REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DU LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA

Faculté de Technologie

Département de Génie des Procédés et Environnement



Mémoire de fin d'études pour l'obtention du Diplôme de Master

Filière : **Génie des Procédés**

Spécialité : **Génie Chimique**

Étude numérique d'un flux convectif non linéaire en couche limite sous l'effet MHD

Présenté par :

Messelmi Chaimaà
Bousaid meroia

Encadré par :

Dr. ALOUAOUI Redha

Promotion : Juin 2022

Remerciements :

Tout d'abord, remercions Dieu qui m'a donné la santé et le pouvoir

De commencer et de terminer ce mémoire.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements au Prof. ALOUAOUI Redha.

Directeur de ma mémoire, pour la qualité de ses conseils, de sa vigilance et de sa disponibilité

Lors de la préparation du présent mémorandum, de ses conseils, de ses remarques et de sa patience, Mes profonds remerciements vont aussi à tous mes enseignants qui m'ont accompagné durant mon parcours scolaire et à toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenu de près ou de loin.

J'en particulier Khenish Imad remercie également tous les membres du jury qui ont accepté de lire ce modeste travail afin de l'évaluer.

Ce mémoire n'aurait jamais pu voir le jour sans le soutien actif des membres de ma famille et surtout mes parents que je tiens vivement à remercier.

Dédicace :

Avant tous nous remercions DIEU le tout puissant car sans la foi qu'on a en

Lui en ne Serait pas arrivé là ou est aujourd'hui.

À mes très chers parents, dont le sacrifice, la tendresse, l'amour, la Patience,

Le soutien, l'aide et les encouragements sont l'essence de ma réussite. Sans

Eux, je ne serais pas ce que je suis aujourd'hui

Mon père : MESSELMI REMDANE

Ma mère : BEN KHAOUA MEBARKA

À mes très chers frères : MED.AYOUB ; ZAKARIA

À mes très chères sœurs : HADJER ; RAHIL ; KHADIDJA.

ET Ma Chère grand-mère et ma tante KHIRA et mon marie Abdallah

À tous les enseignants et les profs qui m'ont appris durant toutes mes

Années d'étude et

Tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin.

À mes amies : KHADIDJA ; RACHA ; MAROUA.

À toute ma famille

Je dédie cet humble travail.

Chaimaà. M

Dédicace :

Je dédie ce mémoire

À mes très chers parents

À mes frères et mes sœurs

À toute ma famille

À tous mes amis(es)

Maroua. B

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'une 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, polar fluid and magnetodynamics.

ملخص:

في هذا العمل، قمنا بدراسة آثار التحول الحراري 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 يتم حلها عدديًا. بحيث يتم الحصول على العديد من النتائج ويتم عرض مجموعة تمثيلية بيانياً لتوضيح تأثير المعلمات المختلفة على ملفات تعريف مختلفة.

الكلمات المفتاحية:

انتقال الحرارة والكتلة، الطبقة الحدودية، الحمل الحراري، المائع القطبي و الديناميكا المغناطيسية.

Sommaire

Introduction générale …… 1

Chapitre I :

Les phénomènes de transfert et la couche limite

I.1. Introduction ……..…… 4

I.2. Transfert de masse ……..…… 4

a. Phase immobile…….…….... 5

b. Phase mobile…….…….. 5

I.2.1. Transfert diffusif …….……..... 5

I.2.1.1. La loi de Fick…….....…….……..... 6

I.2.2. Définition de la diffusion moléculaire …….…….…… 7

I.2.3. Définition des vitesses moyennes molaire et massique …….…… 8

a) La vitesse massique moyenne …….…….**.....** 8

b) La vitesse molaire moyenne …….…….…….…….…… 8

c) Les flux …….…….…….…….…….…….…….…….…… 9

I.2.4. Transfert convectif …….…….…….……...…….…….…… 10

I.2.5. Transfert combine : diffusion + convection…….……...…….……... 10

I.2.6.Estimation du coefficient de diffusion binaire (diffusivité moléculaire)……. 10

I.2.6.1. Coefficient de diffusion binaire en phase gazeuse....…….…….…… 11

I.2.6.2. Coefficient de diffusion binaire en phase liquide …….....…. 13

I.2.6.3. Transfert de matière par diffusion et convection en régime stationnaire 14

I.3. Transfert Thermique ……. 14

I.3.1. Introduction ……. 14

I.3.2. Généralités sur le transfert de chaleur ……. 15

I.3.3. Notions thermiques ……. 16

I.3.4. Transfert de chaleur par conduction ……. 16

I.3.4.1. Définition ……. 16

I.3.4.2. Loi de Fourier ……. 17

I.3.4.3. Conduction en régime permanent ……. 18

I.3.4.4. Application ……. 19

I.3.5. Transfert de chaleur par convection ……. 20

I.3.5.1. Définition ……. 20

I.3.5.2. Différents types de convection ……. 21

A. Convection forcée ……. 21

B. Convection naturelle. ……. 22

C. Convection mixte ……. 22

D. Lois de corrélation en convection ……. 24

E. Application ……. 24

F. Régime d'écoulement ……. 25

I.3.6. Transfert de chaleur par rayonnement ……. 26

I.3.6.1. Définition ……. 26

I.3.6.2. Classification ……. 27

I.3.6.3. Application ……. 27

I.3.6.4. Conductivité thermique……. 28

a. Ordre de grandeur ……. 28

b. Variation de la conductivité avec la température ……. 29

I.3.7. Définition des nombres adimensionnels ……. 30

I.3.7.1. Le Nombre de Reynolds ……. 30

1.3.7.2. Nombre de Nusselt ……. 30

I.3.7.3. Nombre de Grashof ……. 30

I.3.7.4. Nombre de Schmidt ……. 31

I.3.7.5. Nombre de Prandtl ……. 31

1.4. Couche limite ……. 32

I.4.1. Concept de la couche limite ……. 32

I.4.2. Développement de l'équation d'hydrodynamique……. 34

I.4.3. Définition de la couche limite ……. 34

1.4.4. Description de la couche limite ……. 36

I.4.5. Développement de la couche limite ……. 36

I.4.6. Contrôle de la couche limite ……. 37

I.4.7. Paramètres caractéristiques de la couche limite ……. 41

I.4.7.1. Épaisseur de la couche limite ……. 41

I.4.7.2. Épaisseur de déplacement δ_1 ……..…….…….…….. 42

I.4.7.3. Épaisseur de quantité de mouvement δ_2……..…….…….…. 42

I.4.7.4. Épaisseur d'énergie δ_3 ……...…….…….…….…….…. 43

I.4.7.5. Le facteur de forme H ……..…….…….…….…….…. 43

I.4.7.6. Force de frottement ……..…….…….…….…… 43

I.4.7.7. Coefficient de frottement ……..…….…….…….…… 43

I.5. Convection laminaire et convection turbulente ……..…….…….…. 43

I.6. Écoulement laminaire et turbulent ……..…….…….…….. 44

I.7. Définition des épaisseurs de la couche limite bidimensionnelle ……..…….. 44

I.8. Couche limite laminaire sur une plaque plane ……..…….…….. 45

I.9. Les types de la couche limite ……..…….…….…….…. 46

I.9.1. Couche limite dynamique ……..…….…….…….…. 46

I.9.2. Couche limite thermique ……..…….…….. 47

I.10. Conclusion ……..…….…….…….…….…. 47

Chapitre II :

Magnétohydrodynamique

II.1. Introduction ……..…….…….…….…….…. 48

II.2 Historique de la magnétohydrodynamique ……..…….…….…. 48

II.3. Définition de la magnétohydrodynamique ……..…….…. 49

II.4 Applications de la magnétohydrodynamique ……..…….…. 50

II.4.1. Les générateurs à induction ……..…….……..…… 50

II.4.2 Machines circulaires à plasma ……..……..……..…… 51

II.4.3 Générateur à métaux liquides ……..……..……..…… 51

II.4.4 Générateurs à conduction ……..……..……..…… 51

II.4.5. Propulseurs MHD ……..……..……..…… 52

II.4.5.1. Propulseurs à plasma ……..……..……..…… 52

II.4.5.2 Propulseurs à eau salée ……..……..……..… 52

II.4.5.3 Canon électromagnétique ……..……..……..…… 53

II.4.6 Application biomédicale (micro pompe) ……..……..…… 53

II.4.7. Application de la magnétohydrodynamique en métallurgie ……..…… 54

II.4.7.1 Brassage ……..……..……..…… 55

II.4.7.2 Lévitation ……..……..……..…… 55

II.4.7.3 Formage ……..……..……..…… 55

II.4.7.4 Pulvérisation ……..……..……..…… 55

II.4.7.5 Magnétohydrodynamique des fours à induction ……..…… 56

II.4.8 Application de la magnétohydrodynamique dans le refroidissement des composants et système électronique …… 56

II.5. Différentes modélisations de la MHD …… 57

II.5.1. Magnétohydrodynamique idéale…..……..……..…… 58

II.5.2. Magnétohydrodynamique résistive ……..……..……..…… 58

II.6. Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD ……..…… 58

II.6.1. Géophysique ……. 58

II.6.2. Astrophysique ……. 58

II.6.3. Ingénierie ……. 59

II.6.4. Navires ……. 59

II.7 Équations de la magnétohydrodynamique ……. 60

II.7.1 Équations régissant le fluide ……. 61

II.7.1.1 Équation de conservation de la masse. ……. 61

II.7.1.2 Équation d'énergie ……. 61

II.7.1.3 Équation d'état et entropie ……. 62

II.7.2 Équations régissant le champ´électromagnétique ……. 64

II.7.2.1 Équations de Maxwell ……. 64

II.7.3 Système complet de la MHD ……. 66

Chapitre III :

Les fluides micropolaies et les nano fluides

III.1. Micro fluidique :……. 71

III.1.1. Introduction ……. 71

III.1.2. Historique ……. 72

III.1.3. Définition ……. 72

III.1.4. Origine Et Intérêt ……. 73

III.1.5. Lois de comportement ……. 74

III.1.6. Nombre de Reynolds …… 75

III.1.7. Écoulement en Micro-Hydrodynamique …… 76

III.1.8. Résistance hydraulique…… 78

III.1.9. Diffusion et mélange …… 80

III.1.10. Illustration application …… 81

III.1.11. Circuit en T : Étude d'une cinétique de réaction…… 81

III.1.12. Filtre en H …… 82

III.2. Nano fluide …… 83

III.2.1. Généralités sur la nanotechnologie …… 83

III.2.2. Définition d'un nano fluide …… 84

III.2.3. Fabrication et préparation des nano fluides …… 85

III.2.4. Types de nanoparticules …… 86

III.2.5. Les applications des nano fluides (Soufi, 2013)…… 86

III.2.6. Les avantages des nano fluides …… 87

III.2.7. Les inconvénients des nano fluides …… 87

III.2.8. Domaine d'application des nano fluides …… 88

III.2.9 .Agrégation des nanoparticules …… 88

III.2.10. Propriétés thermo physiques des nano fluides …… 88

III.2.11. La fraction volumique (Φ) …… 89

III.2.12. Masse volumique (ρ_{nf}) …… 89

III.2.13. Conductivité thermique (λ_{nf}):…… 89

III.2.14. Viscosité dynamique(μ) …… 90

III.2.15. Chaleur spécifique …… 90

III.2.16. Coefficient d'expansion thermique (β) …… 90

Chapitre IV : (Résultats et Discussion)

Étude d'un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle sur une plaque verticale en utilisant une fluide micropolaire sous l'effet radiatif et MHD

IV.1. Introduction …… 91

IV.2. Problème physique et formulation mathématique …… 91

IV.3. Résultats et discussion …… 94

IV.3.1. L'effet combiné de paramètre magnétique Ha et matériel K …… 95

Conclusion générale …… 98

Références bibliographiques…… 99

Liste des figures :

Chapitre I :

Figure I.1: Diffusion du milieu le plus concentre vers le milieu le moins concentre…..… 5

Figure I.2: Diffusion d'une vapeur dans un gaz……... 6

Figure I.3: Progression de la diffusion de l'hélium (A) à travers le verre (B) et profil de concentration…….. 7

Figure I.4: Combinaison des trois modes de transfert de chaleur…… 15

Figure I.5: principe de la conduction thermique…….. 17

Figure I.6: Conduction dans une couche élémentaire de mur plan…….. 18

Figure I.7: Conduction dans un mur plan……. 19

Figure I.8: Exemple de transfert thermique par conduction……. 20

Figure I.9: Action de fluide en mouvement dans la convection…….. 20

Figure I.10: Four à convection forcée…….. 21

Figure I.11: Présentation de la convection dans une casserole…… 22

Figure I.12: Convection sur un radiateur dans une pièce très fortement ventilée…… 23

Figure I.13: Transfert de chaleur par convection d'un convecteur électrique…….. 25

Figure I.14: Schématisation d'un écoulement laminaire…….. 26

Figure I.15: Schématisation d'un écoulement turbulent…….. 26

Figure I.16: Transfert de chaleur par rayonnement ……. 27

Figure I.17: Transfert de chaleur par rayonnement solaire sur un mur…… 28

Figure I.18: Ecoulement sur une plaque plane-Profiles de vitesse en couche limite……... 32

Figure I.19: Couche limite au voisinage d'une paroi solide……. 33

Figure I.20: Plaque plane verticale: distribution de vitesse et de température……. 34

Figure I.21: Écoulement de couche limite sur une plaque plane…….. 35

Figure I.22: Développement de la couche limite le long d'une plaque plane……. 37

Figure I.23: Objectif de base du contrôle de la couche limite…….. 38

Figure I.24: Contrôle d'écoulement par une paroi rainurée ou riblets..... 38

Figure I.25: Dispositif hypersustentateur des ailes d'avions..... 39

Figure I.26: Soufflage et Aspiration de la couche limite..... 39

Figure I.27: Jet pulsé..... 40

Figure I.28: Schéma d'un jet synthétique..... 41

Figure I.29: Epaisseur de couche limite……..... 41

Figure I.30: Déficit de débit et épaisseur de déplacement……... 42

Figure I.31: Conventions de notation de la couche limite Fuhrmann G. (1911)…….. 42

Figure I.32: Écoulement le long d'une plaque plane, Zijnen, B.G. (1924)…….. 45

Figure I.33: Couche limite sur une plaque plane A incidence nulle, Zijnen, B.G. (1924)... 46

Figure I.34: Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une paroi plane……... 46

Figure I.35: Couche limite thermique sur une plaque plane…… 47

Figure I.36: Couche limite thermique sur une plaque plane..... 47

Chapitre II :

Figure II.1: Générateur à induction…….. 50

Figure II.2: Générateur MHD à conduction (tuyère linéaire)…….. 52

Figure II.3: Micro pompe à conduction (à aimant permanent de NdFeB)……... 54

Figure II.4: Système de refroidissement MHD…… 57

Figure II.5: Pompe MHD courants continus (DC) fabriquée par NANOCOOLERS…….. 57

Chapitre III :

Figure III.1: Différents exemples de micro-fluidique…….. 72

Figure III.2: Vue en coupe d'un xylème de tige de plante……... 73

Figure III.3 : Générateur de gradient développé au laboratoire SATIE de l'ENS Cachan, Images O. Français…… 74

Figure III.4: Caractérisation du type d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds *Re* Photos site Images des mathématiques……. 75

Figure III.5 : Résolution de l'équation de Poiseuille dans le cas d'une canalisation circulaire…… 77

Figure III.6 :(a) Profil d'un écoulement plan, (b) Profil d'un écoulement section rectangulaire (Simulation logiciel Comsol©)…… 77

Figure III.7 : Exemple d'un réseau hydraulique(a), et de son schéma électrique équivalent (b)……. 79

Figure III.8:(a) Exemple d'un circuit micro fluidique,(b) exemple d'un circuit électrique 80

Figure III.9 : (a) Exemple d'un circuit en Y et (b) la simulation du transport de matière (logiciel Comsol©)…… 80

Figure III.10 : (a) p_e>1, Convection des 2 produits, (b) p_e<1 convection et diffusion des produits……... 81

Figure III.11 : Schéma de principe d'un circuit en T……... 82

Figure III.12: Exemple d'un filtre en H…….. 83

Figure III.13: Présentation des nano-fluides, vue au microscope électronique……. 84

Figure III.14 : Procédé de synthèse de nano fluide en une seule étape……... 85

Figure III.15 : Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone Bang et Chang, 2005**..** 86

Chapitre IV :

Figure VI.1 : Modèle physique et système de coordonnées……. 92

Figure IV.2 : Profiles de vitesse $f'(\eta)$……... 96

Figure IV.3 : Profiles de température $\theta(\eta)$……... 96

Figure IV.4 : Profiles de microrotation $h(\eta)$…… 97

Figure IV.5 : Profiles de concentration $\phi(\eta)$ avec…… 97

Liste des tableaux :

Tableau I.1: Notations pour les vitesses dans un système multi composant..... 9

Tableau I.2: Expressions des différents flux massiques et molaires..... 9

Tableau I.3 : Valeurs du coefficient de diffusion pour quelques binaires gazeux..... 11

Tableau I.4 : Valeurs du coefficient de diffusion pour quelques solutés A en faible concentration dans un solvant liquide 13

Tableau I.5: les valeurs de la conductivité thermique de certains matériaux..... 29

Tableau I.6: Nombre de Prandtl de quelque fluide..... 31

Tableau II.1: les dimensions des nombres caractéristiques dans le cas du soleil..... 69

Tableau III.1: Analogie entre résistance électrique et résistance hydraulique..... 78

Tableau III.2: Formules simplifiées de la résistance hydraulique pour différents cas de section..... 79

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 thermophorétique,	(1)
K	Paramètre matériel,	(1)
N	Le composant de la microrotation,	(x)
Nu_x	Nombre de Nuselt local,	(1)
M_w	la contrainte de couple de paroi sans dimension	(1)
M	Le paramètre magnétique,	(1)

Pr	Nombre de Prandtl,	(1)
q_w	Flux thermique surfacique,	(W/m)
q'_w	Flux massique surfacique,	(W/m)
Re_x	Nombre de Reynolds local,	(1)
Sh_x	Nombre de Sherwood local,	(1)
Sc	Nombre de Schemidt,	(1)
T	Température,	(K)
T_r	Température de référence,	(K)
V_T	la vitesse de la thermophorèse,	(m/s)
v_w	Vitesse d'aspiration ou vitesse d'injection,	(m/s)
U	Composante de vitesse suivant x,	(m/s)
V	Composante de vitesse selon y,	(m/s)
x, y	Coordonnées cartésiennes,	(m)

Lettres grecques :

α	Diffusivité thermique moléculaire,	(m^2/s)
β	Coefficient d'expansion thermique de fluide,	(1/K)
β^*	Coefficient d'expansion massique,	(1/mole)
γ	Viscosité de gradient de rotation,	(x)
δ_h	Epaisseur de 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)
κ	Viscosité visqueuse,	(Kg/s.m)
λ_g	Conductivité thermique du fluide,	($W\ K^{-1}$)
τ	Paramètre de thermophorèse	(1)
τ_w	Contrainte de cisaillement surfacique,	(1)

Abréviation :

MHD : Magnétohydrodynamique

FBNML : Francis Bitter National Magnet Laboratory

MIT : Massachusetts Institute of Technology

MPD : Magneto Plasma Dynamic

DC : courants continus

MD : dynamique moléculaire

RMN : résonance magnétique nucléaire

Sous-rubrique :

w : Évalué sur le mur

∞: Évalué en dehors de la couche limite

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale :

Les fluides micropolaires 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, 3,4, 5, 6, 7,8, 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 :

Les phénomènes de transfert et la couche limite.

I.1. Introduction :

L'énergie correspond à un transfert ou échange par interaction d'un système avec son environnement. Ce système subit alors une transformation. On distingue habituellement deux types d'énergie :

A : Le travail noté W qui peut prendre diverses formes selon l'origine physique du transfert en jeu (électrique, magnétique, mécanique, ...).

B : La chaleur notée Q.

La thermodynamique classique (ou phénoménologique) ne s'intéresse généralement qu'aux états d'équilibre et aux variations entre ces états, grâce à l'utilisation de fonctions d'état, qui sur un plan mathématique sont des différentielles totales exactes. On pourrait d'ailleurs plus logiquement appeler cette discipline la thermostatique. Le formalisme généralement utilisé nécessite ainsi seulement la connaissance des états initiaux et finaux sans pour autant examiner en détail le processus de transfert d'énergie, ni les modes d'interaction. L'étude complète et générale des mécanismes de transfert d'énergie nécessite d'aborder le formalisme de la thermodynamique hors équilibre (formalisme d'Onsager par exemple et théories de Prigogine). Dans le cadre de cet ouvrage, nous nous limiterons de façon modeste, parmi les transferts énergétiques, à l'étude des transferts de chaleur ou transferts thermiques.

I.2. Transfert de masse :

Le transfert de matière (ou transfert de masse) joue un rôle très important dans les opérations unitaires de base mises en œuvre au cours de la transformation des aliments ou de produits biologiques (séchage, salage, sucrage, absorption, adsorption, cristallisation, extraction, distillation, ...). Au cours de ces opérations, le transfert de matière est classiquement le facteur limitant la vitesse du procédé, même si le transfert de chaleur et le flux du produit peuvent aussi être en cause. Le transfert de matière a aussi un rôle très important lors de l'emballage des produits et de leur entreposage transfert d'humidité, de gaz, de composés de saveur à travers le matériau d'emballage. Le transfert de matière consiste en la migration de composés à l'intérieur d'une phase ou entre des phases. Cette migration résulte d'un changement dans l'équilibre d'un système causé par une/des différences de potentiel (s) différence de concentration d'une espèce d'un point à un autre, différence de température et/ou différence de pression. Toute différence de potentiel entraîne une évolution spontanée vers l'uniformité une différence de concentration d'un composé entre deux points d'un système entraine donc un transfert de matière jusqu'à atteindre l'uniformité de concentration.

Lorsqu'on s'intéresse au transfert de matière, on doit distinguer deux cas, selon que le transfert se fait au sein d'une phase ou entre deux phases partiellement ou totalement immiscibles. En outre, chacune des phases peut être mobile ou immobile.

a) Phase immobile : Une phase immobile ne signifie pas qu'il n'y a pas de mouvement d'ensemble des molécules, mais au niveau de la phase, le transport se fait uniquement par diffusion moléculaire, et il n'existe pas dans la phase de tourbillons provoquant - avec une dégradation d'énergie mécanique et de quantité de mouvement - le brassage d'agrégats de fluide ayant des compositions différentes.

b) Phase mobile : Par opposition, dans le cas d'une phase mobile, le transport par diffusion des Constituants n'est pas dû uniquement à la diffusion moléculaire mais aussi à la diffusion turbulente (Convection). [20]

I.2.1. Transfert diffusif :

S'il existe une différence de concentration dans l'espace, par exemple entre deux compartiments sépares par une membrane perméable (laissant passer le solvant et le soluté) ; il va y avoir, au cours du temps, un déplacement de la matière, du compartiment concentre vers le moins concentre, figure I.1. Ce transfert s'effectue, jusqu'à ce que l'équilibre en concentration soit atteint. Ce phénomène spontané est appelé diffusion. [21]

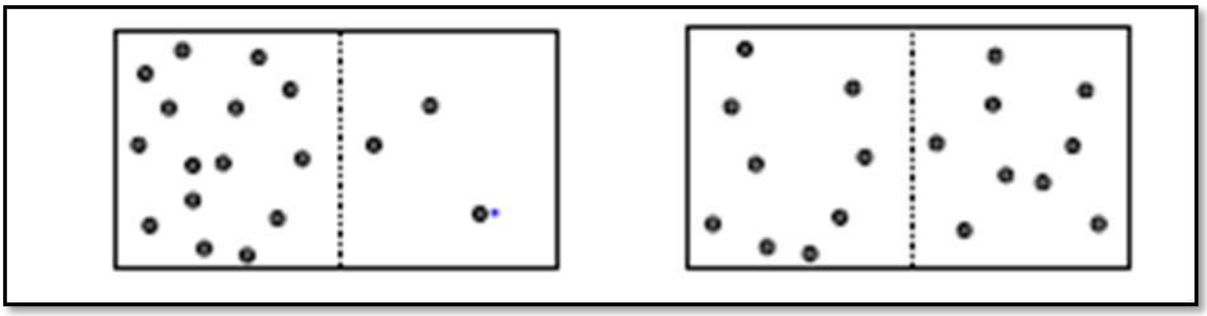


Figure I.1 : Diffusion du milieu le plus concentre vers le milieu le moins concentre. [21]

Si on considère un plan normal à la direction du gradient de concentration d'un réactif A quelconque, ou n'importe quel autre plan, il existe un flux de molécules A à travers ce plan.

