REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA

Faculté de Technologie

Département:Génie des procédés et environnement

Mémoire de fin d'études de Master

Filière : Génie des Procédés

Spécialité : Génie des procédés des Matéiaux

Etude numérique de la couche limites d'un transfert convectif

Présenté par

BOUCHAABA Oussama

Proposé et Dirigé par

Dr ALOUAOUI Redha

Promotion 2024

Remerciements

Avant tout nous tenons tout d'abord à remercier notre dieu tout puissant de nous avoir donné, la force et le courage, la santé, les moyens afin de pouvoir accomplir ce modeste travail.

Nous tenons à remercier chaleureusement notre encadreur Monsieur le Professeur 'Dr ALOUAOUI redha ,pour l'orientation, la confiance, la patience, qui ont constitué un apport considérable sans lesquels ce travail n'aurait pas pu être mené au bon port.

Nous tenons à exprimer nos sincères remerciements et respects à tous les professeurs qui nous ont enseigné et qui par leurs compétences nous ont soutenu dans la poursuite de nos études.

D'autre part, nos vifs remerciements s'adressent à toute personne nous ayons aidé de près ou de loin durant notre travail .

Dédicaces

C’est avec profonde gratitude et sincères mots , Nous dédions ce modeste travail à

Nos chers parents qui ont sacrifié leur vie pour nos réussite .

À Nos frères et sœurs

À Nos amis

Et à tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin pour la réalisation de ce mémoire de fin d’études.

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 un écoulement de couche limite laminaire stable d'un fluide micropolaire visqueuse incompressible sur une plaque soumise à un champ magnétique et effet radiatif. Les équations différentielles gouvernantes sont transformées en équations différentielles ordinaires qui sont résolues numériquement. De nombreux résultats sont obtenus et un ensemble représentatif est affiché graphiquement pour illustrer influence des différents paramètres sur différents profils.

Les mots clés :

Transfert thermique et massique, couche limite, convection, fluide microplaire et MHD.

Summary:

In this work, we investigate the effects of thermophoresis and viscous dissipation on heat and mass transfer in a stable laminar boundary layer flow of an incompressible viscous micropolar fluid over an inclined plate subjected to a magnetic field and radiation. The governing differential equations are transformed into ordinary differential equations which are solved numerically. Many results are obtained, and a representative set is displayed graphically to illustrate the influence of different parameters on different profiles.

Keywords:

Heat and mass transfer, boundary layer, convection, fluid

ملخص:

. في هذا العمل،قمنا بدراسة آثارالتحول ا لحراري والتبديد اللزج على نقل الحرارة والكتلة في تدفق طبقة حدودية صفيحة مستقرة لسائل قطب صغير لزج غير قابل للضغط على لوحة مائلة تخضع لحقل مغناطيسي وإشعاع. يتم تحويل المعادلات التفاضلية الحاكمة إلى معادلات تفاضلية عادية يتمحلها عدديًا يتم الحصول على العديد من النتائج ويتم عرض مجموعة تمثيلية بيانياً لتوضيح تأثيرالمعلمات المختلفة على ملفات تعريف مختلفة.

الكلمات الدالة:

انتقال الحرارة والكتلة، الطبقة الحدودية، الحمل الحراري، السوائل

Table de matière

I Remerciements
II Dédicace
III Résumé
VIII Liste des symboles
IX Lettres des grecques
IX Abréviation
IX Sous-rubriques
X Liste des figures
XI Liste des tableaux
Introduction générale..... 1

Chapitre I : Fluide newtonien et non newtonien

I.1.Introduction.....4
I.1.1.Définition de fluide newtonien.....4
I.1.2.Définition de fluide non newtonien.....4
I.2.Définition de nanofluide.....5
I.2..Caractéristiques.....5
I.2.2.Taille des nanoparticules.....8
I.2.3.Types des nanoparticules.....8
I.2.4.Classes des nanoparticules.....9
I.2.5.Les méthodes de synthése des nanoparticules.....11
I.2.5.1.L'aprroche descendante,ou top-down.....11
I.2.5.2.L'aprroche descendante,ou Botton-up.....11
I.2.6.Propriétés thermo physiques des nanofluides.....11
I.2.6.1.La masse volumique.....12
I.2.6.2.La chaleur spésifique.....12
I.2.6.3.Le coefficient d'expansion thermique.....13
I.2.6.4.La conductivité thermique des nanofluides.....13
I.2.6.5.La viscosité dynamique.....14
I.2.7.Production des nanofluides et nanoparticules 16

I.2.7.1.Production en une étape(one-step méthode) 16
I.2.7.2.Production en deux étapes(two-step méthode) 16
I.2.8.Domaines d'applications des nanofluides.....17
I.2.8.1.Refroidissement des systémes thermiques.....17
I.2.8.2.Refroidissement des systémes électroniques.....17
I.2.8.3.Refroidissement des systémes nucléares.....18
I.2.8.4. Refroidissement des systémes militaires.....18
I.2.8.5.La biomédecine.....18
I.2.8.6.D'autres applications.....18
I.2.9.Les avantages des nanofluides.....18
I.2.10.Les inconvénients des nanofluides.....19
I.3.Les fluides micropolaires.....19
I.3.1.Flux des particules fines en suspension.....19
I.3.1.1.Fluides en suspension de particules polymériques.....19
I.3.1.2.Colloïdes.....19
I.3.1.3.Sangs.....20
I.3.1.4.Liquide synovial ou liquide articulaire humain.....21
I.3.1.5.Cristeaux liquides.....21
I.3.2.Quelques modéles rhéologiques des fluides micropolaires.....24
I.3.2.1.Carreau et modèles carreau modifiés.....24
I.3.2.2.Modéles de sang humain.....25
I.3.2.3.Purgeur de cisaillement ou fluides pseudoplastiques.....26
I.3.3.Caractéristiques générales du fluide micropolaire.....27
I.3.3.1.Micro-rotation(vortex) 27
I.3.3.2.Viscosité du vortex.....28
I.3.4.Paramétre principaux affectant la viscosité.....28
I.3.4.1.Effets de la température et de la pression.....28
I.4.Conclusion.....29

Chapitre II: Transfert convectife et la couche limite

II.1.Définition de transfert de convectife.....31
II.1.1.La convection naturelle.....31
II.1.2.La convection forcée.....31
II.1.3.La convection mixte.....32
II.2.1.Définition de transfert thermique.....

II.2.1.1La conduction.....32
II.2.1.2.La convection.....33
II.2.1.3.Le rayonnement.....34
II.2.2.1.Défintion de transfert massique.....35
II.2.2.2.Equation de Fick.....35
II.3.Couche limite en convection libre dans un milieu libre.....35
II.3.1Couche limite dynamique.....36
II.3.2.Couche limite massiquee.....37
II.3.3.Couche limite thermique.....38
II.4.Equation de couche limite laminaire en convection libre.....39

Chapitre III : La magnétohydrodynamique et les nombres adimentionnel

III.1.Définition de la magnétohydrodynamique MHD.....46
III.1.1.Magnétohydrodynamique idéale.....46
III.1.2.Magnétohydrodynamique résistive.....47
III.1.3.Les dommaines de la mgnétohydrodynamique MHD.....47
III.1.3.1.Géophysique.....47
III.1.3.2.Astrophysique.....47
III.1.4.Description d'un fluide conducteur.....47
III.1.5.Equation de la MHD.....48
III.1.5.1.L'oi d'ohm généralisée.....48
III.1.5.2.Equation de maxwell.....49
III.1.5.3.Force électromagnétique.....50
III.1.5.4.Equation du mouvement.....50
III.2.Les nombres adimentionnels.....52
III.2.1.Le nombre de Reylods Re.....52
III.2.2.Le paramétre d'interaction N.....53
III.2.3.Nombre de Hartman Ha.....53
III.2.4.Le nombre de Reylods Re magnétique Rem.....54
III.2.5.Le nombre de Grasho.....54
III.2.6.Le nombre de Grashof modifié(paramétrede Flottation)GR.....54
III.2.7.Le nombre de Brinkman.....55
III.2.8.Le nombre de Prandtl.....55

III.3.Conclusion.....55

Chapitre IV : Résultats et discussion

IV.1.Introduction.....57
IV.2.Probléme phyisque et formulation mathématique.....57
IV.3.Résultats et discussion.....61
IV.3.1.L'effet combiné de paramétre magnétique Ha et matériel K.....61
Conclusion générale.....66
Référence.....68

Liste des symboles

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

Lettres grecques

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

Abréviation :

MHD Magnétohydrodynamique

Sous-rubrique :

w Évalué sur le mur

∞ Évalué en dehors de la couche limite

Liste des figures

Figure I.1 : les nanoparticules dans un tube. 8

Figure I.2: nanoparticules sphériques ; nanotubes de carbone. 9

Figure I.3: procédé de synthése de nanofluide en une seule etape 17

Figure I.4: Viscosité du sang par rapport au taux de cisaillement 21

Figure I.5: Cristaux liquides nématiques et smectiques et cholestérolique. 22

Figure I.6: Polymères cristallins liquides ; (A) chaîne principale, (b) chaîne latérale. 23

Figure I.7: Molécules amphiphiles : (a) molécules de savon ; (B) micelle; (C) vésicule; (D) molécule de phospholipide 23

Figure I.8: La viscosité de cisaillement des particules sphériques de verre suspendu pour différents pourcentages de volume, dispersés dans un polymère thermoplastique à 150 ° C..... 25

Figure I.9: Profil des courbes obtenues à partir d'une solution aqueuse de polyacrylamide et de latex (polymère) dans l'eau…..26

Figure I.10: La viscosité dépend du taux de cisaillement de la solution aqueuse de polyacrylamide et de latex (polymère) dans l'eau.....27

Figure II. **1** :schéma de convection naturelle 31

Figure II. **2** :schéma de convection forcée 32

Figure II. **3**:un schéma de termes des trensphéres thermique..... 34

Figure II. **4** :schéma de couche limite dynamique. 37

Figure II. 5 :schéma de couche limite termique 39

Figure IV. 1 : Modèle physique et système de coordonnée**s……**58

Figure IV. 2: Profiles de vitesse f'(η) avec (Grx=0.1, Gmx=0.1, R =0.5, Pr=0.7, R=2.0 et Sc=0.6). 62

Figure IV. 3 :Profiles de température $\theta(\eta)$ avec *(Gr_x= 3.0, Gm_x = 3.0, Re = 0.5, Pr = 0.71, R = 1.0 et Sc = 0.6)*..... 63

Figure IV. 4 :Profiles de microrotation h(η) avec *(Gr_x=0.5, Gm_x =0.5, Re =1.0, Pr =5.0, R = 1.0 et Sc = 0.6)* 63

Figure IV. 5 :Profiles de concentration $\phi(\eta)$ avec *(Gr_x = 2.0, Gm_x = 2.0, Re = 1.0, Pr = 0.7, R = 0.1 et Sc = 0.3* 64

Liste des tableaux

Tableau I. 1 : commination nanoparticules /fluides de base 7

Tableau I. 2: les forces se concentrent sur les suspensions colloïdes (Adapté par Russell etal). 20

Tableau I. 3 :Les lois rhéologiques de l'éclaircie par cisaillement de fluide micropolaire ne présentant pas de stress critique. N. Midoux, D. Quemada et H. A. Barnes [38, 39] et [40]..... 24

Tableau I. 4: Relations de différents coefficients de viscosité, [43]. 28

Introduction Générale

Introduction générale

Les fluides microspolaires sont ceux qui contiennent des micros constituants qui peuvent subir une rotation, dont la présence peut affecter l'hydrodynamique de l'écoulement afin qu'il puisse être distinctement non newtonien. Il présente de nombreuses applications, par exemple, l'analyse du comportement des lubrifiants exotiques, des suspensions colloïdales et la solidification des cristaux liquides, l'extrusion de fluides polymères, le refroidissement de la plaque métallique dans un bain, le sang animal, les fluides corporels, etc. Ces types de fluides ont été proposés et modélisés d'abord par Erigen [1].

La théorie de fluides micro-polaires prend en compte les effets microscopiques résultant de la microstructure locale et du mouvement intrinsèque des éléments de fluides et on attend à ce qu'elle fournisse un modèle mathématique pour le comportement liquide non-newtonien. De tels fluides peuvent être soumis pour faire surface et des couples de corps dans lesquels le matériel indique dans un élément de volume peuvent subir des mouvements du centre de masses avec déformation.

Ces fluides ont été utilisés dans les couches limites dynamique et thermique par beaucoup d'auteurs pour des géométries différentes dans des conditions physiques diverses [2→ 9]. En outre, l'étude du champ magnétique en présence de rayonnement thermique a des applications importantes dans la physique et l'ingénierie telles que les études plasma, les générateurs de puissance MHD, le refroidissement du réacteur nucléaire, etc. [10] ont discutés un écoulement d'un point d'arrêt en présence d'un champ magnétique pour un fluide micro-polaire au voisinage une surface verticale, ils ont démontré que, dans le cas un écoulement assistant, des solutions pourrait être obtenus pour toutes les valeurs positives de λ, tans que, dans un écoulement opposé, la solution s'est terminée avec une valeur critique de λ ($\lambda = \lambda c$ ($\lambda c < 0$)).

La valeur de $|\lambda c|$augmente avec une augmentation de K, donc le fluide micro-polaire retarde la séparation de la couche limite, ce qui augmente la gamme de solutions de similarité par rapport au fluide newtonien. L'influence de thermophorèse et une réaction chimique sur un écoulement de fluide micro-polaire avec des propriétés thermo physiques variables a été étudiée par [11] qui a constaté qu'en présence d'effets physiques différents, peuvent modifier l'écoulement et le transfert thermosolutale.[12] a examiné l'effet de rayonnement sur un écoulement thermique devant une surface de rétrécissement, il trouvé que, l'effet de micro-rotation sur l'écoulement s'effectue lorsque le paramètre du matériau change.

L'effet de rayonnement thermique sur un écoulement MHD d'une fluide micro-polaire sur une surface d'étirage avec une conductivité thermique variable a été étudié numériquement par [13] qui a montré que l'épaisseur de la limite thermique et Nusselt augmentent à mesure que le paramètre de conductivité thermique augmente, tandis que l'épaisseur de la couche limite thermique diminue à mesure que le paramètre de rayonnement augmente.M.M. [14] ont étudiés numériquement un écoulement radiatif d'une fluide micro-polaire avec un flux de chaleur variable dans un milieu poreux, ils démontrent que, le rayonnement thermique combiné à la viscosité du vortex peut modifier les phénomènes de transport dans les milieux poreux.

Une analyse a été faite pour un transfert combiné de chaleur et de masse avec un effet de rayonnement pour un écoulement permanent de type couche limite d'un fluide qui passe devant une surface non-linéaire est présentés par [15], qui ont utilisés la méthode de similarité.[16] présentés un écoulement MHD d'un point d'arrêt pour une fluide micro-polaire sur une surface en mouvement en présence d'un rayonnement, ils ont remarqués que, le nombre de Nusselt amplifié à mesure que le champ magnétique, le paramètre de rayonnement et nombre de Prandtl augmentent.

En outre, une augmentation du paramètre matériel a entraîné une diminution du nombre de Nusselt .[17] a étudié les effets de rayonnement thermique sur écoulement magnétohydrodynamique en convection mixte, d'une fluide micro-polaire au-delà d'une plaque semi-infini en mouvement continu pour des différences de température élevées.

Le problème d'un écoulement convectif d'un point d'arrêt axisymétrique en présence d'un fluide micro-polaire sur un cylindre avec des propriétés thermo-physiques variables est discuté par[18]. Les effets de Joule, réaction chimique et rayonnement thermique sur un écoulement MHD en convection naturelle en régime variable devant une plaque poreuse chauffée pour un fluide micro-polaire sont analysés par [19].

Dans le présent travail, en considère un écoulement hydromagnétique sur le long une plaque verticale immergé dans une fluide micropolaire en convection thermique et massique. Les solutions de similarité résultantes d'équations gouvernées sont obtenues. De nombreux résultats sont obtenus et présentés graphiquement pour illustrer l'influence des différents paramètres de contrôle. L'objectif principal est de déterminer l'influence des effets simultanés sur le transfert de chaleur et de masse de la plaque vers le milieu externe.

Chapitre I
Fluide newtonien et non newtonien

I. 1.Introduction

Les transferts de chaleur au sein de fluides conduisent à de nombreuses applications pratiques et Industrielles, y compris dans le transport, l'approvisionnement en énergie, la climatisation et le Refroidissement électronique, etc. L'essor actuel des nanosciences a pour origine la mise en évidence des Propriétés spécifiques de la matière aux dimensions nanométriques. Ceci a suscité de nouveaux champs D'études dans de très nombreux laboratoires et a permis le développement des fluides aux propriétés Originales. Ce chapitre est composé de deux parties.

La première partie présente une étude descriptive des nano fluides, Leur composition et leurs propriétés physiques et thermiques.

La deuxième partie présente la définition des Fluides micro polaire en donnant des exemples.

I.1.2. Définition du fluide newtonien

Un fluide newtonien est un fluide dont la viscosité reste constante, indépendamment de la contrainte mécanique qui lui est appliquée. Par exemple, l'eau est un fluide newtonien, car sa viscosité ne varie pas, que ce soit lorsqu'elle est au repos ou en mouvement. Contrairement aux fluides non-newtoniens, comme la maïzena, dont la viscosité change sous l'effet d'une contrainte mécanique, les fluides newtoniens conservent leur viscosité constante. Cette propriété est basée sur les travaux du physicien Isaac Newton. [21][22]

Des exemples courants de fluides newtoniens comprennent l'eau, l'air, l'huile minérale et plusieurs autres liquides courants.

