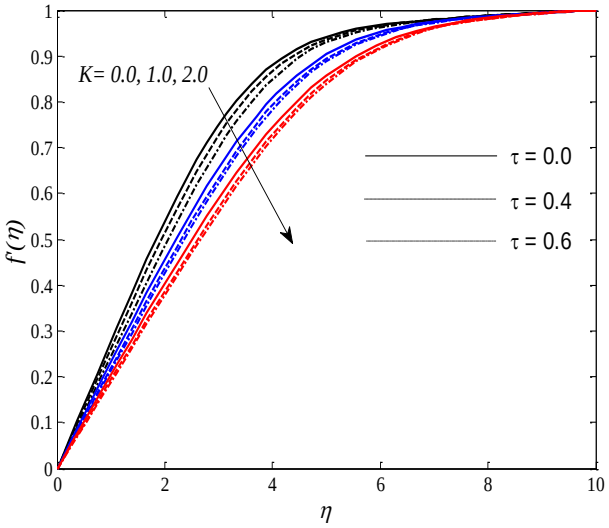


Figure IV.6. Profils de vitesse *f(η) pour (Grx = 0.2, Gmx = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, Ec = 0.1, Sc* = 0.6).

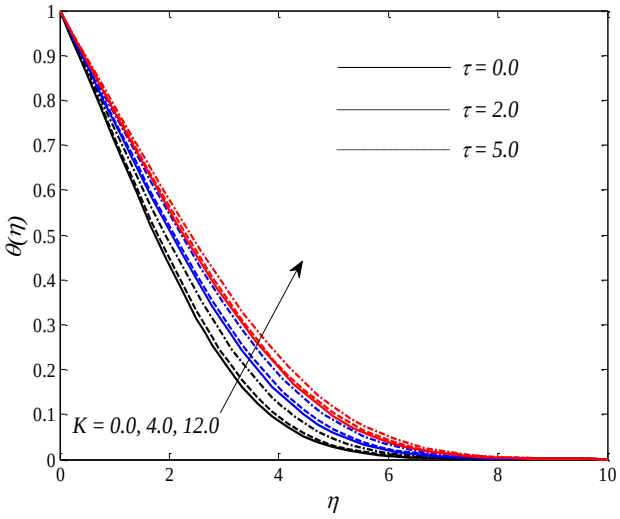


Figure IV.7. Distribution de température *θ (η) pour (Grx = 0.2, Gmx = 0.1, Ha= 0.2, Re = 2.0, Pr=0.71, Ec=0.1, Sc =0.6).*

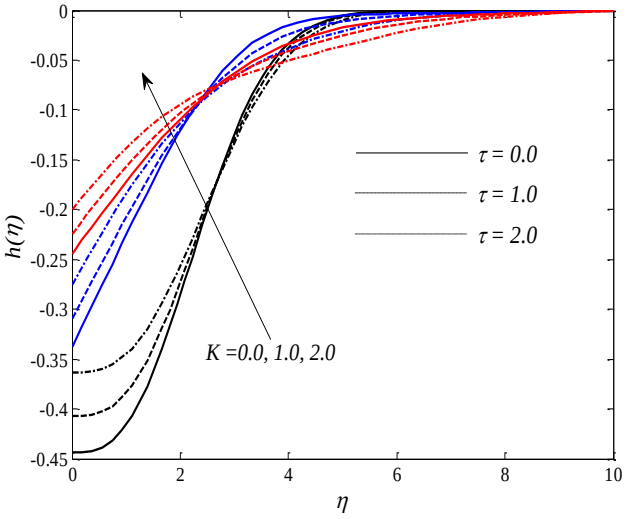


Figure IV.8. Profils de microrotation $h(\eta)$ pour *(Grx = 1.0, Gmx = 0.5, Ha = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, Ec = 0.1, Sc = 0.6).*