Le mouvement de l'élément chimique, de la région à haute concentration vers la région à faible concentration, peut être observe en mettant un morceau de KMnO4 (permanganate de potassium) dans l'eau. Le KMnO4 commence à se dissoudre dans l'eau et près du cristal on voit une couleur bleue foncée qui devient claire en s'éloignant du cristal. [21]

I.2.1.1. La loi de Fick :

Si on place une petite quantité d'un liquide volatil au fond d'un tube à essai et qu'on le laisse en contact avec un courant d'air sec, comme illustre dans la figure I.2, un profil de concentration linéaire est établi dans le tube à essai à l'état stationnaire lorsque le temps tend vers l'infini et une évaporation continue du liquide prendra place. Ce phénomène, selon lequel, un transfert de matière est causé par une distribution non-uniforme de la concentration est appelé diffusion. [21]

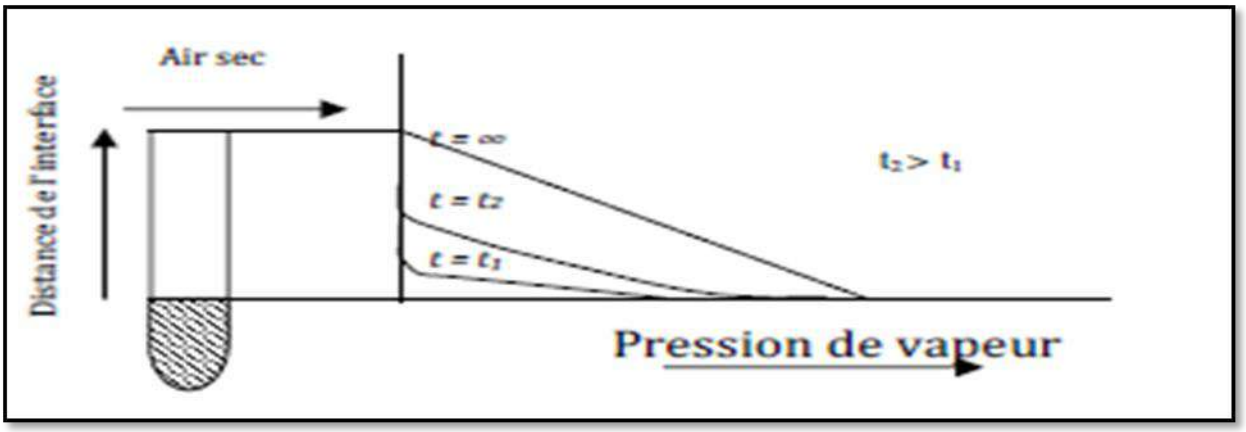


Figure I.2 : Diffusion d'une vapeur dans un gaz. [21]

- La diffusion peut être décrite par la loi empirique qui suit :

$$J_{AY} = -CD_{AB}\frac{dx_{AB}}{dy} \quad ; \quad J_{AB} = -D\frac{dC_A}{dx}. \qquad (I.1)$$

L'indice A désigné l'espèce chimique qui se diffuse alors que y indique la direction dans laquelle le transport prend place. Dans ce cas :

J_{AY}: Est définit comme le flux molaire de l'espèce A par rapport a la vitesse moyenne.

D_{AB} **:** Le coefficient de diffusion.

C : La concentration totale.

x_A **:** La fraction molaire de l'espèce A C_A : la concentration molaire de A.

Cette équation peut être exprimée soit en utilisant la fraction molaire ou la fraction massique comme suit :

$$j = -\rho\, D_{AB}\frac{dw}{dy} \qquad (I.2)$$

j_{AB} : Définit comme étant le flux massique relatif à la vitesse moyenne.

ρ **:** La concentration massique totale.

w_A **Et** ρ_A **:** la fraction massique et la concentration massique de l'espèce A respectivement. C'est la première loi de Fick de diffusion (1855) à une seule dimension. Elle est valide pour n'importe quel mélange solide, liquide ou gazeux. [21].

I.2.2. Définition de la diffusion moléculaire :

La diffusion moléculaire est ainsi appelée car elle résulte de l'agitation thermique des molécules et se réalise à l'échelle moléculaire. La cinétique du phénomène est quantifiée par la diffusivité qu'on appelle également le coefficient de diffusion D.

Considérons une plaque de verre assez fine de superficie S et d'épaisseur Y.

Supposons qu'initialement (pour t<0), les deux faces horizontales de la plaque soient en contact avec l'air, qu'on suppose totalement insoluble dans le verre. Au temps (t = 0), l'air en dessous de la plaque est soudainement remplacé par de l'hélium pur, qui par contre est très soluble dans le verre. L'hélium pénètre doucement dans le verre en vertu de son mouvement moléculaire et en définitive apparait de l'autre cote au-dessus de la plaque de verre. Ce transport d'une molécule par rapport à une autre substance est la diffusion moléculaire. Etant donne que l'air du dessus est rapidement remplace, il n'y aura pas d'accumulation de molécules d'hélium sur cette face, Figure I.3. [21]

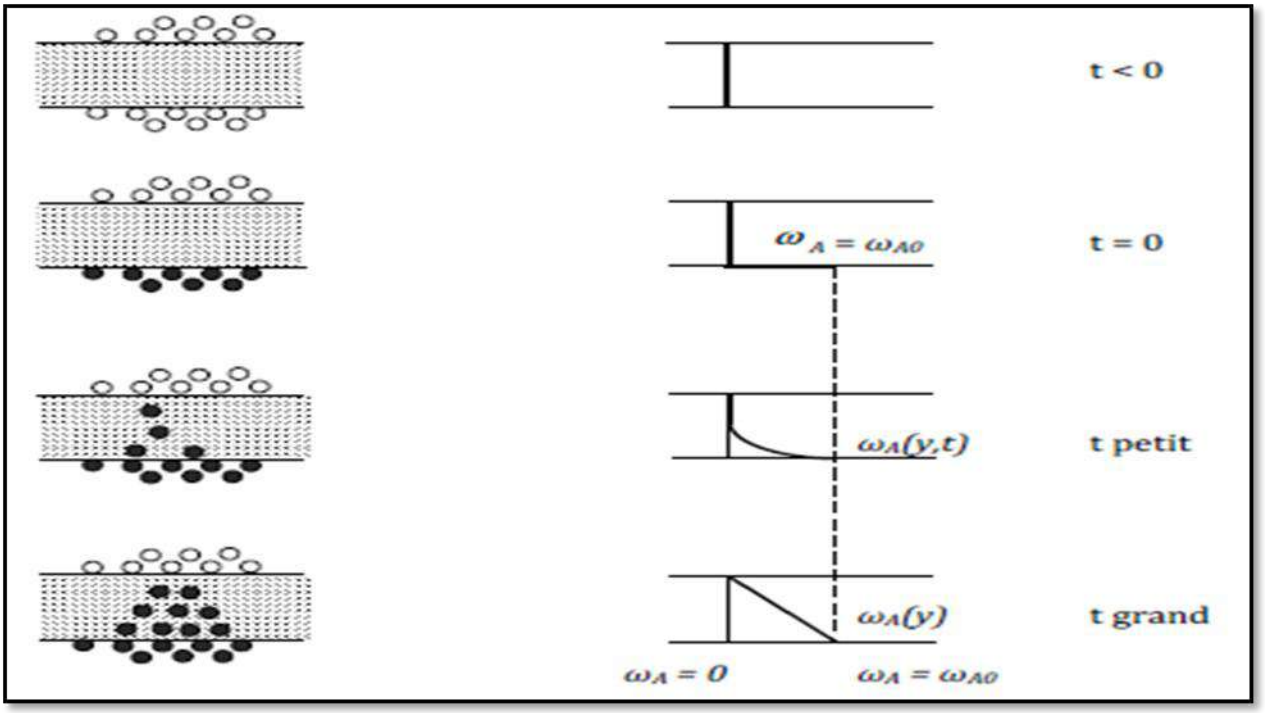


Figure I.3 : Progression de la diffusion de l'hélium (A) à travers le verre (B) et profil de concentration. [21]

I.2.3. Définition des vitesses moyennes molaire et massique :

a) La vitesse massique moyenne :

Dans un mélange en diffusion les éléments sont en mouvement à des vitesses différentes. En supposant que vi est la vitesse de l'élément i par rapport à un repère fixe.

On définit la vitesse massique moyenne v pour un mélange de n constituants comme suit :

$$v = \sum_i (\rho_i v_i) \sum_i \rho_i \qquad (I.3)$$

$$v = \frac{1}{\rho} \sum_i \qquad (I.4)$$

ρ v : est le débit de masse qui passe à travers une unité de surface placée perpendiculairement à la vitesse v. [21]

b) La vitesse molaire moyenne :

De la même façon, on pourrait définir la vitesse molaire moyenne comme suit :

$$v^* = \sum_i (c_i v_i) / \sum_i c_i \qquad (1.5)$$

C ; v : Le débit des moles qui passent à travers une unité de surface perpendiculairement à la vitesse v*.

Pour un système multi composant, les relations du tableau ci-dessous sont valables. [21]

Tableau I.1 : Notations pour les vitesses dans un système multi composant. [21]

v_A: Vitesse de l'espèceà un repère fixe. $v = \sum_i (w_i v_i)$: Vitesse massique moyenne. $v^* = \sum_i (x_i v_i)$: Vitesse molaire moyenne.
$v_A - v$: Vitesse de diffusion de l'espèce A par rapport à la vitesse massique moyenne. $v_A - v^*$: Vitesse de diffusion de l'espèce A par rapport à la vitesse molaire moyenne

c) Les flux :

Le flux massique (molaire) de l'élément i représente la masse (nombre de moles) de l'élément i qui passe pendant une unité de temps à travers une surface perpendiculaire à la direction de diffusion). [21]

Tableau I.2 : Expressions des différents flux massiques et molaires. [21]

Flux massique	**Formule**	**Unité**
▪ Par rapport à un repère fixe ▪ Par rapport à la vitesse massique moyenne v ▪ Par à rapport à la vitesse molaire moyenne v^*	$n_i = \rho_i v_i$ $j_i = \rho_i (v_i - v)$ $j_i^* = \rho_i (v_i - v^*)$	**[kg/$m^2 s$)]**
Flux molaire	**Formule**	**Unité**
▪ Par rapport à un repère fixe ▪ Par rapport à la vitesse massique moyenne v ▪ Par à rapport à la vitesse molaire moyenne v^*	$N_i = c_i v_i$ $j_i = c_i (v_i - v)$ $j_i^* = c_i (v_i - v^*)$	**[mole/ ($m^2 s$)]**

Le tableau (I.2) Regroupe les différentes expressions des flux. Le mouvement peut être représente par rapport à un repère fixe ou par rapport à la vitesse massique moyenne v ou bien par rapport à la vitesse molaire moyenne v*. [21]

I.2.4. Transfert convectif :

En plus du transport par mouvement moléculaire, la matière peut également être transportée par le mouvement de masse du fluide.

Un exemple typique de la contribution de la convection dans le transfert de matière en génie des procèdes est le cas de la distillation. Dans l'opération de distillation binaire, par exemple, la condensation des mélanges de vapeurs et l'évaporation des solutions volatiles s'accompagne toujours d'une vitesse interraciale, due à la condensation des vapeurs ou à l'évaporation des liquides. Bien que le transfert de matière dans de tels cas soit considérablement affecte par le flux de masse convectif, cet effet a longtemps été néglige par les ingénieurs. [21]

I.2.5. Transfert combine : diffusion + convection :

Soit un mélange binaire ou les molécules se déplacent par diffusion moléculaire : il en résulte, pour chaque constituant, un flux de masse, soit N_A et N_B(mole/cm^2s).

Si $C_A$et C_B sont les concentrations molaires (mole/cm^3) de A et B, respectivement, on peut définir pour chaque constituant une vitesse v tel que :

- ✓ En plus du transport de la matière en vertu du mouvement des molécules, la matière peut être également transportée par le mouvement du fluide.

Soit un mélange binaire ou les molécules se déplacent par diffusion moléculaire : il en résulte, pour chaque constituant, un flux de masse, soit N_A et N_B (mole/cm^2s).

Si $C_A$et C_B sont les concentrations molaires (mole/cm3) de A et B, respectivement, on peut définir pour chaque constituant une vitesse tel que : [21]

$$N_A = C_A V_A \quad ; \quad N_B = C_B V_B \qquad (I.6)$$

I.2.6. Estimation du coefficient de diffusion binaire (diffusivité moléculaire) :

On trouve assez peu de données relatives aux valeurs du coefficient de diffusion binaire dans la littérature. Certainement parce que la situation est beaucoup plus délicate que pour la viscosité ou la conductivité thermique. En effet ces deux dernières propriétés sont

caractéristiques d'une espèce, alors qu'il faudrait des informations sur la diffusivité de chacun des binaires que l'on peut former à partir des différentes espèces.

Dans les conditions habituelles de température et de pression, le coefficient de diffusion binaire est de l'ordre de : [22]

- 10^{-5} (jusqu'à 10^{-4}) $m^2\,s^{-1}$ dans les gaz.
- 10^{-9}(jusqu'à 10^{-8}) $m^2\,s^{-1}$ dans les liquide.
- $10^{-12} m^2\,s^{-1}$Voire beaucoup moins dans les solides.

Il faut souligner que l'unité du coefficient de diffusion binaire est indépendante du système d'unité retenu pour exprimer les concentrations et les flux (en massique ou en molaire). À température ambiante, la diffusion dans les solides est pratiquement inexistante, ce qui fait que dans les cas classiques en génie des procédés elle pourra être négligée. À haute température, elle devient possible mais reste très lente. Pour les fluides, le coefficient de diffusion dépend de la température et de la pression (comme la viscosité –diffusivité de la quantité de mouvement– et la conductivité thermique –diffusivité de la chaleur–) ; il peut en outre varier avec la composition. [22]

I.2.6.1. Coefficient de diffusion binaire en phase gazeuse :

Le tableau suivant donne des valeurs de coefficients de diffusion mesurés pour quelques mélanges binaires gazeux : [22]

Tableau I.3 : Valeurs du coefficient de diffusion pour quelques binaires gazeux [22]

Gaz pair. A-B	Température. K	$D_{AB}.Cm^2/s$
Air-carbone dioxyde	317.2	0.177
Air-éthanol	313	0.145
Air-hélium	317.2	0.765
Air-n-hexane	328	0.288
Air-water	313	0.256
Air-ammonia	333	0.562

Argon-hydrogène	242.2	4.86
Argon-hydrogène	806	0.202
Argon-méthane	298	0.167
Carbone dioxyde-nitrogène	298	0.153
Carbone dioxyde-water	293.2	0.198
Carbone monoxyde-nitrogène	307.2	0.318
Hélium-benzène	373	0.610
Hélium-méthane	423	0.675
Hélium-méthanol	298	1.032
Hélium-water	423	0.902
Hydrogène-ammonia	307	0.783
Hydrogène-ammonia	298	2.149
Hydrogène-cyclohexane	533	0.319
Hydrogène-méthane	288.6	0.694
Hydrogène-nitrogène	288	0.784
Nitrogène –benzène	311.3	0.102
Nitrogène-cyclohexane	288.6	0.0731
Nitrogène-sulfure dioxyde	263	0.104
Nitrogène-water	352.1	0.256
Oxygène-benzène	311.3	0.101
Oxygène-carbone tetrachloride	296	0.0749

Oxygène-cyclohexane	288.6	0.0746
Oxygène-water	352.3	0.352

Le tableau suivant donne des valeurs de coefficients de diffusion mesurés pour quelques mélanges binaires gazeux : [22]

I.2.6.2. Coefficient de diffusion binaire en phase liquide :

Le tableau suivant donne des valeurs de coefficients de diffusion mesurés pour quelques mélanges binaires liquides à faible concentration de soluté. [22]

Tableau I.4 : Valeurs du coefficient de diffusion pour quelques solutés A en faible concentration dans un solvant liquide. [22]

Solvant B	Soluté A	Température K	Diffusivité
Eau	Acide acétique	293	1.19
	Aniline	293	0.92
	Carbone dioxyde	298	2.00
	Ethanol	288	2.00
	Méthanol	288	1.00
Ethanol	Allyle alcool	293	1.26
	Benzène	298	0.98
	Oxygène	303	1.81
	Pyridine	293	2.64
	Water	298	1.10
Benzéne	Acide acétique	298	1.24
	Cyclohexane	298	2.09
	Ethanol	288	2.09
	n-Heptane	298	2.25
	Toluène	298	2.10
n-Heptane	Carbone Tétrachlorure	298	1.85
	Méthyle éthyle Etonne	303	3.743

	Propane	298	4.87
	Toluène	298	4.21
Acétone	Acide acétique	288	2.92
	Formica acide	298	3.77
	Nitrobenzène	293	2.94
	Eau	298	4.56

I.2.6.3. Transfert de matière par diffusion et convection en régime stationnaire :

En régime stationnaire, si on s'intéresse à une tranche du système, perpendiculaire à la direction de transfert, et en l'absence de réaction chimique, le flux de matière de n'importe quelle espèce entrant dans cette tranche est égal au flux matière de la même espèce sortant de la tranche. Dans le cas d'une géométrie plane, la densité de flux molaire N est également constante (puisque la surface est elle-même conservée). [22]

I.3. Transfert Thermique

I.3.1. Introduction :

Dans l'étude du transfert thermique on distingue trois modes de transmission de la chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement. Le premier phénomène, la conduction, a lieu dans les solides. La convection se rencontre spécialement dans les fluides, elle traduit le transfert de chaleur d'un point à un autre à l'intérieur d'un fluide (gaz ou liquide) par déplacements des particules de ce fluide.

L'apport de chaleur par rayonnement peut avoir lieu dans tous les milieux transparents aux ondes électromagnétiques. En réalité la distribution de la température, dans un milieu, est la conséquence des effets de ces trois modes de transfert thermique ; il est impossible d'isoler un mode de transfert thermique d'un autre mode. Pourtant, dans le cas où l'un de ces trois modes est déterminant, les effets des autres sont peu importants, aussi ils peuvent être négligés, simplifiant considérablement l'analyse du cas concerné.

Une grandeur souvent utilisée dans l'étude du transfert thermique est la densité du flux thermique qui représente la chaleur traversant l'unité de surface et par unité de temps. La figure (I.1) englobe les trois modes de transfert de chaleur. [23]

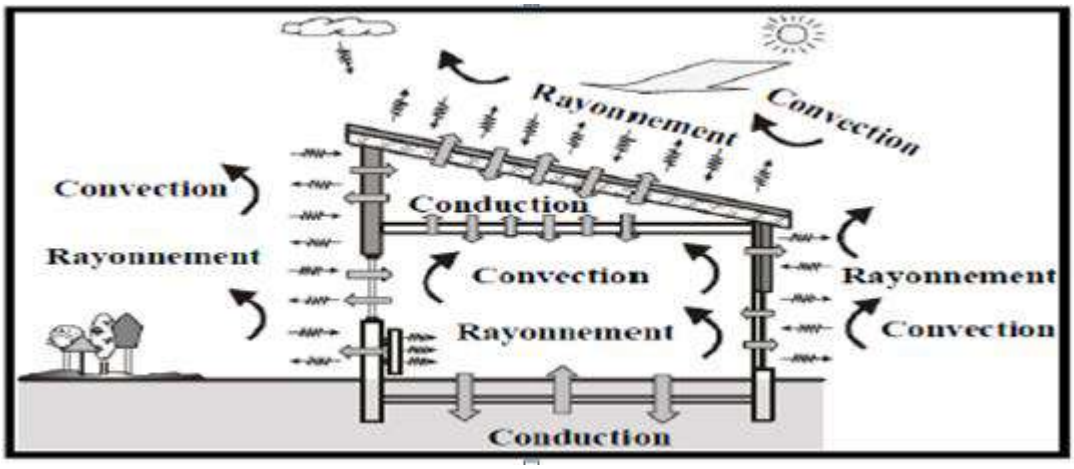


Figure I.4 : Combinaison des trois modes de transfert de chaleur. [23]

I.3.2. Généralités sur le transfert de chaleur :

✓ **Champ de température :** Les transferts d'énergie sont déterminés à partir de l'évolution dans l'espace et dans le temps de la température : **T = f (x, y, z, t).** [24]

La valeur instantanée de la température en tout point de l'espace est un scalaire appelé champ de température. Nous distinguerons deux cas : [24]

✓ **Champ de température indépendant du temps** : Le régime est dit permanent ou stationnaire.

✓ **Évolution du champ de température avec le temps :** Le régime est dit variable ou transitoire.

✓ **Gradient de température :** Si l'on réunit tous les points de l'espace qui ont la même température, on obtient une surface dite surface isotherme. La variation de température par unité de longueur est maximale le long de la normale à la surface isotherme. Cette variation est caractérisée par le gradient de température : [24]

$$\overrightarrow{grad}(T) = \vec{n}\frac{\partial T}{\partial n}. \qquad (I.7)$$

✓ **Flux de chaleur :** La chaleur s'écoule sous l'influence d'un gradient de température des hautes vers les basses températures. La quantité de chaleur transmise par unité de temps et par unité d'aire de la surface isotherme est appelée densité de flux de chaleur : [24]

$$\emptyset = \frac{1}{s}\frac{dQ}{dt} \qquad (I.8)$$

On appelle flux de chaleur la quantité de chaleur transmise sur la surface S par unité de temps :

$$\emptyset = \frac{dQ}{dt} \qquad (I.9)$$

I.3.3. Notions thermiques :

- **Flux thermique :** Le flux thermique c'est la quantité d'énergie thermique qui traverse une surface isotherme par unité de temps : [25]

$$q = \frac{\partial Q}{\partial t} \qquad (I.10)$$

- **Résistance thermique :** La résistance thermique (notée k) correspond à la capacité d'un matériau à résister au froid et à la chaleur. Elle est déterminée en divisant l'épaisseur du matériau (e) par la conductivité thermique de ce dernier (λ). [25]

$$R = \frac{e}{\lambda} \qquad (I.11)$$

- **Coefficient de transfert thermique :** Le coefficient de transfert thermique (notée h) Caractérise les déperditions thermiques d'un matériau ou d'une paroi. C'est l'inverse de la Résistance thermique (R). [25]

$$h = \frac{1}{R} \qquad (I.12)$$

- **Capacité thermique massique :** On appelle capacité thermique massique (Cp) la quantité de chaleur qu'il faut appliquer à 1kg de matière pour élever sa température de 1K. [25]
- **Capacité thermique :** La capacité thermique est l'énergie qu'il faut apporter à un corps pour augmenter sa température d'un 1K. Elle s'exprime en (J/K).

  C'est une grandeur extensive. [25]

$$\mathbf{C = Cp \times m} \qquad \mathbf{(I.13)}$$

I.3.4. Transfert de chaleur par conduction :

I.3.4.1. Définition :

La conduction est définie comme étant le mode de transmission de la chaleur au sein d'un milieu opaque (solide, liquide ou gazeux), sans déplacement de la matière, en présence

d'un gradient de température. Elle s'effectuée selon deux mécanismes différents : une transmission par vibration des molécules ou atomes et une transmission par les électrons libres. Ce mode se produit au sein d'une même phase au repos ou mobile, en présence d'un gradient de température. Dans ce cas, le transfert de chaleur résulte d'un transfert d'énergie cinétique d'une molécule à une autre molécule adjacente.

Ce mode de transfert est le seul à exister dans un solide opaque (qui absorbe tous les rayons). Pour les solides transparents, une partie de l'énergie peut être transmise par rayonnement. Avec les fluides (gaz ou liquides), la convection et le rayonnement peuvent se superposer à la conduction. [23]

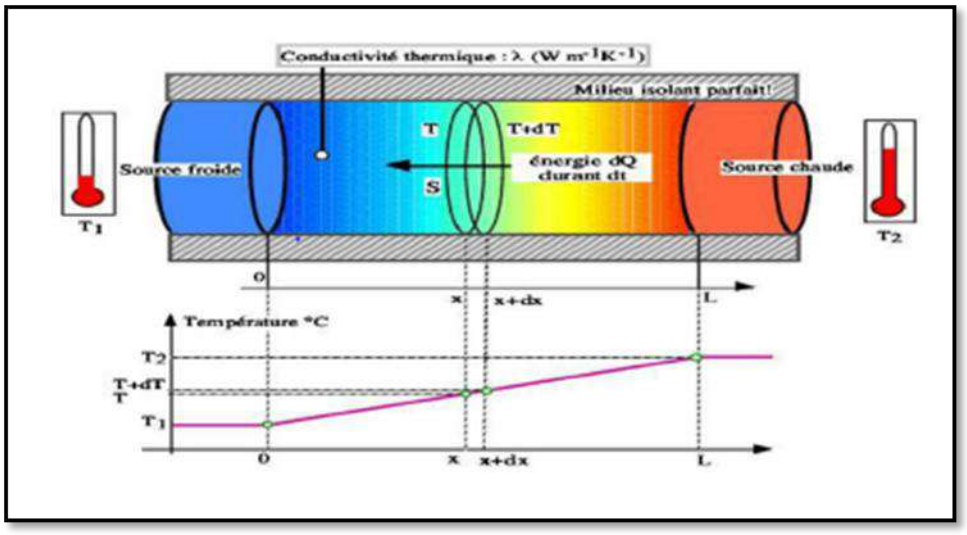


Figure I.5: principe de la conduction thermique**.** [23]

I.3.4.2. Loi de Fourier :

Pour un milieu isotrope, à travers une surface isotherme montre que le flux thermique, par conduction, dans une direction donnée est proportionnel à l'aire A normale à la direction du flux thermique et au gradient de température à cette direction. Le flux thermique, dans la direction x, par exemple, conformément à la loi de Fourier. Equation (I.14), établie mathématiquement par Jean-Baptiste Biot en 1804 puis expérimentalement par Fourier en 1822. [23]

$$Q_x = -\lambda \frac{dx}{dt} A \qquad (I.14)$$

- ✓ Ou si l'on exprime la densité du flux thermique :

$$q_x = \frac{Q_X}{A} = -\lambda \frac{dx}{dt} \qquad (I.15)$$

Le coefficient de proportionnalité λ, appelé coefficient de conductivité thermique, dépend de la substance (nature, structure, température, pression, densité, etc.); il se mesure en $Wm^{-1}K^{-1}$et il est toujours positif car la chaleur se transmet des zones chaudes vers les zones froides. Si la température décroît dans la direction positive$x$, alors dT/dx est négatif.

Le flux thermique $Q_x$et la densité du flux thermique qxétant des quantités positives dans la direction positive$x$, alors il est nécessaire d'introduire le signe moins dans le membre droite des expressions (I.16) et (I.17). Si le membre droit des expressions (I.16) et (I.17) est négatif alors le flux thermique (et également la densité du flux thermique) est orienté dans la direction négative x. Dans le cas général, dans l'espace à plusieurs dimensions, la loi de Fourier est par la relation :

$$Q = -\lambda \nabla T \vec{A} \qquad \textbf{(I.16)}$$

✓ Où :

$\vec{A}$: Le vecteur normal à l'aire A. La densité du flux thermique est :

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T. \qquad \textbf{(I.17)}$$

En général la conductivité thermique λ varie en fonction de la température. À des basses températures, cette variation peut être négligée. [20]

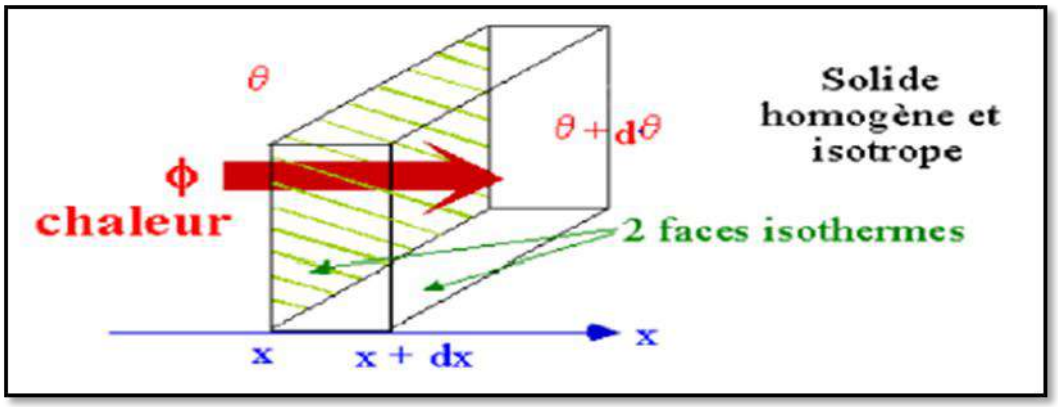


Figure I.6 : Conduction dans une couche élémentaire de mur plan. [23]

I.3.4.3. Conduction en régime permanent :

Nous commencerons par raisonner, pour plus de clarté, dans le cadre d'un problème à une seule dimension voir figure (I.13).