I.1.3.Définition du fluide non newtonien

Un fluide non newtonien est un fluide dont la viscosité varie en fonction de la contrainte qui lui est appliquée. Contrairement aux fluides newtoniens, leur comportement d'écoulement n'obéit pas à une relation linéaire entre contrainte et taux de cisaillement. Par exemple, la maïzena mélangée à de l'eau forme un fluide non newtonien: elle devient plus visqueuse lorsqu'elle est agitée, mais redevient fluide au repos. D'autres exemples incluent le sang, les gels, les boues, le fromage fondu, le chocolat fondu et certains produits industriels. Ces fluides présentent des comportements d'écoulement plus complexes que les fluides newtoniens, et leur viscosité peut varier en fonction de la contrainte ou du taux de cisaillement. [20→24]

I .2.Définition de nonofluide

Les nano fluides sont des dispersions de particules de taille nanométrique (dont le diamètre est Typiquement inférieur à 100 nm), appelées nanoparticules, dans un fluide de base afin d'en améliorer Certaines propriétés. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés Thermiques particulières. Dans le cas des fluides caloporteurs, un des premiers paramètres à prendre en compte afin d'évaluer le Potentiel d'échange de chaleur est la conductivité thermique. En effet, les fluides de base souvent utilisés Dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui Limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des liquides de base des Nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du Mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques. [23]

I.2.1.Caractéristiques des nanofluides

Ils représentent une propre classe différente des colloïdes conventionnels réservés Pour d'autres applications. Comparés aux suspensions conventionnelles de solide-Liquide pour des intensifications de transfert thermique, les nano-fluides possèdent les Avantages suivants :

●Superficie spécifique élevée et donc plus de surface de transfert thermique entre les Particules et les fluides.

●Stabilité élevée de dispersion avec le mouvement Brownien des particules Prédominant

.●Puissance de pompage réduite par rapport au liquide pur afin de réaliser

L'intensification équivalente du transfert thermique.

●Particule réduite non obstruant par rapport aux boues conventionnelles, de ce fait Favorisant la miniaturisation de système.

●Propriétés réglables, y compris la conductivité thermique et la mouillabilité de

Surface, en changeant la concentration de particules pour convenir différentes Applications.

●Les propriétés telles que le comportement optique, électrique, et magnétique des Matériaux, de sa réactivité et de sa résistance sont le résultat de deux principaux Facteurs à cette échelle soit la superficie relative accrue et les effets liés à la théorie des Quanta. A mesure que la taille d'une particule diminue, une plus grande proportion D'atomes est trouvée sur la surface comparée à ceux à l'intérieur.

●Les propriétés uniques, chimiques, physiques, et mécaniques des nanomatériaux Sont exploitées dans une grande variété d'applications. De plus, ils ne bloquent pas les Canaux et induisent une très petite chute de pression qui est bénéfique pour des Applications de transfert thermique. Le mouvement Brownien vigoureux de Nanoparticules suspendues dans les fluides de base rend plus stable ces nano-fluides par Rapport aux micro-fluides, qui est l'une des attractions pour des applications de transfert Thermique.

●D' ailleurs, trois propriétés qui sont la conductivité thermique accrue, le transfert Thermique accru, et le flux thermique critique élevé mettent ces fluides en première Position. Les études prouvent qu'avec relativement un peu de nanoparticules, la Conductivité thermique augmente de manière large.

Deux caractéristiques sont très importantes pour les systèmes de transfert thermique stabilité extrême, et conductivité thermique élevée. Différents types ont été élaborés Pour une large gamme des applications de technologie comme dans l'industrie des Automobiles, des liquides réfrigérants, des liquides de frein, des réfrigérateurs domestiques, des dispositifs solaires. Nous indiquerons par la suite les applications réelles et potentielles des nano fluides. Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un Objet dont au moins une des dimensions est de taille nanométrique (1-100 nm), nanoparticules SE situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire. Ils présentent un intérêt à la fois fondamental et appliqué et sont actuellement étudiés Largement.

Les fluides de base les plus couramment utilisés sont :

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

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

- ❖ Nanoparticules dans les oxydes métalliques :
- ❖ Oxyde de cuivre (Cuo).
- ❖ Oxyde de titane (Ti$O2$).
- ❖ Oxyde de silicium (SiO2).
- ❖ Oxyde d'aluminium (AL2O3).
- ❖ Nanoparticules métalliques :
- ❖ Aluminium (Al).

- ❖ Cuivre (Cu).
- ❖ Or (Au).
- ❖ Argent (Ag).
- ❖ Nanoparticules non métalliques :
- ❖ Nanotubes de carbone (CNT).
- ❖ Le diamant ©.

Le tableau suivant regroupe une liste non exhaustive de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base préparées par déférents groupes de recherches.

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

Tableau I. 1 : commination nanoparticules /fluides de base

I.2.2.Taille des nanoparticules

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

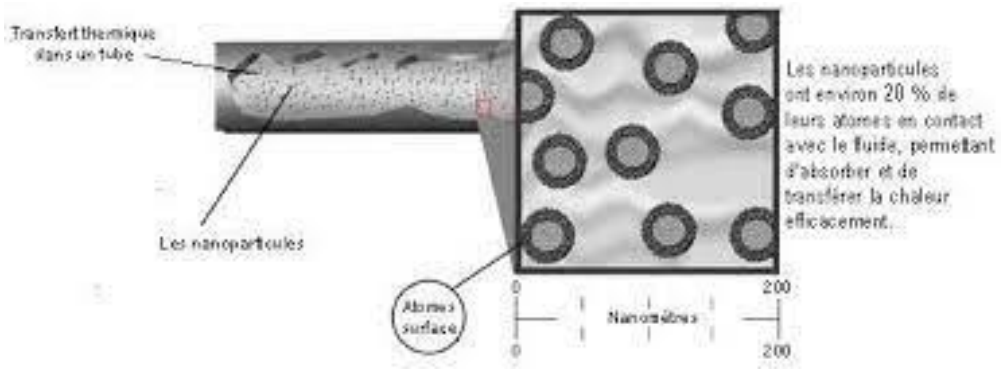


Figure I.1 : les nanoparticules dans un tube.

I.2.3.Types des nanoparticules

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

D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux Grandes catégories.

 Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent Etre utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à Base de métaux (cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag…) ou d'oxydes de cuivre (oxyde D'aluminium Al2O3, oxyde de cuivre CuO, oxyde de titane TiO2…).

 Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO2, Nanotube de silicium…). [25]

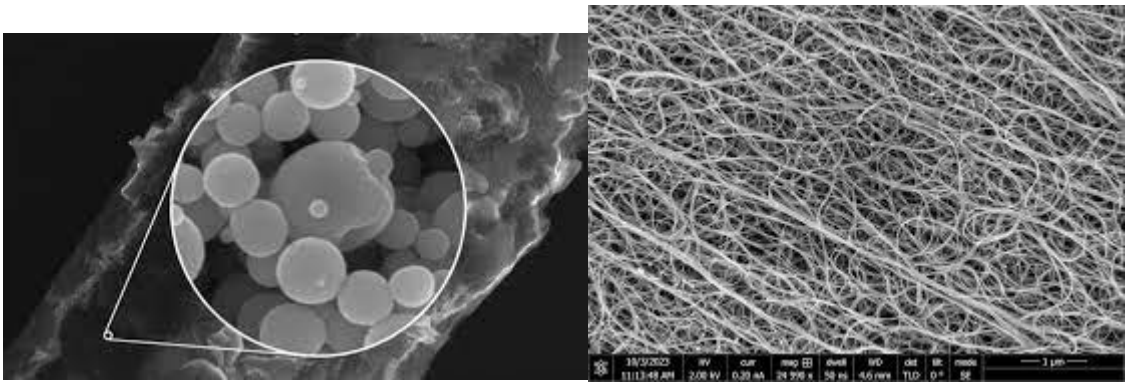


Figure I.2: nanoparticules sphériques ; nanotubes de carbone.

I .2.4.Classes des nanoparticules

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

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

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

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

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

dimension Externe se situe à léchelle nanométrique et les deux autres dimensions sontsignificativement Supérieures (nanofeuilletsdargile. Nanoplaquettes de sélénium de cadmium. Etc.).

Les matériaux nanostructures : qui possèdent une structure interne ou de surface à léchelle Nanométrique Parmi les matériaux nanostructures il est possible de distinguer plusieurs familles Parmi lesquelles :

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

Les nanocomposites : Ces matériaux sont composés pour tout ou partie de nanoobjets qui leur Confèrent des propriétés améliorées ou spécifiques de la dimension nanométrique. Les Nanoobjets sont incorporés dans une matrice ou sur une surface afin d'apporter une nouvelle Fonctionnalité ou de modifier certaines propriétés mécaniques magnétiques Thermiques etc. Les Polymères chargés de nanotubes de carbone utilisés dans le secteur des équipements sportifs afin D'améliorer leur résistance mécanique et de diminuer leur poids constituent un exemple de Nanocomposites.Les matériaux nanoporeux : Ces matériaux possèdent des pores de taille nanométrique. Les Aérogels de silice sont des matériaux nanoporeux qui présentent d'excellentes propriétés D'isolation thermique. Les nanomatériaux produits de façon intentionnelle par Lhomme à des Fins d'applications précises et possédantes des propriétés spécifiques sont nommés « Nanomatériaux manufacturés ».

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

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

I.2.5.Les méthodes de synthèse des nanoparticules

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

I.2.5.1. L'approche descendante, ou top-down

Regroupant essentiellement des méthodes physiques, consiste en la diminution Graduelle de la taille des systèmes actuels jusqu'à atteindre des dimensions Nanométriques et ce en optimisant les procédés technologiques. Le broyage à haute Energie est l'une des multiples techniques permettant d'obtenir des structures Nanocristallines. Dans une enceinte étanche, sous l'effet d'une succession de chocs Mécaniques, les grains de poudre sont alternativement déformés plastiquement, Fracturés et recollés les uns aux autres, conduisant à un mélange des différents Constituants. Le rapport des fréquences de fracture et de collage fixe la taille finale Des agrégats de poudre.

I.2.5.2. L'approche ascendante, ou Botton-up

S'est quant à elle imposée pour organiser la matière en utilisant des atomes, des Molécules ou des agrégats comme entités de départ. Ces méthodes essentiellement Chimiques de synthèse de nanomatériaux font l'objet de nombreuses publications ne Permettant pas une étude exhaustive. Elles concernent aussi bien les métaux (Au, Ag, Cu, Pt, Co…) que les alliages et les semi-conducteurs. Nous nous cantonnerons dans La suite de ce chapitre à une présentation succincte des principales méthodes de synthèse de nanoparticules métalliques ou bimétalliques en solution et notamment L'argent Voici la figure montré ci-dessous qui représente les deux approches :

I.2.6. Propriétés thermo physiques des nano fluides

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

I.2.6.1. La masse volumique

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

$$\rho_{nf}=\left(\frac{m}{v}\right)=\frac{mf+ms}{Vf+Vs}=\frac{PfVf+PsVs}{Vf+Vs} \quad \textbf{(I.1)}$$

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

$$\phi=\frac{solidevolume}{nanofluidedutotalevolume}=\frac{Vs}{Vs+Vf} \quad \textbf{(I.2)}$$

nano fluide du totale Volume solide Volume

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

ρ_f: La masse volumique du fluide de base. f

ρ_f: La masse volumique des nanoparticules solides. s

I.2.6.2.La chaleur spécifique

La chaleur spécifique est la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un systèmehomogène. La chaleur spécifique correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour élever la température del'unité de substance de 1 K lors de la transformation considérée. Pour la détermination de la chaleurspécifique d'un nanofluide, on a retrouvé suivant les auteurs l'une ou l'autre des deux relations suivantes.

$$C_p=(dQ/mdT). \quad \textbf{(I.3)}$$

De nombreux auteurs dont Pak et Cho. (1998) ont utilisé :

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

Certains autres dont Xuan et Roetzel (2000) ont utilisé :

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

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

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

I.2.6.3.Le coefficient d'expansion thermique

Nous nous intéressons dans le cadre de notre étude aux seuls fluides porteurs incompressibles (masse volumique indépendante de la pression) mais dilatables. Cette variation de masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique ($\beta_T = - (\partial\rho / \partial T)_p$), appelé également coefficient de dilatabilité .[7]

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

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

Kim et al. (2004) [7] ont supposé que le coefficient d'expansion thermique du fluide β_f est largement plusgrand que celui des nanoparticules solides β . Il ramené l'équation (3.5) à la forme simplifiée suivante :

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

I.2.6.4.La conductivité thermique des nanofluides

Etant donné que les nanoparticules à haute conductivité thermique suspension dans le fluide de base qui a une faible conductivité thermique, augmentent remarquablement la conductivité thermique denanofluides. Les chercheurs ont développé plusieurs modèles pour prédire l'estimation de lconductivitédu nanofluide et de nombreuses expériences ont été menées pour comparer les données expérimentales avec ces modèles analytiques, constitués par des éléments très réguliers tels que les nanoparticulessphériques. Les modelés décrits dans la littérature sont des outils de prédictions développés, afind'appréhender les mécanismes de transfert thermique au sein des nanofluides. Nous présenterons dans cette
partie les modèles les plus utilisés dans le cas des nano fluides.

I.2.6.4.1.Modèle de Maxwell (1881)

Maxwell fait partie des chercheurs qui se sont intéressés au calcul de la conductivité thermique d'un fluide contenant des particules sphériques en suspension. Pour aboutir à l'estimation de cette dernière, il a supposé que le fluide renferme plusieurs particules sphériques de même diamètre Dp. La formule de Maxwell est donnée par :

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

Ou n est un facteur de forme empirique donne par :

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

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

Pour ψ =1 (particules sphériques), le modèle de Hamilton-Crosser est identique au modèle de Maxwell.

I.2.6.4.2. Modèle de Yu et Choi (2003) [27]

Une autre expression pour calculer la conductivité thermique a été introduite par Yu et Choi (2003).Ils ont proposé de modéliser les nano fluides comme un liquide de base et des particules solides séparent par une couche nanométrique, cette couche agit comme un pont thermique entre le fluide et le nanoparticules. De plus, ils ont supposé que la conductivité thermique de la couche nanométrique est plus grande que la conductivité thermique de liquide,

$$\mathbf{K_{nf}} = \frac{Ks+2Kf+2(Ks-Kf)(1+\beta)^3*\emptyset}{Ks+2Kf-(Ks-Kf)(1+\beta)^3*\emptyset}\,Kf \qquad \textbf{(I.10)}$$

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

I.2.6.4.3.Mdèle de Bruggeman (1935) [28]

Le modèle propose par Bruggeman (1935) [22] semble mieux approximer certains résultats expérimentaux compare aux autres modelés pour le cas des nanoparticules sphériques avec aucune limitation concernant les concentrations des nanoparticules,

$$\mathbf{K_{nf}} = \frac{(3\emptyset-1)\frac{Kp}{Kf}+\{3(1-\emptyset)+\sqrt{\Delta}\}}{4}\,kf \qquad \textbf{(I.11)}$$

Avec : $\Delta = \left\{(3\emptyset-1)\left\{\frac{Ks}{Kf}\right\}^2 + (2-3\emptyset)^2 + 2(2+9\emptyset-9\emptyset^2)\left(\frac{ks}{Kf}\right)\right\}$ **(I.12)**

I.2.6.5. La viscosité dynamique

La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler. Sa connaissance est fondamentale pour toutes les applications impliquant le transport de fluides. L'ajout des nanoparticules permet d'augmenter etd'améliorer la conductivité thermique du nanofluide, mais cela peut aussi conduire à une augmentation défavorable de la viscosité dynamique. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées afin d'estimer ou de mesurer

la viscosité dynamique des nanofluides, et de quantifier l'importance des principaux paramètres qui l'influencent. Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour prédire 40l'évolution de la viscosité dynamique des suspensions sous certaines conditions. Dans cette partie, nousnous intéresserons aux modèles les plus utilisés dans le cas des nanofluides.

I.2.6.5.1.Modèle d'Einstein (1906)

Einstein a déterminé l'énergie dissipée autour d'une seule particule dans un fluide en associant son énergie au travail réalisé pour la faire avancer relativement au fluide. A partir de ce résultat, il a déterminél'expression décrivant une dépendance linéaire de la viscosité des suspensions dans un fluide avec la concentration,

$$\mu \text{ nf} = \mu(1 + 2.5\emptyset) \qquad \textbf{(I.13)}$$

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

I.2.6.5.2.Modèle de Brinkman (1952) [29]

La formule de Brinkman (1952) complète le modèle d'Einstein jusqu'à une concentration vo lumique

inférieure à 4%,

$$\mu nf = \frac{\mu f}{(1-\emptyset)^{2.5}} \qquad \textbf{(I.14)}$$

On remarque que cette relation décrit une évolution non linéaire de la viscosité dynamique avec la concentration volumique mais ne tient pas compte de la collision entre les particules.

I.2.6.5.3. Modèle de Batchelor (1976) [30]

En effet, l'écoulement autour de chaque particule est influencé par la présence éventuelle d'autresparticules à proximité et par les collisions entre particules. Ainsi, cela se traduit par la prise en compte d'unterme ϕ2 dans le modèle de Batchelor (1976).

$$\mu nf = \mu f\,(1 + \eta\phi + kH\phi^2) \qquad \textbf{(I.15)}$$

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

I.2.6.5.4.Modèle Maiga et al. (2005)

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

$\mu nf = \mu f (123\phi^2 + 7.3\phi + 1)$ **(I.16)**

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

I.2.6.5.5.Modèle Pack et Cho (1998)

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

$\mu nf = \mu f (533.9\emptyset^2 + 39.11\emptyset + 1)$ **(I.17)**

I.2.7. Production des nanofluides et nanoparticules

Le point délicat est la Fabrication de si petits morceaux de matière plus ou moins bien calibrés. Inutile D'essayer d'en faire chez soi en ponçant un bout de cuivre pour en faire de la poussière par exemple. Ça ne Fera que des particules de taille micrométrique au mieux, qui encrasseront le circuit. Les procédés de Fabrication de nanoparticules sont nombreux. Ils peuvent être classés en deux catégories :

Les procédés physiques, comme le broyage mécanique.