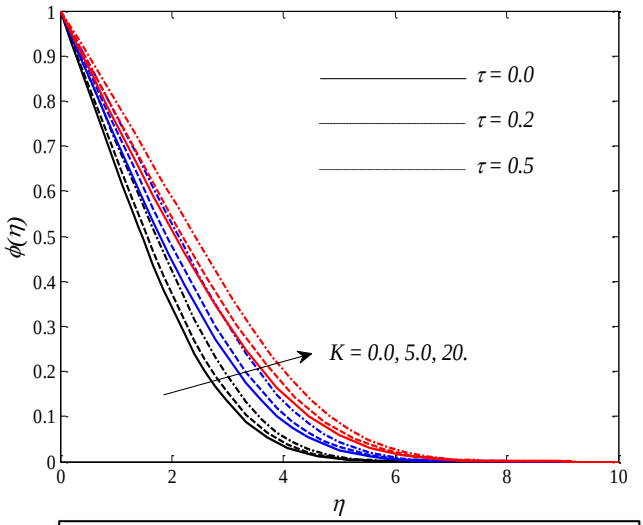


Figure IV.9. Profils de concentration $\phi(\eta)$ pour *(Grx = 0.5, Gmx = 0.5, Ha = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, Ec = 0.5, Sc = 1.0).*

IV.2.3. Effet du paramètre d'angle d'inclinaison α et du nombre d'Eckert *Ec*

D'autres variations intéressantes sont présentées dans les figures IV.10-IV.13. Des profils représentatifs pour trois angles d'inclinaison typiques (α = 20 °, 30 ° et 60 °) avec variation du nombre d'Eckert ou dissipation visqueuse et magnétique sont présentés. On observe à partir de la figure IV.10 que l'augmentation de l'angle d'inclinaison augmente la vitesse à l'intérieur de la couche limite hydrodynamique ainsi que le nombre *Ec*. En effet, l'angle d'inclinaison diminue l'effet de la force de flottabilité due à la diffusion thermique d'un facteur cosinus α. D'après les figures IV.11 à IV.13, nous observons que la concentration thermique et l'épaisseur de la couche limite de microtation diminuent à mesure que l'angle d'inclinaison augmente. Ces figures IV.11-IV.12 révèlent que l'augmentation des dissipations élargit naturellement les distributions de vitesse et de température mais un effet inverse est obtenu pour les profils de concentration.

Un effet plus prononcé est remarqué sur la figure IV.13 pour les profils de microrotation avec l'effet inverse. Loin de la plaque, la vitesse angulaire peut changer le sens à l'intérieur de la couche limite.

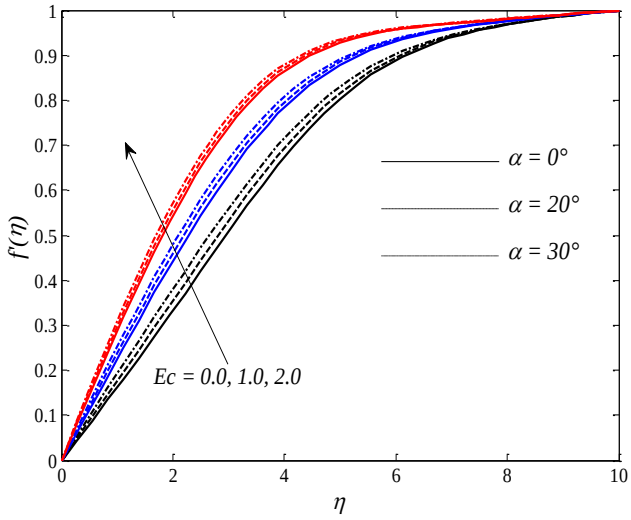


Figure IV.10 : Profils de vitesse $f'(\eta)$ pour *(Grx = 0.2, Gmx = 0.2, Ha = 0.2, Re = 1.0, Pr = 0.71, K=1.0, Sc = 0.6, τ=1.0).*

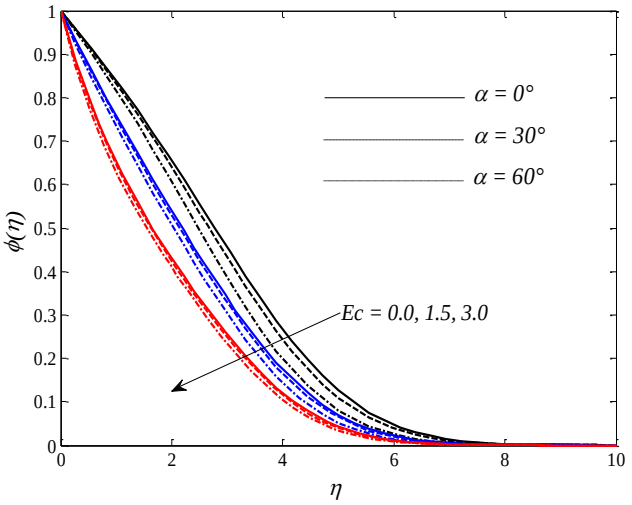


Figure IV.12 : Profils de concentration $\phi(\eta)$ pour *(Grx= 0.2, Gmx= 0.2, Ha=0.2, Re=1.0, Pr=0.71, K=0.5, Sc=0.6,τ= 1.0).*