Un tel problème unidimensionnel est connu sous le nom de problème du mur, c'est adire d'un milieu limité par deux plans parallèles, dans lequel la chaleur se propage uniquement

suivant la normale à ces plans. Le gradient de température est par conséquent porté par cette normale. Les isothermes sont des plans parallèles aux faces. [23]

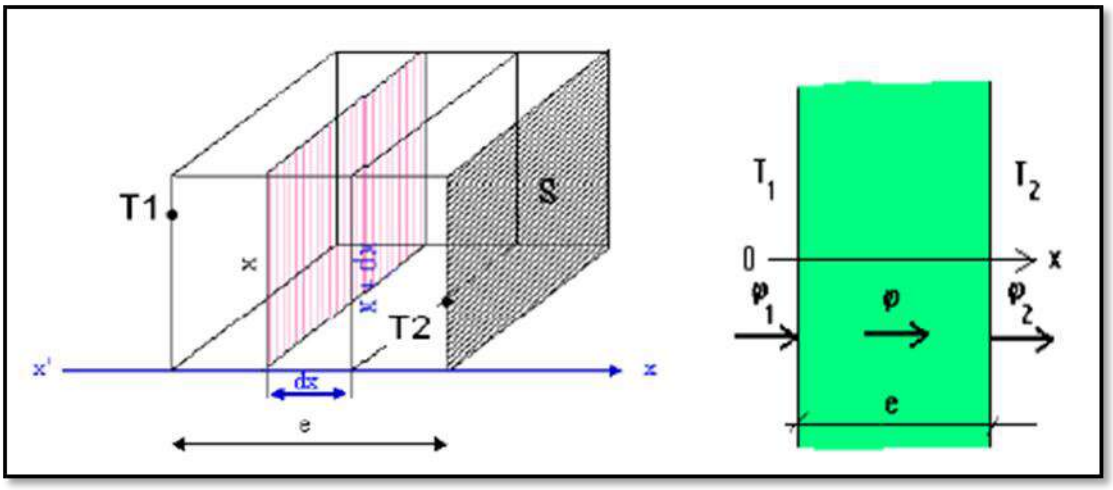


Figure I.7 : Conduction dans un mur plan. [23]

Un tel champ thermique est unidirectionnel. Dans ce cas, la température T n'est fonction que de l'abscisse x. [23]

I.3.4.4. Application :

Le transfert de chaleur par conduction caractérise tous les transferts de chaleur qui S'effectuent dans les parois séparant deux corps à des températures différentes.

C'est le cas des surfaces d'échange des échangeurs de chaleur, mais c'est aussi celui des murs et vitrages d'un bâtiment, des cuves contenant des liquides chauds ou froids, des parois des fours, etc.…

Il est courant que les parois soient constituées de plusieurs matériaux ayant chacun un rôle spécifique (réfractaire, revêtement anticorrosion, isolant thermique, etc.) et qui sont des parois composites à travers lesquelles s'effectue le transfert de chaleur. [23]

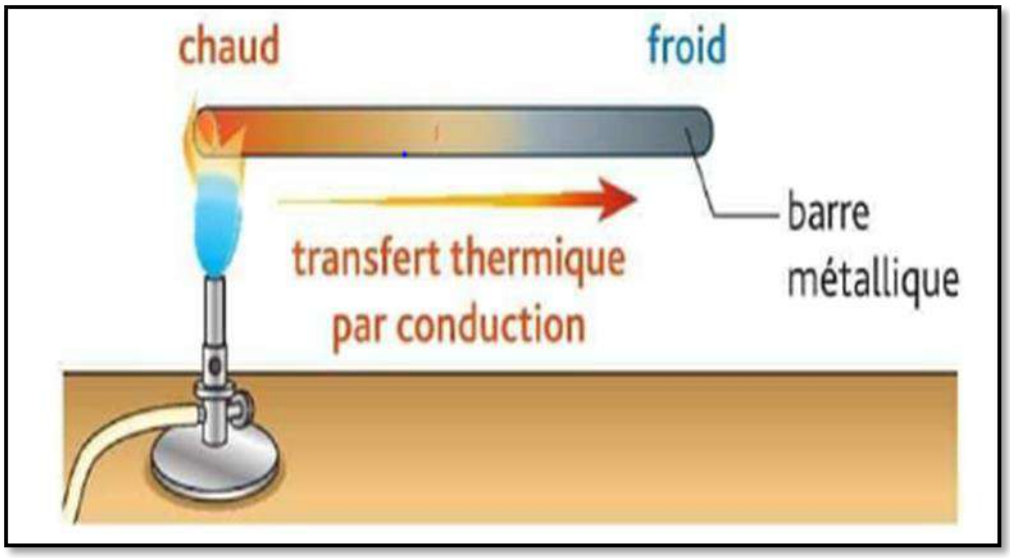


Figure I.8 : Exemple de transfert thermique par conduction. [23]

I.3.5. Transfert de chaleur par convection :

I.3.5.1. Définition :

La convection thermique est un mode de transfert de chaleur par le mouvement de masse d'un fluide tel que l'air. La convection thermique se produit à la surface d'un objet où le fluide environnant de l'objet est chauffé et éloigne l'énergie de la source de chaleur. Le transfert de chaleur par convection se produit lorsque la température de surface diffère de celle du fluide environnant.

L'équation régissant les comportements de convection thermique est la loi de Newton. [23]

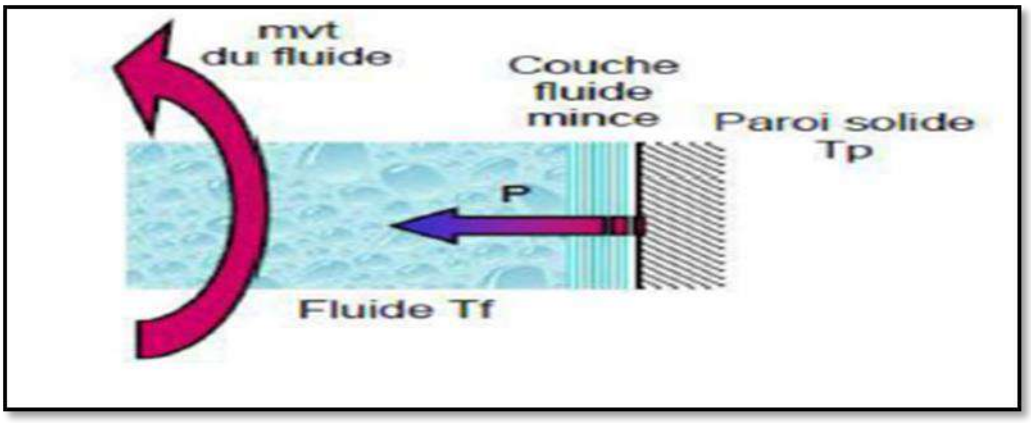


Figure I.9 : Action de fluide en mouvement dans la convection. [23]

- ✓ La puissance transférée par convection est donnée par la relation :

$$\Phi = h.S\,(T_S - T_\infty) \qquad \textbf{(I.18)}$$

- ✓ Avec :

***Φ* :** Flux de chaleur transmis par convection (W).

***h* :** Coefficient de transfert de chaleur par convection (W m^{-2} °C^{-1}).

***S* :** Aire de la surface de contact solide/fluide (m^2).

T_S: Température de surface du solide (°C).

T_∞: Température du fluide loin de la surface du solide (°C).

I.3.5.2. Différents types de convection :

A. Convection forcée :

La convection forcée dans laquelle le mouvement est provoqué par un procédé mécanique indépendant des phénomènes thermiques, c'est donc un gradient de Pression extérieur qui provoque les déplacements des particules du fluide. L'étude de La transmission de chaleur par convection est donc étroitement liée à celle de L'écoulement des fluides.

La convection est dite forcée quand il existe une cause du mouvement autre que les Variations de températures du fluide, cette cause étant la seule à prendre en compte en raison de son importance relative.

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

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

$$Nu = c.\ Re^n.Pr^m \qquad \textbf{(I.19)}$$

- ✓ Où :

C, n et m : sont des constantes dépendant des caractéristiques du solide et du Fluide. [23]

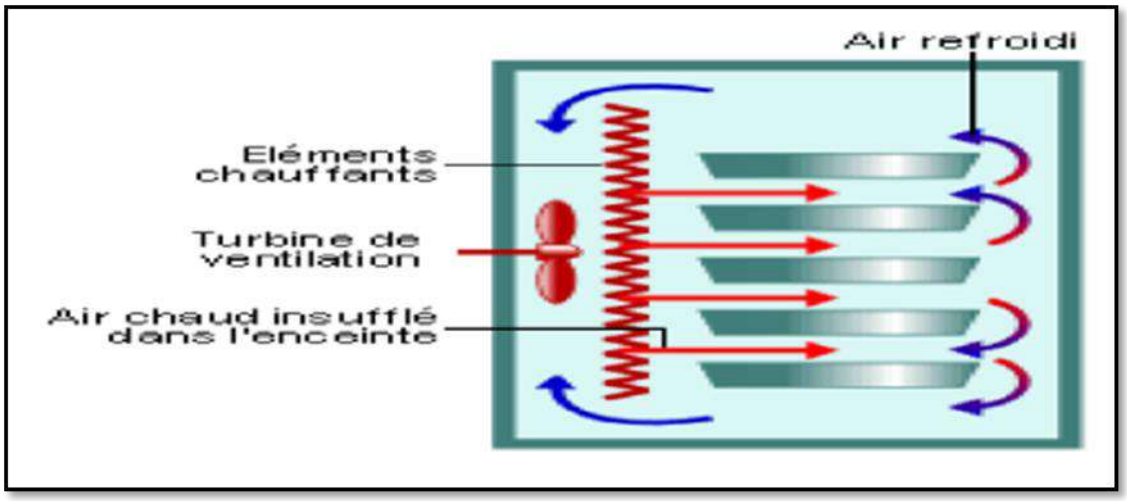


Figure I.10 : Four à convection forcée. [23]

B. Convection naturelle :

C'est celle dans laquelle le mouvement du fluide est créé par des différences de Densité, celles -mêmes dues à des différences de température existant dans le fluide. La convection naturelle dans laquelle le mouvement résulte de la variation de la masse volumique du fluide avec la température, cette variation crée un champ de forces gravitationnelles qui conditionne les déplacements des particules fluides.

La convection naturelle est due au contact du fluide avec une paroi plus chaude ou plus froide et qui crée des différences de masse volumique, génératrice du mouvement au sein du fluide.

On retrouve dans plusieurs applications industrielles ce mode de transfert de chaleur, Par exemple, dans les échangeurs de chaleur où deux fluides en mouvement, séparés par une paroi solide s'échangent de l'énergie. [23]

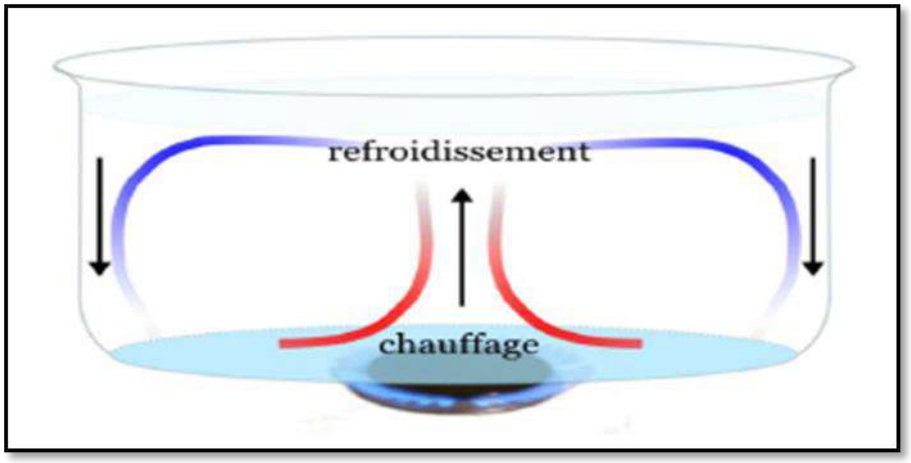


Figure I.11 : Présentation de la convection dans une casserole. [23]

C. Convection mixte :

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

Le groupe adimensionnel qui détermine laquelle de ces convections est dominante est le nombre de Richardson Ri qui est le rapport du nombre de Grashof sur le carré du Nombre de Reynolds :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \qquad (I.20)$$

- ✓ Avec :

Si : $\frac{Gr}{Re^2} < 0.1$ c'est la convection forcée qui domine.

Si : $\frac{Gr}{Re^2} > 10$ c'est la convection naturelle qui domine.

Si : $0.1 < \frac{Gr}{2Re} > 10$ c'est le domaine de la convection mixte (naturelle et forcée).

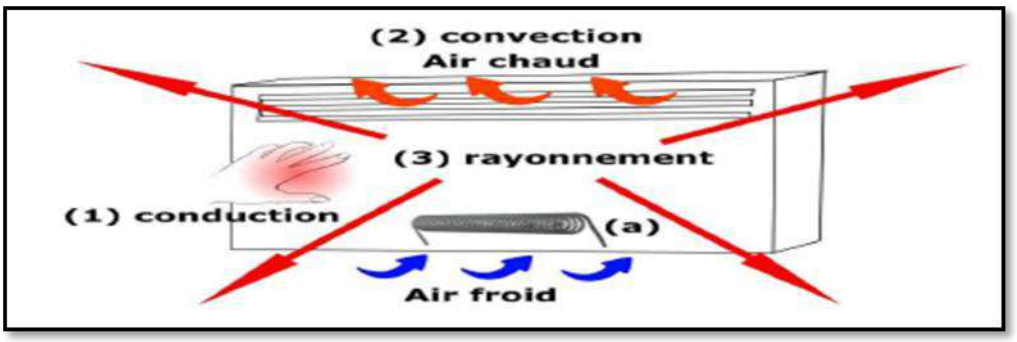


Figure I.12 : Convection sur un radiateur dans une pièce très fortement ventilée. [23]

❖ **Approximation de Boussinesq :**

En 1903, à l'époque même où Bénard et Rayleigh s'intéressaient à la convection, Boussinesq propose une simplification de ces équations de conservation de façon à ne conserver que les ingrédients nécessaires et suffisants à la convection thermique.

Cette approximation suppose que les différentes propriétés thermodynamiques et de transport du fluide sont indépendantes de la température et de la pression, et que le fluide est incompressible.

Elle néglige aussi les variations de densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g, et considère que la masse volumique ρ dépend linéairement de la température et de la concentration, ce qui se traduit pa6Gr : [23]

$$\rho=\rho_0 [1- (T-T_0)] \qquad \textbf{(I. 21)}$$

Avec :

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right) \qquad (I.22)$$

✓ Où :

T0 : Représente la température de référence.

β **:** Le coefficient d'expansion thermique.

✓ L'approximation repose alors sur l'incompressibilité: $(\frac{\partial P}{\partial T} = 0)$.

✓ **Où :**

Les premiers points énonces permettent de simplifier les équations afin de ne s'intéresser qu'aux effets de la poussée d'Archimède. Pour un écoulement incompressible, l'équation de continuité est remplacée par une contrainte de divergence nulle $\partial v = 0$. [23]

❖ **Approximation de faible Mach :**

Lorsque l'écart de température devient important l'approximation de Boussinesq pour les écoulements de convection naturelle devient inadéquate. La modélisation faible nombre de Mach est introduite pour traiter les écoulements compressibles à faible vitesse, ce régime est décrit par une vitesse caractéristique de l'écoulement très faible devant la célérité du son **c.**

Le nombre de Mach. Définit par le rapport :

$$M_{\alpha} = V / C \qquad \text{(I. 23)}$$

***C* :** la vitesse de propagation de l'onde de pression infinitésimale dans le fluide.

Sera par conséquent, très petit devant un. Ainsi, les effets des ondes acoustiques sont filtrés du champ de l'écoulement. La résolution des équations de Navier-Stokes en compressible se heurte à des problèmes numériques importants. Cette approximation, en filtrant les ondes sonores, permet d'utiliser des méthodes numériques couramment utilisées pour les écoulements incompressibles. [23]

D. Lois de corrélation en convection :

Le transfert de chaleur par convection dépend du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) et de la nature du fluide.

En convection forcée, on cherchera à établir des corrélations qui relient le nombre de Nusselt aux nombres de Reynolds et de Prandtl : **Nu= f (Re ; Pr).**

En convection naturelle, on cherchera à établir des corrélations qui relient le nombre de Nusselt aux nombres de Grashof et de Prandtl : **Nu= f (Gr ; Pr).** [23]

E. Application :

Les applications du transfert de chaleur par convection sont beaucoup trop nombreuses pour que l'on puisse envisager de les citer toutes. Elles interviennent chaque fois que l'on chauffe ou que l'on refroidit un liquide ou un gaz, qu'il s'agisse de faire bouillir de l'eau dans

une casserole, du radiateur de chauffage central, du radiateur associé au moteur d'une voiture ou de l'échangeur dans un procédé, évaporateur ou condenseur.

La convection s'applique même si la surface d'échange n'est pas matérialisée par une Paroi, ce qui est le cas des condenseurs par mélange ou des réfrigérants atmosphériques, voire des sécheurs à air chaud. [23]

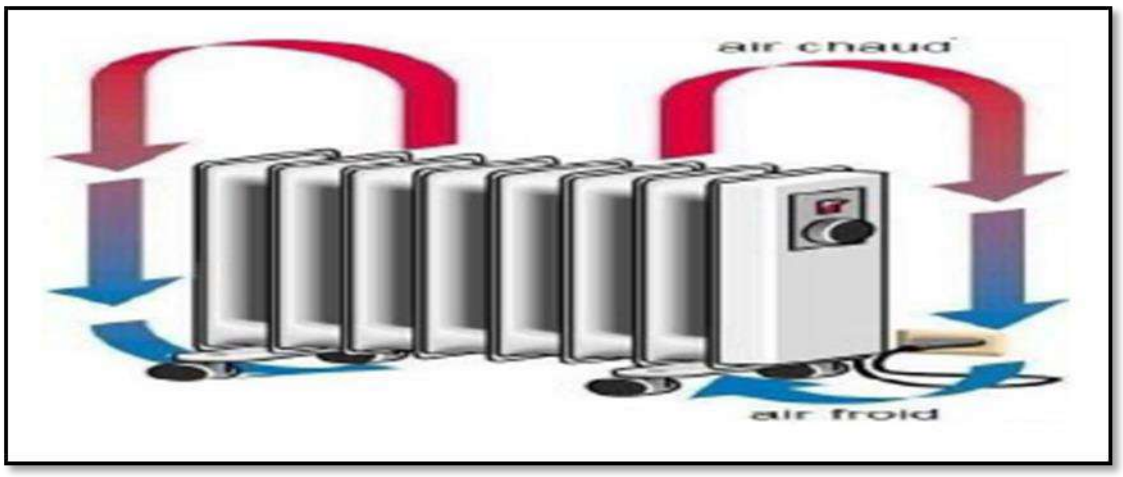


Figure I.13 : Transfert de chaleur par convection d'un convecteur électrique. [23]

F. Régime d'écoulement :

Compte tenu du lien entre le transfert de masse et le transfert de chaleur, il est nécessaire de prendre en compte le régime d'écoulement. Considérons à titre d'exemple l'écoulement d'un fluide dans une conduite :

- En régime laminaire, l'écoulement s'effectue par couches pratiquement indépendantes. [26]

Entre deux filets fluides adjacents les échanges de chaleur s'effectuent donc :

- Par conduction uniquement si l'on considère une direction normale aux filets fluides.
- Par convection et conduction (négligeable) si l'on considère une direction non normale aux filets fluides. [26]

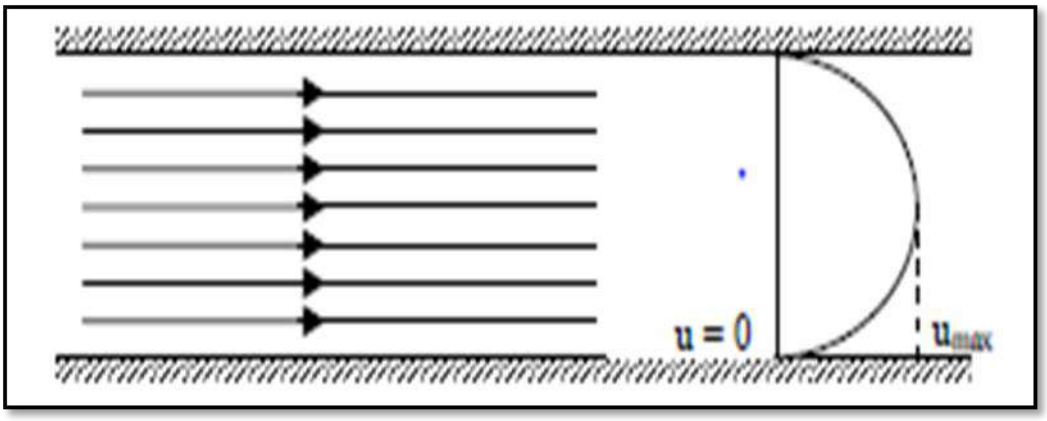


Figure I.14: Schématisation d'un écoulement laminaire. [26]

- En régime turbulent, l'écoulement n'est pas unidirectionnel : [26]

L'échange de chaleur dans la zone turbulente s'effectue par convection et conduction dans toutes les directions. On vérifie que la conduction moléculaire est généralement négligeable par rapport à la convection et à la « diffusion turbulente » (mélange du fluide dû à l'agitation turbulente) en dehors de la sous-couche laminaire. [26]

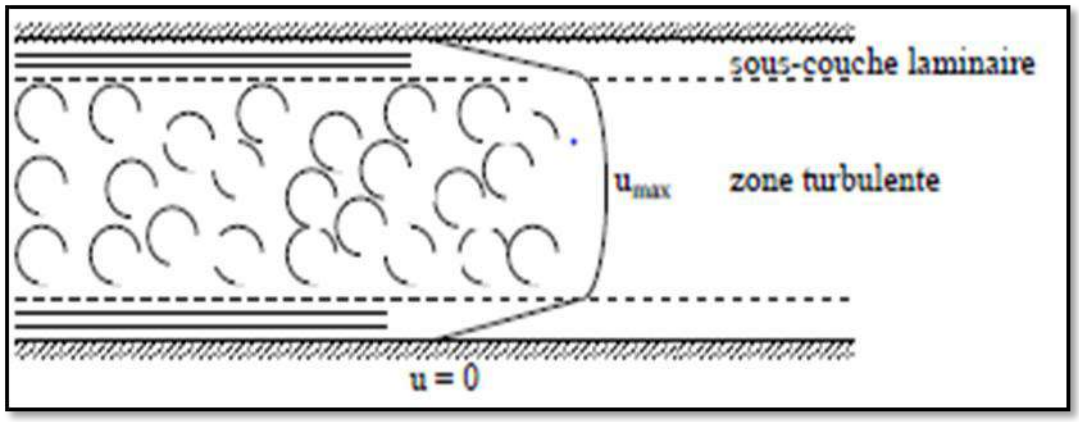


Figure I.15: Schématisation d'un écoulement turbulent. [26]

I.3.6. Transfert de chaleur par rayonnement :

I.3.6.1. Définition :

Le transfert de chaleur par rayonnement est un processus dans lequel des vagues de chaleur sont émises qui peuvent être absorbées, réfléchies ou transmises à travers un corps plus froid.

Le soleil chauffe la terre par des ondes électromagnétiques. Les corps chauds émettent des vagues de chaleur**.** [23]

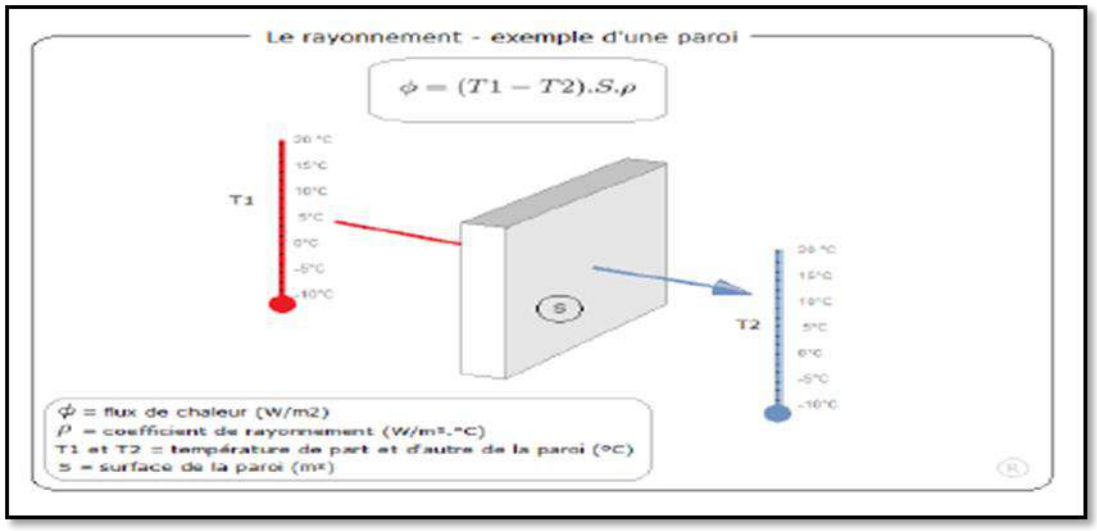


Figure I.16 : Transfert de chaleur par rayonnement. [23]

I.3.6.2. Classification :

- ♦ Les grandeurs physiques sont distinguées selon :

- La composition spectrale du rayonnement :
  - ✓ Si la grandeur est relative à l'ensemble du spectre, elle est dite totale.
  - ✓ Si elle concerne un intervalle spectral étroit $d\lambda$ autour d'une longueur d'onde λ, elle est dite monochromatique.
- La distribution spatiale du rayonnement :
  - ✓ Si la grandeur est relative à l'ensemble des directions de l'espace, elle est dite Hémisphérique.
  - ✓ Si elle caractérise une direction donnée de propagation, elle est dite directionnelle. [23]

I.3.6.3. Application :

Le rayonnement infrarouge est appliqué dans de très nombreux procédés industriels.