Les procédés chimiques, comme la pyrolyse laser ou la précipitation chimique.

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

Il y a deux méthodes principales pour obtenir un nanofluide :

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

Consiste à la dispersion des nanoparticules directement dans un fluide de base (synthèse direct dans un fluide de base) et de prévenir l'oxydation des particules de Métal pur.[31]

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

La première étape consiste fabriquer les nanoparticules et dans la seconde étape les Nanoparticules sont disperser dans un fluide de base.[31] Les procédés de fabrication font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le Coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise en œuvre et pourObtenir des particules de taille voulue. Chaque méthode a ses inconvénients physique ou Chimique et certains ne sont pas aptes à produire de

grandes quantités de Nanoparticules pour une production de masse vu les contraintes inhérentes au procédé. Les principaux moyens peuvent être :

- Le mécano synthèse (broyage à haute énergie).
- La précipitation chimique (réduction de sels métalliques par exemple).
- Les dépôts chimiques ou physiques en phase vapeur (CVD ou PVD).
- Les dépôts chimiques en phase vapeur assisté par plasma (PECVD).
- La condensation de vapeurs par détente brutale dans des tuyères supersoniques.
- La pulvérisation cathodique radiofréquence.
- La sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion Laser).
- La pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs).
- La désintégration d'électrodes submergées par passage d'étincelles.[32]

- La pulvérisation cathodique radiofréquence.
- La sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion Laser).
- La pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs).
- La désintégration d'électrodes submergées par passage d'étincelles.[32]

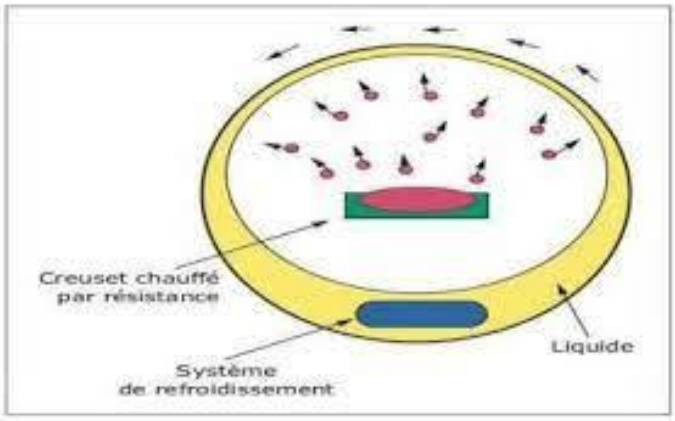


Figure I.3: procédé de synthése de nanofluide en une seule etape

I .2.8.Domaines d'applications des nanofluides

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau, sont utilisés comme liquide de Les nanofluides peuvent être Employées pour améliorer le transport de chaleur et L'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermique. Dans cette section, quelque Exemples d'applicationseront présentés tel que le transport, la micro- électronique, le Nucléaire et la biomédicale.[33].

I.2.8.1.Refroidissement des systémes thermiques

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

I .2.8.2.Refroidissement des systèmes électroniques

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

I.2.8.3. Refroidissement des systèmes nucléaires

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

I.2.8.4. Refroidissement des systèmes militaires

Les exemples des applications militaires incluent le refroidissement de l'électronique de Puissance et les armes d'énergie dirigée. Ces derniers impliquent des flux thermiques très Elevés (q>500 à 1000W/cm2), où les nanofluides ont montrés leur efficacité pour refroidir Ces systèmes, et aussi les autres systèmes militaires, y compris les véhicules militaires, les Sous-marins, et les diodes lasers à haute puissance.

I.2.8.5.La biomédecine

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédicale. Par Exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitementDe cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sure en produisant le refroidissement efficace Autour de région chirurgicale .[33]

I.2.8.6.D'autres applications

Il y a des situations nombreuses ou l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique Peut être liée à la qualité, la quantité, et au coût d'un produit d'un processus. Par exemple ,Dans l'industrie de l'énergie renouvelable, les nanofluides sont utilisés pour augmenter le Transfert de chaleur à partir des capteurs solaires aux réservoirs de stockage et pour Augmenter la densité d'énergie. Les liquides réfrigérants de nanofluide ont une application Potentielle dans

la majorité des industries de transformation, telles que les matériaux, la Production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz.[33]

I.2.9.Les avantages des nanofluides

Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides. Haute dispersion et stabilité avec prédominante du mouvement Brownien des particules. Particules réduites de colmatage par rapport aux boues conventionnelles. Propriétés ajustables, dont la conductivité thermique et la mouillabilité de la surface, en faisant varier les concentrations de [articule en fonction des différentes applications.

I.2.10.les Inconvénients de nanofluide

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

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

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

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

I.3. Les fluides micropolaires

I .3.1. Flux des particules fines en suspension

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

I.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 (f. Nicodème 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 [34].

I.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 [34].

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 .[34]

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 [34]. Tableau I.1 résume les forces principales agissant sur les particules colloïdales avec des formules mathématiques de base pour calculer la grandeur :

Force	**LA magnitude**	**Définition**
Brownian	$k\mathrm{T}/d_P$ (**I.18**)	K : contant de Boltzman T : température [K] dp: diamètre de particule
Van Del Waals	A/d_P (**I.19**)	A : constant Hamaker
Visqueux	$\eta d_p^2 U = \eta d_p \dot{y}$ (**I.20**)	η: viscosité de particule
Inertie	$d_p^2 \rho_p U^2$ (**I.21**)	U : vitesse relative de la particule
Gravitationnel	$d_p^2 \Delta\rho g$ (**I.22**)	Δp : Déférence entre la densité de fluide et la particule

Tableau I. 2: les forces se concentrent sur les suspensions colloïdes (Adapté par Russell etal).

I.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 [36-37]. Voir l'exemple donné par N. Midoux et D. Quemada, [38-39].

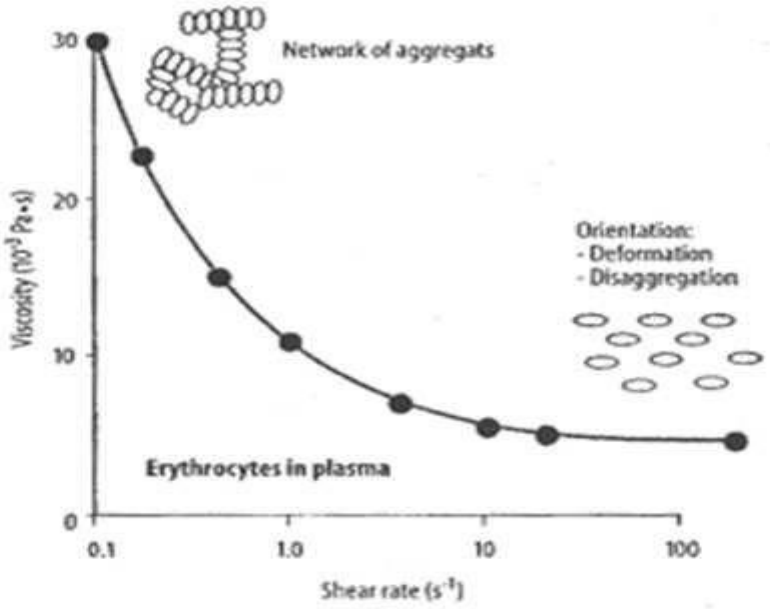


Figure I.4: Viscosité du sang par rapport au taux de cisaillement .

I .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, Dowson et 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, [35].

I.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 [36].

- 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.

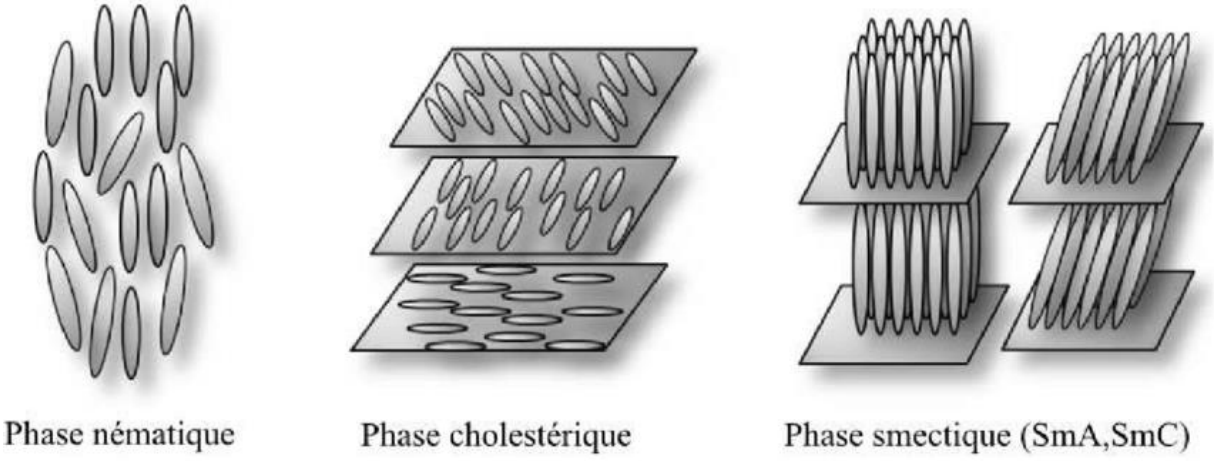


Figure I.5: Cristaux liquides nématiques et smectiques et cholestérolique.

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 peut citer 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 latérales , des cristaux liquides polymères peuvent être présents
en nématique, en chiralnématique ou en smectique [36].

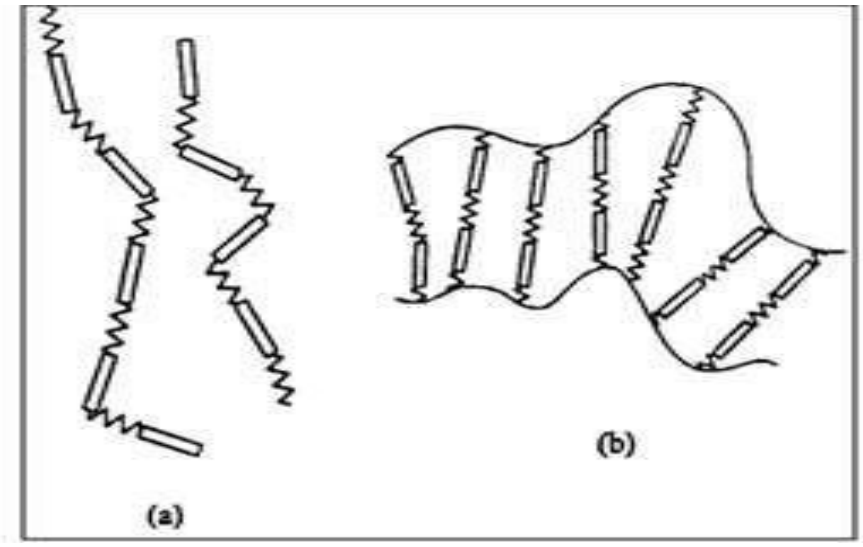


Figure I.6: Polymères cristallins liquides ; (A) chaîne principale, (b) chaîne latérale.

Une classe différente de cristaux liquides a des molécules biologiquement importantes, par exemple desphospholipides, appelés molécules amphiphiles, qui sont à la recherche d'eau ou à l'eau répulsive .

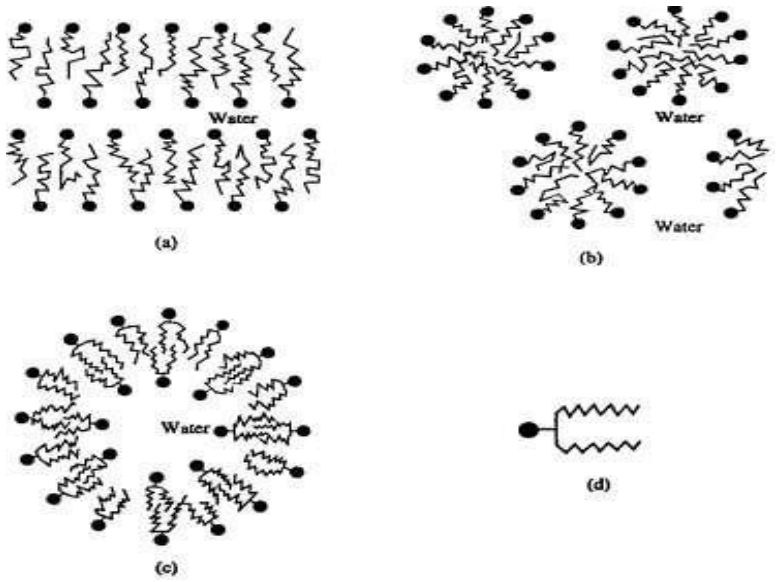


Figure I.7: Molécules amphiphiles : (a) molécules de savon ; (B) micelle; (C) vésicule; (D) molécule de phospholipide .

I.3.2. Quelques modèles rhéologiques de fluides micropolaires

Dans la littérature, il existe plusieurs modèles qui expliquent le comportement rhéologique des fluides micropolaires non newtoniens, car leur comportement rhéologique est indépendant

du temps et inclus dans la catégorie des fluides pseudo-plastiques (dilution par cisaillement) [34].

I.3.2.1. Carreau et modèles Carreau modifiés

On peut distinguer ce type de fluide ; Le modèle de fusion de polymère à faible concentration est proposé (tableau I.3), pour des concentrations élevées de solides ou des matrices à faible viscosité, les interactions particules par particule peuvent devenir significatives, comme pour les masses de polystyrène remplies de charbon noir, de dioxyde de titane et de carbonate de calcium. Poslinski et d'autres ont proposé un modèle Carreau modifié [34] :

Modéles	**Lois rhhéologiques**	**Paramétres n<1**
Ostwald De Waele	$\tau = k.\dot{y}^n$ **(I.23)**	n,k:Paramétre et indice de cohérence, respectivement.
Ostwald De Waele	$\mu = m.\dot{y}^{n-1}$ **(I.24)**	m:est un paramétre, un comportement erroné à faible taux de cisaillement.
Carreau	$\tau = \left[\mu_\infty + (\mu_0 + \mu_\infty)[1 + (\lambda.\dot{y})^2]^{\frac{n-1}{2}}\right].\dot{y}$ **(I.25)**	$\mu_0, \mu_\infty, \lambda$ n: indice de structure
Crosse	$\tau = \left[\mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1+(\dot{y}.t_1)^p}\right].\dot{y}$ **(I.26)**	μ_∞:Présente la viscosité à très haut taux de cissaillement
Ellis	$\tau = \left[\frac{\mu_0}{1+\left(\frac{\tau}{\tau_1/2}\right)^{\alpha-1}}\right].\dot{y}$ **(I.27)**	$\mu_0, \tau_1/2, \alpha$ $\tau_1/2$:présente la moitié du stress de cisaillement appliqué

Tableau I. 3 :Les lois rhéologiques de l'éclaircie par cisaillement de fluide micropolaire ne présentant pas de stress critique. N. Midoux, D. Quemada et H. A. Barnes [38, 39] et [40].

$$\boldsymbol{\mu = \frac{\sigma_0}{\dot{y}} + \frac{\mu_0}{\left(1+(t_1\dot{y})^2\right)^{(1-n)/2}}} \qquad \textbf{(I.28)}$$

Avec, $\boldsymbol{\sigma_0 = G_0 \times y_0}$ **et** $\boldsymbol{G_0}$ est le module d'élasticité, avec: $\boldsymbol{\sigma_0 < |\sigma|}$**et** $\boldsymbol{\dot{y}_0 \geq |\dot{y}|, \mu_0}$
Viscosité nulle, et le temps caractéristique (t1) est décrit par Maron Pierce, en donnant les expressions suivantes [41].

$$\boldsymbol{t_1 = t_{1m}\frac{\mu_0}{\mu_m}} \qquad \textbf{(I.29)}$$

$$\boldsymbol{\frac{\mu_0}{\mu_m} = \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-2}} \qquad \textbf{(I.30)}$$

Avec: μ_m ett_{1m} sont respectivement la viscosité et la période caractéristique de la matrice polymère, ϕ_m: est la fraction maximale d'emballage= 0,80; $\frac{\mu_0}{\mu_m} = \frac{2}{5}$

Poslinski et al ont obtenu un bon accord entre le modèle proposé et les données expérimentales, ils ont constaté que le comportement rhéologique des particules en suspension est très similaire au comportement des particules de polymère non saturées (faible concentration de polymère) et des particules sphériques suspendues de verre. [41]

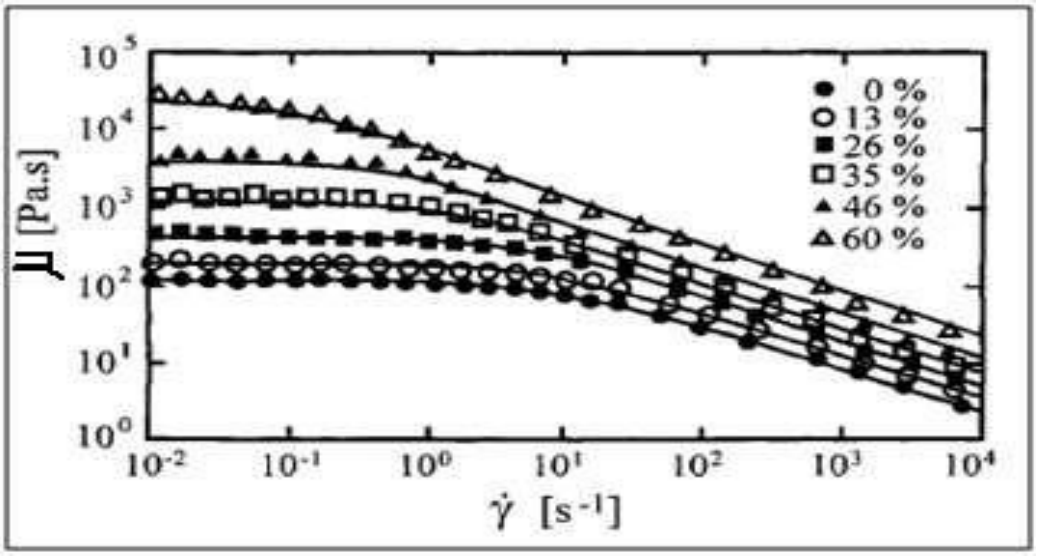


Figure I.8: La viscosité de cisaillement des particules sphériques de verre suspendu pour différents pourcentages de volume, dispersés dans un polymère thermoplastique à 150 ° C

I.3.2.2. Modèles de sang humain

Dans le rétrécissement pathologique, le flux de sang humain dans la sténose d'un vaisseau sanguin ouune artère est fourni sous le modèle de fluide micropolaire suivant, Md. Ikbal [42]:

$$\boldsymbol{\tau = -m\left\{\left|\sqrt{\frac{1}{2}(\dot{y}:\dot{y})}\right|^{n-1}\right\}\dot{y}} \qquad \textbf{(I.31)}$$

$$\text{Avec } \boldsymbol{:\frac{1}{2}(\dot{y}:\dot{y}) = 2\left\{\left(\frac{\partial v}{\partial}\right)^2 + \left(\frac{v}{r}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2\right\} + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \qquad \textbf{(I.32)}$$

τ: Tenseur de contrainte de cisaillement ; $\dot{y}$: Tenseur du taux de cisaillement ;

m et n: Sont respectivement l'indice de cohérence et le paramètre d'index du comportement des fluides ;

Z et r sont les coordonnées polaires ; U et v sont respectivement les composantes de vitesse le long de l'axe (oz) et du pôle (r).