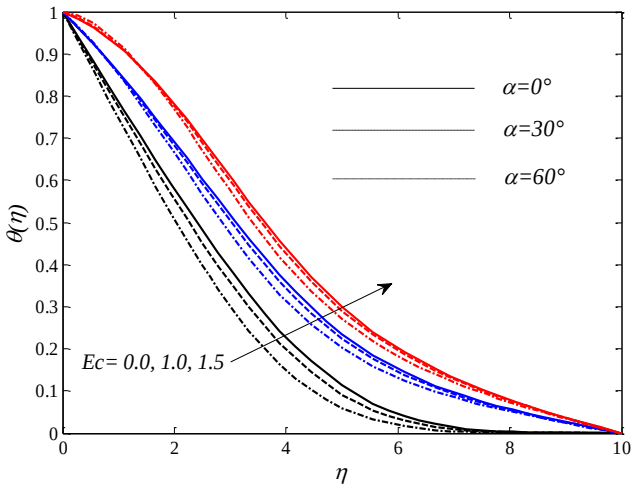


Figure IV.11: Distribution de température $\theta(\eta)$ pour *(Grx=0.2, Gmx=0.2, Ha=0.2, Re=0.5, Pr=0.71, K=1.0, Sc=0.60, τ=1.0).*

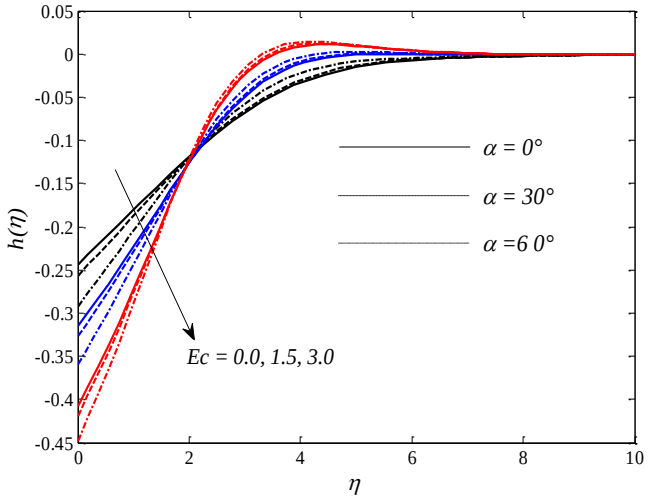


Figure IV.13 : Profils de microrotation $h(\eta)$ pour *(Grx = 0.5, Gmx = 0.2, Ha = 0.2, Re = 2.0, Pr = 0.71, K=1.0, Sc = 0.6, τ = 1.0).*

Conclusion

génarale

Conclusion générale :

Les effets du champ magnétique, de la thermophorèse et de la dissipation visqueuse sur l'écoulement continu de la couche limite laminaire d'un fluide micropolaire électriquement conducteur incompressible sur une plaque inclinée perméable sont étudiés. En utilisant la transformation de similarité, le système directeur des équations différentielles partielles non linéaires est transformé en un ensemble d'équations différentielles ordinaires non linéaires et est résolu numériquement en utilisant la routine @ bvp4c.

Des résultats numériques sont présentés et nous pouvons conclure ce qui suit de notre enquête :

- Le paramètre magnétique a un fort effet sur les caractéristiques du flux de fluide micropolaire, de la chaleur et du transfert de masse. Il joue un autre effet de dissipation qui peut affecter sensiblement les multiples échanges de masse et d'énergie.

-Travailler avec des microplaires élevées conduit à améliorer la température, la vitesse angulaire et les profils de masse des espèces qui améliorent ensuite l'épaisseur de la couche limite de chaleur et de masse, mais l'effet est inversé pour la vitesse d'écoulement, de plus, la présence d'un fluide micropolaire améliore le taux de transfert de chaleur.

Enfin On donne Perspectives suivants :

- Nanofluide ;

- Milieu poreux ;

- Couche poreuse inclinée ;

- Effet de dissipation magnétique;

- Réaction chimique ;

- Double diffusivité ;

- Effet de Soret et de Dufour;

D’autres configurations géométriques , sphérique ,cylindrique et horizontal ,,,etc.