Son action sur la matière est essentiellement thermique et les applications principales concernent :

- ➢ Le séchage (papiers, cartons, textiles, etc.).
- ➢ La cuisson (teintures, apprêts, enductions...).
- ➢ La température le chauffage (avant formage de matériaux divers, traitements thermiques, soudage, chauffage de postes de travail...).

Le rayonnement ultraviolet est constitué de photons dont l'énergie est de l'ordre de grandeur de l'énergie des liaisons atomiques. Ceux-ci agissent sur la matière par déplacement des électrons vers des niveaux énergétiques supérieurs.

Lorsque la matière soumise au rayonnement y est sensible, il s'y produit des réactions chimiques. La partie du rayonnement ultraviolet absorbée par la matière et qui n'est pas utilisée à la réaction chimique est transformée en chaleur.

Dans la pratique, cet échauffement reste faible et le rayonnement ultraviolet est Principalement utilisé dans le domaine des réticulations de films plastiques et des polymérisations de produits organiques comme les encres d'imprimerie, les laques et vernis, opérations qui sont souvent appelées improprement séchages. [23]

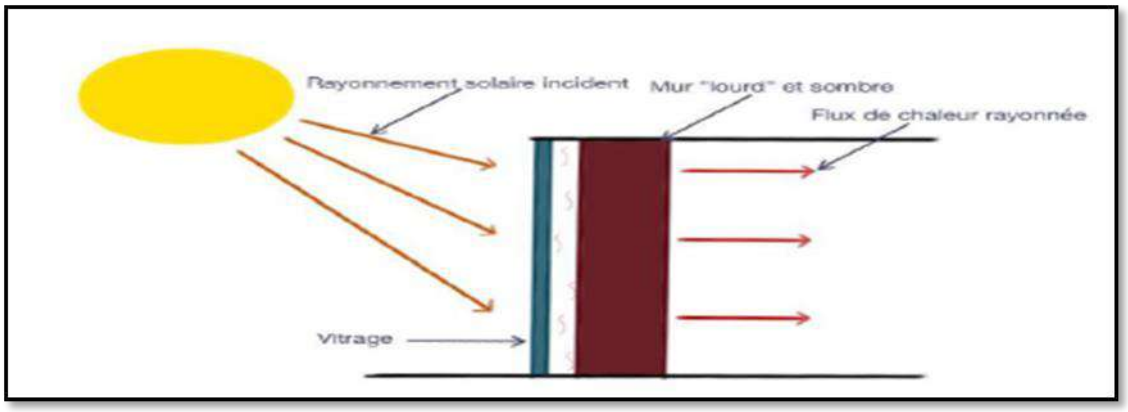


Figure I.17 : Transfert de chaleur par rayonnement solaire sur un mur. [23]

I.3.6.4. Conductivité thermique :

- **Ordre de grandeur :**

La conductivité thermique peut se définir à partir de la loi de Fourier comme étant le flux de chaleur qui traverse une surface unitaire quand le gradient de température est égal à l'unité. La conductivité thermique dépend de :

- La nature chimique du matériau.
- La nature de la phase considérée (solide, liquide, gazeuse).
- La température.
- L'orientation des cristaux ou des fibres, dans les corps anis tropiques (cristaux, Bois, métaux et plastique laminés).

La conductivité thermique est une propriété importante des matériaux. Elle détermine souvent l'aptitude d'un matériau en vue d'une application thermique déterminée, tout au moins en régime stationnaire.

Par contre, en régime in stationnaire, c'est plutôt la diffusivité thermique qui en principe joue un rôle important. [23]

Tableau I.5 : les valeurs de la conductivité thermique de certains matériaux : [23]

Type de matériau :	**Conductivité thermique (W.m^{-1}. K^{-1}) :**
Gaz à la pression atmosphérique	0.006-0.18
Matériaux isolants	0.025-0.25
Liquides non métalliques	0.1-1.0
Solides non métalliques	0.025-3
Liquides métalliques	8.5-85
Alliages métalliques	10-150
Métaux purs	20-400

A. Variation de la conductivité avec la température :

En général, mais avec de nombreuses exceptions, la conductivité thermique des métaux purs (cuivre, fer, zinc, etc.), de même la conductivité électrique, décroît quand la température augmente, mais certains métaux comme le platine, voient au contraire leur conductivité croître avec la température.

Beaucoup de métaux tels plomb et l'or, voient leur conductivité passer par minimum : c'est à dire que leur conductivité décroît d'abord avec la température, puis croît avec elle. Pour de nombreux solides (métalliques ou non) et liquides, il sera souvent acceptable de supposer, soit une conductivité constante avec la température, soit une conductivité qui varie suivant une loi linéaire :

$$k = k_0[1+b\,(t-t_0)] \qquad (I.\,24)$$

- ✓ Telle que **k** est la conductivité à la température t, b est une constante à déterminer expérimentalement.
- ✓ Pour les gaz en général la conductivité augmente avec la température. [23]

$$Re = \frac{forces\ d'inertie}{forces\ visqueuses} = \frac{V.L_C}{V} = \frac{\rho.v.L_C}{\mu} \qquad (I.25)$$

I.3.7. Définition des nombres adimensionnels :

I.3.7.1. Le Nombre de Reynolds :

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

$$Re = \frac{U_0 H}{v} \qquad (I.26)$$

✓ Où :

$\mathbf{U_0}$ **:** vitesse caractéristique du fluide [m/s].

H : dimension caractéristique [m].

$\boldsymbol{v}$**:** Viscosité cinématique du fluide [m^2/s].

1.3.7.2. Nombre de Nusselt :

Est un nombre adimensionnel utilisé dans les opérations de transfert thermique.

Il représente le rapport entre le transfert thermique convectif et le transfert thermique conductif à travers une interface (souvent fluide/solide). On le définit de la manière suivante :

$$Nu = \frac{h_c H}{\lambda} \qquad (I.27)$$

✓ Avec :

$\boldsymbol{h_c}$: est le coefficient de transfert de chaleur [w/m^2 /k].

$\boldsymbol{\lambda}$**:** est une conductivité thermique du fluide [w/m /k].

H : dimension caractéristique [m].

I.3.7.3. Nombre de Grashof :

IL correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses.

il est défini par :

$$Gr = \frac{g\beta\Delta H^3}{v^2} \qquad (I.28)$$

✓ Avec :

g : La gravité [m/s^2].

$\boldsymbol{\beta}$**:** Coefficient d'expansion thermique [k^{-1}].

ΔH: La différence de température entre la paroi inferieure et la paroi supérieure [K].

H : La dimension géométrique [m].

v: La viscosité cinématique [m^2/s].

I.3.7.4. Nombre de Schmidt :

Le nombre de Schmidt est défini comme le rapport de la diffusivité du moment (viscosité cinématique) et de la diffusivité de la masse. Il est utilisé pour caractériser les écoulements de fluide dans lesquels se produisent simultanément des processus de convection par diffusion du moment et de la masse**.**

Le nombre de Schmidt décrit le transfert de masse en masse. IL est défini par :

$$Sc = \frac{v}{D} = \frac{\mu}{\rho . D} \qquad (I.29)$$

✓ Avec :

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

μ : La viscosité dynamique [N s / m ^{2}].

D : La diffusivité de masse [m ^{2} / s].

ρ : La densité [kg / m ^{3}].

I.3.7.5. Nombre de Prandtl :

Le nombre de Prandtl (Pr) est un nombre sans dimension. Il représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν et la diffusivité thermique.

$$Pr = \frac{v}{a} = \frac{\mu C_P}{\lambda} \qquad (I.30)$$

Tableau I.6 : Nombre de Prandtl de quelque fluide. [25]

L'eau		Vapeur d'eau		L'aire		Propane		Mercure	
$T^\circ C$	Pr	$T^\circ C$	Pr	$T^\circ C$	Pr	$T^\circ C$	Pr	$T^\circ C$	Pr
0	13.2	100	1.03	2	0.713	0	0.757	0	0.029
5	11.2	125	0.996	27	0.707	5	0.755	20	0.025
10	9.6	150	0.978	52	0.701	10	0.753	50	0.021
20	6.99	175	0.965	77	0.697	20	0.751	100	0.016

1.4. Couche limite :

I.4.1. Concept de la couche limite :

Concept de la couche limite La figure (I.18) montre la distribution de la vitesse aux différentes stations à partir du bord d'entrée d'une plaque plane horizontale.

A partir de cette arrête, une région se développe dans l'écoulement et où les forces visqueuses ralentissent le mouvement du fluide. [27]

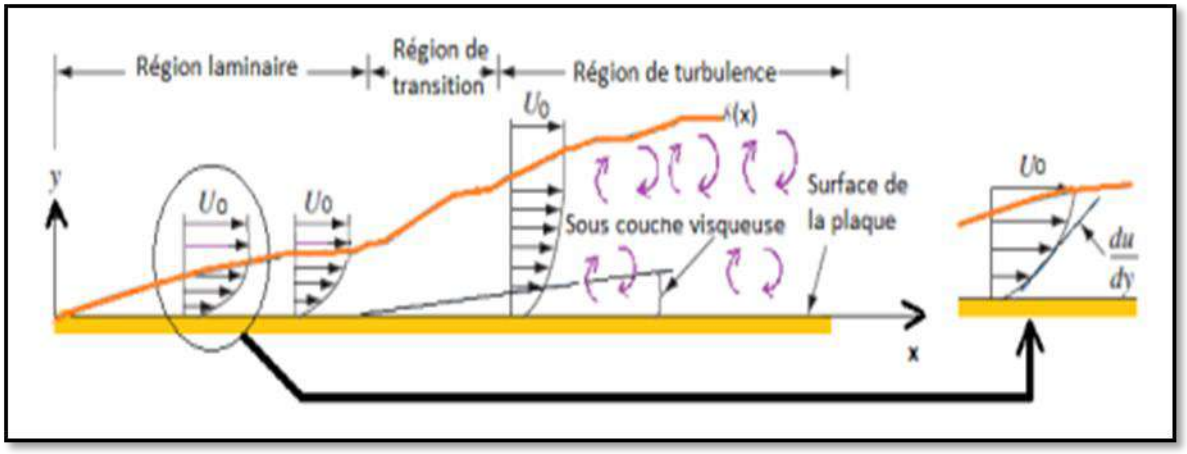


Figure I.18: Ecoulement sur une plaque plane-Profiles de vitesse en couche limite (laminaire, de transition et de turbulence). [27]

Les forces visqueuses dépendent de la contrainte tangentielle donnée par :

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \qquad (I.31)$$

- ✓ Tels que :

$\frac{\partial u}{\partial y}$: Le gradient de vitesse.

μ : la viscosité dynamique.

La région de l'écoulement près de la paroi (surface de la plaque) où la vitesse du fluide diminue par les forces visqueuses est appelée couche limite, Ludwing Prandtl (1905).

La distance verticale à partir de la surface de la plaque jusqu'à la vitesse atteint (99%) de celle du courant libre, désigne l'épaisseur de la couche limite (δ). [27]

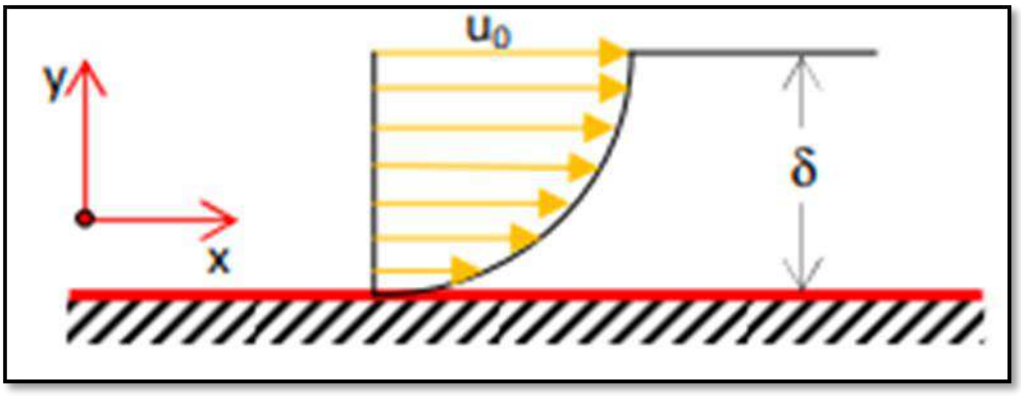


Figure I.19: Couche limite au voisinage d'une paroi solide. [27]

Au début, le régime d'écoulement dans la couche limite est complètement laminaire.

L'épaisseur de la couche limite augmente en fonction de la distance (x). A une distance critique (x_c), les effets d'inertie deviennent suffisamment grands comparés aux forces visqueuses, une région de transition (du régime laminaire vers le régime turbulent), se développe.

Dans la région de turbulence, des morceaux macroscopiques de fluide se déplacent avec les lignes de courant, en transportant efficacement l'énergie thermique et la quantité de mouvement. [27]

Le paramètre adimensionnel qui relie quantitativement les forces visqueuses et inertielles et dont sa valeur détermine la transition du régime laminaire vers le régime turbulent est le nombre de Reynolds (Re_x) donné par: [27]

$$Re_x = \frac{\rho U_0 x}{u} = \frac{U_0 x}{v}. \qquad (I.32)$$

✓ Tels que :

U_0: La vitesse du courant libre.

x : La distance à partir du bord.

v : La viscosité cinématique du liquide. Avec $v = \frac{\mu}{\rho}$.

ρ: La densité du liquide.

La distance (x_c) à partir du bord de la plaque jusqu'à l'apparition de la région de transition est donnée par:

$$x_c = \frac{Re_x v}{U_0} \qquad (I.33)$$

I.4.2. Développement de l'équation d'hydrodynamique sur une plaque plane verticale en convection naturelle :

La convection naturelle résulte du mouvement du fluide engendré par la variation de la densité. Par exemple, l'air en contact avec une surface chaude s'échauffe, sa densité diminue et en présence de la gravité, il monte vers le haut dû à la flottabilité en laissant un vide.

L'air froid du milieu environnant se déplace pour remplir ce vide et un courant d'air ascendant s'établit. [27]

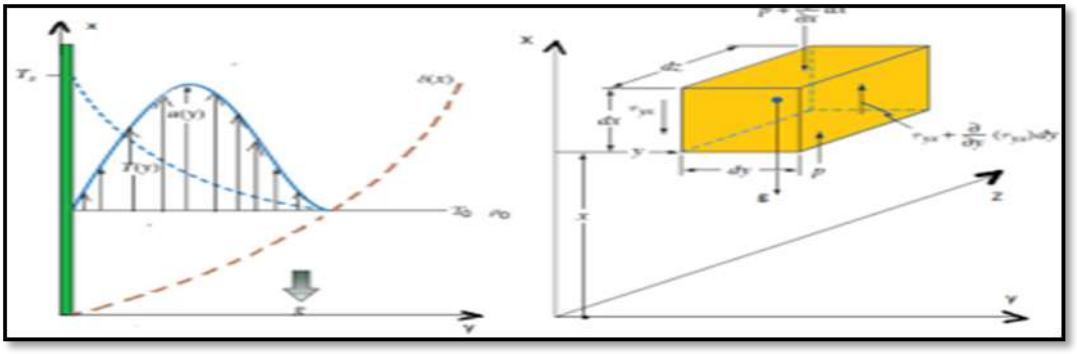


Figure I.20: Plaque plane verticale : distribution de vitesse et de température. [27]

La force conductrice ou motrice en convection libre est l'action de la flottabilité ou la poussée d'Archimède. Considérons le panneau (de fluide) représenté sur la figure ci-dessus, par allègement à la plaque plane verticale.

Lorsque le fluide est en mouvement, en plus des forces de flottabilité (poussée d'Archimède), il y a les forces de pression et celles de frottement. [27]

I.4.3. Définition de la couche limite :

La couche limite est la zone d'interface entre un corps et le fluide environnant lors d'un mouvement relatif entre les deux, conséquence de sa viscosité. Elle est un élément important en mécanique des fluides, (aérodynamique, hydrodynamique), en météorologie, en océanographie, etc.

La définition même de la couche limite réside dans le fait qu'elle représente la région de l'écoulement où les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels (en termes d'ordre de grandeur). Ce n'est en effet pas le cas loin de la paroi, où l'écoulement est alors dit « d'Euler », et où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir. Un fluide parfait est

par définition non conducteur et à ses coefficients de Lamé nuls (c'est-à-dire pas de viscosité). On définit en général l'épaisseur de la couche limite telle que :

$$U(x) = 0.99U_e \qquad \textbf{(I. 34)}$$

✓ Avec :

U_e**:** La vitesse uniforme de l'écoulement sans obstacle.

x **:** L'épaisseur de la couche limite en fonction de x.

Le profil de vitesse au sein de la couche limite dépend de sa nature laminaire ou turbulente figure (I.21). L'endroit où se produit la transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent dépend du nombre de Reynolds et de la géométrie de l'écoulement (profil). [28]

- **Couches limites axisymétriques** : Le calcul des couches limites axisymétriques présente beaucoup moins de difficultés, et n'est guère plus compliqué que le cas de couche limite plane. Ici, une troisième composante de vitesse dans la direction circonférentielle peut être présente si le corps symétrique tourne autour de son axe. Par exemple, l'écoulement axisymétrique sur un cône, où les lignes de courant externes sont droites mais la surface a une courbure latérale, est strictement 3D, mais mathématiquement décrit par deux coordonnées, x et r (bidimensionnel, 2D). [29]
- **Couches limites tridimensionnelles** : La caractéristique la plus importante des écoulements de couches limites 3D est l'existence d'écoulement dit secondaires, en plus d'un écoulement primaire. L'écoulement primaire dans la couche limite est généralement pris dans la direction d'écoulement externe non visqueux, et l'écoulement secondaire est alors dans la direction orthogonale à celle-ci et parallèle à la surface. [29]

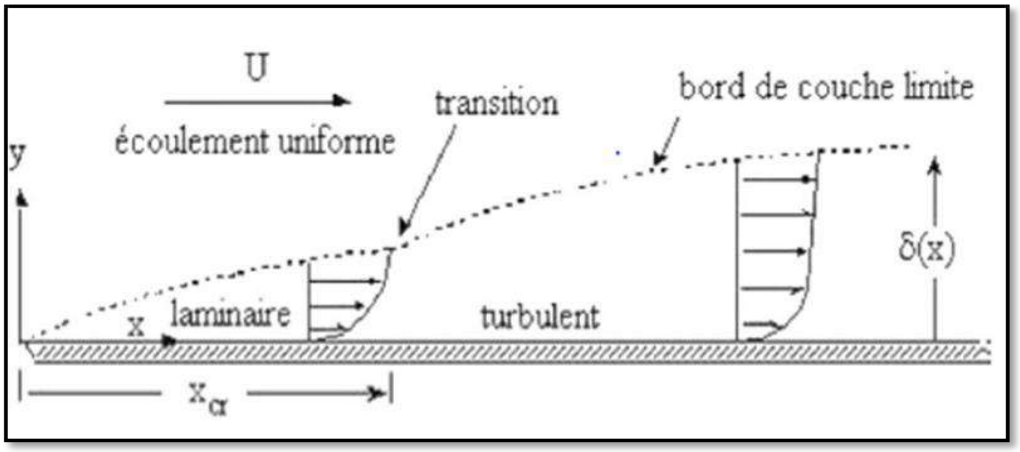


Figure I.21: Écoulement de couche limite sur une plaque plane. [28]

1.4.4. Description de la couche limite :

Lorsqu'un fluide réel s'écoule le long d'une paroi supposée fixe, les vitesses sur la paroi sont nulles ; à l'infini, loin de l'obstacle, elles sont égales à la vitesse de l'écoulement non perturbé. Sur une normale à la paroi la vitesse doit donc dans tous les cas varier entre 0 et un maximum.

La loi de variation dépend de la viscosité du fluide qui induit un frottement entre les couches voisines : la couche la plus lente tend à freiner la couche la plus rapide qui, en retour, tend à l'accélérer.

Dans ces conditions, une forte viscosité égalise au maximum les vitesses. Au contraire, si le fluide est peu visqueux, les différentes couches sont beaucoup plus indépendantes : la vitesse à l'infini se maintient jusqu'à une courte distance de l'obstacle et il y a une variation plus forte des vitesses dans la petite épaisseur de la couche limite.

Dans le premier cas, il faut utiliser les équations générales du fluide visqueux. Dans le second, on peut utiliser dans la couche limite des équations simplifiées complétées par des résultats expérimentaux.

Les équations, également plus simples, du fluide parfait appliquées au-delà de la paroi « engraissée » par la couche limite fournissent les conditions aux limites pour le calcul. En fait, ce n'est pas la viscosité elle-même qui intervient.

Comme toujours en mécanique des fluides, c'est un nombre sans dimension qui caractérise le phénomène : le nombre de Reynolds. Celui-ci décrit le rapport des forces liées à la vitesse aux forces de frottement. Ainsi, au lieu d'augmenter la viscosité, on peut obtenir un phénomène semblable en diminuant la vitesse ou les dimensions de l'obstacle. [30]

I.4.5. Développement de la couche limite :

La couche limite se développe le long de l'obstacle, elle passe de l'état laminaire à l'état turbulent par l'intermédiaire d'une zone de transition. La position et le développement de cette zone dépendent de nombreux facteurs géométriques et dynamiques et son étude constitue l'un des problèmes majeurs de la mécanique des fluides.

La transition se fait à partir d'une certaine distance notée X_c qu'on peut déterminer à partir d'un nombre de Reynolds critique défini ainsi : [31]

$$Re_{ce} = \frac{U_\infty X_C}{\nu} \qquad (I.35)$$

✓ Pour une plaque plane on donne : $3.3.10^5 < Re_{cr} < 5.10^5$

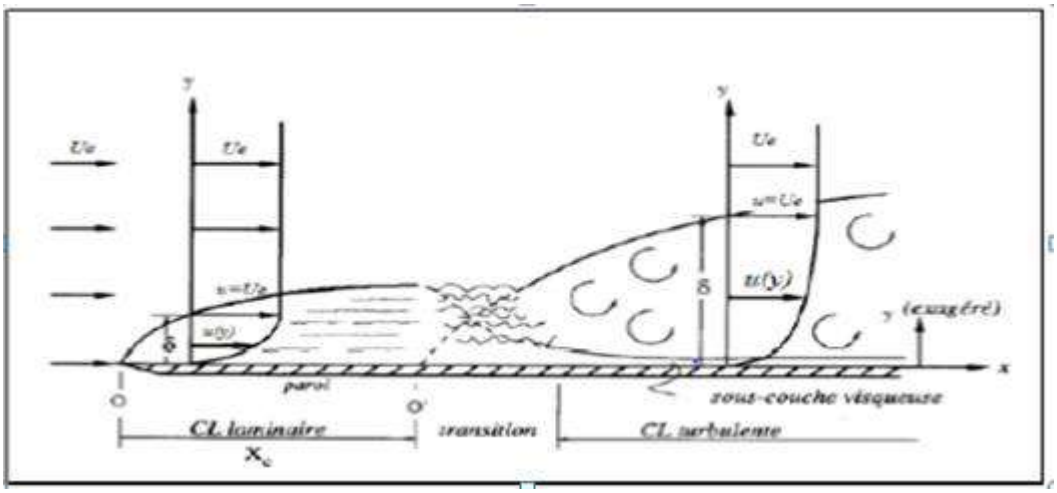


Figure I.22 : Développement de la couche limite le long d'une plaque plane. [31]

I.4.6. Contrôle de la couche limite :

Afin d'atténuer les conséquences défavorables de SWBLI, des techniques de contrôle de couche limite sont conçues et appliquées. Le principe de base est illustré dans la Figure (I.23). En comparant les deux couches limites, on obtient un profil plus complet après contrôle, ce qui suggère qu'une énergie cinétique plus élevée est contenue dans le flux proche du mur.