Il existe un schéma particulier de circulation sanguine dans une artère étroite de cathétérisme ; Ce modèle est donné par la formule de la viscosité effective suivante, V. P. Srivastava et al,

$$\boldsymbol{\mu_e = \frac{(1-c)\mu_s}{1-\varepsilon^4+\beta(1-\varepsilon^2)+(1-\varepsilon^2)^2/log\varepsilon}} \qquad \textbf{(I.33)}$$

Avec: $\mu_s$est une relation empirique avec la viscosité d'une suspension;=$\frac{a_1}{a}$, où a; a1 sont les valeurs limites prises par le rayon r d'un cylindre creux;$\beta = \frac{8c(1-c)\mu_s}{sa^2}$; S est le coefficient qui caractérise le degré d'interaction particule par particule. C: la densité des particules dans la fraction volumique du sang.

I.3.2.3. Purgeur de cisaillement ou fluide pseudoplastique

Généralement, ce type de fluide ne présente pas de stress critique d'écoulement ou de contraintes critiques très faibles, par exemple: ciments, adhésifs, fluides contenant des particules en suspension de détergent et quelques peintures, particules en suspension de latex (polymère) dans l'eau, solution aqueuse de Polyacrylamide (. Selon les expériences sur ce type de fluides, le gradient de viscosité apparente diminue alors que le taux de cisaillement augmente [38-43].

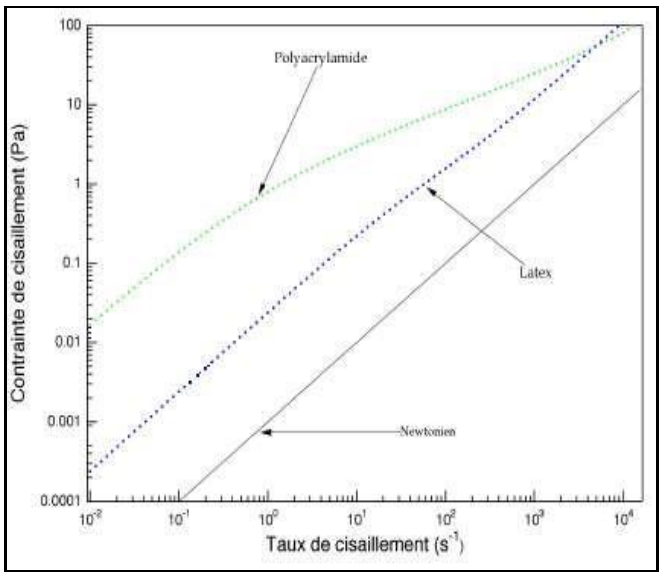


Figure I.9: Profil des courbes obtenues à partir d'une solution aqueuse de polyacrylamide et de latex (polymère) dans l'eau.

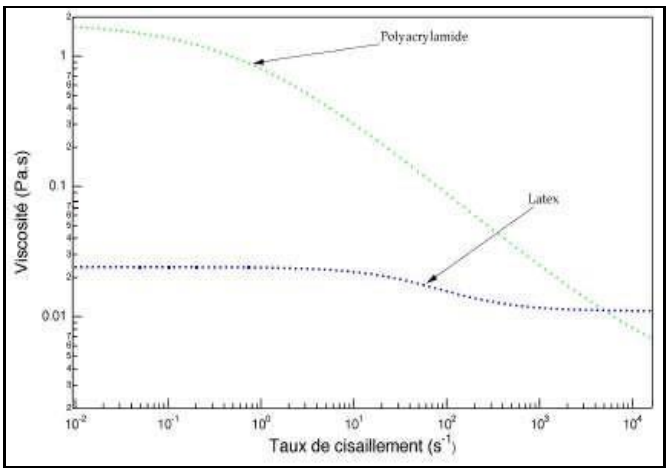


Figure I.10: La viscosité dépend du taux de cisaillement de la solution aqueuse de polyacrylamide et de latex (polymère) dans l'eau.

I.3.3. Caractéristiques générales du fluide micropolaire

Le fluide micropolaire se caractérise par le mouvement brownien, le mouvement rotatif (spin), la viscosité du vortex, la viscosité du gradient de rotation, la densité de la micro-inertie des particules solides en suspension, C. Y. Cheng [44].

I.3.3.1. Micro-rotation (vortex)

Le théorème qui a défini la bonne rotation des particules a dénoncé que lorsque les particules de fluide tournent autour de leur propre axe, le flux de fluide est appelé mouvement de rotation, les propriétés de ce type d'écoulement sont importantes et des propriétés différentes du débit potentiel (i-rotational). La rotation d'une particule est décrite par sa vitesse angulaire moyenne donnée par des formules formelles de formules différentielles données par les formules suivantes, E. Krause et R. P. Chhabra [43] .

$$\begin{cases} d\alpha = \frac{\partial v}{\partial x} dt \\ d\beta = \frac{\partial u}{\partial y} dt \end{cases} \qquad \textbf{(I.34)}$$

En généralisant la relation (III.17) sous une autre forme en trois dimensions de l'espace, on obtient le vecteur de rotation ou de tourbillonnement vectoriel [39-43], et selon :

$$\vec{\omega} = \xi\vec{i} + \eta\vec{j} + N\vec{k} = \frac{1}{2}\vec{\nabla} \times v \qquad \textbf{(I.35)}$$

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

$$N = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad \textbf{(I.36)}$$

I.3.3.2. Viscosité du vortex

Il est généralement donné par un coefficient σ^* caractérisant la viscosité à la microscale à la bordure séparant la couche de fluide et la paroi des particules solides fines en suspension (liées à la zone de contact fluide-solide) dans les équations d'équilibre σ^* est liée à la viscosité dynamique μ dans l'équation de moment, la relation entre σ^* et μ est γ : appelée viscosité du gradient de spin donnée par la formule suivante, [39-43].

$$\boldsymbol{y = (\mu + 0,5.\sigma^*)j} \qquad \textbf{(I.37)}$$

Avec : j: la densité de la micro-inertie.

σ^*:Viscosité du vortex

I.3.4. Paramètres principaux affectant la viscosité

Les principaux paramètres qui ont un effet apparent sur la viscosité sont: la température pour les liquides et les semi-solides, exprimée par la loi Arrhenius; Pression; La nature chimique du fluide; La concentration de la solution en cas de matériau; La météo; La contrainte de cisaillement sur le site les deux premiers paramètres, [43]. Certains types de viscosités sont donnés dans le tableau I.4.

I.3.4.1. Effets de la température et de la pression

Pratiquement, la température de l'augmentation incompressible du fluide entraîne l'expansion du volume(augmentation des distances intermoléculaires). Le même résultat, lorsque la pression devient très élevée, plus de 40 bars, la viscosité (μ) augmente, moins de 40 bars, la variation de viscosité est négligée, mais pour les fluides incompressibles, la pression de seuil est comptée au début de 20 bars [43].

coefficient	Formule	Caractére
Viscosité dynamique (absolue) μ	$\mu = \frac{\tau}{D}$ **(I.38)**	…..
Viscosité cinématique, v	$v = \frac{\mu}{\rho}$ **(I.39)**	μ: Viscosité dynamique de la dispersion.
Viscosité relative,μ_r	$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_s}$ **(I.40)**	μ_s:Viscosité dynamique du solvant.
Viscosité spécifique,μ_{sp}	$\mu_{sp} = \frac{(\mu - \mu_s)}{\mu_s}$ **(I.41)**	…..
Viscosité intrinsèque,μ_i	$\mu_i = lim_{\substack{c\to 0 \\ \varepsilon\to 0}} \left[\frac{\mu_{sp}}{c}\right]$ **(I.42)**	C: Présente la concentration de la phase dispersée

Tableau I. 4: Relations de différents coefficients de viscosité, [43].

I.4. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons donné dans un premier temps une description générale des nanofluides, et nous avons ainsi une présentation des différents modèles de leurs propriétés thermophysiques ensuite a été décrite, Les chercheurs ont mené des études analytiques, numériques et expérimentales afin de résoudre le problème du refroidissement par nanofluide à l'aide d'ailettes. L'analyse de ces travaux permet d'identifier les différents paramètres qui peuvent influencer le comportement thermique et rhéologique des nanofluides. À partir de cette analyse théorique, nous pouvons conclure qu'il existe un lien important entre la structure microscopique et le comportement de l'écoulement des fluides. Ainsi, il est possible d'avoir certaines caractéristiques souhaitées d'un produit en manipulant la structure en utilisant une gamme d'additifs. À l'inverse, en utilisant des mesures rhéologiques pour obtenir des connaissances à l'échelle de la microstructure, on construit des matériaux dans une forme appropriée dans l'industrie (par exemple : médicaments pour soins personnels, peintures, etc.).

Dans cet objectif, le chapitre suivant expose une détermination de l'effet de certains paramètres dans le but d'améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal horizontal où sont montées des ailettes pour une convection mixte laminaire pour assurer un bon refroidissement. Dans le cas 2D, nous avons mis l'accent sur l'influence de certains paramètres tels que les nombres de Reynolds et Richardson, la fraction volumique solide, types de nanofluides, et la distance entre les ailettes. Et aussi, des effets du nombre de Reynolds, la hauteur des ailettes, ainsi que les effets de la distance entre les ailettes dans une configuration 3D afin d'obtenir un meilleur refroidissement.

CHAPITRE II :
Transfert convectif et la couche limite

II.1.Définition de transfert convectif

Le transfert convectif est un mode de transfert d'énergie thermique où la chaleur est transmise simultanément avec un transport de matière dans un fluide, tel qu'un gaz ou un liquide. Ce processus implique un déplacement global de la matière due aux différences de densité causées par les variations de températures. La convection peut être naturelle ou forcée, et elle joue un rôle important dans le maintien de l'équilibre climatique et dansdivers systèmes technologiques.[45][46]

II.1.1.La convection naturelle

La convection naturelle est un mode de transfert de chaleur d'un milieu chaud vers un Milieu froid, par un transport macroscopique de la matière (mouvement des particules Fluides) (10) généré par des effets de poussée d'Archimède lié à l'action du champ de Pesanteur à la présence d'un gradient de la température. [47]

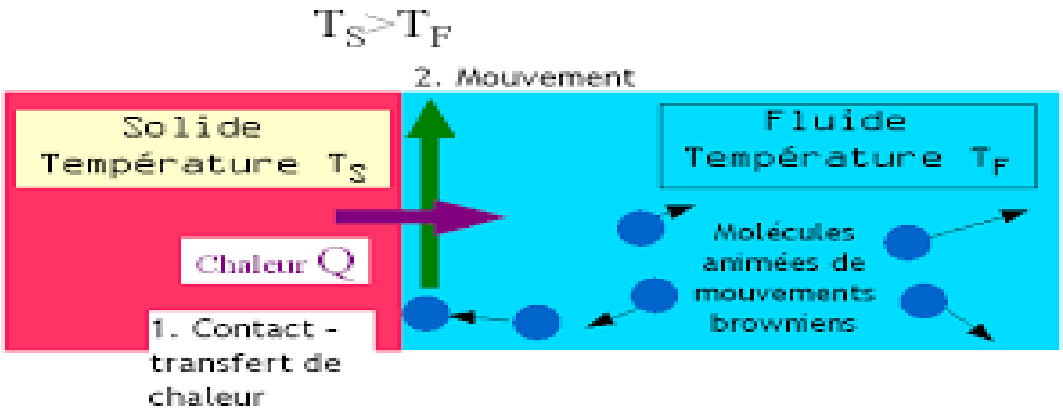


Figure II. 1 :schéma de convection naturelle

.

II.1.2.Convection forcée

Le phénomène de convection forcée apparaît quand le mouvement du fluide est imposé par une Cause mécanique extérieure (pompe, ventilateur,) au système. [48]

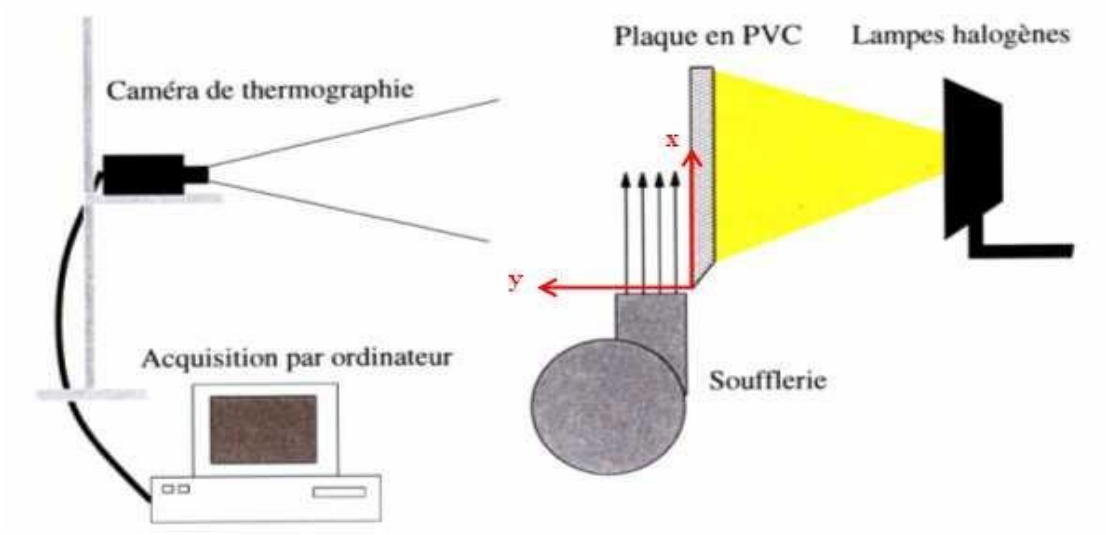


Figure II. 2 :schéma de convection forcée

II.1.3.Convection mixte

La convection mixte correspond au couplage des deux phénomènes précédents (convection Naturelle et forcée) quand les vitesses d'écoulement, fictives, dues aux deux types de convection Sont considérées séparément, du même ordre de grandeur .[48]

II.2.1Définition de transfert thermique

Un transfert thermique est le déplacement d'énergie thermique d'une source à une autre, se produisant spontanément de la source la plus chaude vers la plus froide. Ce transfert peut se faire par conduction, convection ou rayonnement thermique. La conduction implique un transfert de chaleur par contact direct entre les corps, la convection se produit lorsque la chaleur est transportée par un fluide en mouvement, et le rayonnement thermique se fait par des ondes électromagnétiques. Les échangeurs thermiques facilitent ces transferts en permettant le passage de chaleur entre deux fluides à travers une paroi. Ces échanges jouent un rôle essentiel en thermodynamique et sont régis par des principes comme la loi de Fourier pour la conduction thermique.[49][50]

II.2.1.1. La conduction

On sait que la température est une fonction croissante de l'agitation moléculaire dans un corps, qu'il soit solide, liquide ouGazeux. Considérons pour l'instant un corps solide au sein duquel la température varie. L'agitation moléculaire ´élevée de laZone chaude communiquera

de l'´énergiecinétique aux zones plus froides par un phénomèneappelé conduction de la chaleur. La conduction est un phénomène de diffusion qui permet donc `a la chaleur de se propager `a l'intérieure d'un corps solide. Il en est de même pour un liquide ou un gaz mais on verra par la suite que pour eux, la convection est un autre mode deTransfert de chaleur possible. Notons enfin que la conduction de la chaleur n'est pas possible dans le vide puisqu'il n'y a pasDe support moléculaire pour cela.[51] [52]

$$q = -\frac{dT}{Dx} \qquad \textbf{(II.1)}$$

II.2.1.2.La convection

Un d´débit ou une circulation de liquide ou de gaz peut transporter avec lui une certaine quantité d'´énergie thermique. Transport de chaleur porte le nom de convection thermique. Ce transport de l'´énergie par un ´écoulement est analogueAu transport d'autres quantités scalaires (non vectorielles) : transport d'une concentration de sel par de l'eau, transport de L'humidité par l'air, … On retiendra donc que dans la convection, la chaleur se sert du fluide comme véhicule pour se d´enlacer. Sans entrer dans les d´détails, notons qu'il existe deux types de transferts convectifs :

• La convection forcée dans laquelle l'´écoulement du fluide est forc´e par un dispositif m´mécanique quelconque (pompe ou Gravite pour un liquide, ventilateur pour de l'air).