Références bibliographiques

Références bibliographiques :

[1] S.L. Goren, Thermophoresis of aerosol particles in laminar boundary layer on flat plate, J Colloid Interf Sci, 61 (1977) 77–85.

[2] M. Epstein, G.M. Hauser and R. E. Henry. Thermophoretic deposition of particles in natural convection flow from vertical plate, ASME J Heat Trans, 107 (1985) 272–276.

[3] V.K. Garg and S. Jayaraj.Thermophoresis of aerosol particles in laminar flow over inclined plates, Int J Heat Mass Trans, 31 (1988) 875–890.

[4] S. Opiolka, F. Schmidt and H. Fissan, Combined effects of electrophoresis and thermophoresis on particle deposition onto flat surfaces, J Aerosol Sci, 25 (1994) 665–671.

[5] A. Selim, M. A. Hossain and R. Das, The effect of surface mass transfer on mixed convection flow past a heated vertical flat permeable plate with thermophoresis, Int J Thermal Sci, 42 (2003) 973–982

[6] C. C.Wang. Combined effects of inertia and thermophoresis on particle deposition onto a wafer with wavy surface, Int J Heat Mass Trans, 49 (2006) 1395-1402.

[7] A. C. Eringen, Theory of micropolar fluids, Journal Mathematical Mechanics, 16 (1966) 1–18.

[8] A. Ishak, R. Nazar andI. Pop. Dual solutions in mixed convection boundary layer flow of micropolar fluids, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation, 14 (2009) 1324–1333.

[9] A. Ishak,R. Nazar,I. Pop.Stagnation flow of a micropolar fluid towards a vertical permeable surface, International Communications Heat Mass Transfer, 35 (2008) 276–281.

[10] R.S.R. Gorla,S. Nakamura, Mixed convection of a micropolar fluid from a rotating cone, International Journal Heat Fluid Flow, 16 (1995) 69–73.

[11] O. Aydın and I. Pop.Natural convection in a differentially heated enclosure filled with a micropolar fluid, International Journal Thermal Sciences, 46 (2007) 963–969.

[12] Y. Y. Lok, N. Amin and I. Pop. Unsteady mixed convection flow of a micropolar fluid near the stagnation point on a vertical surface, International Journal of Thermal Sciences, 45 (2006) 1149–1157.

[13] A. Ishak, R. Nazar and I. Pop. Magnetohydrodynamic (MHD) flow of a micropolar fluid towards a stagnation point on a vertical surface, Computational Mathematical Applications, 56 (2008) 3188–3194.

[14] K. Das, Influence of thermophoresis and chemical reaction on MHD micropolar fluid flow with variable fluid properties, International Journal Heat mass transfer, 55 (2011) 766-774.

[15] M. A .A. Mahmoud. Thermal radiation effects on MHD flow of a micropolar fluid over a stretching surface with variable thermal conductivity, Physica A, (2007) 401–410.

[16] D. Pal and S. Chatterjee.Mixed convection magnetohydrodynamic heat and mass transfer past a stretching surface in a micropolar fluid-saturated porous medium under the influence of Ohmic heating, Soret and Dufour effects, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation, 16 (2011) 1329–1346.

[17] M.A. Seddeek, S.N. Odda, M.Y Akl, and M.S Abdelmeguid, Analytical solution for the effect of radiation on flow of a magneto-micropolar fluid past a continuously moving plate with suction and blowing, Computational Materials Science, 45 (2009) 423–428.

[18] A. Ishak, R. Nazar, and I. Pop.MHD boundary-layer flow of a micropolar fluid past a wedge with constant wall heat flux., Communications Nonlinear Science Numerical Simulation, 14 (2009) 109–118.

[19] M.A.A Mahmoud, and S.E Waheed.MHD stagnation point flow of a micropolar fluid towards a moving surface with radiation, Meccanica, 47 (2012) 1119–1130.

[20] M.Abd-El Aziz. Thermal radiation effects on magnetohydrodynamic mixed convection flow of a micropolar fluid past a continuously moving semi-infinite plate for high temperature differences, Acta Mechanica, 187 (2006) 113–127.

[21] E. M. Elbarbary and N. S. Elgazery, Flow and heat transfer of a micropolar fluid in an axisymmetric stagnation flow on a cylinder with variable properties and suction., Acta Mechanica, 176 (2005) 213–229.