La couche limite est donc mieux à même de supporter le gradient de pression défavorable induit par le choc. Le paramètre couramment utilisé pour l'évaluation de l'efficacité est le facteur de forme H. Le but de la plupart des techniques de contrôle de flux est de manipuler le flux de la couche limite vers des valeurs plus petites de H. La relation entre H et la plénitude de la couche limite peut également être observée à travers la comparaison de couches limites laminaires et turbulentes. Une classification possible est au moyen de deux catégories en fonction de la nécessité ou non d'un apport d'énergie externe: le contrôle passif et le contrôle actif. Les deux catégories sont abordées dans cette section. [31]

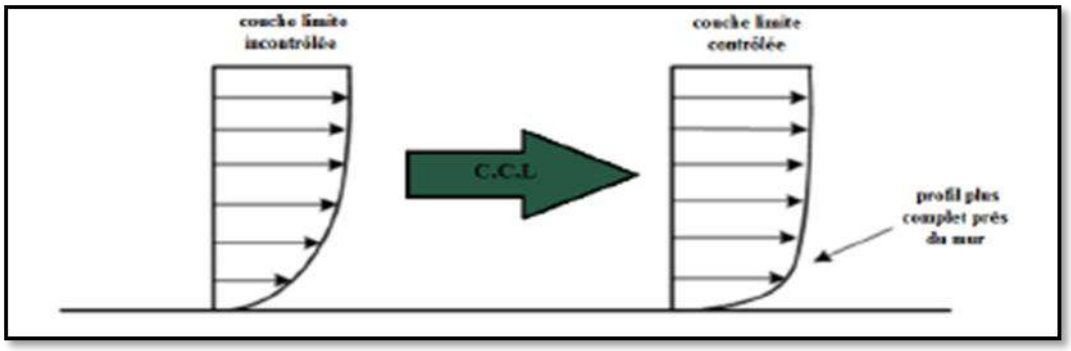


Figure I.23 : Objectif de base du contrôle de la couche limite. [31]

❖ **Contrôle passif :**

Le principe consiste à modifier l'écoulement sans avoir besoin d'apport de masse ou d'énergie. Il peut être basique comme par exemple la forme du profil qui définit un gradient de pression, ce gradient peut être favorable à une couche limite laminaire ($\partial p/\partial x<0$) sur une grande partie de corde, ou il peut être volontairement défavorable ($\partial p/\partial x>0$) pour provoquer une transition vers une couche limite turbulente : [31]

a. **Façonnement géométrique** : Il s'agit de mise au point de forme de profil qui définit un gradient de pression précis voulu. Ce gradient peut être favorable à une couche limite laminaire sur une grande part du profil.
b. **Parois rainurées ou ''riblets'' et le dispositif LEBU** : La paroi rainurée est une technique qui consiste à poser un revêtement comportant des milliers de rainures longitudinales de section généralement triangulaire.

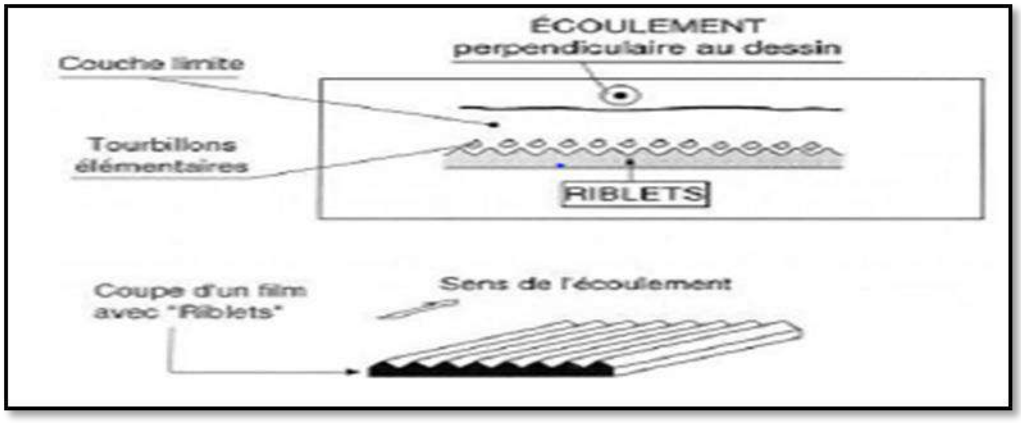


Figure I.24: Contrôle d'écoulement par une paroi rainurée ou riblets. [31]

c. **Les générateurs de vortex mécaniques** : Un générateur de vortex est une surface aérodynamique, constituée d'une arrête vive placée en incidence dans l'écoulement et générant ainsi un, ou plusieurs tourbillons, corotatifs ou contrarotatifs. [31]

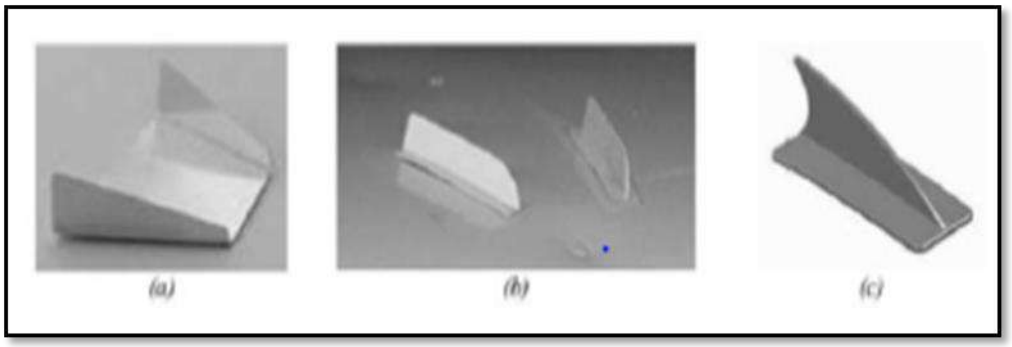


Figure I.25 : Générateurs de vortex (illustrées par trois différentes formes : a, b et c). [31]

d. **Les dispositifs hypersustentateurs :** Les dispositifs dits « hypersustentateurs » servent à modifier les propriétés d'un profil en augmentant la surface et/ou la courbure de l'aile, et ainsi retarder le décrochage ou augmenter le coefficient de portance sans dépasser la valeur critique de l'incidence. [31]

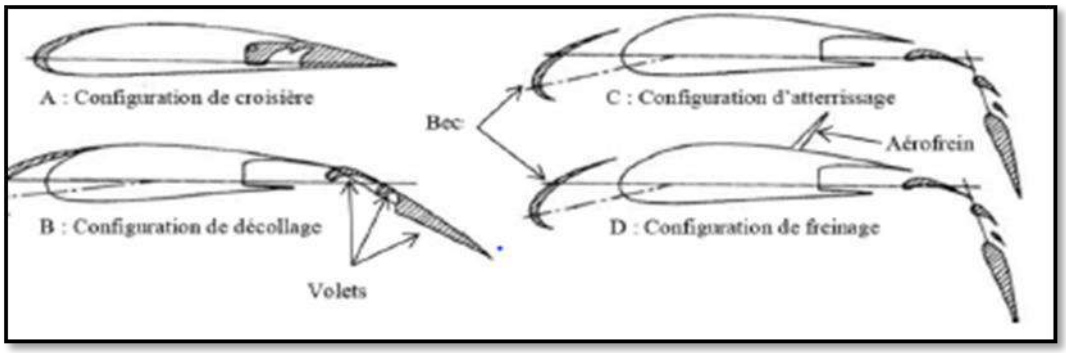


Figure I.26: Dispositif hypersustentateur des ailes d'avions. [31]

❖ **Contrôle actif :**

Le contrôle actif consiste à injecter une quantité d'énergie dans l'écoulement à contrôler. Cet apport d'énergie peut être :

- Pneumatique : soufflage, aspiration, jets pulsés, jets synthétiques.
- Mécanique : parois mobiles, volets, becs.
- Électrique : plasma froid (effet couronne).

Le contrôle actif est lui-même subdivisé en deux catégories : (Contrôle prédéterminé et Contrôle réactif). [31]

a. Contrôle actif par aspiration de la couche limite :

Le principe de l'aspiration consiste à aspirer le fluide de faible vitesse, voisin de la paroi, ce qui permet de conserver une vitesse plus importante à la paroi, et donc d'éviter l'apparition d'un gradient inverse (Figure (I.26)). Cette technique cherche à maintenir le régime laminaire sur un parcours de la couche limite aussi long que possible pour une diminution considérable de la traînée, avec un nombre de Reynolds qui n'est pas trop important, c'est à dire sur les ailles, empennage, nacelles… [31]

b. Contrôle actif par soufflage de la couche limite :

Le principe du soufflage continu en paroi est d'ajouter directement de la quantité de mouvement à la couche limite ralentie à proximité de la surface et permet de retarder son décollement. Cependant, comme l'aspiration, le soufflage continu ne permet pas un gain énergétique considérable. [31]

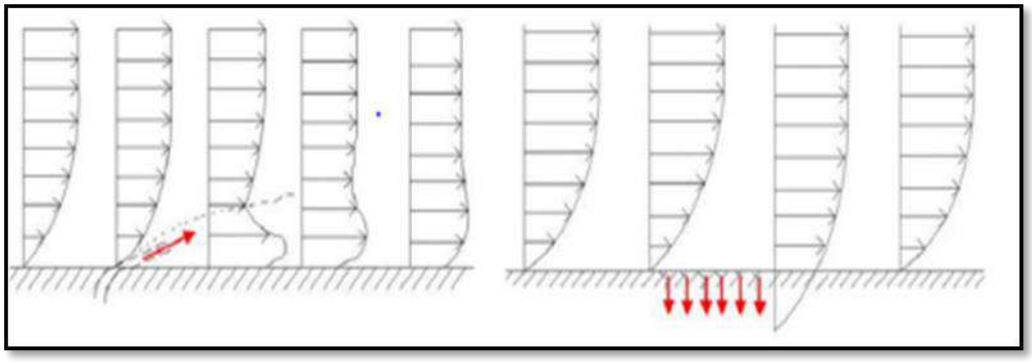


Figure I.27: Soufflage et Aspiration de la couche limite. [31]

c. Contrôle actif par jet pulsé :

Une modulation en amplitude à basse fréquence des micro-jets permet une pénétration quatre fois plus importante dans l'écoulement transverse, on parle alors de jets pulsés. La fréquence d'actionnement a une influence directe sur la forme des jets alors créés. [31]

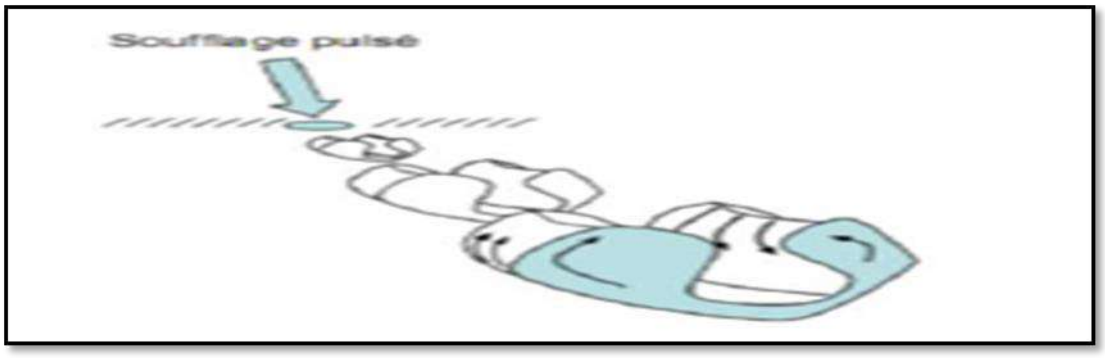


Figure I.28 : Jet pulsé. [31]

d. Contrôle actif par jet synthétique :

Les jets synthétiques représentent la stratégie de contrôle la plus utilisée dans la littérature récente. Le fonctionnement de ces appareils est périodique et comporte une phase d'aspiration suivie d'une phase de soufflage.

Le débit de masse moyen d'un jet synthétique est donc nul, ce qui est un avantage certain car cela permet de s'affranchir des problèmes dus au stockage de l'air soufflé ou aspiré. [31]

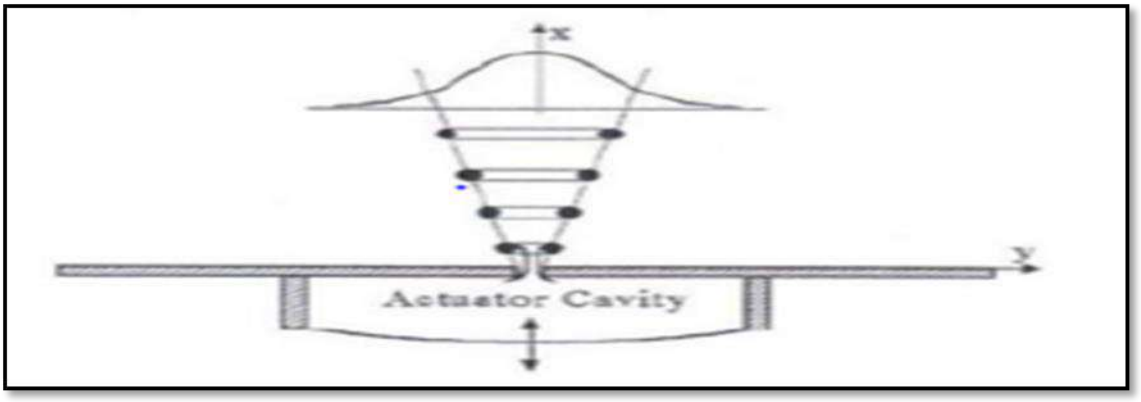


Figure I.29 : Schéma d'un jet synthétique. [31]

I.4.7. Paramètres caractéristiques de la couche limite :

I.4.7.1. Epaisseur de la couche limite :

L'épaisseur de la couche limite peut être définit comme étant la distance au-delà de laquelle : [33]

$$\frac{u(x,\delta)}{U_e(x)} \qquad (I.36)$$

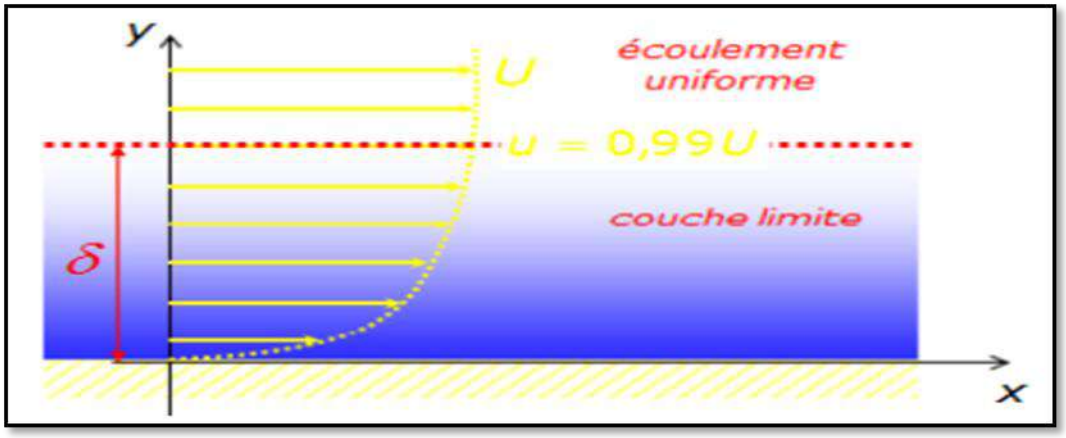


Figure I.30 : Épaisseur de couche limite. [32]

I.4.7.2. Épaisseur de déplacement δ_1 :

Elle caractérise le déficit de la quantité de mouvement du fluide réel par rapport à celui d'un fluide parfait dans la même configuration Son expression est donnée par : [32]

$$\delta 1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) \qquad (I.37)$$

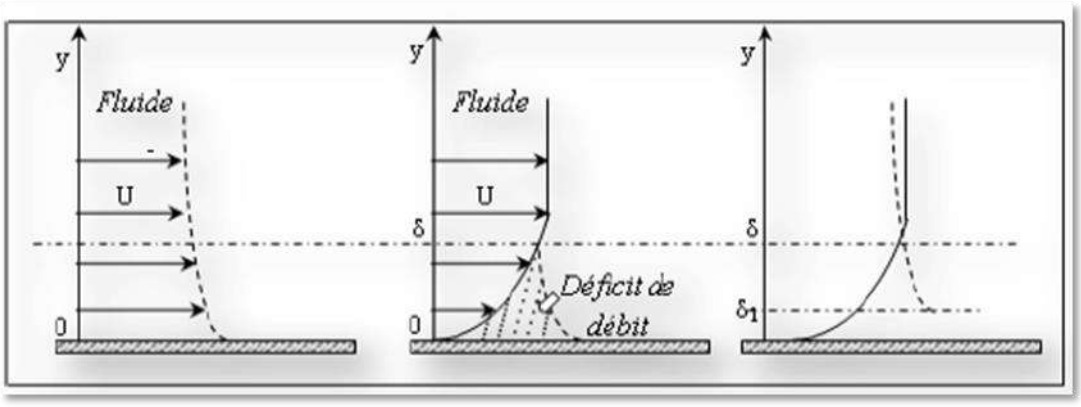


Figure I.31 : Déficit de débit et épaisseur de déplacement. [32]

I.4.7.3. Épaisseur de quantité de mouvement δ_2:

On définit l'épaisseur de la quantité de mouvement comme l'épaisseur de la couche du fluide de vitesseU_∞ pour laquelle la variation de la quantité de mouvement est égale à celle qui est perdue, cette épaisseur est définie par la relation : [32]

I.4.7.4. Épaisseur d'énergie δ_3 :

$$\delta 3 = \int_0^{\infty} \frac{u}{U}\left(1 - \frac{u^2}{U}\right) dy \qquad (I.39)$$

I.4.7.5. Le facteur de forme H :

Le facteur de forme H est le rapport entre les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 ; il définit la forme générale du profil de vitesses de l'écoulement dans la couche limite. [32]

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \qquad (I.40)$$

I.4.7.6. Force de frottement :

La force de frottement est liée à la contrainte de cisaillement pariétale donné par : [32]

I.4.7.7. Coefficient de frottement :

La contrainte de cisaillement pariétale peut être normalisée par la pression dynamique, on obtient ainsi un coefficient sans dimension dit coefficient de frottement local. [32]

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \cdot \rho U_e} \qquad (I.42)$$

I.5. Convection laminaire et convection turbulente :

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

Il est toujours possible d'écrire l'équation de transmission de la chaleur au sein du fluide, jusqu'à la paroi, chaque fois que la loi d'écoulement est connue. Mais, en fait, la résolution de cette équation n'est possible que dans des cas simples physiquement définis : convection le long d'un plan on d'un obstacle profilé, convection dans un conduit circulaire en régime dynamique établi.

L'auteur donne les formules simples relatives à ces cas concrets. En revanche, chaque fois que le régime d'écoulement n'est pas établi, les lois de vitesse très compliquées interdisent toute résolution mathématique rigoureuse de l'équation de la chaleur.

On est alors réduit à des simplifications assez grossières fixant les ordres de grandeur des échanges thermiques. Le problème des obstacles non profilés est également abordé; ici encore le calcul est inopérant, faute de connaître les lois du sillage en aval de l'obstacle; l'expérience permet toutefois d'obtenir le graphique universel fixant les échanges thermiques. [26]

I.6. Écoulement laminaire et turbulent :

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

L'une des premières analyses de la transition d'un régime laminaire vers la turbulence basée sur des observations d'écoulements en conduit cylindrique effectuées par Reynold sen 1883.Une étude systématique du régime d'écoulement a été réalisée en fonction des différents paramètres intervenant dans le problème **:** la masse volumique du fluide, la viscosité, la géométrie de la conduite, etc. Reynolds a montré que la transition du régime laminaire au régime turbulent ne dépend pas séparément de chacun des paramètres mais d'une seule grandeur les regroupant tous : le nombre de Reynolds : [33]

$$Re = \frac{\rho VL}{\mu} = \frac{VL}{v} \qquad (I.43)$$

- ✓ Où :

V : La vitesse moyenne de l'écoulement ; [V] en (m/s).

L : La langueur caractéristique ; [L] en (m).

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

Pour étudier l'écoulement dans la couche limite, on utilise le système de coordonnées curvilignes qui suit le périmètre de la section droite d'un obstacle cylindrique. La position d'un point M dans la couche limite est définie par son ordonnée relevée sur la normale PM à la paroi Figure (I.32) et par l'abscisse curviligne x du point P, relevé suivant le périmètre à partir du point O.

La vitesse en M a pour seules composantes u et v. Sur la surface ; en y = 0, u = v = 0, par convention, on définit l'épaisseur de couche limite δ comme correspondant à une composante u égale à $0.99U_e$, U_e étant la composante de la vitesse du fluide libre à l'aplomb de P.

On admet que la composante v est partout petite devant u et que les dérivées par rapport à x sont petites devant celles par rapport à y : ceux sont les hypothèses de couche limite. [29]

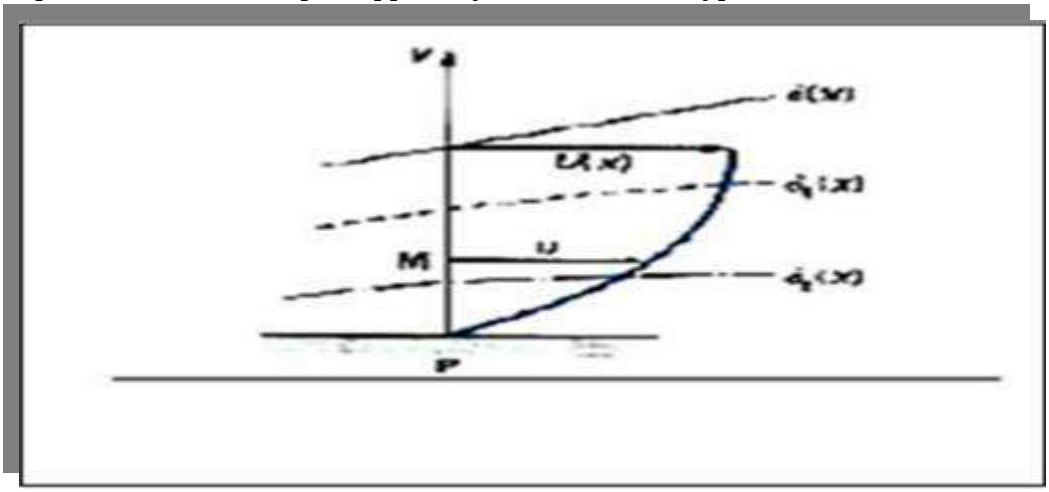


Figure I.32 : Conventions de notation de la couche limite Fuhrmann G. (1911). [29]

I.8. Couche limite laminaire sur une plaque plane :

D'après la Figure (I.33et I.34), on peut voir une couche mince autour de la plaque où la vitesse est considérablement plus faible jusqu'une certaine distance de la paroi. L'épaisseur de cette couche augmente le long de la plaque. La distribution de la vitesse dans cette couche limite est représentée schématiquement dans la Figure (I.29), où la dimension dans la direction transversale est considérablement agrandie.

Au bord d'attaque, il existe une distribution de vitesse constante perpendiculaire à la plaque. Lorsque la distance par rapport au bord d'attaque augmente, la couche devient plus importante à cause du frottement des particules avec la paroi. L'épaisseur de la couche limite δ (x) est donc une fonction qui augmente de manière monotone avec x. Cependant, il doit être signalé que le concept d'épaisseur de couche limite δ a été introduit d'une manière artificielle. Pour la couche limite laminaire sur une plaque à incidence nulle, nous avons : [29]

$$\delta_{99}(x) = 5\sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}. \qquad (I.44)$$

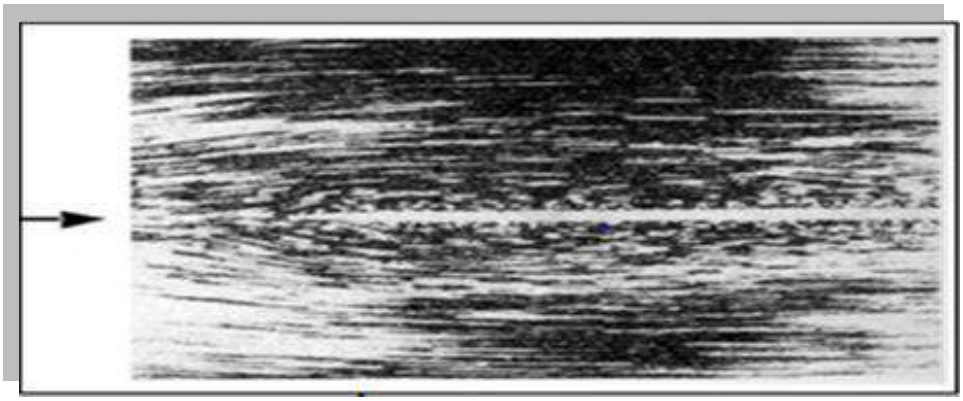


Figure I.33 : Écoulement le long d'une Plaque plane, Zijnen, B.G. (1924). [29]

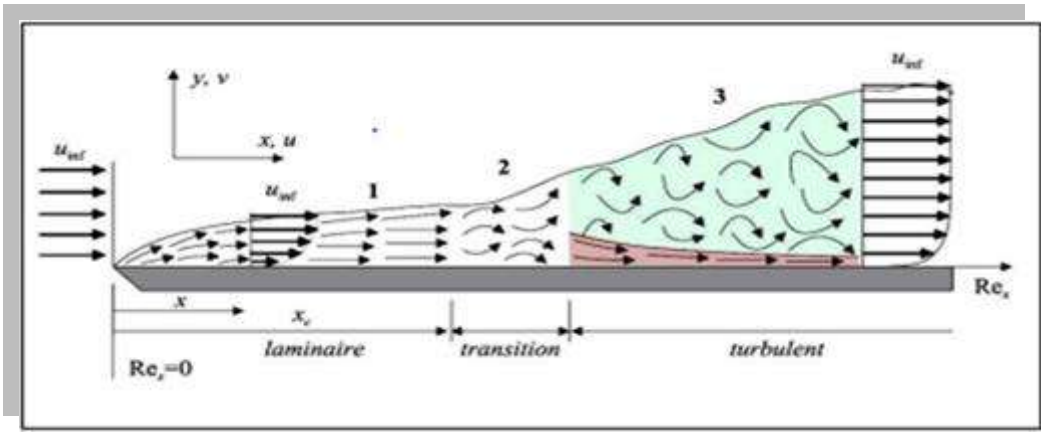


Figure I.34: Couche limite sur une plaque plane A incidence nulle, Zijnen, B.G. (1924). [29]

I.9. Les types de la couche limite :

I.9.1. Couche limite dynamique :

Une des caractéristiques principales d'un fluide est la viscosité. Elle varie avec la température et ne s'annule jamais. À la paroi, la vitesse du fluide est nulle et on observe des forces de frottement qui freinent l'écoulement au voisinage. [23]

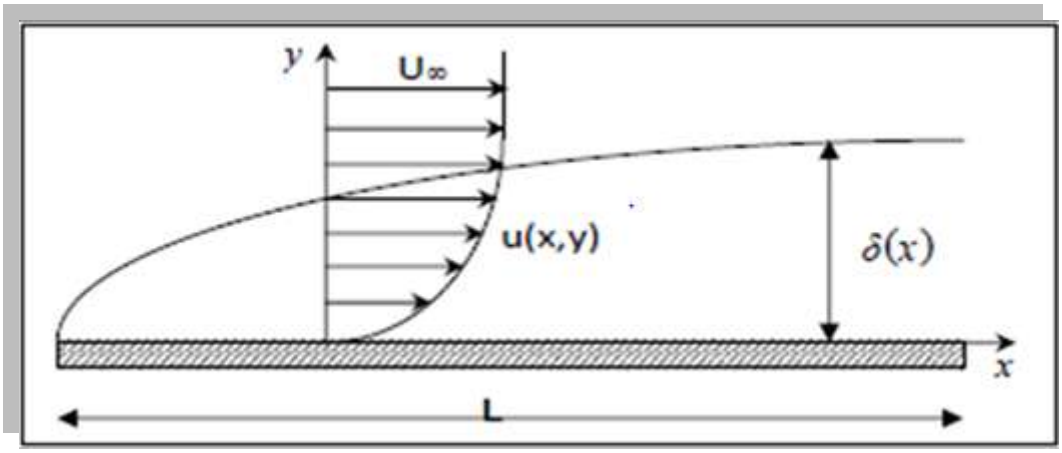


Figure I.35 : Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une paroi plane. [23]

I.9.2. Couche limite thermique :

Lorsqu'un fluide, de température T_∞, s'écoule sur une paroi à température T_p, des échanges thermiques s'établissent. Les particules du fluide s'échauffent ou se refroidissent au contact de la paroi. Ces particules échangent de la chaleur de proche en proche avec leurs voisines et un gradient de température. [23]

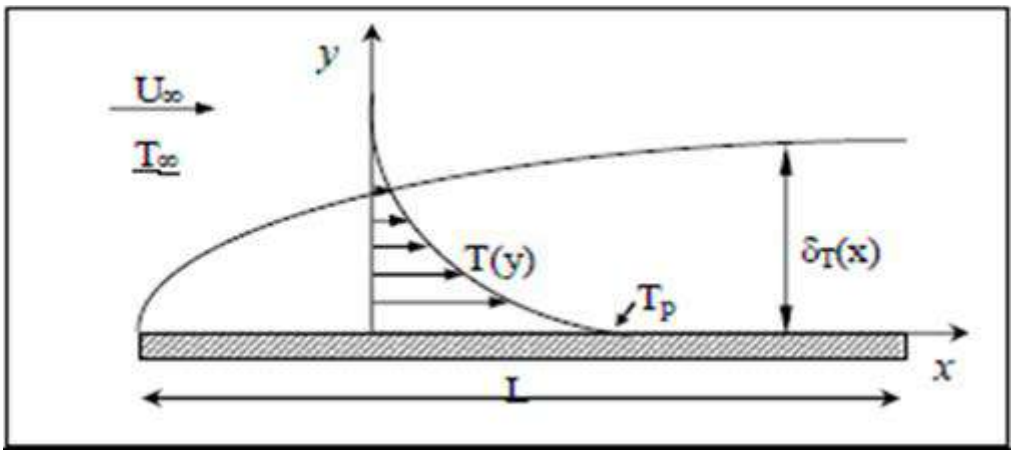


Figure I.36 : Couche limite thermique sur une plaque plane. [23].