• La convection naturelle : lorsqu'il existe une différence de température entre deux points d'un fluide, le fluide chaud, qui Aura une masse volumique plus faible que le fluide froid aura tendance `a monter sous l'effet de la poussée d'Archimède.Il y aura ainsi circulation naturelle du fluide sous l'effet de la chaleur qui, par ailleurs, sera transporte avec lui : on parle De convection naturelle. Si l'on prend l'exemple d'un chauffage domestique, l'eau chaude qui arrive dans les radiateurs Circule par convection forc´ee, entretenue par le circulateur (petite pompe située dans la chaufferie) tandis que l'air des Pièces de la maison circule par convection naturelle depuis le radiateur autour duquel il s'´échauffe jusqu'au plafond vers Lequel il s'l'Ève avant de redescendre pour former un circuit fermé.[51][52]Une modelisation simplification de ce phenomene peut etre trouvee dans la loi de newton citee ci-dessous :

$$\varphi = h(Tp - Tf) \qquad \textbf{(II.2)}$$

II.2.1.3.Le rayonnement

La chaleur du soleil frappe pourtant notre plan `été alors qu'il n'y a aucun support solide, liquide ou gazeux au delà de L'atmosphère terrestre. Ceci signifie donc que l'´énergie thermique peut tout de même traverser le vide. Ce mode de transfert S'appelle le rayonnement. Il correspond `a un flux d'ondes ´électromagnétiques ´émises par tout corps, quelle que soit sa Température. Comme on l'imagine, le rayonnement ´électromagnétique est d'autant plus ´élevé que sa température est grande. Comme pour la conduction, ce sont les interactions entre atomes et molécules qui sont `a l'origine de ce rayonnement. Elles Peuvent le générer , ce qui diminue leur´energie, ou encore l'absorber, ce qui l'augmente. De par sa nature, le rayonnement N'intervient que dans les milieux transparents (gaz, verre, vide) ou Semi-opeque (gaz+fumée de CO2,gaz+vapeur d'eau.[53][54]

$$q_{rad}=\varepsilon\sigma T_S^4 \text{(1.5)} \qquad \text{(II.3)}$$

coefficient de transfert de chleur radiatif :

$$h_r=\varepsilon\sigma(T_1+T_2)(T^2{}_1+T^2{}_2) \qquad \text{(II.4)}$$

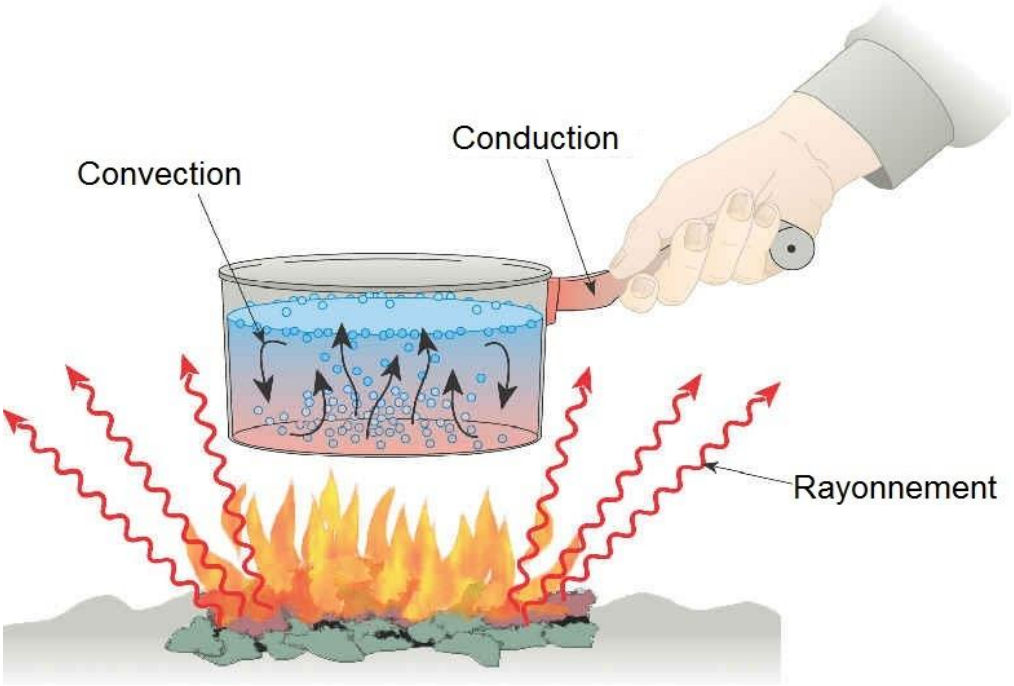


Figure II. 3:un schéma de termes des trensphéres thermique

II.2.2.1.Définition de transfert massique

Un phénomène de transfert de masse, également appelé transfert de matière, est un processus irréversible au cours duquel une grandeur physique, telle que la concentration massique, est déplacée d'un endroit à un autre. Ce phénomène est essentiel dans divers domaines tels que l'ingénierie et les sciences. Il implique le transport de matière par le biais de molécules et est déclenché par l'inégalité d'une grandeur intensive. Par exemple, dans le cas du transfert de chaleur, la chaleur se déplace des zones chaudes vers les zones froides, tandis que pour le transfert de masse, la matière se déplace des zones de concentration élevée vers les zones de concentration plus faible. Les phénomènes de transfert sont caractérisés par des densités de flux spécifiques qui décrivent la quantité de la grandeur transférée.

II.2.2.2.Equation de Fick

Plaçons-nous dans un système unidirectionnel et considérons le flux de particulesd'une certaine espèce Les particules peuvent être des molécules, des atomes ou des ions,des défauts ponctuels, des électrons libres ou des trous électroniques, etc.... Soit c(x, t)leur concentration, exprimée e nombre de particules ou de moles par unité de volume.En présence d'un gradient de concentration ∂c/∂x, on admet qu'il s'établit un flux dparticules dans le sens descendant du gradient, t que ce flux est proportionnel au gradient correspondant : [56]

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

D est appelé coefficient de diffusion, ou diffusivité.
Le flux est exprimé en nombre de particules ou de moles traversant l'unité d'aire par unité de temps. Il s'ensuit que D a pour dimensions m^2s^{-1}. Cette loi, dite loi de Fick, est formellement identique { la loi de Fourier pour l'écoulement de la chaleur.

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

II.3.Couche limite en convection libre dans un milieu libre

Le concept de la couche limite joue un rôle important pour la compréhension de la Convection thermique et massique entre une surface et un fluide qui circule devant elle. Dans Ce qui suit, la couche limite dynamique, thermique, et de concentration sont décrits, ainsi que

Leurs relations avec le coefficient de frottement, le coefficient de transfert de chaleur par Convection, et le coefficient de transfert de masse par convection.

II.3.1. Couche limite dynamique

Pour introduire le concept d'une couche limite, on considère un écoulement sur la plaque Plane de la figure Lorsque les particules de fluide entrent en contact avec la surface, leur Vitesse est réduite de manière significative par rapport à la vitesse du fluide en amont de la Plaque, et dans la plupart des cas, il est valable de supposer que la vitesse de la particule est Egale à zéro à la paroi. Ces particules agissent alors pour retarder le mouvement des particules dans la couche de fluide adjacente, qui servent à retarder le mouvement des particules dans la Couche suivante, et ainsi de suite jusqu'à ce que, à une distance y = δ à partir de la surface, L'effet devient négligeable. Ce retard de mouvement est associé à des contraintes de Cisaillement τ agissant dans des plans qui sont parallèles à la vitesse du fluide Avec l'augmentation de la distance y à partir de la surface, la composante de vitesse du fluide U selon l'axe x, doit alors augmenter jusqu'à ce qu'elle se rapproche de la valeur limite u∞.L'indice ∞est utilisé pour désigner les conditions dans l'écoulement libre en dehors degénéralement Définie comme la valeur de y pour lequel u = 0.99 u∞. Le profil de vitesse de la couche limiteSe rapporte à une manière dans laquelle u varie avec y à travers la couche limite .[44] En conséquence, l'écoulement du fluide est caractérisé par deux zones distinctes, une couche Mince de fluide (la couche limite) dans lequel des gradients de vitesse et les contraintes de Cisaillement sont grandes et une région en dehors de la couche limite dans laquelle les Gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont négligeables. Avec l'augmentation De la distance du bord d'attaque, les effets de la viscosité pénètrent plus loin dans le courant Libre et la couche limite se développe (δ Augmente avec x). En mécanique des fluides, la Contraintes de cisaillement τs, et donc les effets de frottement en sont des conséquences. Pour les Ecoulements, ce taux fournit la base de détermination du coefficient de frottement local .[56]

$$C_f \equiv \frac{\tau s}{\rho u^2 \infty / 2} \qquad \textbf{(II.7)}$$

Un paramètre essentiel dont lequel la traînée de frottement de surface peut être déterminée. En supposant un fluide Newtonien, la contrainte de cisaillement surfacique peut être évaluée àPartir du gradient de vitesse à la surface.

$$\tau_s=\mu\frac{\partial u}{\partial y}|Y=0 \qquad \textbf{(II.8)}$$

Où μ est la viscosité dynaque dans la couche limite dynamique, le gradient de vitesse à la Surface dépend de la distance x en amont de la plaque. Par conséquent, la contrainte de Cisaillement surfacique et le coefficient de frottement aussi dépend de x.

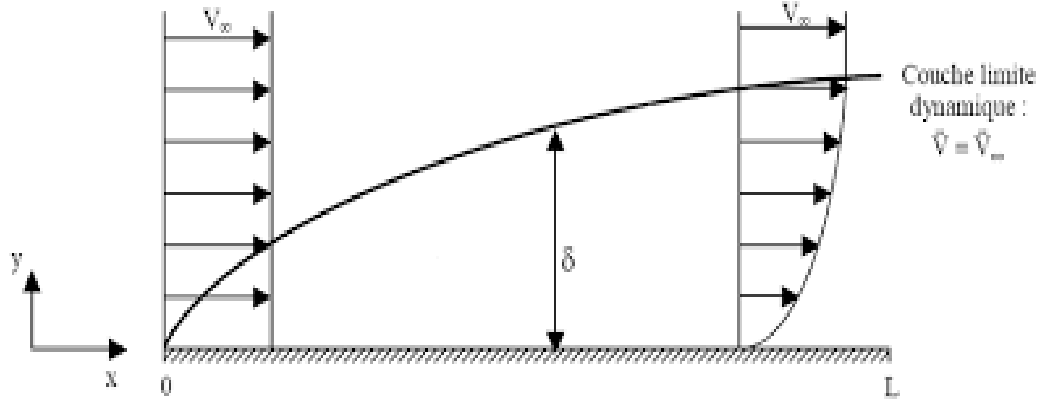


Figure II. 4 :schéma de couche limite dynamique.

II.3.2.Couche limite massique

Lorsque l'air se déplace devant la surface d'une flaque d'eau, l'eau liquide s'évapore, et la Vapeur d'eau sera transférée dans le courant d'air. Ceci est un exemple de transfert de masse Par convection. Considérons un mélange binaire d'espèces chimiques A et B, qui circule sur Une surface.Le transfert de l'espèce chimique A par convection se produit. Par exemple, une espèce peut être Une vapeur qui est transférée dans un courant de gaz (espèce B) due à l'évaporation à la surface du Liquide (comme dans l'exemple de l'eau) ou en raison de la sublimation à une surface solide. Dans ce cas, une couche limite de concentration se développe et qui est similaire à la couche Limite dynamique et thermique.La couche limite massique est la zone du fluide dans laquelle le gradient de concentration Existe, l'épaisseur est typiquement définie comme la valeur de y pour que $[(C_{A,s}-C_A)/\ C_{A,s}-C_{A,\infty})]=0.99$ avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de Transfert massique pénètrent plus loin dans le courant libre et la couche limite massique Evolue. Le transfert massique par convection entre la surface et le fluide est déterminé par des Conditions dans la couche limite, et il est intéressant de déterminer le taux de transfert produit. Cas particulier, pour le flux molaire de l'espèce chimique A, Il est utile de savoir que ce flux Associé avec le transfert de l'espèce par la diffusion est déterminée par une expression qui est Analogue à la loi de Fourier, nommée la loi Fick de la forme :

$\ddot{q}_A = D_{AB}\frac{\partial CA}{\partial y}$ **(II.9)**

Où est une propriété du mélange binaire appelé le coefficient de diffusion binaire. En Tout point correspondant à y > 0 dans la couche limite de concentration de la leTransfert d'espèces est due à la fois au mouvement d'advection et de diffusion. Cependant, enAbsence de l'effet de l'échelle nano ou macroscopique et l'influence de la diffusion de l'espèceSur la vitesse normale à la surface, le mouvement du fluide à la surface peut être négligé. LeTransfert massique est du uniquement à la diffusion, à partir de la loi de Fick, le $fluxmolaireàY = 0$.

$\mathbf{q}_{A} = -\ D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y}|y=0$ **(II.10)**

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

$H_m = \frac{-D_{AB}\partial C_A/\partial_{Y|Y=0}}{C_{A,S}-C_{A,\infty}}$ **(II.11)**

II.3.3.Couche limite thermique

Quand il ya un écoulement du fluide devant un surface, une couche limite thermique doit se développer s'il existe une différence de températures entre le fluide et la surface Considérons un écoulement sur une plaque plane isotherme. [44]La température en amont de la plaque est uniforme T(y)=T_∞ Cependant, les particules de fluide qui sont en contact avec la plaque évoluent pour atteindre l'équilibre thermique à la température de la surface de la plaque. À leur tour, ces particules échangent de l'énergie avec celles de la couche de fluide adjacente,et les gradients de tampérature dans le fluide se développent La zone du fluide ou existent ces gradients de température appelé la couche limite thermique, et leur épaisseur δT est typiquement définie comme la valeur de y pour laquelle le rapport (T_S-T)/ (T_S-T_∞)L'expérience montre que δT évolue le long de la paroi, et que la couche limite thermique s'épaissit quand on s'éloigne du bord d'attaque. La relation entre les conditions dans cette couche limite et le coefficient de transfert de chaleur par convection peut facilement être mise en évidence. À une distance x du bord d'attaque, le flux local thermique surfacique peut être obtenu en appliquant la loi de Fourier pour le fluide à y = 0

$\acute{q}_s = -k_f\frac{\partial T}{\partial y}|y = 0$ **(II.12)**

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

$$\dot{q}=h(T_s-T_\infty) \qquad \textbf{(II.13)}$$

On obtient :

$$h=\frac{-k_f \partial T/\partial y|y}{T_s-T_\infty} \qquad \textbf{(II.14)}$$

Par conséquent, les conditions imposées dans la couche limite, qui influencent le fortement gradient de température à la paroi | , détermine le taux de transfert thermique.Tant que augmente avec l'augmentation de x, le gradient de température dans la couche limite doit donc diminuer avec l'accroissement de x, et il en résulte que h et q' s'affaiblissent avec l'élévation de x [56].