[22] J. A. Chamkha, R. A. Mohamed and S. E. Ahmed, Unsteady MHD natural convection from a heated vertical porous plate in a micropolar fluid with Joule heating, chemical reaction and radiation effects, Meccanica, 46 (2011) 399–411.

[23] S. A. Alliche and M. N. Bouaziz, Magnetic field and thermal radiation effects on mixed convection heat and mass transfer of micropolar fluid along a vertical slender hollow circular cylinder, JP Journal of heat and mass transfer, 15 (2018) 157-180.

[24] S. Dero, A. M. Rohniand A. Saaban.MHD Micropolar nanofluid flow over exponentially stretching/shrinking surface: triple solutions , Journal of advanced research in fluid mechanics end thermal sciences, 56 (2019) 165-174.

[25] P. jean. Livre de diffusion et transport de matière dans les solide.

[26] J. Werner Bauer, R. Badoud, J.Löliger .Principes de chimie des constituants et de technologie des procédés,livre, Presses polytechniques et universitaires romandes.2010.

[27] J.Philippe Pérez et A. M. Romulus.Thermodynamique. Fondements et applications, Paris, Masson.1993.

[28] H. Adjadj ,j.Lahrech.et S .Gourari .Dimensionnement et calcul d'un échangeur de chaleur à faisceau et calandre lors des échanges convectifs Université Des Frères Mentouri Constantine.2016.

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

[30]A, Maouassi. Intensification des echanges chaleur par l'utilisation des nanofluides. memoire de magister. boumerdes, universite m'hamed bougara boumerdes : s.n., 2012.

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

[32] N. AYAD, T.MOHAMADI. Etude de l'influence des effets de flottabilité thermique et massique sur l'écoulement impactant sur paroi chauffée. thèse. 2017.

[33] B. Lahcen, L. Yves , B. Brahim . Instabilité thermoconvective d'un écoulement Poiseuille-Rayleigh-Bénard-Marangoni dans un canal ouvert à surface libre, thèse de doctorat Université Ibn Zohr-Agadir.(2012).

[34] N. Belghoul. “modilisationet simulation de la convection dùe à un champ de force externe dans des cavites: convection naturelle, MHD et marangoni”, fin d’étude, université Badji Mokhtar, Annaba, spécialité: énèrgitique..(2017/2018).

[35] N. SOUIADI , Z. NEMOUCHI, M. KADJA (2013) .la convection mixte dans un canal horizontal muni de blocs chauffes, mémoire de Magister-l’Université KASSDI MERBAH –OUARGLA.

[36] «Coefficient de transfert thermique par convection» sur

http://help.solidworks.com/2016/french/solidworks/cworks/c_Convection.htm

(consulté le 07 mars 2018).

[37] A. SINGH. Studies on variation of boundary layer parameters on rough surfaces in turbulent boundary layer zone. National institute of technology Rourkela, PP [1],(2015).

[38] N. MOKRANI. Simulation numérique par code fluent d’une couche limite contrôlée et non contrôlée sur un profil d’aile NACA 0012 a incidence de 18°. Mémoire de master. Université de Tizi Ouzou, PP (22), (2009/2010).

[39] Etienne GUYON-Jean-Pierre HULIN-Luc PETIT. Hydrodynamique physique Nouvelle Edition; Edition CNRS.

[40] A. Smaili. Etude expérimentale de la couche limite turbulente qui se développe à

l’aval d’une manipulation combinée utilisation des lamelles minces et paroi rainurée, Novembre 1991.

[41] Y.Jannot. Transfer Thermique. http://www.edilivre.com/transferts-thermiquescours-et-55-exercices-corrig-20c28f73fc.html#.VyIS3nqHhPI. 2012.

[42] Benyamma Tayeb. Baci Abdelkamel. « Influence du type de paroi sur les

caractéristiques de la couche limite thermique laminaire sur une plaque plane ». Fin d’étude, Université Echahid Hamma Lakhdar d’El-Oued. Spécialité : Energétique

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

[44] L. Mourzagh. « Transfert de Chaleur dans les Oxydes Poudres ». Fin d’étude

mémoire Université Mohamed Khider de Biskra. Génie chimique. 8 juillet 2019.

[45] L. BILLON. Génération et adaptation de maillage volume-couche limite dynamique pour les écoulements turbulents autour de géométries complexe. Thèse de doctorat. Université de Paris, PP [78-79], (2016).