I.10. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons faire quelques définitions sur le transfert de masse, chaleur, couche limite et d'équations que représentes le phénomène physique de cette étude expérimentale touts ce la va nous aidera dans les autres chapitres.

CHAPITRE II

Magnétohydrodynamique

II.1. Introduction :

Les activités de la MHD ont été mises en sommeil vus les problèmes rencontrés principalement de nature technologique. Cependant, ces dernières années les recherches dans ce domaine se sont intensifiées et cela grâce à l'apport de nouveaux matériaux et alliages les applications de la magnétohydrodynamique sont très larges et dans des échelles très variées, entre autres, dans l'industrie métallurgique, le transport ou le pompage des métaux liquides en fusion. [34]

II.2 Historique de la magnétohydrodynamique :

Les premières études sur la propulsion MHD en milieu océanique datent de la fin des années 1950 aux États-Unis. En 1958 l'ingénieur Stewart Way, du département R&D de Westinghouse à Pittsburgh, publie un premier rapport officiel sur le sujet. En 1961, Warren A. Rice dépose le premier brevet [35], en parallèle aux travaux des américains James B. Friauf et O. M. Philips. [36]. [37]

Un second rapport de Stewart Way est publié en 1964 par l'ASME (American Society of Mechanical Engineers). En 1966, S. Way teste avec succès le premier modèle réduit de sous-marin à propulsion MHD muni de deux électrodes, long de 3 mètres et pesant 400 kilos, dans la baie de Santa Barbara en Californie. Ces recherches sont stoppées durant la décennie suivante, à cause de l'impossibilité de fabriquer les bobines produisant de très forts champs magnétiques nécessaires à un rendement MHD correct. Les Soviétiques continuent cependant les recherches militaires sur la propulsion MHD des sous-marins afin de rendre ceux-ci silencieux et donc discrets.

La disponibilité d'électroaimants supraconducteurs, capables de produire les champs magnétiques nécessaires (plusieurs teslas), relance ensuite ces études. Aux USA, celles-ci sont destinées en priorité aux submersibles de l'US Navy. Dans les années 1990, l'université de Pennsylvanie mène des expériences au FBNML (Francis Bitter National Magnet Laboratory) du MIT (Massachusetts Institute of Technology) en circuit fermé sur une configuration hélicoïdale et obtient des vitesses d'écoulement de 3,7 mètres par seconde et un rendement de 10 % avec un champ magnétique de 8 teslas. En parallèle à ces recherches universitaires, l'US Navy publie à la même époque plusieurs brevets décrivant des sous-marins à propulsion MHD. [38]

Les Japonais mènent des recherches civiles sur la propulsion MHD depuis les années 1970. L'université de la marine marchande de Kobé réalise en 1976, sous la direction du physicien Yoshiro Saji, une première maquette suivie d'une seconde de 3,6 mètres de long pesant 700 kilos en 1979, et envisage à cette époque la future construction d'un brise-glace sans hélices propulsé par MHD. [40]. Le premier véritable navire à propulsion MHD, le Yamato 1 (utilisant 12 accélérateurs linéaires de Faraday) navigue pour la première fois en 1992. [38]. [39]

La Chine teste également à la fin des années 1990 un prototype de bateau à propulseur MHD hélicoïdal muni d'un électroaimant de 5 teslas, le HEMS-1 et entreprend un partenariat avec le Japon pour tester la propulsion MHD en laboratoire avec des champs magnétiques de grande intensité (15 teslas). [38]

En France, la MHD est restée longtemps associée à la production de l'énergie électrique en utilisant le mouvement des gaz ionisés soumis à un champ magnétique. À partir de 1969, date à laquelle cette activité a été mise en sommeil et définitivement arrêter car la rentabilité à l'échelle industrielle fut estimée trop faible vu les problèmes plutôt technologiques rencontrés (tenue et qualité des matériaux) que dans les principes mis en jeu. [38]. [40]. [41]

II.3. Définition de la magnétohydrodynamique :

La magnétohydrodynamique MHD est appelée aussi hydromagnétique, est une branche de La physique permettant d'étudier les propriétés aussi bien des conducteurs fluides que des Plasmas avec toutefois des approximations différentes lorsqu'ils sont sujets à un champ Magnétique.

La magnétohydrodynamique (MHD) est à la frontière de deux sciences, L'électromagnétisme et la mécanique des fluides. Elle consiste en l'étude de l'interaction entre Un écoulement de fluide conducteurs et des champs magnétiques. La conversion MHD est L'une des applications de cette discipline. Elle concerne la conversion de l'énergie mécanique Du mouvement d'un fluide en énergie électrique. Ce mécanisme permet de transformer Directement la chaleur en électricité sans passer par des turbines comme dans les centrales Classiques. Ceci est un avantage par rapport aux machines classiques connues. La conversion Peut également s'effectuer en sens inverse ; on utilise l'énergie électrique pour mettre un Fluide en mouvement, on obtient ainsi des pompes électromagnétiques. Ces pompes

ont L'avantage par rapport aux pompes mécaniques de n'avoir aucune pièce mobile et aucun Contact avec le fluide. [39]

II.4 Applications de la magnétohydrodynamique :

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

II.4.1. Les générateurs à induction :

Le générateur à induction MHD fonctionne sans électrode, avec des champs magnétiques variables. Le courant électrique est généré à distance par induction sous forme alternative. La tension de sortie peut alors être ajustée à un niveau suffisamment élevé pour pouvoir être utilisée après un minimum de transformations. Le concept est basé sur l'utilisation d'un inducteur à champ magnétique glissant nécessitant un bobinage triphasé analogue à celui des moteurs asynchrones ou linéaires.

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

En balayant les spires du bobinage inducteur, ce champ engendre des forces électromotrices susceptibles d'alimenter une charge. [42]

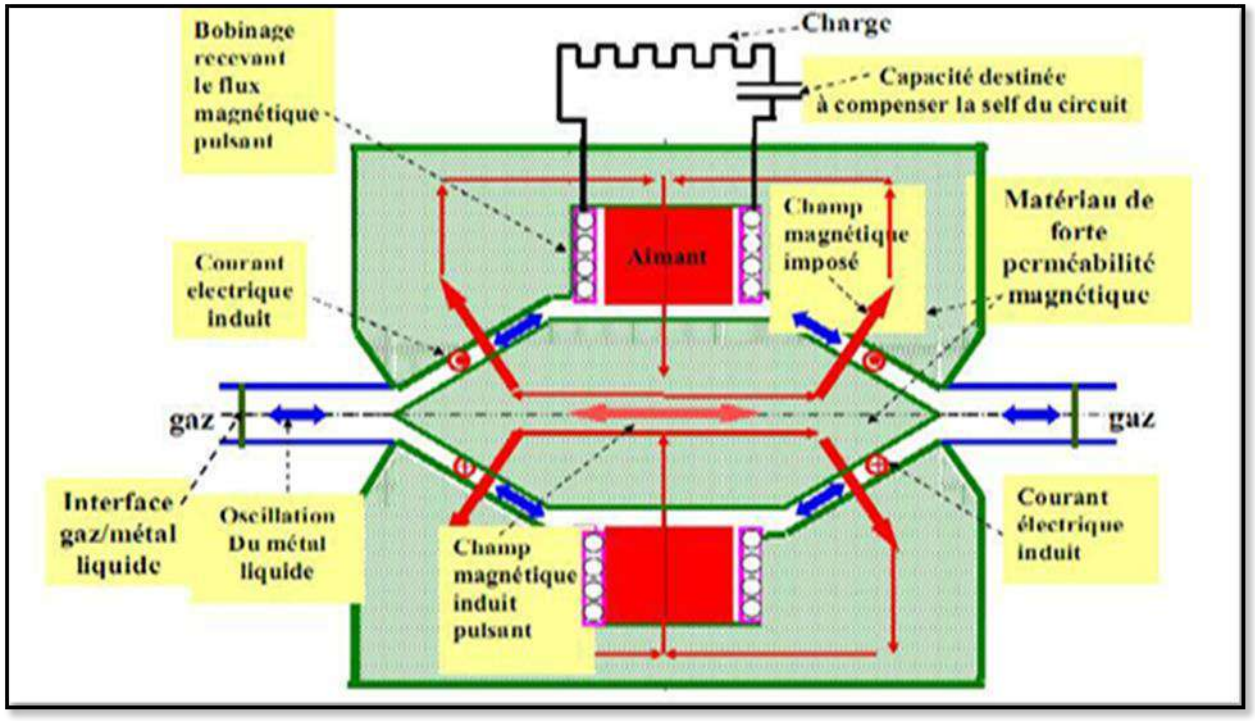


Figure II.1 : Générateur à induction**.** [42]

II.4.2 Machines circulaires à plasma :

On peut distinguer deux types de configurations :

- Une configuration simple : le plasma entre par une conduite axiale et sort radialement, en passant par les électrodes ;
- Une configuration à double passage : le plasma entre axialement, passe radialement dans les tuyères MHD et ressort axialement.

II.4.3 Générateur à métaux liquides :

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

- ❖ Soit purs *: Na, Bi.*
- ❖ Soit alliages : *NaK, PbBi*.

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

Les type de générateurs qui sont à l'étude sont tels que : le métal est mélangé à une vapeur ou le métal est encore entraîné par une vapeur sous pression, mais il est séparé avant de traverser seul la tuyère MHD. [43]

II.4.4 Générateurs à conduction :

Un générateur MHD (magnétohydrodynamique) est un convertisseur MHD qui transforme l'énergie cinétique d'un fluide conducteur directement en électricité.

Le principe de base est fondamentalement le même que pour n'importe quel générateur électrique.

Les deux types de générateur utilisent un inducteur (électroaimant ou aimant permanent) générant un champ magnétique dans un induit ou canal.

- Dans le cas d'un générateur conventionnel, l'induit est solide : c'est une pièce métallique portant des bobines en cuivre.
- Dans le cas d'un générateur MHD, l'induit est un fluide : liquide conducteur (eau salée, métal liquide) ou gaz ionisé (plasma).

Les générateurs MHD n'utilisent donc pas de pièce mécanique mobile, contrairement aux générateurs électriques traditionnels. Le fluide est mis en mouvement dans le champ magnétique, ce qui génère un courant électrique, recueilli aux bornes d'électrodes immergées et connectées à une charge. [44]

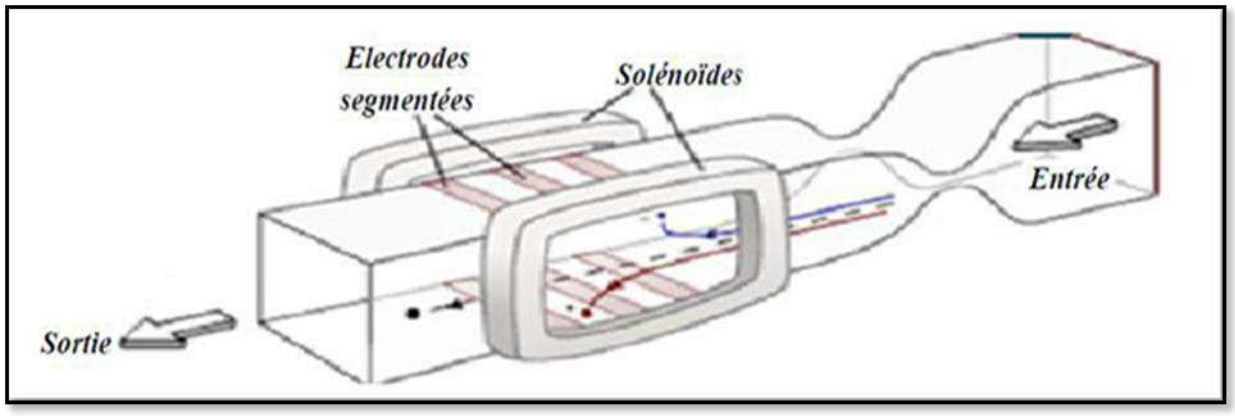


Figure II.2 : Générateur MHD à conduction (tuyère linéaire). **[**44]

II.4.5. Propulseurs MHD :

II.4.5.1. Propulseurs à plasma :

Ces dispositifs également appelés MPD (Magneto Plasma Dynamic) utilisent des gaz tels que Ar, N2 comme propergols. Pour des puissances développées de 4 à 10MW, les rendements de ces appareils sont de l'ordre de 30% à 40%. Ce type de propulseur, bien adapté aux changements d'orbites, offre l'avantage de consommer 3 à 10 fois moins de propergol qu'un propulseur chimique habituel.

L'inconvénient majeur est dû à l'érosion des électrodes et des surfaces isolantes par le fluide chaud, comme pour le générateur MHD. Il en résulte une perte de masse qui limite la durée de vie du matériel.

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

II.4.5.2 Propulseurs à eau salée :

La technique de la propulsion MHD permettrait de mouvoir les bâtiments maritimes (de surfaces ou sous-marines, civiles ou militaires) avec le plus grand silence radar. Pour

comprendre le phénomène, il faut se rappeler que l'eau de mer est de conductivité faible (σ = 10 s / m). En créant des courants dans l'eau, une poussée est ainsi créée suite à l'interaction de ces derniers avec des champs inducteurs par les bobines placées sur le navire. C'est le principe de la MHD à courant continu (MHD à conduction). Il existe autre méthode, celle de la MHD à courant alternatif, où le champ magnétique glissant (MHD à induction) repose sur le principe d'une interaction entre une induction magnétique et un courant induit dans le fluide. [45]. [46]

Ces dernières années la MHD a connu un regain d'intérêt dans ce domaine. Ceci est dû à l'avènement des supraconducteurs qui a engendré le renouveau des recherches sur cette technique. Et avec l'augmentation des inductions magnétiques au environ de 10 Teslas, les rendements ont nettement augmenté en passant de 8% à 60%. Des systèmes à induction et à conduction sont à envisager. [45]

Les avantages d'un tel système de propulsion résident dans ce concept qui permet d'éliminer toutes les pièces mécaniques mobiles (hélice, arbre mécanique, …) et les inconvénients qui leur sont attachés (cavitation, bruit, étanchéité, …). [47]

II.4.5.3 Canon électromagnétique :

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

Ce dispositif inventé par le géophysicien K. Birkeland a des applications variées : [47]

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

II.4.6 Application biomédicale (micro pompe) :

La MHD permet de développer une technique nouvelle permettant de faire bouger des espèces ioniques en présence à la fois de champs magnétique et électrique. Les micro pompes

MHD contrôlent le flux à l'intérieur du système micro fluidique en générant une différence de pression le long du micro canal, proportionnelle à l'intensité du courant électrique et au champ magnétique.

Pour pomper des solutions électrolytiques à l'aide de la MHD, il faut générer des courants continus (DC) dans de tels environnements. Un nouveau système micro fluidique compatible avec la détection RMN (résonance magnétique nucléaire) a été développé par le groupe de conception de microsystèmes (IMM-LMIS3) à l'EPFL. [48]

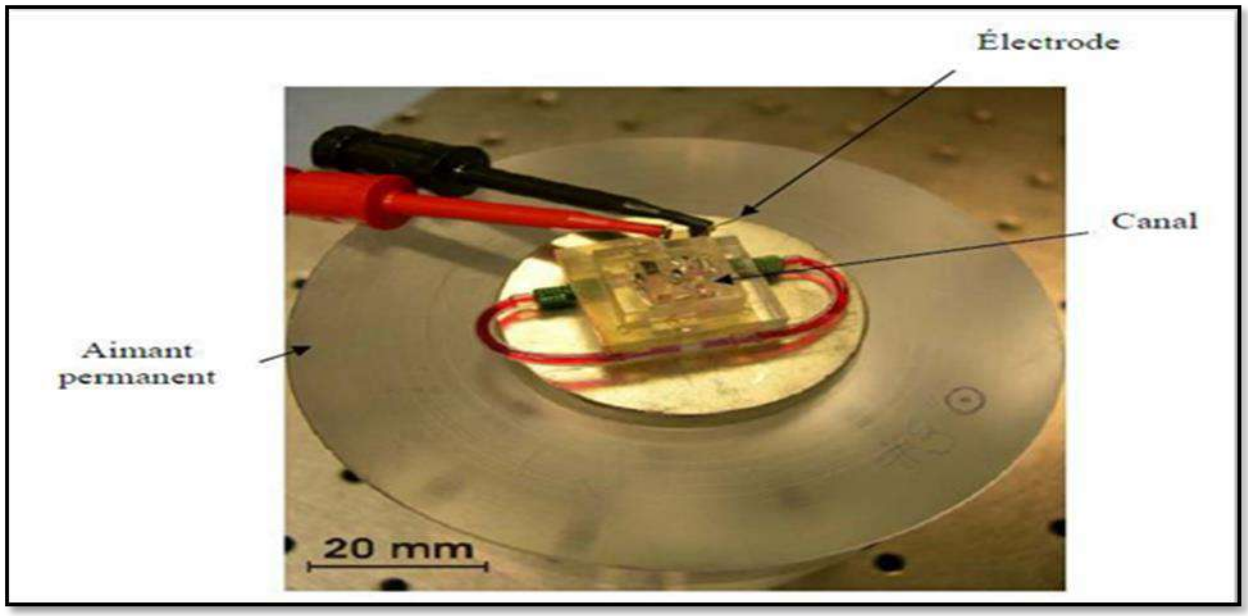


Figure II.3 : Micro pompe à conduction (à aimant permanent de NdFeB**).** [50]

Une autre application plus possible serait les appareils médicaux tels que les pompes d'infusion ou le cœur artificiel.

Dans ce contexte, une nouvelle structure du MFLP (magnetic fluid linear pump) a été conçue pour séparer le liquide du fluide magnétique lors du pompage, ainsi il est possible de pomper les matériaux non magnétiques et non conducteurs. [49]. [50]

II.4.7. Application de la magnétohydrodynamique en métallurgie :

Les métaux offrent l'avantage énorme d'avoir une conductivité électrique de $\sigma \approx 10^6 S/m$ (environ 105 fois plus grande que celle des liquides ordinaires : pour l'eau,$\sigma \approx 10 S/m$).

Par la suite, on comprendra facilement la possibilité de produire des forces magnétiques (proportionnelles à σ) suffisantes pour mettre le métal liquide en mouvement t (passage), le maintenir en sustentation (lévitation), le façonner (formage), le pulvériser (pulvérisation).

Le champ magnétique fluctuant agit sur le fluide par l'intermédiaire de la force de Laplace $\vec{j} \wedge \vec{B}$ mais ceci dépend de l'application désirée (mettre le fluide en mouvement : brassage), lors des réactions métallurgiques (fabrications d'alliages) soit statique (lévitation). [51]

II.4.7.1 Brassage :

Les brasseurs électromagnétiques, tout comme les pompes électromagnétiques, ont la particularité de ne pas posséder de partie mobile.

Par brassage, ils entraînent l'élimination de bulles, de saletés et aussi l'accélération du mélange (par turbulence) lors de réactions métallurgiques (fabrication d'alliages).

II.4.7.2 Lévitation :

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

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

II.4.7.3 Formage :

Le formage électromagnétique consiste à façonner des masses métalliques en lévitation magnétique par l'action de champs magnétiques qui modèlent la surface libre désirée.

Cette technique a l'avantage d'éviter le chauffage et le reformage après solidification.

II.4.7.4 Pulvérisation :

La technique électromagnétique permet la fabrication de poudres et grenailles de tailles moyennes (≈100µm) avec un débit massique élevé. De plus, l'ajustement de la granulométrie est facile et automatique.

Le freinage des métaux peut être aussi assuré par des convertisseurs linéaires à induction appelés vannes électromagnétiques ou robinets électromagnétiques. Il en est de même pour la mesure des vitesses d'écoulement qui peut être effectuée à l'aide des débitmètres électromagnétiques. [50]

II.4.7.5 Magnétohydrodynamique des fours à induction :

Les fours à induction se composent essentiellement d'une bobine inductrice refroidie par circulation d'eau, entourant un creuset dans lequel se trouve la masse métallique à fondre et à traiter.

L'utilisation des champs magnétiques alternatifs dans les fours à induction s'est considérablement développée ces dernières années dans les domaines de l'élaboration et le traitement des métaux.

En effet, ce type de champ magnétique offre la possibilité d'agir à distance et de façon contrôlée sur un fluide électro conducteur. [52] et [46].

II.4.8 Application de la magnétohydrodynamique dans le refroidissement des composants et système électronique :

Sur la Figure (II.4), nous présentons un système de refroidissement fabriqué par NANOCOOLERS, cette société a fabriqué une pompe magnétohydrodynamique à conduction (MHD DC) pour un fluide métallique de type (Ga-In) afin de refroidir des composants électroniques.

La pompe génère une pression de 25 kPa avec un débit de0.14 litre. min-1, alors que le champ magnétique appliqué dans la pompe est de 0.9 T. Ce système est capable de refroidir une densité de flux de chaleur supérieure à 200 W.cm -2 selon NANOCOOLERS.

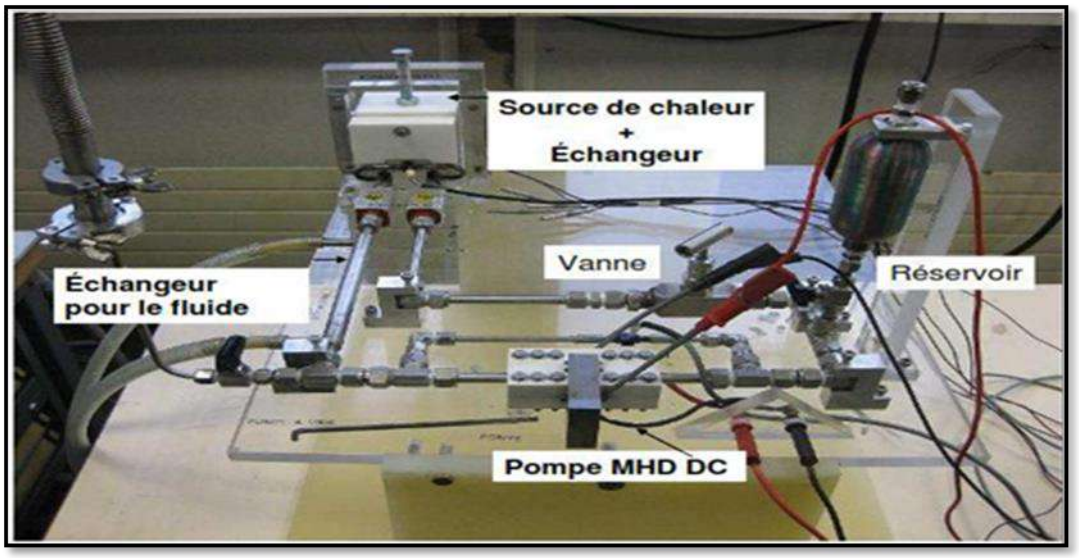


Figure II.4 : Système de refroidissement MHD. [53]

Le volume de fluide est inférieur à 5 cm3. Le champ magnétique appliqué sur le canal circulaire, de diamètre intérieur 3 mm, est créé par deux aimants permanents (Figure II.5). Le courant dans les électrodes est de 30 A. [53]

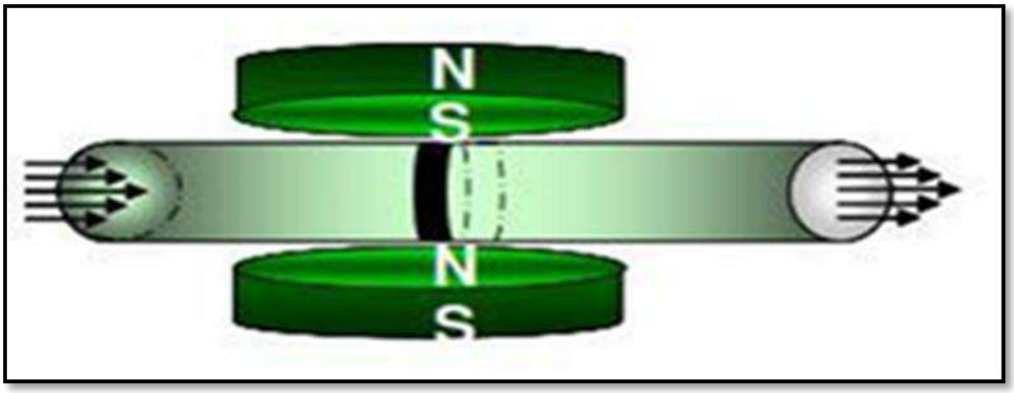


Figure II.5 : Pompe MHD courants continus (DC) fabriquée par NANOCOOLERS. [53]

II.5. 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 magnétiqueR_m.