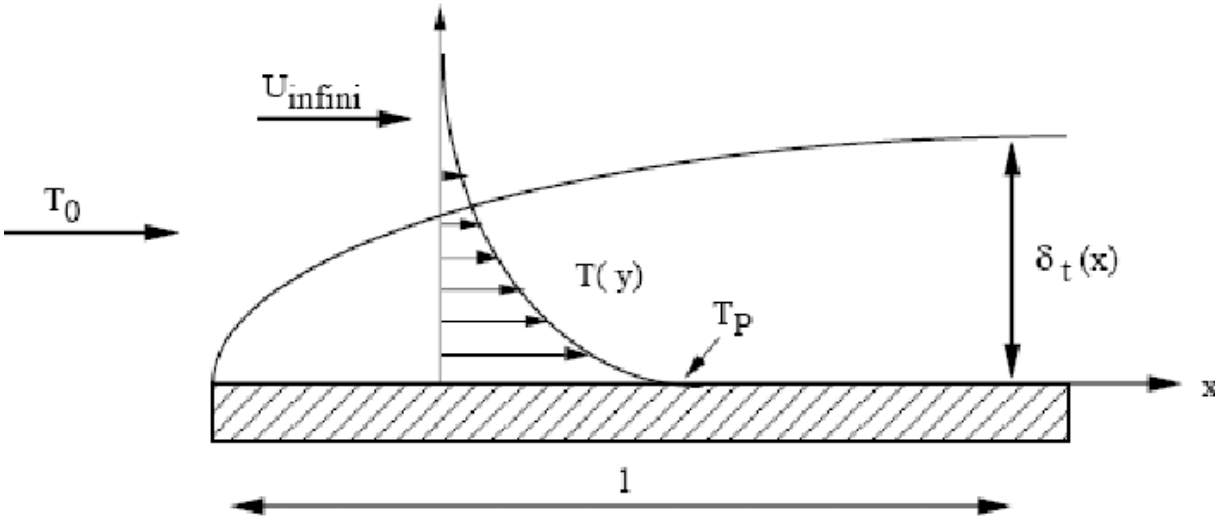


Figure II. 5 :schéma de couche limite termique

II.4.Équations de couche limite laminaire en convection libre

Le mouvement d'un fluide dans lequel les gradients de vitesse, température et de concentration coexistent, les équations doivent se conformer à plusieurs lois physiques fondamentales. En particulier, à chaque point dans le fluide, la loi de la conservation de masse, de l'énergie et des espèces chimiques, ainsi que la deuxième loi de Newton doit être

satisfaites. Les équations représentant ces exigences sont obtenues par l'application des lois sur un volume de contrôle différentiel situé dans l'écoulement (figure I.9.). Ces équations servent de point de départ de l'analyse de couches limites laminaires.[57]

$$\boldsymbol{Div\vec{V}=0} \qquad \textbf{(II.15)}$$

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}+\vec{V}.\mathrm{Grad}\vec{V}=-\frac{1}{\rho}\,\mathrm{grad}(p^{*})+\mathrm{div}(v.\mathrm{grad}\vec{V} \qquad \textbf{(II.16)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}.\mathrm{grad}(T)=\mathrm{div}(\alpha.\mathrm{grad}(T))+\mu\Phi+\dot{q} \qquad \textbf{(II.17)}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial_t}+\vec{V}.\mathrm{grad}(C_A)=\mathrm{div}(\alpha.\mathrm{grad}(C_A))+\dot{N} \qquad \textbf{(II.18)}$$

Considérons un écoulement de couche limite laminaire qui est entraîné par des forces de flottabilité. On suppose que le régime soit stable, à deux dimensions, la force de gravitéest constante et dirigée vers le bas (sens inverse de l'axe x). Ainsi, on suppose que le fluide est incompressible.[46]Les caractéristiques observées de l'écoulement à proximité de la paroi autorisent à conserver les approximations de la couche limite dynamique .àsavoir:

$$v<<u,\text{et}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}<<\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \textbf{(II.19)}$$

par contre, $\partial u/\partial x$ n'est pas toujours négligeable devant $\partial u\ /\ \partial y$:au voisinage du maximum u_m on a en effet$\partial u/\partial y = 0$. Le même problème se rencontre d'ailleurs dans les jets pariétaux ou dans les zones de décollement. Quoi qu'il en soit, il résulte de que l'équation de continuité est inchangée, et que dans l'équation de quantité de mouvement selon x, le terme$\partial^2 u/\ \partial x^2$ disparait.

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

$$\frac{\partial T}{\partial X}<<\frac{\partial T}{\partial y},\text{et}\frac{\partial^2 T}{\partial X^2}<<\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \textbf{(II.20)}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial X}<<\frac{\partial C_A}{\partial y},\text{et}\frac{\partial^2 C_A}{\partial X^2}<<\frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \qquad \textbf{(II.21)}$$

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

$$\boldsymbol{grad(p^*) \approx 0} \qquad \textbf{(II.22)}$$

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

sous ces hypothèses les deviennent comme suit:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \textbf{(II.23)}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = g\beta(T - T_\infty) + v\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \textbf{(II.24)}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \textbf{(II.25)}$$

$$u\frac{\partial C_A}{\partial X} + v\frac{\partial C_A}{\partial y} = D_{AB}\frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \qquad \textbf{(II.26)}$$

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

$$x^* \equiv \frac{X}{L} y^* \equiv \frac{y}{L}, u^* \equiv \frac{U}{U_0} v^* \equiv \frac{V}{U_0}, T^* \equiv \frac{T - T_\infty}{T_S - T_\infty} \qquad \textbf{(II.27)}$$

Où L est une longueur caractéristique et U_0 est une vitesse de référence, les équations de quantité de mouvement et de l'énergie sont réduites:

$$U^* \frac{\partial U^*}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial U^*}{\partial Y^*} = \frac{g\beta(T_s - T_\infty)L}{U_0^2} T^* + \frac{1}{Re_L} \frac{\partial^2 U^*}{\partial Y^{*2}} \qquad \textbf{(II.28)}$$

$$U^* = \frac{\partial T^*}{\partial X^*} + V^* \frac{\partial T^*}{\partial Y^*} = \frac{1}{Re_L p_r} \frac{\partial^2 T^*}{\partial Y^{*2}} \quad \textbf{(II.29)}$$

Le paramètre sans dimension dans le premier terme du côté droit de l'équation est une conséquence directe de la force de flottabilité. La vitesse de référence u0peut être spécifiée afin de simplifier la forme de l'équation. Il est convenable de choisir $U_0^2 = g\beta(T_s - T_\infty)L$, de sorte que le terme multipliant T* devient l'unité. Alors ReLdevient

$$[g\beta(T_s - T_\infty)L^3/V^2]^{1/2} \qquad \textbf{(II.30)}$$

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

$$Gr_L \equiv \frac{g\beta(T_s - T_\infty)L^3}{V^2} \qquad \textbf{(II.31)}$$

En conséquence, ReLdans les équations et est remplacé par $Gr_L^{1/2}$, et ainsi le nombre de Grashof(ou plus précisément , $Gr_L^{1/2}$) jou par e le même rôle dans la convection libre que le nombre de Reynolds joue en convection forcée. Basé sur la forme résultant des équations et nous nous prédisons des corrélations de transfert de chaleur de forme NuL=f(GrL, Pr)en convection libre .Rappelons que le nombre de Reynolds permet de mesurer le rapport de forces d'inertie aux forces visqueuses agissant sur un élément de fluide .En revanche ,le nombre de Grashof est une mesure du rapport entre les forces de flottabilité et forces de la viscosité agissant sur le fluide.De nombreuses solutions aux équations de couche limite de convection libre laminaire sont été obtenues, et un cas particulier qui a reçu beaucoup d'attention implique convection libre à partir d'une surface verticale isotherme dans un milieu libre . Pour cette géométrie les équations doivent être résolues sous des conditions aux limites de la forme:

$$y = 0 : u = v = 0, T = T_s \qquad \textbf{(II.32)}$$

$$y \to \infty : u \to 0, T \to T_\infty$$

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

$$\eta = \frac{y}{x}\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \quad \textbf{(II.33)}$$

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

$$\psi(x,y) \equiv f(\eta)[4v(\frac{Gr_x}{4} \quad \textbf{(II.34)}$$

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

$$u = \frac{\partial\psi}{\partial y} = \frac{\partial\psi}{\partial\eta}\frac{\partial\eta}{\partial y} = \frac{2v}{x}Gr_x^{1/2}f(\acute{\eta}) \quad \textbf{(II.35)}$$

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

$$T^* \equiv \frac{T-T_\infty}{T_s-T_\infty} \quad \textbf{(II.36)}$$

Les trois équations aux dérivées partielles peuvent ensuite être réduites à deux équations différentielles ordinaires de la forme

$$f''' + 3f'' - 2(f')^2 + T^* = 0 \quad \textbf{(II.37)}$$

$$T^{*\prime\prime} + 3PrfT^{*\prime} = 0 \quad \textbf{(II.38)}$$

Où f et T*sont des fonctions de η et que les exposants doubles et triples respectivement, se rapportent à la deuxième et troisième dérivées par rapport η. Notez que f est la variable dépendante correspondante à la couche limite dynamique et que l'équation de continuité est automatiquement satisfaite au moyen de l'introduction de la fonction de courant.[57]la forme Les conditions aux limites transformées nécessaires pour résoudre les équations de quantité de mouvement et de l'énergie sont alors de la forme

$$\eta = 0; f = \acute{f} = 0; T^* = 1 \quad \textbf{(II.39)}$$

$$\eta \to \infty: f \to 0, \acute{T}^* \to 0 \qquad \textbf{(II.40)}$$

La solution numérique a été obtenue par Ostrach, et des résultats sélectionnés sont montrés dans la figure I.6. Utilisant la loi de Newton pour le coefficient de convectionlocal h, le nombre Nusselt local peut être exprimé comme:

$$\mathbf{Nu_s} = \frac{\mathbf{hx}}{\mathbf{k}} = \frac{[\mathbf{q}/(\mathbf{T_s}\acute{}-\mathbf{T_\infty})]\mathbf{x}}{\mathbf{k}} \qquad \textbf{(II.41)}$$

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

$$\boldsymbol{Nu_s} = \frac{\boldsymbol{hx}}{\boldsymbol{k}} = -\left(\frac{\boldsymbol{Gr_x}}{\mathbf{4}}\right)^{1/4}\frac{\boldsymbol{dT^*}}{\boldsymbol{d\eta}}|\boldsymbol{\eta} = \mathbf{0} \qquad \textbf{(II.42)}$$

Chapitre III: la magnétohydrodynamique et les nombre adimentionnel

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. Il reçut le prix Nobel de physique en 1970 pour ses travaux. Différentes modélisations de la MHD : Il existe plusieurs modèles de magnétohydrodynamique en fonction du degré de complexité requis il y a deux types

.la magnétohydrodynamique idéale

la magnétohydrodynamique résistive

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

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 de l'énergie), on effectue des approximations du flux de chaleur via des conditions adiabatiques ou isothermes.[58]

III.1.2 .Magnétohydrodynamique résistive

La MHD résistive, est caractérisé à faible nombre de Reynolds magnétique ($Rm \leq 1$) décrites fluides magnétisés et non parfaitement conducteurs. Il est dit en général que c'est une résistivité engendrée par les collisions entre les constituants du plasma, qui transforment l'énergie magnétique en chaleur Lorsque la résistivité est non négligeable, (nombre de Reynolds petit). Ce type de MHD intervient dans les applications industrielles à plasmas froids.[47]

III.1.3.Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD

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

III.1.3.1.Géophysique

En effet, le noyau de la Terre est, selon la théorie en vigueur, constitué pour sa partie externe d'un fluide métallique à l'état de plasma en mouvement de convection. Ce mouvement serait à l'origine de courants induits et donc du champ magnétique terrestre. [59]

III.1.3.2. Astrophysique

La matière observable de l'Univers étant constituée à plus de 99% de plasma, dont les étoiles, les nébuleuses, les milieux interplanétaires et interstellaires, la MHD décrit bon nombre des phénomènes qui y occurrent, tels les vents solaires et les taches solaires, région sur la surface du Soleil marquée par une température inférieure et une activité magnétique intense.[59]

III.1.4.Description d'un fluide conducteur

Afin de pouvoir définir des grandeurs physiques dans un fluide, les particules doivent rester localisées. L'approximation fluide n'est donc valable que dans la mesure où les conditions thermodynamiques varient peu sur des distances de l'ordre du libre parcours

moyen, trajectoire suivie par une particule sans être défléchie, pour les temps détermines par l'agitation thermique, les processus de délocalisation sont en fait responsables des phénomènes de transport. La description d'un fluide sous-entend que toutes les espèces chimiques sont suffisamment couplées pour être thermalités et suivre une distribution de Maxwell unique. Ce couplage doit bien sûr s'opérer entre les éléments d'une même espèce chimique mais également entre chacune des populations dans le cas d'un plasma. En hydrodynamique, dans les milieux suffisamment denses\ l'approximation fluide est validée par des collisions qui transférant de la quantité de mouvement entre les particules de façon très efficace, via des interactions de type Vander Waal. [60]

III.1.5.Equations de la MHD

Nous allons montrer brièvement comment la MHD est construite sur la base des équations de l'hydrodynamique, auxquelles on joint les équations de Maxwell. L'ensemble des équations de Maxwell et de la loi d'Ohm va se réduire à une équation d'induction décrivant les variations temporelles du champ magnétique. Le système ainsi constitue est ferme par une équation d'état de la matière.

III.1.5.1.Loi d'Ohm généralisée

L'établissement de la loi d'Ohm pour un fluide conducteur, c'est-a-dire d'une loi reliant les mouvements de la matière aux densités volumiques de courant, au champ électrique E et au champ magnétique B est à la base de la théorie MHD et peut être un point délicat, notamment pour les plasmas. Cette loi traduit en termes de courant la réponse d'un milieu conducteur immobile à un champ électrique via la conductivité électrique σ_ee. Elle prend la forme d'une simple relation de proportionnalité dans le référentiel où le fluide est localement au repos ; sa traduction dans le référentiel lié au laboratoire se fait par une transformation de Lorentz sur le tenseur de Maxwell décrivant le champ électromagnétique. Dans l'approximation classique valide pour la MHD, la loi d'Ohm s'écrit dans le référentiel du laboratoire. [61]

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

σ_e :la conductivité électrique.

u: la vitesse du fluide.

La loi d'Ohm formulée ici est une forme réduite de l'expression la plus générale établie en physique des plasmas dans le cadre d'un modèle simplifié. Elle cache en fait toute la microphysique de la population d'électrons qui dépend du type de plasma rencontré. Dans un plasma chaud complètement ionisée par exemple, un courant peut être produit d'une part à travers le gradient de la pression du gaz d'électrons dans une direction parallèle au champ magnétique et peut être d'autre part généré par un effet Hall dans la direction perpendiculaire à B. La loi d'Ohm s'écrit alors sous une forme tensorielle et la relation (III.1) n'est plus valable que dans le cas limite des plasmas complètement ionisées sans effets Hall [62] . Cependant, quel que soit le milieu conducteur considéré, pour des champs magnétiques pas trop grands et des fréquences pas trop élevées, l'expression de la loi d'Ohm énoncée reste largement valable.

III.1.5.2.Equations de Maxwell

L'ensemble des équations fluides montre comment vont évoluer les grandeurs physiques sous l'action d'éventuels champs de forces extérieurs. Nous allons à présent voir comment évoluent ces champs électromagnétiques E et B. Cette évolution se décrit naturellement par les quatre équations de Maxwell que nous exprimons dans le système MKSA. [62]

$$\nabla.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_o} \qquad \textbf{(III.2)}$$

$$\nabla.\vec{B} = 0 \qquad \textbf{(III.3)}$$

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \qquad \textbf{(III.4)}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0\vec{j} + \varepsilon_0\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad \textbf{(III.5)}$$

Auxquelles on ajoute la loi d'Ohm (III.1). Le diamagnétisme des milieuxdiluées que sont les fluides électro-conducteurs est très faible, on peut donc se permettre d'approximer la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique à celles du vide $\varepsilon = \varepsilon_0et\mu = \mu_0$,avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H.m^{-1}$ et $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 C^2) \approx 8{,}854 \times 10^{-12}\mathrm{F.m^{-1}}$.
Dans la limite relativiste à laquelle nous allons nous intéresser, la forme réduite de la relation d'Ampère s'écrit :

$$\boldsymbol{\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}} \qquad \textbf{(III.6)}$$

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

III.1.5.3. Force électromagnétique

La force électromagnétique ou la force de Lorentz une charge (q) qui se déplace dans un champ électrique $\vec{E}$ caractérisé par l'induction magnétique$\vec{B}$.

$$\boldsymbol{F = q\vec{E} + J \times \vec{B}} \qquad \textbf{(III..7)}$$

.Avec l'approximation électromagnétique, la force par unité de volume est écrite sur cette forme :

$$\boldsymbol{F = J \times \vec{B}} \qquad \textbf{(III.8)}$$

On a ;

$$\boldsymbol{f = \sigma(\vec{V} \wedge \vec{B})\vec{B}} \qquad \textbf{(III.9)}$$

III.1.5.4. Équations du mouvement

L'équation d'état des fluides conducteurs (métaux liquides) peut souvent se ramener àρ =Cte(avec ρ masse volumique). Lorsque les variations de température T sont suffisantes pour provoquer des variations de densité, on peut adopter la loi Boussinesq,de la forme. [63]

$$\boldsymbol{\rho = \rho[1 - \beta(T - T_0)]} \qquad \textbf{(III.10)}$$

Avecβcoefficient de dilatation volumique,ρ_0 masse volumique à T_0. Mais le coefficient de dilatation volumique est assez faible (≈2.10–4 K–1) pour que l'équation de continuité,qui exprime le principe de conservation de la masse, s'écrive :

$$\boldsymbol{\overrightarrow{\nabla . \vec{u}} = 0} \qquad \textbf{(III.11)}$$

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

$$\boldsymbol{\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla})\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\nabla^2\vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{j} \wedge \vec{B}} \qquad \textbf{(III.12)}$$

Avecg accélération due à la pesanteur, p pression viscosité cinématique .Où parmi les forces extérieures, nous retenons la force de Laplace par unité de masse .

$$\boldsymbol{\frac{1}{\rho}\vec{j} \wedge \vec{B}}: \qquad \textbf{(III.12)}$$

Cette équation introduit la viscosité cinématique ν du fluide, tellement petite dans les métaux liquides (≈ 10–7 m2s–1) que le nombre de Reynolds Re =UL/ν est en général très grand par rapport à l'unité (≈ 107). Cela a pour conséquence qu'à grande échelle le frottement visqueux est négligeable. Toutefois, il existe des régions très minces, que l'on appelle couches limites, où le terme devient capable d'entrer en compétition avec les autres. Ces couches limites ont une épaisseur [63] Lorsque la température T est une variable importante du problème, comme c'est bien souvent le cas dans les métaux fondus, on doit encore exprimer le premier principe de la thermodynamique pour fermer le système d'équations. Cette équation de l'énergies 'écrit :

$$\boldsymbol{\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\overrightarrow{u.\vec{\nabla}}\right)T = \alpha\Delta T + \frac{j^2}{\sigma\rho c} + \frac{\Phi_v}{\rho c}} \qquad \textbf{(III.13)}$$

Avec, c: capacité thermique massique,

Φν: dissipation volumique par viscosité,

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

La dissipation Φvest en général négligeable dans les métaux liquides. Dans de nombreux problèmes, c'est aussi le cas pour la dissipation par effet Joule $j^2/\sigma\rho c$.. On a en effet, en notant Θune différence de température caractéristique :[63][61]

$$\frac{j^2}{\sigma k \Delta T} \approx \frac{\sigma u^2 B^2 L^2}{K\Theta} = \frac{u^2}{c\Theta}\frac{v}{\alpha}\frac{\sigma B^2 L^2}{\rho v} \qquad \textbf{(III.14)}$$

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

III.2.Les nombres adimentionel

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

La gamme de ces matériaux balaye plusieurs ordres de grandeur de densités, de viscosités et de conductivités, ainsi que les conditions de fonctionnement ; d'un faible champ magnétique d'une installation au laboratoire au plus fort champ magnétique des enroulements supraconducteurs. Aussi, des températures modérées de l'eau de mer à celles extrêmement haute en moulage continue d'acier.