[46] M. RECHACHE, M. A. BEN AZZOUZ. Réalisation d'un logiciel pédagogique D'analyse d'écoulement potentiel subsonique atour. Mémoire de master. Université de Blida.2011.

[47] L. Bouadjama, A. Adjouad."etude d'un écoulement externe sur une plaque effetde variation de la viscosité", mémoire de master, université Abderrahmane Mira BEJAIA ,spécialité: énèrgitique.2013.

[48] A. BENSLIMANE. Introduction à la mécanique de fluide. Cours. Université de Bejaia, PP (68), (2011).

[49] H. SCHLICHING. Boundary-Layer theory. 9th edition: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, PP (51), (2017).

[50] CH. BAYEUX. Méthode intégrale pour la couche limite tridimensionnelle Applications au givrage. Thèse de doctorat. Université de Toulouse, PP [4-5], (2017).

[51] R. Ben.Hamouda,''mécanique des fluides : introduction à la mécanique des fluides'', université virtuelle de Tunis.

[52] https://www.aquaportail.com/dictionnaire/definition/1654/fluide.(consulté le 08/12/2017)

[53] N.MIDOUX . Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique, Paris , p. 512. (ISBN : 2-8506-271-2), p.93-98. Tec et doc, 1985.

[54] Malvern panalytlcal. Rhéométrie [enligne].Disponible sur< https: //www. malvernpanalytical. com/fr/products/technology/rheometry > (consulté le 21/04/2019).

[55] C. Kamel .Modélisation et simulation du refroidissement des éléments à base decomposants électroniques par des nanofluides ,Doctoral thesis, Université Mohamed Khider Biskra.2020.

[56] Merina paul das, green synthesis and characterization of metal and metal oxide nanoparticlesfor biomedical and environmental applications, a thesis, faculty of engineering and technologydepartment of industrial biotechnology bharath institute of higher education and research,Chennai – 600 073, [reg. no. d14bt001] , December 2018.

[57] T.A.Maysa . Review Paper Biotechology, Pest control Biosynthèse des nanoparticules et leurs applications dans la lutte antiparasitaire agricole, une étude de référenceDépartement de biochimie et de microbiologie, Faculté de pharmacie, Université Al-Baath,Homs, Syrie.

[58] B.Amina Manel.Contribution à l'etude des milieux poreux satures par des nanofluides. modeles simples et complexes ,Thèse de doctorat l'université yahia farès de médéa,génie mécanique-énergétique et transferts.2016.

[59] F.Mehrdad , F.Khalil .''Biologicala and green synthesis of silver nanoparticles' 'Turkish J. Eng. Env. Sci, 34 , 281 – 287.2010.

[60] T. Amira .Etude des Phénomènes de Transfert de Chaleur dans les Nanofluides. Thésedoctorat en sciences, Université 8 Mai 1945 Guelma, 2018.

[61] J. Gruss, Ribeiro, and J. A.. "Nanofluides pour les applications thermiques," Tech. L'ingénieur, vol. 33, pp. 1 – 9, 2010.

[62] H. Sakuma and K. Ishii ."Gas flow sputtering: Versatile process for the growth of nanopillars, nanoparticles, and epitaxial thin films," J. Magn. Magn. Mater., vol. 321, no. 7, pp. 872–875, Apr. 2009, doi: 10.1016/j.jmmm.2008.11.053.

[63] Y. Singh, J. R. N. Javier, S. H. Ehrman, M. H. Magnusson, and K. Deppert ."Approaches to increasing yield in evaporation/condensation nanoparticle generation," J. Aerosol Sci., vol. 33, no. 9, pp. 1309–1325, 2002, doi: 10.1016/S0021- 8502(02)00072-1.

[64] D. K. Lee, Y. H. Kim, X. L. Zhang, and Y. S. Kang, "Preparation of monodisperse Co and Fe nanoparticle using precursor of M2+-oleate2 (M = Co, Fe)," Curr. Appl. Phys., vol. 6, no. 4, pp. 786–790, Jul. 2006, doi: 10.1016/j.cap.2005.04.040.

[65] M. H. U. Bhuiyan, R. Saidur, M. A. Amalina, R. M. Mostafizur, and A. K. M. S. Islam."Effect of nanoparticles concentration and their sizes on surface tension of nanofluids," in Procedia Engineering, 2015,vol.105,pp.431–437. doi: 10.1016/j.proeng.05.030.2015.