II.5.1. Magnétohydrodynamique idéale :

La MHD idéale, est caractérisé par des nombre de Reynolds magnétique très haute ($R_m \gg 1$), Le fluide, fortement magnétisé, est traité comme ayant peu ou pas de résistance électrique, et il est assimilé à un conducteur parfait.

Cette MHD idéale est étudiée dans les plasmas chauds, tels les plasmas astrophysiques et thermonucléaires d'origine naturelle (étoiles) ou artificielle (tokamaks) Les équations de la MHD idéale consistent en l'équation de continuité, les lois de la quantité de mouvement, le théorème d'Ampère et les équations de la thermodynamique (conservation de l'énergie), on effectue des approximations du flux de chaleur via des conditions adiabatiques ou isothermes. [54]

II.5.2. Magnétohydrodynamique résistive :

La MHD résistive, est caractérisé à faible nombre de Reynolds magnétique $(R_m \leq 1)$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. [54]

II.6. Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD :

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

II.6.1. 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. [55]

II.6.2. 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. [55]

II.6.3. Ingénierie :

La MHD intervient dans la conception et la gestion des cuves d'électrolyse pour la production de l'aluminium. Les champs électromagnétiques intenses mettent en mouvement les fluides (aluminium et électrolyte) en créant des vagues imposant une distance minimale entre l'aluminium et les anodes.

La MHD est utilisée de manière théorique dans le confinement des plasmas (stabilisation, expulsion ou compression), notamment les plasmas chauds thermonucléaires dans les machines à fusion par confinement magnétique (comme les tokamaks) ou les dispositifs à striction magnétique (comme la Z machine).

La MHD est aussi directement au cœur d'applications technologiques sous forme de machines électromagnétiques sans pièce mobile, appelées des convertisseurs MHD, qui agissent sur le fluide au moyen de la force électromagnétique (dite force de Lorentz) et qui peuvent être utilisés :

- pour la génération d'électricité (générateur MHD).
- pour l'accélération de fluides (accélérateur MHD) ou leur freinage. Dans le cas particulier d'un plasma créé dans de l'air atmosphérique.

Les réalisations industrielles concrètes, au début du XXI^{e} siècle, restent expérimentales ou couvertes par le secret militaire. Elles se heurtent à de nombreuses difficultés : production de forts champs magnétiques à l'aide d'électroaimants supraconducteurs, génération de puissances électriques suffisantes, matériaux conducteurs résistant à la corrosion... et spécifiquement à la MHD-gaz : matériaux résistant aux fortes températures et densités de courant, systèmes d'ionisation des gaz performants, maîtrise des aspects théoriques des plasmas froids à paramètre de Hall élevé, etc.…[56]

II.6.4. Navires :

Dans le cadre de la propulsion par magnétohydrodynamique, on peut faire avancer un bateau à l'aide de ce phénomène : c'est ce qu'ont accompli les japonais avec le bateau Yamato 1 par la création d'une tuyère MHD.

La propulsion par MHD nécessite l'emploi d'électrodes. Entre celles-ci, lorsque le système est parcouru par une intensité continue, est créé un champ électrique orthogonal à un champ magnétique exerçant alors une poussée, ou force de Laplace. Le champ des vitesses dans la tuyère, formé par les électrodes et l'inducteur, s'obtient grâce aux équations de Maxwell et de l'hydrodynamique : le couplage du champ des vitesses à celui du champ magnétique permet de décrire le profil des vitesses. Dans le cadre d'un écoulement d'Hartmann (écoulement stationnaire et laminaire d'un fluide conducteur visqueux supposé incompressible entre deux plaques infinies parallèles), le champ des vitesses est régi par la loi d'Hartmann : celle-ci se discute selon la valeur du nombre d'Hartmann. Si ce type de propulsion est avantageux par l'indépendance des champs électrique et magnétique, l'électrolyse causée par l'emploi d'électrodes pose problème.

Les interactions entre le champ électrique et les ions présents dans l'eau de mer causent une accumulation de ces derniers à la cathode se traduisant par un dégagement gazeux, entre autres d'hydroxyde de calcium et de magnésium, électriquement isolant. En plus de bloquer les propriétés conductrices du fluide, ce dégagement est extrêmement bruyant : à haute pression, il est semblable au phénomène de cavitation ; la vaporisation de l'eau, qui se fait à 100 °C, introduit un bruit spécifique qui rend impossible la discrétion de l'embarcation. [57]

II.7 Équations de la magnétohydrodynamique :

Nous allons maintenant d´écrire les équations de la MHD. On considère un ensemble de particules chargées, c'est-`a-dire un plasma, en interaction avec son propre champ ´électromagnétique, et soumis ´éventuellement `a une force de gravitation. Le comportement d'un tel plasma, vu comme un fluide chargé en mouvement, peut-être d´écrit par des équations macroscopiques. Bien qu'un tel fluide contienne en général au moins deux espèces de particules chargées, les ´équations régissant le mouvement de chacune de ces espèces peuvent être combinées sous certaines hypothèses (neutralité ´électrique du fluide par exemple) et ramenées à des ´équations régissant le mouvement d'une seule espèce fictive. C'est le modèle 1-fluide.

Si de plus on suppose que le fluide se comporte comme un milieu conducteur, et qu'il est régi, d'un point de vue thermodynamique, par une ´équation d´état, alors on obtient un système fermé d'´équations régissant à la fois le mouvement du fluide et l'évolution du champ ´électromagnétique. Ce sont les ´équations de la magnétohydrodynamique d'un modèle 1-fluide que nous allons détailler par la suite.

On suppose dans tout le chapitre qu'un tel ensemble de particules occupe un domaine Ω de R^3. On note ρ la densité de masse du fluide, *u* sa vitesse, p la pression exercée au sein du fluide, *E* le champ ´électrique dans le fluide, *B* le champ magnétique, *j* la densité de courant ´électrique dans le fluide, et ε l'´énergie interne par unité de masse. Les ´équations de la MHD régissant toutes ces quantités se d´composent essentiellement en deux familles couplées entre elles : les ´équations régissant le mouvement du plasma et les ´équations régissant le champ électromagnétique.

II.7.1 Équations régissant le fluide :

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

II.7.1.1 Équation de conservation de la masse. :

✓ Où :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + div \qquad (II.1)$$

A. Équation du mouvement de fluide :

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

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u.\nabla u = j \times B - \nabla p + \rho \nabla \Phi + v\rho \Delta \mathbf{u} \qquad (\mathbf{II.2})$$

Où :

∇Φ désigne ici le champ de gravitation, tandis que ν ≥ 0 est la viscosité cinématique du fluide. On note la présence du terme j × B qui est dû à force de Lorentz exercée par le champ magnétique sur les particules. Ce dernier terme va être à l'origine du couplage avec les ´équations de Maxwell présentées par la suite.

II.7.1.2 Équation d'énergie :

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

Où : H = $Q_r - Q_u$ + div (k∇T)

✓ Avec :

K : tenseur de conductivité thermique,

Q_u **:** L'échauffement par dissipation par viscosité,

Q_r **:** La perte d'énergie radiative. Dans de nombreuses applications, ce dernier terme est de la forme $Qr = \rho^2 Q(T)$

II.7.1.3 Équation d'état et entropie :

L'équation d'état s'écrit en général sous la forme :

$$p = p(\rho, \varepsilon), \qquad (II.4)$$

- ✓ Avec les deux hypothèses physiques suivantes (voir [38])

(G1) $\frac{\partial p}{\partial \rho}(\rho, \varepsilon) > 0,$

(G2) $\frac{\partial p}{\partial \varepsilon}(\rho, \varepsilon) > 0,$

On considère maintenant le volume massique noté τ et défini par :

$$\tau = \frac{1}{\rho}.$$

Le deuxième principe de la thermodynamique nous apprend l'existence d'une fonction S (τ, ε), appelée l'entropie, de classe C 2 et strictement concave, et une fonction T (τ, ε) strictement positive, telles que :

$$Tds = d\varepsilon + pd\tau \qquad (II.5)$$

- ✓ Où $S = \rho s$ et où s est l'entropie spécifique.

L'entropie est une quantité thermodynamique fondamentale qui, intuitivement, mesure le désordre dans le système.

Notons alors que parmi les quatre variables thermodynamiques ρ (ou τ), S, ε, et p, on peut en choisir deux comme variables fondamentales, et exprimer les deux autres en fonction des premières. Ainsi, on peut ´écrire par exemple p = p (ρ, ε), S = S (ρ, ε) si on choisit ε et ρ comme variables fondamentales. On peut aussi considérer S et τ comme variables

fondamentales et ´écrire p = p (τ, S) et ε = ε (τ, S). Dans ce dernier cas, on rajoute les hypothèses physiques. [58]

(G3) $\frac{\partial p}{\partial t}(\tau, S) > 0,$

(G4) $\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}(\tau, S) > 0,$

✓ On note $\rho\varepsilon$ l'´énergie interne, ε l'´énergie spécifique, et E l'´énergie totale définie par

$$E = \rho\varepsilon + \frac{1}{2}\rho|u|^2 \qquad (II.6)$$

✓ Où :

$\rho\varepsilon$ **:** est l'´énergie interne.

ε**:** l'´énergie spécifique interne.

On suppose que le plasma est dans un ´état d'´équilibre chimique et thermodynamique interne. L'´équation d'´état peut alors s'´écrire sous la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon(p, \rho).$$

Quand l'´énergie interne est tout simplement proportionnelle à la température, on a

$$\varepsilon = C_u T.$$

Où C_V est la capacité calorifique à volume constant. Par ailleurs,

$$d\left(\varepsilon + \frac{p}{\rho}\right) = C_p dT \qquad \textbf{(II.7)}$$

✓ Où :

C_p: La capacité calorifique à pression constante (constante pour un gaz poly tropique).

Dans le cas d'un gaz parfait, l'´énergie interne est fonction de la température uniquement,

$$\varepsilon = \varepsilon(T)$$

Et :

$$p = R\rho T$$

On a donc :

$$R = C_p - C_v$$

On considère maintenant le cas d'un gaz poly tropique. On introduit l'exposant adiabatique γ défini par :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

On obtient :

$$\varepsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}$$

Et :

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho u^2 \qquad \textbf{(II.8)}$$

Dans le cas d'un gaz monoatomique, $\gamma = \frac{5}{3}$ et dans le cas d'un gaz diatomique $\gamma = \frac{7}{5}$ L'entropie spécifique est donnée par :

$$s = C_u \log\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right) + \text{cte} \qquad \textbf{(II.9)}$$

Donc :

$$p = c\, exp\left(\frac{s}{C_v}\right)\rho^\gamma \qquad \textbf{(II.10)}$$

Et on vérifie que les hypothèses (G1) à (G4) sont satisfaites

II.7.2 Équations régissant le champ ´électromagnétique :

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

II.7.2.1 Équations de Maxwell :

Il s'agit des ´équations :

$$div\, E = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \quad (Loi\ de\ Gouss).$$

$$div\ \boldsymbol{B} = 0.$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial \boldsymbol{t}} = -\boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{E}\ (\boldsymbol{Loi\ de\ Faraday}) \qquad (\boldsymbol{II.11})$$

$$\boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{B} = \boldsymbol{\mu}\left(\boldsymbol{j} + \boldsymbol{\varepsilon_0}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial \boldsymbol{t}}\right)\ (\boldsymbol{Loi\ d'Ampère - Maxwell}) \qquad (\boldsymbol{II.12})$$

$$div\ \boldsymbol{j} = 0 \ \text{(Conservation de charge)}$$

✓ Avec :

$\boldsymbol{\rho e}$ **:** Densité de charge totale,

$\boldsymbol{\mu}$**:** Perméabilité magnétique,

$\boldsymbol{\varepsilon_0}$**:** Perméabilité électrique.

- **Loi d'Ohm :**

Elle s'´écrit :

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{\sigma}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}\right) \qquad (\boldsymbol{II.13})$$

✓ Où :

$\boldsymbol{\sigma}$: La conductivité ´électrique.

Dans le cas des équations de la MHD, les équations de Maxwell peuvent être simplifiées car des arguments physiques, [59] montrent que la densité de charges électriques ρe ne joue pas un rôle significatif sauf dans la loi de Gauss. Il en est de même pour le courant de déplacement $\varepsilon_0 = \frac{\partial E}{\partial t}$ qui peut être néglige par rapport à la densité de courant$\boldsymbol{j}$.

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

$$\boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{B} = \boldsymbol{\mu j} \qquad (\boldsymbol{II.13})$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial \boldsymbol{t}} = -\boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{E}, \qquad (\boldsymbol{II.14})$$

$$\boldsymbol{div}\ \boldsymbol{B} = \boldsymbol{0}, \qquad (\boldsymbol{II.15})$$

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{\sigma}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}\right) \qquad (\boldsymbol{II.16})$$

L'équation $div\ \boldsymbol{j} = 0$ résulte de la loi d'Ampère (II.13). En ´éliminant le champ ´électrique et la densité de courant dans ces ´équations, on obtient l'équation d'advection-diffusion régissant le champ magnétique :

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{rot}\ (\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}) + \eta \Delta^2 \boldsymbol{B} \qquad (\boldsymbol{II.17})$$

✓ Où

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

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

$$\frac{\partial \boldsymbol{w}}{\partial t} = \boldsymbol{rot}\ (\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{w}) + \mu \Delta^2 \boldsymbol{w} \qquad (\boldsymbol{II.18})$$

Toutefois, cette analogie n'est pas parfaite, car en mécanique des fluides **w** et **u** sont reliés par la relation $\boldsymbol{w} = \boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{u}$, ce qui n'est pas le cas pour **u** et **B** ici (observons par ailleurs que l'équation qui régit la verticité $\boldsymbol{w} = \boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{u}$ dans le cas de la MHD n'est pas exactement (II.18) car il manque des termes dus à la force de Lorentz et à la compressibilité). Cependant, cette analogie a plusieurs intérêts, notamment au niveau de deux théorèmes : le 1 er théorème d'Helmholtz et le théorème de Kelvin (ou deuxième théorème d'Helmholtz), quand on néglige la viscosité magnétique. L'analogie avec le théorème de Kelvin est la suivante :

Le flux du champ magnétique `à travers une "boucle" en mouvement avec le fluide est constant. L'analogie avec le premier théorème d'Helmholtz affirme que :

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

II.7.3 Système complet de la MHD :

Le système complet de la magnétohydrodynamique s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\,(\rho u) = 0, \qquad (II.19)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u.\nabla u = \mu^{-1} rot\, B \times B - \nabla P + \rho \nabla \Phi + v\rho \Delta u, \qquad (II.20)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = rot\,(u \times B) + \eta \Delta^2 B, \qquad (II.21)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u.\nabla \varepsilon = -p\,(\rho, \varepsilon) div\, u \qquad (II.22)$$

✓ Avec : **B** vérifiant $div\ B = 0$.

Remarque :

Une autre remarque concernant l'´equation d'induction dans le cas idéal $(\eta = 0)$, est que si $\boldsymbol{\Phi}$ et $\boldsymbol{\Psi}$ sont deux solutions de l'équation :

$$\frac{\partial r}{\partial t} + u.\nabla r = 0 \qquad (II.23)$$

Alors $H = \nabla\Phi \times \nabla\Psi$ est d'une part `a divergence nulle et d'autre part vérifie :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = rot(u \times H) \qquad (II.24)$$

❖ **À dimensionnement et validité des équations de la MHD :**

L'a dimensionnement des ´équations de la MHD fait apparaître les nombres suivants :

- Nombre de Reynolds hydrodynamique :

$$Re = \frac{u_0 L}{v} \qquad (II.25)$$

✓ Où :

u_0 Et L sont la vitesse et l'échelle de longueurs caractéristiques. Ce nombre est représentatif du rapport entre les forces d'inertie $u.\nabla u$ et le terme de viscosité $v\Delta u$.

- Nombre de Reynolds magnétique :

$$R_m = \mu\sigma u_0 L = \frac{u_0 L}{\eta} = \frac{u_0 \sigma}{\lambda} \qquad (II.26)$$

Ce nombre représente la relation entre le terme d'advection et le terme de diffusion dans l'équation d'induction (2.10). Ici λ désigne $\lambda = \frac{1}{\mu L}$

- Le nombre de Hartmann :

$$H_a = B_0 L(\frac{\sigma}{\rho_0 \mu})^{\frac{1}{2}} \qquad (II.27)$$

Il représente clairement le rapport de la force de Lorentz et des forces de viscosité magnétique.

- Le nombre β du plasma :

$$\beta = \frac{p_0}{\frac{B_0^2}{2\mu}} \qquad (II.28)$$

Qui représente le rapport entre la pression du plasma p_0 et la pression magnétique $\frac{B_0^2}{2\mu}$

- . La vitesse d'Alfven :

$$v_a^2 = \frac{B_0^2}{\mu\rho_0} \qquad (II.29)$$

La quantité $\frac{u_0^2}{v_a^2}$ donne alors le rapport entre la force d'inertie $\rho \boldsymbol{u}.\nabla \boldsymbol{u}$ et la force de Lorentz

$\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$. Le modèle de la MHD est valide sous certaines conditions. Une première hypothèse consiste `à supposer que le milieu est continu c'est `à dire : $\boldsymbol{L} \gg \boldsymbol{R_g}$

Où : R_g est le rayon gyromagnétique. Par exemple, dans le cas d'une tache solaire $L \simeq 10^6 m$ et $R_g = 10^{-4} m$. De plus, le plasma doit ˆetre en ´equilibre thermodynamique, ce qui se traduit par :

$$\tau \gg \tau_c \; et \; L \gg \ell$$

Où :

τ **:** Le temps caractéristique.

τ_c**:** Le temps de collision.

ℓ **:** Le libre parcours moyen.

- D'autre part, le régime doit être non relativiste :

$$\frac{V}{C} \ll R_m^{1/2} \qquad \textbf{(II.30)}$$

Où on note V la vitesse caractéristique, C la vitesse de la lumière. Pour la photosphère du soleil :

$$\frac{V}{C} = 10^{-5} \; et \; R_m^{1/2} \qquad \textbf{(II.31)}$$

Dans le vent solaire, la diffusivité magnétique η est de l'ordre de $\eta \simeq 10\ m^2.S^{-1}$ et le nombre de Reynolds magnétique vaut$R_m \simeq 3.10^8$.

Dans le cas de la fusion, R_m est de l'ordre de10^7. Le nombre β au cœur du plasma d'ITER devrait être de l'ordre de 10^{-2}.

Les nombres σ et μ sont isotropes et le référentiel choisi est inertiel. Pour les phénomènes `a grandes ´échelles, il faut rajouter le terme de Coriolis (par exemple pour le champ magnétique terrestre). Enfin, `à cause des collisions, les comportements des différentes espèces ne sont pas s´éparées : le modèle est supposé 1-fluide.

- **Tableau II.1 :** les dimensions des nombres caractéristiques dans le cas du soleil.

	Zone convective	Photosphère	Chromosphère	Couronne
$M = \frac{V}{C_s}$	10^{-2}	10^{-1}	1	10^{2}
$R_m = \frac{VL}{\eta}$	1	10^{5}	10^{6}	10^{12}
$\beta = \frac{2\mu p}{\lvert B\rvert^2}$	10^{3}	1	10^{-3}	10^{-4}

Où C_s est la vitesse du son. Dans la photosphère $\beta \simeq 1$ et on est dans le cadre de la dynamo MHD alors que dans la zone convective $\beta \gg 1$: la dynamo cinématique est plus appropriée.

Dans la couronne, comme$\beta \ll 1$, on peut supposer la pression cinétique négligeable.

Dans ce cas, De plus, on a $H_a \simeq 10^{25} \gg 1$.

Le système de la MHD permet également de modéliser le champ magnétique terrestre. L'atmosphère terrestre est composée de cinq couches :

- La troposphère : de 0 à 12 km (température d´croissante).
- La stratosphère : de 12 à 50 km (isotherme $\simeq$ 280˚K).
- La mésosphère : de 50 à 90 km.
- La thermosphère : de 90 à 600 km.
- L'exosphère : de 600 km à 10 R_t (rayon terrestre).

D'autre part, on a la superposition de deux autres couches : l'ionosphère et la magnétosphère. L'ionosphère va de 60 `à 800 km d'altitude. Elle est constituée de gaz fortement ionisé à très faible pression et à haute température.

La densité ´électronique y est de l'ordre de $10^9 m^{-3}$ et $\sigma \simeq 10^{-7}$S.m^{-1} La magnétosphère est l'ensemble des lignes de champ magnétique terrestre situées au-delà de l'ionosphère, au-dessus de 800 `à 1000 km d'altitude.

CHAPITRE III

Les fluides micropolaires et les nano fluides

III.1. Micro fluidique :

III.1.1. Introduction :

Cette dernière application qui a amené le plus de progrès sur le plan du perfectionnement des techniques de fabrication de puces micro-fluidiques. D`es lors, un ensemble d'éléments de contrôle (micro-pompes, senseurs, actuateurs, etc.…) ont ´été conçus afin de pouvoir répondre à ce besoin croissant d'analyse chimique à haut débit. Aujourd'hui, les applications de la micro-fluidique recouvrent également l'analyse de propriétés mécaniques sur les fluides (Rhéologie). Grâce à cet outil, il est aujourd'hui possible de mesurer des viscosités, des propriétés élastiques, des tensions de surface, le tout en parallèle, et presque aussi efficacement qu'avec les instruments classiques de rhéologie (viscosimètre couette, viscosimètre élongation el). Plus récemment encore, la micro-fluidique a été envisagée comme un milieu poreux modèle. Pour certains types de fluides, dits non-Newtoniens, les ´écoulements dans des milieux poreux ne peuvent être d´écrits grâce à des modèles simples du type loi de Darcy. En construisant des réseaux de micro-canaux, on peut reconstituer les conditions d'un ´écoulement dans un milieu poreux. Des observations directes dans ces réseaux de micro-canaux transparents permettent alors de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans les écoulements de ces fluides complexes en milieu poreux.

Aujourd'hui, les applications de la micro-fluidique recouvrent également l'analyse de propriétés mécaniques sur les fluides (Rhéologie). Grâce à cet outil, il est aujourd'hui possible de mesurer des viscosités, des propriétés élastiques, des tensions de surface, le tout en parallèle, et presque aussi efficacement qu'avec les instruments classiques de rhéologie (viscosimètre couette, viscosimètre élongation el). Plus récemment encore, la micro-fluidique a été envisagée comme un milieu poreux modèle. Pour certains types de fluides, dits non-Newtoniens, les écoulements dans des milieux poreux ne peuvent être décrits grâce à des modèles simples du type loi de Darcy. En construisant des réseaux de micro-canaux, on peut reconstituer les conditions d'un écoulement dans un milieu poreux. Des observations directes dans ces réseaux de micro-canaux transparents permettent alors de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans les écoulements de ces fluides complexes en milieu poreux. La principale application visée ici est la récupération assistée du pétrole. Visée ici est la récupération assistée du pétrole. [58]

III.1.2. Historique :

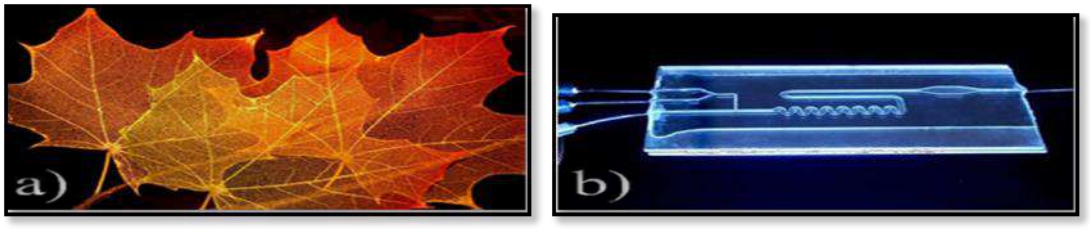
La principale application D'un point de vue historique, l'étude des écoulements micro-fluidiques est un parfait exemple de recherche conduite par les applications. En effet, c'est tout d'abord la nécessité de disposer d'outils d'analyse chimique, allant de pair avec les progrès importants en optique qui ont favorisé l'émergence de la recherche en micro-fluidique. Les applications visées à l'époque étaient d'une part la détection de matériel chimique ou biologique pouvant servir dans des attentats, et d'autre part le séquençage de l'ADN.

C'est cette dernière application qui a amené le plus de progrès sur le plan du perfectionnement des techniques de fabrication de puces micro-fluidiques. D`es lors, un ensemble d'´éléments de contrôle (micro-pompes, senseurs, actuateurs, etc.…) ont ´été conçus afin de pouvoir répondre à ce besoin croissant d'analyse chimique à haut débit.