Pour faire face aux divers problèmes, l'analyse dimensionnelle de l'ensemble d'équations obtenues doit être accomplie. En fait, il est possible de récrire le modèle mathématique sous une forme indépendante les propriétés thermo-physique du fluide, utilisant un ensemble de paramètres obtenus en tant que rapports sans dimensions. [64]

III.2.1. Le nombre de Reynolds Re

Le nombre de Reynolds joue un rôle crucial dans la turbulence et dans la dynamique de fluides en général il peut être interprété comme le rapport de l'ordre de grandeur des

forces d'inerties à l'ordre de grandeur des forces visqueuses il traduit l'importance du terme convectif dans l'équation de Navier-Stokes, par rapport aux termes visqueux. Re est défini comme étant le rapport :

$$\boldsymbol{Re = \frac{UL}{v} = \frac{force\ d'inertie}{force\ visqueuse} \cong \frac{|(U.V)U|}{|v\nabla^2 U|}} \qquad \textbf{(III.15)}$$

Dans le cas de très faible nombre de Reynold, Re<<1, la viscosité à un effet considérable sur l'écoulement en entier, dans le cas contraire le rôle dominant dans l'écoulement est joué par les forces d'inertie. [53]

III.2.2. Le paramètre d'interaction N

Le paramètre d'interaction N est défini par :

$$\mathbf{N = \frac{\sigma LB^2}{\rho U} = \frac{force\ électromagnétique}{force\ d\ inertie} \cong \frac{|(J.B)|/\rho}{|(U.V)U|}} \qquad \textbf{(III.16)}$$

Il représente dimensionnellement, le rapport de Lorentz J. B à la force d'inertie du fluide (le terme convectif : (U. ∇) U. Il traduit l'importance de l'action d'un champ magnétique sur le mouvement du fluide Quand N<<1, les termes non linéaires de N dominent la force de Lorentz et le champ magnétique a seulement un effet dynamique faible sur l'écoulement. En revanche, quand N>>1 la force de Lorentz est sensiblement plus grande l'inertie et l'effet du champ magnétique devient significatif. [64]

III.2.3. Nombre de Hartmann Ha

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

$$\mathbf{N = \frac{\sigma LB^2}{\rho U} = \frac{force\ électromagnétique}{force\ d\ inertie} \cong \frac{|(J.B)|/\rho}{|(U.V)U|}} \qquad \textbf{(III.16)}$$

Ce qui peut être exprimé comme suit :

$$\boldsymbol{N = LB\sqrt{\frac{\sigma}{\rho v}} = \sqrt{NRe}} \qquad \textbf{(III.17)}$$

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

Par convection nous choisissons (Re, N) quand l'inertie joue un rôle significatif, comme dans la turbulence homogène en pleine développement ; et (Re, Ha) quand les phénomènes visqueux sont d'importance primaire, comme en présence des couche limite [54]. A titre d'indication le nombre de Hartmann, dans les réacteurs de fusion, est susceptible d'être aussi grand que 104 en raison de l'intensité du champ magnétique. [64]

III.2.4. Le nombre de Reynold magnétique Rem

Le nombre de Reynold magnétique est défini par :

$$\boldsymbol{Re_m = \frac{UL}{\eta} = \frac{convectionde\ champ\ magnétique}{diffusion\ de\ champ\ magnétique} = \frac{champ\ induit}{champ\ applique} \cong \frac{|(U.\nabla)B|}{|\eta\nabla^2 B|}} \qquad \textbf{(III..18)}$$

Le nombre de Reynolds magnétique permet de connaitre le régime dans lequel le système étudié se trouve, il est généralement petit dans les expériences de laboratoires (Rem 1et < 50) et grand dans les objets cosmiques. Il est indicatif du rapport de la force de la convection à la diffusion dans l'équation d'induction. Selon ce nombre adimensionnel, on distingue deux principaux types d'écoulement MHD. [66]

III.2.5. Le nombre de Grashof

Le nombre Grashof (Gr) caractérise la convection libre dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Il permet de caractériser le transfert thermique dû au déplacement naturel d'un fluide. Il est défini de la manière suivante : [64]

$$\mathbf{(Gr) = \frac{g.\beta.\Delta T.LO^3.\rho^2}{u^2}} \qquad \textbf{(III.19)}$$

III.2.6. Le nombre de Grashof modifié (paramètre de Flottaison) GR

Le nombre de Grashof (paramètre de Flottaison) modifié défini comme étant le rapport du nombre de Grashof au nombre de Reynolds. [64]

III.2.7. Le nombre de Brinkman

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

$$\boldsymbol{Br = \frac{u.v^2}{\lambda.\Delta T}} \qquad \textbf{(III.20)}$$

Plus le nombre est élevé, plus l'énergie dissipée par les forces visqueuses est importante par rapport à l évacuation de cette énergie, ce qui indique une hausse température. [64]

III.2.8. Le nombre de Prandtl

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

$$\boldsymbol{Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\mu}{\lambda/C_p} = \frac{\mu/\rho}{\lambda/\rho C_p} = \frac{\vartheta}{\alpha}} \qquad \textbf{(III.21)}$$

Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Un Prandtl élevé indique que le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un Prandtl faible (exemple : métaux liquides) indiques due la conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'effet sur le profil de température.[64]

III.3.Coclusion

Au cours de ce chapitre , les pricipes de base régissant les phénoménes électromanétique et hydrodynamiques observé dans le pompe MHD à condution ont été abordés , et des équations mathématiques ont été formulées dans leur forme générale.

Chapitre IV
Résultats et Discussion

IV.1. Introduction

Dans le présent travail, en considère un écoulement hydromagnétique sur le long d'une plaque verticale immergé dans un fluide micropolaire en convection thermique et massique. De nombreux résultats sont obtenus et présentés graphiquement pour illustrer l'influence des différents paramètres de contrôle. L'objectif principal est de déterminer l'influence des effets simultanés sur le transfert de chaleur et de masse de la plaque vers le milieu externe.

IV.2. Problème physique et formulation mathématique

En considère un écoulement bidimensionnel laminaire et permanent, en convection thermique et massique en présence d'un rayonnement, d'une fluide incompressible micro-polaire le long d'une surface semi infinie perméable sous l'influence d'un champ magnétique d'une intensité uniforme B_0, qui est appliqué perpendiculairement par rapport à la plaque. On suppose la surface est maintenue à une température et une concentration constante,$T_w$etC_w ,respectivement. Ces valeurs sont supposées supérieures à la température ambiante et à la concentration, T_∞et C_∞, respectivement. L'écoulement est supposé être dans la direction x qui est prise le long de la plaque et l'axe y est normal (voir la figure VI.1), sous ces hypothèses et l'approximation de Boussinesq, les équations du problème pour la couche limite sont :

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

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

$$\frac{1}{\rho j}\left(u\frac{\partial N}{\partial x}+v\frac{\partial N}{\partial y}\right)=\gamma\frac{\partial^2 N}{\partial y^2}-k\left(2N+\frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad (IV.3)$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}-\frac{1}{\rho c_p}\frac{\partial q_r}{\partial y} \qquad (IV.4)$$

$$u\frac{\partial C}{\partial x}+v\frac{\partial C}{\partial y}=D\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \qquad (IV.5)$$

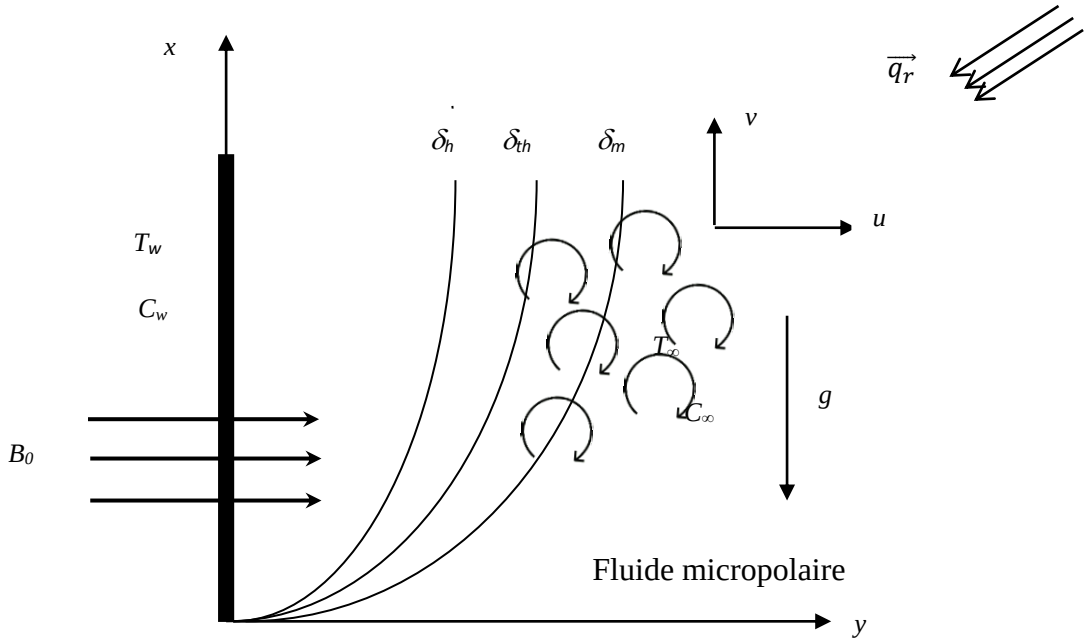


Figure IV. 1 : Modèle physique et système de coordonnées.

Ici*T* est la température, *C* la concentration des espèces dans la couche limite, *N* est la composée de vecteur de micro rotation qui est normale de plan *x-y*. κ, γsont la viscosité du vortex et la viscosité du gradient de rotation, en suppose que, d'après [67,69] $\gamma = (\mu + \kappa/2)j$, ρ,μ, νet β sont la masse volumique, la viscosité dynamique, viscosité cinématique et le coefficient d'expansion volumique, β* est le coefficient d'expansion massique tandis que α représente la diffusivité thermique moléculaire du milieu et*j*représente la densité de micro-inertie.σEst conductivité électrique du fluide, B_0est l'intensité du champ magnétique, l'accélération gravitationnelle est notée par *g*. Le coefficient qui apparaît dans l'équation (VI.5) est la diffusivité de masse. En utilisant l'approximation de Rosse land pour le rayonnement, le flux radiatif est simplifié comme suit :

$$q_r = -\frac{4\sigma^* \partial T^4}{3k_1 \partial y} \qquad (IV.6)$$

Oùσ* est le constant de Stefan-Boltzmann, $k_1$est le coefficient d'absorption moyenne. En suppose que la variation de température dans le flux telle que T^4peut être réduire dans la série de Taylor, en exposantT^4devant T_∞et en négligeant les termes d'ordres supérieurs l'équation 4.6 se réduit sous la forme :

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y^2} = \alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{16\sigma^* T_\infty^3}{3k_1\rho c_p}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad (IV.7)$$

Les conditions initiales et aux limites sont définit comme suit :

$y=0 : u=0 ,v=0, j=0, T =T_\infty, C =C_w$ et$N = -\frac{1}{2}\frac{\partial u}{\partial y}$

$$y\to\infty : u = U , T = T_\infty , C = C_\infty , N = 0 \qquad (IV.8)$$

En introduit les quantités sans dimensions [voir, 58] :

$\eta = \left(\frac{U}{vx}\right)^{\frac{1}{2}} y , \psi = (vxU)^{\frac{1}{2}} f(\eta) , N = U\left(\frac{U}{xv}\right)^{\frac{1}{2}} h(\eta) , \theta(\eta) = \frac{T-T_\infty}{T_W-T_\infty}, \phi(\eta) = \frac{C-C_\infty}{C_w-C_\infty}$Où

ηest la variable de similarité, $f(\eta)$ est la ligne de courant ,$h(\eta)$ est la micro rotation, $\theta(\eta)$ est la température et$\phi(\eta)$ est la concentration. En plus, ψest la ligne de courant qui définit par *:*

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial y} , v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}.$$

Les composées de vecteur vitesse deviennent.

$$u = Uf'(\eta) \; et \; v = \frac{1}{2}\left(\frac{vU}{x}\right)^{\frac{1}{2}} (\eta f' - f)$$

En utilisant les quantités sans dimension, les équations (IV.1-IV.7) avec les conditions aux limites (IV.8) peuvent encore être réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles les solutions numériques sont plus facilement déterminées

$$(1+K)f''' + \frac{1}{2}ff'' - \frac{Ha^2}{Re}f' + Kh' + Gr_x\theta' + Gm_x\phi = 0 \qquad (IV.9)$$

$$\left(1+\frac{K}{2}\right)h' - k(2h+f'') + \frac{1}{2}(hf)' = 0 \qquad (IV.10)$$

$$\theta''\left(1+\frac{4}{3Rt}\right) + \frac{1}{2}Prf\theta' = 0 \qquad (IV.11)$$

$$\phi'' + \frac{1}{2}SCf\phi' = 0 \qquad (IV.12)$$

Les conditions aux limites deviennent $y = 0, \eta = 0: f(0) = 0, f'(0) = 0, h(0) = -\frac{1}{2}f''(0), \theta(0) = 1, \phi(0) = 1$

$$y \to \infty, \eta \to \infty: f'(\infty) = 1, h(\infty) = 0, \theta(\infty) = 0, \phi(\infty) = 0 \qquad (IV.13)$$

Où les différents paramètres sont définis comme suit :

$$Gr_x = \beta g(T_w - T_\infty)^2 \frac{x}{U^2} \qquad (IV.14)$$

$$Gm_x = \beta^* g(C_w - C_\infty)^2 \frac{x}{U^2} \qquad (IV.15)$$

$$K = \frac{k}{\mu} \qquad (IV.16)$$

$$R = \frac{3Rt}{4+3Rt} \ \ avec \ \ Rt = \frac{K_1.K_2}{4\sigma^*.T_\infty^3} \qquad (IV.17)$$

$$Ha = B_0.x\sqrt{\sigma/\mu} \qquad (IV.18)$$

$$Re = \frac{\rho.U.x}{\mu} \qquad (IV.19)$$

$$Pr = \frac{v}{\alpha} \qquad (IV.20)$$

$$Sc = \frac{D}{v} \qquad (IV.21)$$

IciGr_x**,** Gm_x, *K*, *R*, *Ha*, *Re*et *Pr*représente le nombre de Grashof thermique, nombre de Grashof massique, paramètre de matériel, le paramètre de rayonnement, le nombre de Hartmann, nombre de Reynolds magnétique et le nombre de Prandtl respectivement, tandis que***Sc***est le nombre de Schmidt.

IV.3. Résultats et discussion

L'ensemble des équations différentiels ordinaires couplés (IV.9) - (IV.12) est fortement non linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement, avec les conditions aux limites (IV.13), ils forment un problème de valeur limite de deux points (BVP) qui peut être résolu à l'aide de bvp4c package qui se trouve en MATLAB, ce package est basé sur la méthode des différences finies qui implémente le 3- La formule de collocation de Lobatto et le polynôme de collocation fournissent une solution continue qui est d'un ordre de quatrième ordre uniformément dans l'intervalle d'intégration. La sélection de 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 thermo physiques, à savoir Gr_x, Gm_x , *K, R, Ha, Re, Pr* et *Sc.* Les calculs numériques sont effectués pour différentes valeurs des paramètres représentés sur toutes les figures. Des calculs préliminaires sont effectués pour vérifier les résultats numériques. Nous nous concentrons sur les profils de vitesse, température, masse et la vitesse angulaire, principalement pour leurs changements relativement sous le champ magnétique et les résultats sont présentés pour une gamme raisonnable de paramètre magnétique et de paramètre matériel.

IV.3.1. L'effet combiné de paramètre magnétique *Ha* et matériel *K*

La figure (IV.1) montre l'influence du champ magnétique en termes de nombre de Hartmann Ha et le paramètre K, sur le comportement de la vitesse le long de la plaque avec une variable de similarité. A partir de cette figure, en constate que, la vitesse diminue avec l'augmentation des deux paramètres près de la paroi. Ainsi, en raison de l'augmentation du paramètre de matériau, l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique augmente. La figure IV.2 illustre la variation de température en fonction de variable de similarité, on perçoit que, la température augmente avec l'augmentation de Ha et K, donc l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique. La distribution de la microrotation des particules (vitesse angulaire) avec ηsont présentées dans la figure IV.3, en remarque qu'il existe un point d'inflexion dans η= 3.0 et η = 4.0 pour K = 1.0 et 4.0, respectivement. Avant ces points, la microrotation

augmente avec l'augmentation de Ha près de la plaque, après ces points, le nombre de Hartmann affecte légèrement sur la vitesse angulaire loin de la plaque. La figure IV.4 représente la variation de concentration avec la variableη, à partir de cette figure, on constate que l'augmentation des deux paramètres entraîne une augmentation des profils de concentration. En peut conclure que, la présence de champ magnétique et de micro-constituants en rotation peut être considérée comme des outils solides pour réguler l'écoulement, transfert de chaleur et de masse.