[66] R. Benoit et al.."Optimisation of the surface properties of SBA-15 mesoporous silica for in-situ nanoparticle synthesis," Microporous Mesoporous Mater., vol. 120, no. 1–2, pp. 2–6, Apr. 2009, doi: 10.1016/j.micromeso.12.017.2008.

[67] S.U.S Choi .Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, Developments and Applications of Non-Newtonian Flows, FED-vol 231/MD-vol 66(1995), pp: 99–105.

[68] http://thesesups.ups-tlse.fr/1054/1/Bachir_Glades.pdf. (Novembre 2018)

[69] S.C.Tzeng , C.W Lin and K.D Huang, Heat Transfer Enhancement of Nanofluids in Rotary Blade Coupling of Four-Wheel-Drive Vehicles. Ac ta Mechanic a 17: 11-23.2005.

[70] Z.Zhang and Q. Que, Synthesis.Structure and Lubricating Properties of

Dialkyidithiophosphate-Modified Mo-S Compound Nanoclusters, Wear 209: 8-12.1997.

[71] C.Y .Tsai , H.T.Chien, P.P.Ding, B.Chan, T.Y.Luh, P.H.Chen, Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance, Material Letters 58 1461–1465.2004.

[72] B.MaH, C.Wilson, B.Borgmeyer, K.Park, Q.Yu, S.U.S.Choi , M.Tirumala . Effect of nanofluidon the heat transport capability in an oscillating heat pipe Applied Physics Letters 88 (14) (2006)143116.

[73] S.M .You , J.H.Kim and K.H.Kim. Effect of Nanoparticles on Critical Heat Flux of Water in Pool Boiling Heat Transfer, Applied Physics Letters 83(2003): pp. 3374-3376.

[74] p.Vassallo , R .Kumar and S.D'Amico. Pool Boiling Heat Transfer Experiments in Silica-WaterNano-Fluids, International Journal of Heat and Mass Transfer 47: 407-411.2004.

[75] A. Jordan , R.Scholz, P.Wust, H.FaMng and R.Felix, Magnetic Fluid Hypothermia (MFH): Cancer Treatment with AC Magnetic Field Induced Excitation of Biocompatible

Superparamagnetic Nanoparticles. Journal of Magnetism and Magnetic Materials 201: 413-419.1999.

[76] B.C. Pak and Y.I. Cho .Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with

submicron metallic oxide particles ,Experimental Heat Transfer, 11(2), 151–170, 1998 .

[77] Y. Xuan and W. Roetzel .Conception for heat transfer correlation of nanofluids, InternationalJournal of Heat and Mass Transfer, 43(19), 3701-3707, 2000.

[78 J. Kim, Y.T. Kang, and C.K. Choi. Analysis of convective instability and heat transfer characteristics of nanofluids. Physics of Fluids, 16(7): 2395-2401, 2004.

[79] C.H.Chon, Kihm, K. D., Lee, S. P., and Choi, S. U. S. "Empirical Correlation Findingthe Role of Temperature and Particle Size for Nanofluid (Al_2O_3) Thermal ConductivityEnhancement," Appl. Phys. Lett., 87(15), 153107. 2005.

[80] C.H.Li ,and G.P.Peterson ."Experimental Investigation of Temperature and VolumeFraction Variations on the Effective Thermal Conductivity of Nanoparticle Suspensions (Nanofluids)," J. Appl. Phys., 99(8), 084314.2006.

[81] B. yasmine, et M. Azza. Etude convection d'un fluide micropolaire sur la couche limite. Masters thèse ; Université Yahia Fares de Médéa ; page (4_8). (2018_2019).

[82] A. Eringen. Cemal., "Nonlocal Continuum Field Theories", Sheridan Books Springer- Verlag NewYork, USA, (2001).

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

[84] N. Midoux, Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique TEC & DOC-LAVOISIER, page 71 – 120 (1993).

[85] D.Quemada , Modélisation Rhéologique Structurelle TEC & DOC-LAVOISIER, page 115– 142 (2006)

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

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

[88] N.M. BOUAZIZ , Convection mixte d'un fluide micropolaire autour d'un cylindre vertical creux et mince effet MHD –2018-UYFM-LBMPT, Thèse de doctorat, univ. Médéa

[89] B.Hania ,B.Imane ,l'effet du comportement rhéologique du fluidesur quelques caractéristiques hydrodynamiques d'un lit fluidisé solide-liquide, Université a. Mira – Bejaia.2016.