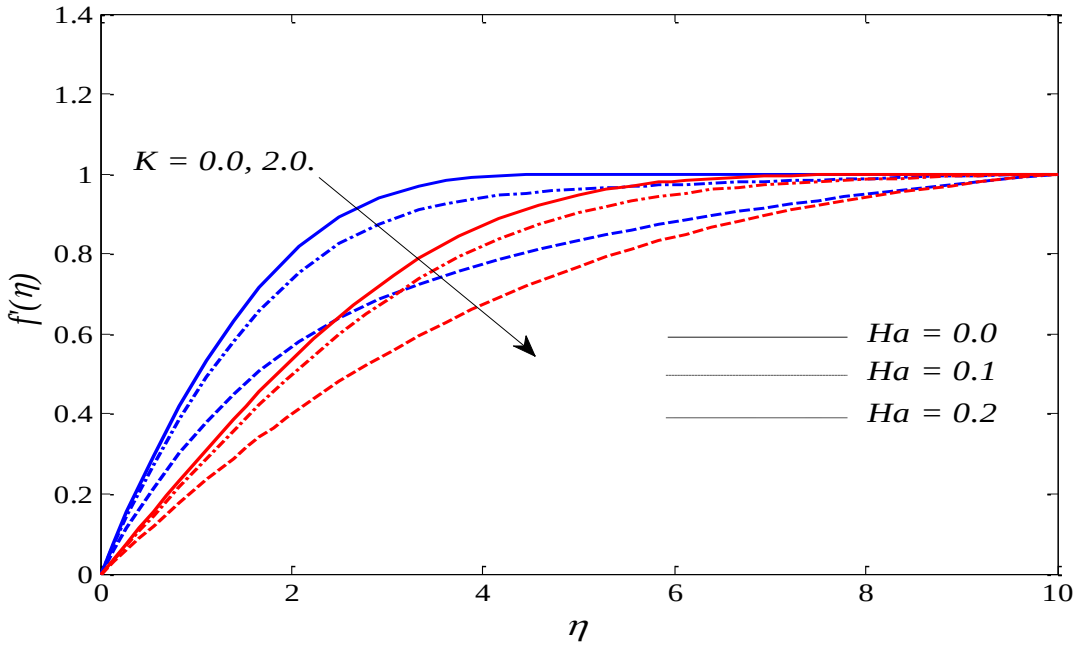


Figure IV. 2: Profiles de vitesse f'(□) avec (Grx=0.1, Gmx=0.1, R =0.5, Pr=0.7, R=2.0 et Sc=0.6).

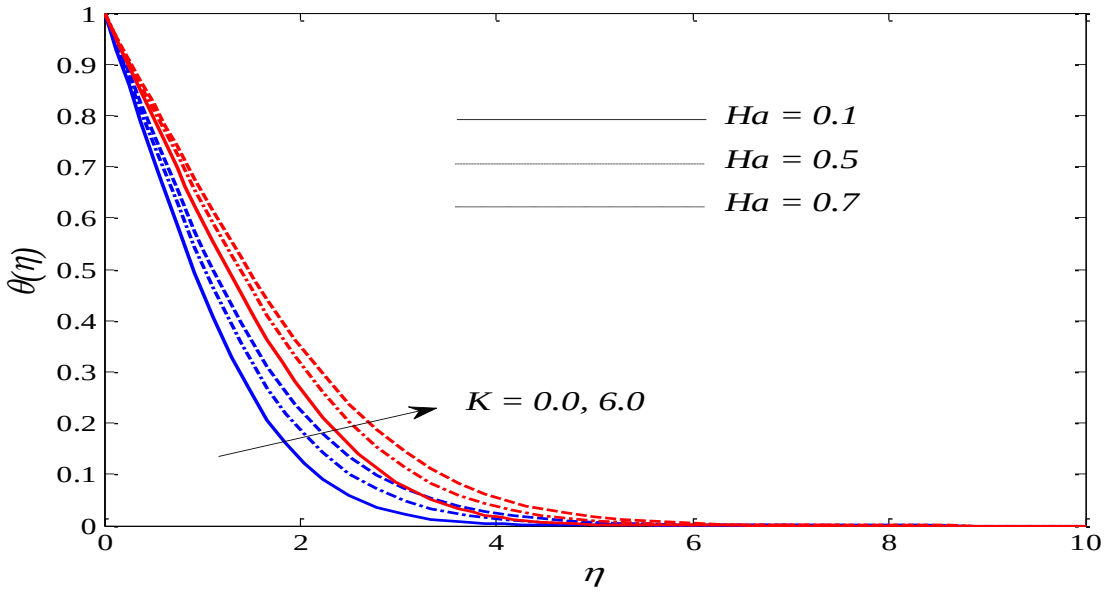


Figure IV. 3:Profiles de température *θ(η)* avec *(Gr_x= 3.0, Gm_x = 3.0, Re = 0.5, Pr = 0.71, R = 1.0 et Sc = 0.6)*

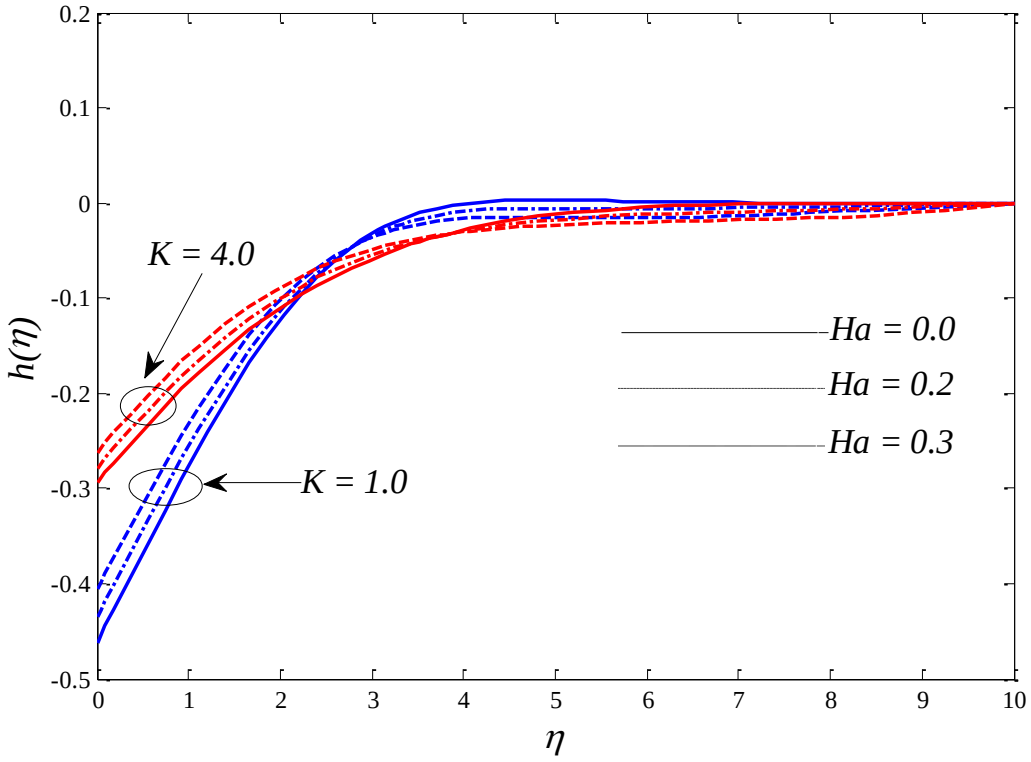


Figure IV. 4:Profiles de microrotationh *(η)* avec *(Gr_x=0.5, Gm_x =0.5, Re =1.0, Pr =5.0, R = 1.0 et Sc = 0.6)*

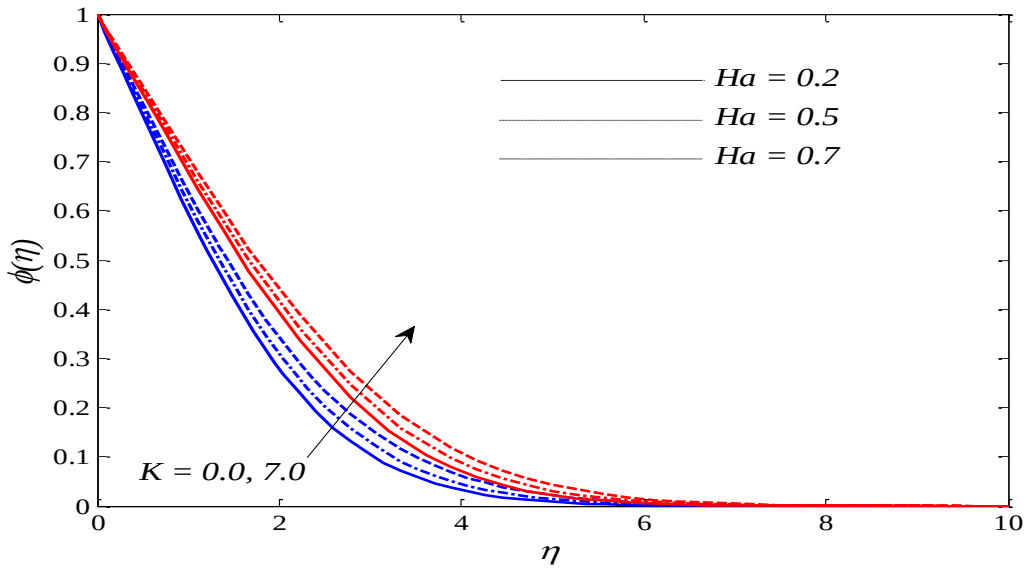


Figure IV.5 : Profiles de concentration $\phi(\eta)$ avec $(Gr_x = 2.0, Gm_x = 2.0, Re = 1.0, Pr = 0.7, R = 0.1$ *et* $Sc = 0.3$

Conclusion générale

Conclusion générale

- L'augmentation du paramètre magnétique entraîne une accélération de la vitesse angulaire, augmente la température et la concentration, mais l'effet est inversé pour la vitesse d'écoulement.
- Les profils de concentration d'espèces et de microréotation augmentent près de la plaque pour augmentation du paramètre de rayonnement thermique, mais les profils de vitesse d'écoulement et de température sont diminuent.
- L'augmentation du paramètre du matériau permet d'améliorer la température, la vitesse angulaire et les profils de masse des espèces, ce qui augmente l'épaisseur de la couche limites thermique et massique, mais l'effet est inversé pour la vitesse d'écoulement.

Références bibliographiques

Références

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

[2]Ishak, A.; Nazar, R.; Pop,I. 2009. Dual solutions in mixed convection boundary layer flowofmicropolarfluids.Communications Nonlinear Science Numerical Simulation, 14, pp.1324–1333.

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

[4]Gorla, R.S.R.; Nakamura, S. 1995. Mixed convection of a micropolar fluid from a rotating cone. International Journal HeatFluid Flow, 16, pp. 69–73.

[5]Aydın, O.; Pop, I. 2007. Natural convection in a differentially heated enclosure filled with a micropolarfluid. International Journal Thermal Sciences, 46, pp. 963–969.

[6]Lok, Y.Y .; Amin, N. ; Pop, I. 2006. Unsteady mixed convection flow of a micropolarfluid near the stagnation point on a vertical surface. International Journal of Thermal Sciences, 45: 1149–1157.

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

|[8]Das, K. 2011. Influence of thermophoresis and chemical reaction on MHD micropolarfluidflow with variable fluid properties, International Journal Heat mass transfer, 55, pp. 766- 774.

[9]Mahmoud, M.A.A. 2007. Thermal radiation effects on MHD flow of a micropolarfluid over a stretching surface with variable thermal conductivity, Physica A, pp. 401–410.

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

[11]Seddeek, M.A.; Odda, S.N.; Akl, M.Y.; Abdelmeguid, M.S. 2009. Analytical solution for the effect of radiation on flowof a magneto-micropolarfluid past a continuously moving plate with suction and blowing, Computational Materials Science, 45, pp. 423–428

[12]Ishak, A.; Nazar, R.; Pop, I**.** 2009. MHD boundary-layer flow of a micropolarfluid past a wedge with constant wall heat flux, Communications Nonlinear Science Numerical Simulation, 14, pp. 109–118.

[13]Mahmoud, M.A.A.; Waheed, S.E. 2012. MHD stagnation point flow of a micropolarfluid towards a moving surface with radiation. Meccanica,47, pp. 1119–1130.

[14]Abd-El Aziz, M. 2006. Thermal radiation effects on magnetohydrodynamic mixed convection flow of a micropolarfluid past a continuously moving semi-infinite plate for high temperature differences. ActaMechanica, 187, pp. 113–127.

[15]Elbarbary, E.M.; Elgazery, N.S. 2005. Flow and heat transfer of a micropolarfluid in an axisymmetric stagnation flow on a cylinder with variable properties and suction. ActaMechanica, 176, pp. 213–229.

16]Chamkha, A.J.; Mohamed, R.A.; Ahmed, S.E. 2011. Unsteady MHD naturalconvection from a heated vertical porous plate in a micropolarfluid with Joule heating, chemical reaction and radiation effects. Meccanica, 46, pp. 399–411.

[17]Alam, M.S.; Rahman, M.M.; Sattar, M.A. 2009. On the effectiveness of viscous dissipation and Joule heating on steady Magnetohydrodynamic heat and mass transfer flow over an inclined radiate isothermal permeable surface in the presence of thermophoresis. Communications Nonlinear Science Numerical Simulation, 14, pp. 2132–2143.

[18]Tsai, R.; Huang, J.S. 2010. Combined effects of thermophoresis and electrophoresis on particle deposition On to a vertical flat plate from mixed convection flow through a porous medium. Chemical Engineering Journal, 157, pp. 52–59.

[19]Muhaimin, I.;Kandasamy, R.; Hashim, I. 2009. Thermophoresis and chemical reaction effects on non-Darcy MHD mixed convective heat and mass transfer past a porous wedge in the presence of variable stream Condition. Chemical Engineering ResearchDesign, 87, pp. 1527–1535.[20]BONTEMPS (A.), GARRIGUE (A.),

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

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

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

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

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

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

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

[27]Buyevichn, Yuri A., Advances in the flow and Rheology of non-Newtonianfluids Elsevier, Science B. V., page 1237 – 1240 (1999).[28]Bruggeman, D., A., G. : Berechnungverschiedenerphysikalischerkonstantenvon Heterogenensubstanzen,I.Dielektrizitatskonstantenundleitfahigkeitendermischkorperaus Isotropensubstanzen, Ann. Phys. Leipzig, vol. 24, pp. 636– 679. (1935).

[29] Brinkman. H.C. : The Viscosity of Concentrated Suspensions and Solutions, J. Chemical Physics, vol. 20, pp. 571. (1952).

[30]Batchelor, G., K. : Brownian Diffusion of particleswithHydrodynamic Interaction, Journa Of FluidMechanics, vol. 74, pp. 1-29. (1976).

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

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

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

[34] Eringen, A. Cemal., "Nonlocal Continuum Field Theories", Sheridan Books SpringerVerlag NewYork, USA, (2001).

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

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

[37] Midoux, N., Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique TEC & DOCLAVOISIER, page 71 – 120 (1993).

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

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

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

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

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

[43] Ikbal, Md. A., Chakravarty, S., Wong Kelvin, K.L., Mazumdar, J., Mandal, P.K. , Unsteady response of non-Newtonian blood flow Throw a stenosed artery in magnetic [4] field, Journal of Computational and Applied Mathematics, 230 page 243 – 259 (2009).

[44] Krause, E., In: Fluid mechanics 2 (Springer, Verlag Berlin Heidelberg Germany, page 31 – 66 (2005).

[45] (en) Cecil Adams, « If you lit a match in zerogravity, woulditsmother in itsownsmoke ? [archive] >>, The Straight Dope (consulté le 22 mars 2008).

[46] Michel Ledoux et Abdelkhalak El Hami, Transfert thermique 3 : convection, principes fondamentaux et flux monophasique, ISTE Group, 1er juin 2023 (ISBN 978-1-

78405-798-5, lire en ligne [archive]), p. 15.

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

[48] Ismail T., « Modelling in transport phenomena », Elsevier Science B.v, (2002).

[49] Stéphane Olivier et Hubert Gié, Thermodynamique, Paris, Tec & Doc Lavoisier, coll. « Sciences physiques », 1998, 512 p. (ISBN 978-2-7430-0133-9), p. 133.

[50]Richard Taillet, Loïc Villain et Pascal Febvre 2018.

[51] Campbell, A., Jenden, J., Lloyd, E., Tierney, M., Donev, M., (2017, August 29). Thermal Energy. University of Calgary Energy Education

[52]NASA. (n.d.) Beat the Heat !

[53] Perkins, S. (2016, September 30). Explainer : How heat moves. Science News for Students

[54] University Corporation for AtmosphericResearch, Centre for Science Education. (2018). Conduction.

[55] Bergman, T. L., Lavine, A. S.,

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

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

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

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

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

[61] . Philibert, jean. Livre de diffusion et transport de matière dans les solide.

[62] A, GHADBANE. Etude numérique de l'écoulement avec transfert de chaleur d'un nanofluide dans un échangeur de chaleur. MASTER En Génie Mécanique. 2019.

[63] M, A,A,Makhloufi. Simulation numérique de la convection naturelle bi-duffisuve dans une cavité poreuse. 2017.

[64] Mr BOUDAOUD Youcef, "Effet de la présence d'un champ magnétique sur l'écoulement et le transfert de chaleur ", thèse, université Dr YAHIA FARES- MEDEA -
[65] Algérie(2011). [54] Sposito G, Ciofalo M, One-dimentional mixed MHD conviction, Int.g.of Heat and Mass Transfer,49,2939_2949. (2006).
[66] Wekipédia.org.
[67] : Mesurolle, M. Modélisation numérique en vue de la conception d'un actionneur SCAO magnétohydrodynamique de précision (Doctoral dissertation), 2015.
[68] : A. Jeffrey and T. Taniuti. Non-linear wave propagation. With applications to physics and magnetohydrodynamics. Academic Press, New York, 1964.