[90] Bennecib. N « Contribution à l'étude d'une machine MHD à conduction en vue deSon exploitation sur un réseau électrique », Thèse de doctorat, Université de Batna,2011.

[91] M. Freeman. Rivière-Wekstein.G. « Les applications industrielles de la M.H.D», Technologie, pp : 46-52, Novembre 1994.

[92] B. Zappoli. « La Magnétohydrodynamique, L'état De L'art Premières Expériences Probatoires D'application Propulsive », Centre National D'études Spatiales Toulouse, 1981.

[93] S. Naceur. « Contribution à La Modélisation Numérique D'une Pompe MHD En Tenant Compte De La Nature Des Matériaux Des Électrodes Et Du Fluide », Thèse de Magister, Université de Batna, 2007.

[94] A.Faussurier, Servan.R. « Les matériaux électrotechniques », Edition Dunod, Paris1971.

[95] R. Berton. « Magnétohydrodynamique », Editions Masson, 1991

[96] C. A. Borghi ,A.Cristofolini, and M.Fabbri. «Optimal design of a liquid metal Induction Pump», Department of Electrical Engineering, University of Bologna, Viale Risorgimento 2, I-40136 Bologna, Italy, 1997

[97] http://eduscol.education.fr/rnchimie/phys/rheo/cours/rheo.htm (consulté le 10/04/ 2019).

[98] N. MIDOUX . Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique. Paris , p. 512. (ISBN : 2-8506-271-2), p.93-98. Tec et doc,1985

[99]M. A. Day. The no-slip condition of fluid dynamics. Erkenntnis, 1990. 33(3): p. 285-296.

[100] T. Mezge. The rheology handbook in The rheology handbook. Vincentz Network..2020.

[101] A. Benchabane.Etude du comportement rhéologique de mélanges argiles-polymères: Effets de l'ajout de polymères. Université Louis Pasteur (Strasbourg)(1971-2008).2006.

[102] J. Ferguson and Z. Kemblowski.Applied fluid rheology. Vol. 16: Springer.1991.

[103] F.DeLarrard. ".Rhéologie du béton frais remanié "BULLETIN DES LABORATOIRES DES PONTS ET CHAUSSEES, 1998.

[104] Evans., Letter of the editor: on the nature of the yield stress, 1992

[105] 3219-1, I., Rhéologie Partie 1: Vocabulaire et symboles pour la rhéométrie rotative etoscillatoire. 2021.

[106] T. G. Mezger, The Rheology Handbook For users of rotational and oscillatory rheometers 4th edition. 2014.

[107] https://fr.m.wikipedia.org/wiki/Thermophor%C3%A8se.(21/07/2023).

[108] S. Duhr, D. Braun.« Why molecules move along a temperature gradient », Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., vol. 103, no 52,82–décembre 2006, p. 19678

[109] P. Reineck,J. C. Wienken et D. Braun.« Thermophoresis of single stranded DNA », Electrophoresis, vol. 31, no 2,p.279,286- janvier2010.

[110] P. Baaske, C. j. Wienken , P. Reineck, S. Duhr , D. Braun , « Optical Thermophoresis for Quantifying the Buffer Dependence of Aptamer Binding », Angewandte Chemie International Edition, vol. 49, no 12, 2238–2241

[111] C. J. Wienken et al., « Protein-binding assays in biological liquids using microscale thermophoresis », Nature Communications, vol. 1, no 7,p. 100 ,2010

[112] L. H. Thamdrup ,N.B. Larsen , A. Kristensen. « Light-Induced Local Heating for Thermophoretic Manipulation of DNA in Polymer Micro- and Nanochannels », Nano Letters, vol. 10, no 3 p. 826 .832 février ,2010.

[113] K. Long Hsiao, Heat and mass transfer for micropolar flow with radiation effect past a nonlinearly stretching sheet.,Heat Mass Transfer, no. (46), 413–419.2010.

[114] G. Ahmadi, Self similar solution of incompressible micropolar fluid boundary layer over a semi-infinite plate, International Journal Engineering Science, 14 (1976) 639–646.

[115] N. A. Yacob and A. Ishak.MHD flow of a micropolar fluid towards a vertical permeable plate with prescribed surface heat flux, Chemical Engineering Science Research Design, 89 2291–2297.2011.