D'un point de vue historique, l'étude des écoulements micro-fluidiques est un parfait exemple de recherche conduite par les applications. En effet, c'est tout d'abord la nécessite de disposer d'outils d'analyse chimique, allant de pair avec les progrès importants en optique qui ont favorisé l'émergence de la recherche en micro-fluidique. Les applications visées à l´époque étaient d'une part la détection de matériel chimique ou biologique pouvant servir dans des attentats, et d'autre part le s´séquençage de l'ADN.

III.1.3. Définition :

La micro-fluidique recouvre l'étude des écoulements de liquides ou de gaz dans des micro-canaux. Ces canaux, fabriques ou naturels (voir Fig. III.1), ont une section transverse dont la taille varie de la centaine de microns au millimètre. Par comparaison, la section transverse d'un cheveu a une taille caractéristique de 100 µm. Dans ce document, nous nous concentrons en particulier sur les écoulements dans des micro-canaux artificiels. [59]



a) Veines dans une feuille d'érable, **b)** Puce micro fluidique fabriquée au L.O.F.

Figure III.1 : Différents exemples de micro-fluidique. [59]

III.1.4. Origine Et Intérêt :

Dans le monde du vivant, les écoulements de fluide sont généralement confinés dans des micro-canaux. Il en est ainsi des écoulements dans les xylèmes des tiges de plantes dont le diamètre est typiquement de l'ordre d'une dizaine de micromètres (figure III.2) ou du sang dans les artérioles dont le diamètre est de l'ordre de $(50 - 100)\mu m$.

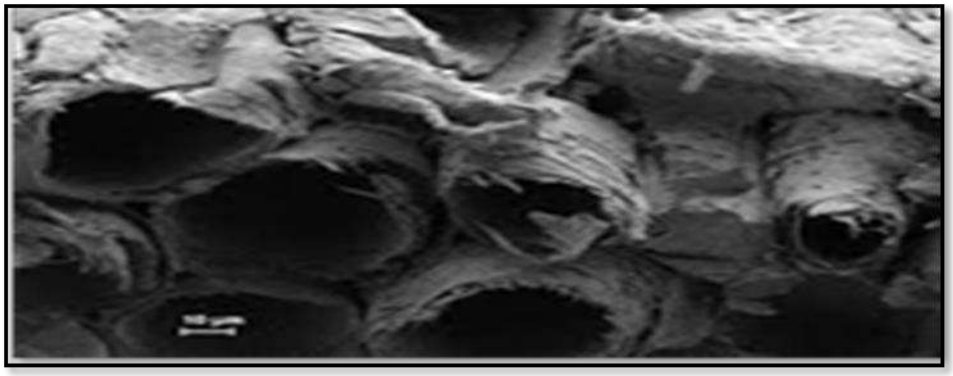


Figure III.2 : Vue en coupe d'un xylème de tige de plante. [60]

La reproduction de tels écoulements, dans le cadre de la micro-fluidique, ouvre la perspective d'un mimétisme de l'environnement physiologique et partant d'une meilleure compréhension des phénomènes à l'œuvre.

Le développement des procédés de fabrication de dispositifs micro-électroniques miniaturisés permet déjà de fabriquer des dispositifs électroniques microscopiques ayant des fonctionnalités comparables à leurs équivalents macroscopiques. Dans ce contexte, et profitant de cette maîtrise, la micro-fluidique permet d'ajouter une composante "fluide" aux "laboratoires sur puce" (figure. 2) ou "lab.-On-chip" en anglais, utiles en analyse chimique, biochimique ou médicale. En effet, l'avantage de tels systèmes est d'effectuer des analyses chimiques en prélevant de très faibles volumes de fluides.

Associés au développement de l'électronique et de la robotique, les dispositifs micro-fluidiques ouvrent également la voie au développement de micromoteurs et à la miniaturisation de l'instrumentation.

Dans la pratique, les dispositifs de base de la micro-fluidique sont donc typiquement des (micros) mélangeurs, des (micros) générateurs de gradients de concentration, des (micros) diffuseurs, des (micros) potentiostats, etc. Par la suite, nous reviendrons sur quelques-uns de ces dispositifs pour en expliquer le fonctionnement, puis la fabrication.

Pour le moment, proposons une définition de la micro- fluidique qui va nous permettre d'étudier plus spécifiquement la physique sous-jacente. [60]

III.1.5. Lois de comportement :

Aux dimensions micrométriques les lois d'écoulement restent celles du fluidique classique et peuvent être étudiées avec l'équation de Navier-Stokes dans le cas de liquide incompressible dont les termes inertiels peuvent être ici négligés. Le régime d'écoulement est majoritairement laminaire, caractérisé par un faible nombre de Reynolds (R_e<1). Les phénomènes de diffusion au sein de ces écoulements sont bien maîtrisés et permettent le développement d'applications associées telles que des micros mélangeurs ou des générateurs de gradient de concentration (figure III.3).

Les microsystèmes développés en micro fluidique s'appuient sur les procédés des micro technologies propres aux MEMS (voir paragraphe 2 ainsi que la ressource « Capteurs résonants en technologie MEMS : principes et procédés de fabrication ») et doivent offrir aux applications microscopiques, les mêmes fonctionnalités que les applications macroscopiques. La technologie autour de la micro fluidique, associée à la maîtrise comportementale des écoulements fluidiques, a permis très naturellement son application en direction des sciences du vivant. En étant à des échelles dimensionnelles physiologiques de la circulation sanguine (du micron à quelques dizaines de microns) il est possible de reproduire des environnements mimétiques dont les conditions expérimentales sont contrôlées et évolutives. [61]

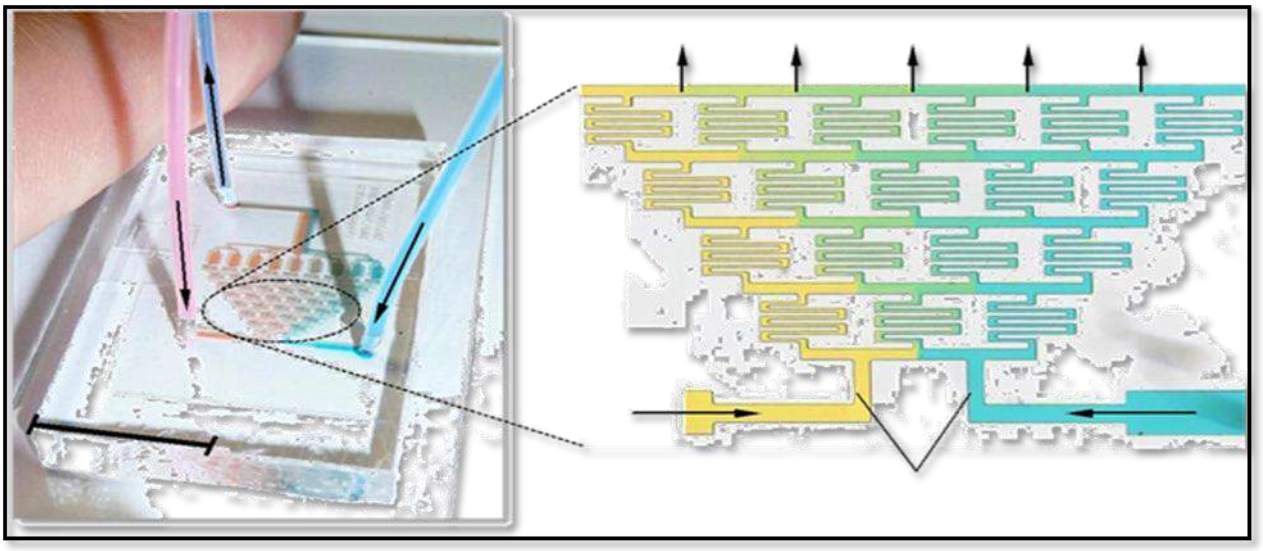


Figure III.3 : Générateur de gradient développé au laboratoire SATIE de l'ENS Cachan. [61]

III.1.6. Nombre de Reynolds :

Le nombre de Reynolds R_e est défini par le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses au sein d'un fluide en mouvement. Il permet de caractériser la nature du régime d'écoulement (figure III.4) :

- ✓ *Pour* R_e est supérieur à 2300 on parle d'écoulement turbulent,
- ✓ *Pour* R_e est inférieur à 2000, on parle alors d'écoulement laminaire.

Le nombre de Reynolds s'exprime de la manière suivante :

$$R_e = \frac{\rho V L}{\eta}$$

Où :

ρ: La masse volumique du fluide,

V : la vitesse caractéristique de l'écoulement,

L :la longueur caractéristique de l'écoulement et

η: À viscosité (dynamique) du fluide.

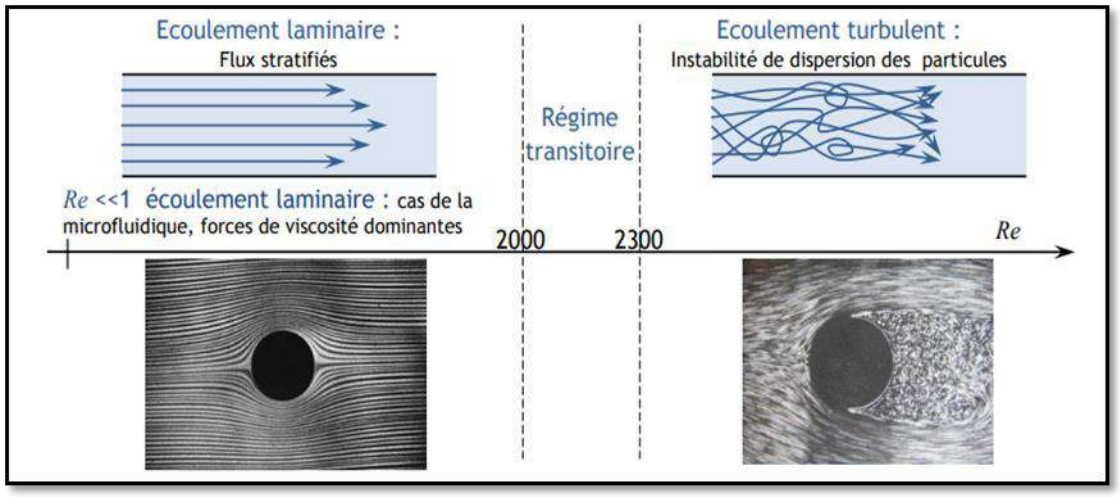


Figure III.4 : Caractérisation du type d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds R_e Photos site Images des mathématiques. [61]

En micro fluidique, considérant un écoulement liquide type eau, les valeurs typiques rencontrées sont :

- Dimension caractéristique du microsystème : de 1 à $500\mu m$,
- Vitesse de l'écoulement V : de $100\mu m/s$ à$1mm/s$,
- Viscosité dynamiques du fluide η : 1×10^{-3}pa.s,
- Masse volumique du fluide ρ : $1000kg/m^3$,
- Longueur caractéristique de l'écoulement : $L = 100\ \mu m$.

✓ Si l'on calcule le nombre de Reynolds en micro fluidique, il varie tel que :

$$0.0001 < R_e < 0.5$$

Tel que les écoulements dans le domaine de la micro fluidique sont majoritairement laminaires, les forces visqueuses dominant les effets inertiels.

III.1.7. Écoulement en Micro-Hydrodynamique :

- **Équation de Navier-Stokes :**

L'hydrodynamique des écoulements liquides reste fluide jusqu'à quelques nanomètres. Ainsi à l'échelle du micron, on peut appliquer l'équation constitutive d'un fluide newtonien incompressible qui est décrite par l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\rho \vec{u} \vec{\nabla} \vec{u} - \vec{\nabla} p + \eta \Delta \vec{u} \qquad (III.1)$$

En régime établi, dans le cadre de la micro fluidique où l'on peut négliger les termes d'inertie, cette équation se réduit à la loi suivante :

$$\Delta \rho = \eta \Delta \vec{u}$$

C'est l'équation de Poiseuille qui peut se résoudre selon la géométrie du canal. la résolution est donnée pour une canalisation circulaire de rayon R (figure III.5), le profil de l'écoulement est alors de nature parabolique. La vitesse (v_{max}) de ce profil dépend directement de la pression appliquée :

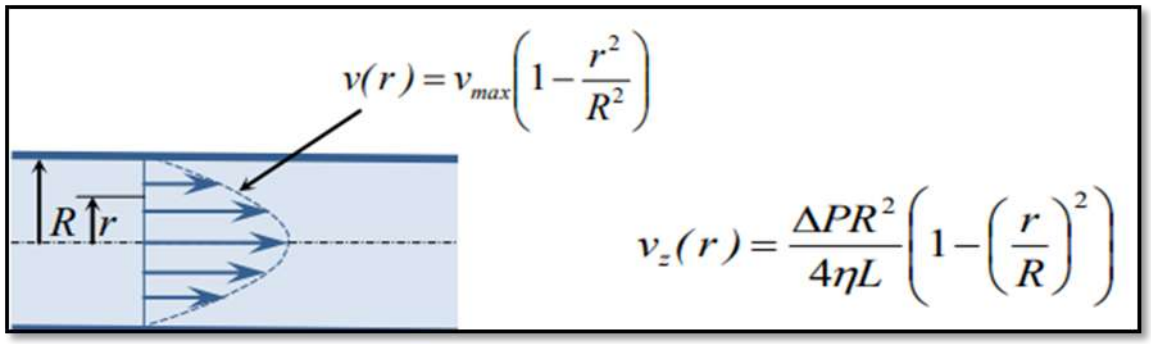
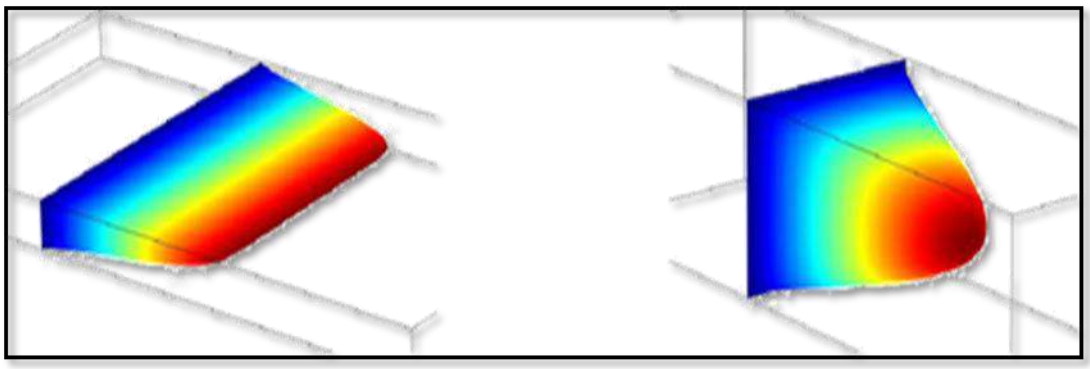


Figure III.5 : Résolution de l'équation de Poiseuille dans le cas d'une canalisation circulaire. [61]

En micro fluidique en lien avec les procédés de micro-fabrication « Capteurs résonants en technologie MEMS : principes et procédés de fabrication » les sections de canalisation sont plutôt de nature rectangulaire (figure III.6).



(a) Profil d'un écoulement plan ; (b) Profil d'un écoulement section rectangulaire

Figure III.6 : (Simulation logiciel Comsol©). [61]

Il y a un comportement linéaire entre la différence de pression ΔP et le débit Q au sein du canal. Dans le cas d'un canal circulaire, on obtient classiquement :

$$Q = \int_0^R v_z 2\pi r dr = \frac{\pi \Delta p R^4}{8\eta L} \qquad (III.2)$$

Soit la relation entre le débit et la différence de pression appliquée :

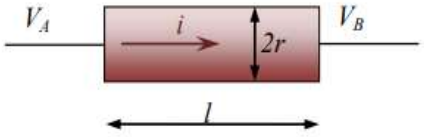
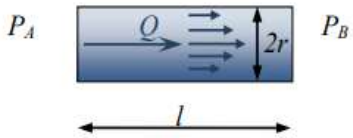
$$\Delta p = \left(\frac{8\eta L}{\pi R^4}\right) Q \qquad (III.3)$$

III.1.8. Résistance hydraulique :

En reprenant l'équation précédente, les écoulements dans un réseau micro fluidique peuvent se modéliser en utilisant la notion de « résistance hydraulique », par analogie directe avec un réseau électrique de résistance (figure III.7). La pression est associée à la tension, le débit au courant électrique.

La résistance hydraulique est définie par le rapport entre la différence de pression appliquée et le débit :

Tableau. III.1 : Analogie entre résistance électrique et résistance hydraulique. [61]

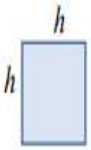
	Résistance électrique	Résistance hydraulique
Schémas	Résistance 	Canal microfluidique 
Analogie des caractéristiques	Tension électrique V	Pression hydraulique P
	Courant i	Débit Q
Loi physique	Loi d'Ohm : $V_A - V_B = R.i$	Loi de Poiseuille : $P_A - P_B = R_H.Q$
Résistances	$R = \frac{\rho_{élec} l}{\pi . r^2}$	$R_H = \frac{8\eta l}{\pi . r^4}$

Dans micro-technologique il est compliqué de réaliser des canaux avec des sections circulaires les sections sont plutôt de type rectangulaire de hauteur h et de largeur w.

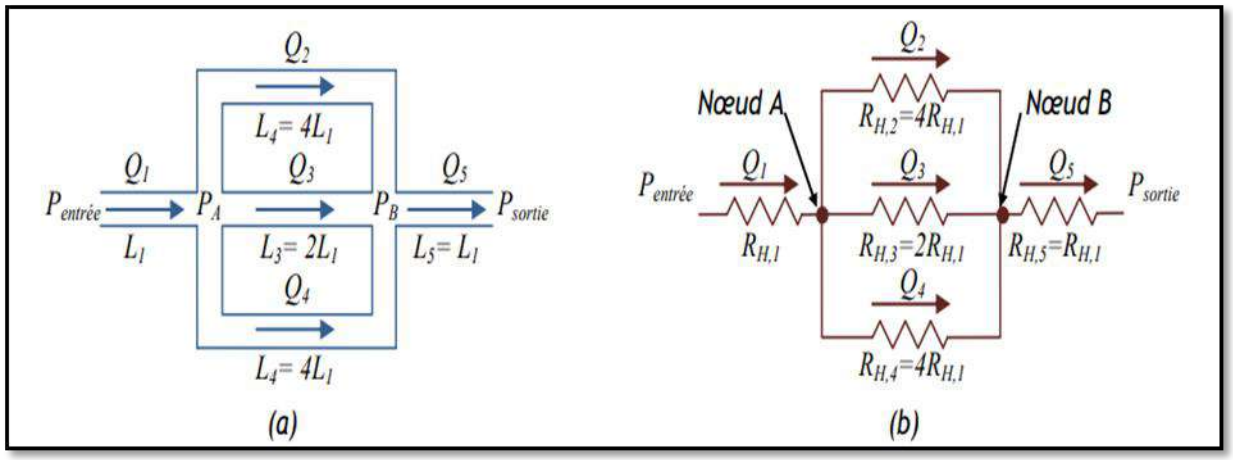
Le calcul de la résistance hydraulique peut s'obtenir dans le cas général sous la forme (par décomposition en série de Fourier).

- De manière plus classique, on prend les ordres de grandeurs suivants pour le calcul de $\boldsymbol{R_H}$

Tableau.III.2 : Formules simplifiées de la résistance hydraulique pour différents cas de section. [61]

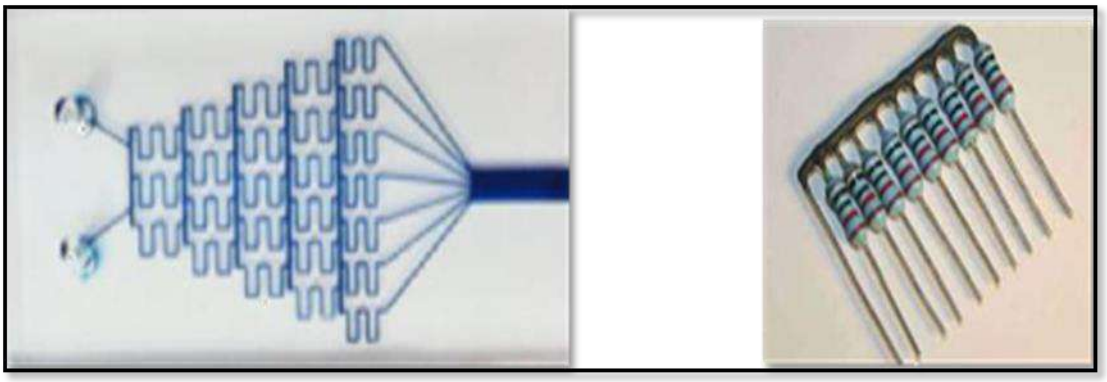
	Cercle	2 plaques	Carré	Rectangle
Schémas				
Caractéristique	Rayon a	$h<<w$	$h=w$	$0.2<h/w<1$
Résistance hydraulique R_H	$\frac{8}{\pi}\eta L\frac{1}{a^4}$	$12\eta L\frac{1}{h^3 w}$	$28.4\eta L\frac{1}{h^4}$	$\frac{12\eta L}{1-0.63(h/w)}\frac{1}{h^3 w}$

L'analogie « électrique/hydraulique » simplifie le dimensionnement d'un réseau micro fluidique et l'étude de son comportement. On peut appliquer la loi des nœuds (débit conservé à un nœud) et de mailles (variation de pression nulle sur une maille) en représentant un réseau micro fluidique par son schéma équivalent électrique (figure III.9). (Figure III.10) montre des exemples concrets de circuits hydraulique et électrique.



a). Exemple d'un réseau hydraulique **;** b**).** Le schéma électrique équivalent.

Figure III.7: Le circuit électrique. [61]



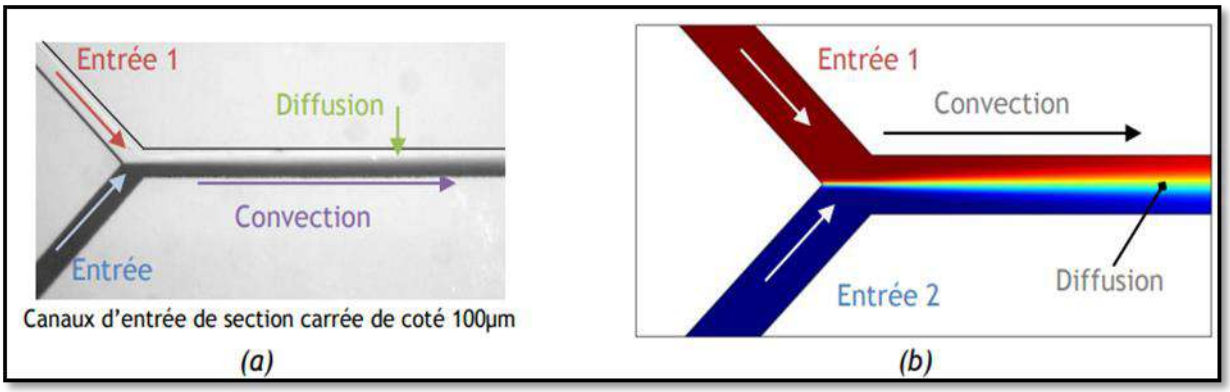
a) Exemple d'un circuit micro fluidique ; **b)** Exemple d'un circuit électrique.

Figure III.8 : Le circuit électrique**.** [61]

III.1.9. Diffusion et mélange :

A. Nombre de Peclet :

Les écoulements à l'échelle de la micro fluidique étant laminaire, il en résulte que la mise en contact de deux milieux se traduit par un écoulement qui sera « bidimensionnel », l'absence de turbulence n'entraînant un mélange que par diffusion (figure III.11).



a) Exemple d'un circuit en Y **;** **b)** La simulation du transport de matière

Figure III.9 : Logiciel Consol©. [61]

C'est à la fois une force et une faiblesse pour la micro fluidique. Faiblesse car le mélange n'est que diffusif, force car on peut alors tirer avantage de ce profil de diffusion pour analyser des réactions en écoulement ou séparer les particules de tailles différentes entre elle.

Le nombre de Peclet permet de caractériser la nature du transport de matière. Il est défini par le rapport entre le temps de diffusion et le temps de convection :

Nombre de Peclet = temps de diffusion/temps de convection, $p_e = \frac{T_D}{T_C}$

Avec le temps de diffusion : $T_D = \frac{L_D^2}{2D}$, D est le coefficient de diffusion, et

Le temps de convection : $T_C = \frac{T_C}{v}$

• Si $p_e > 1$: l'écoulement est convectif la matière est principalement transportée par l'écoulement (figure III.12 a).

• Si $p_e < 1$: c'est la diffusion qui domine (figure III.12 b) permettant un « mélange » entre les deux liquides.

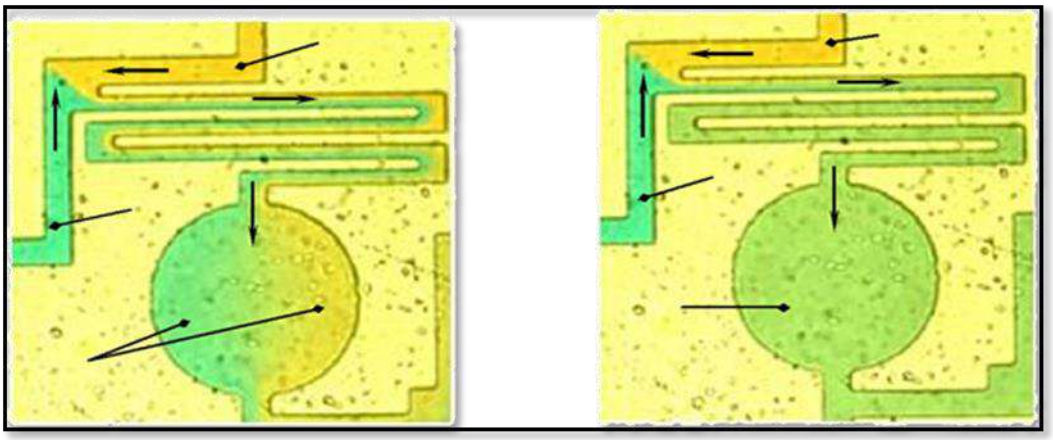


Figure III.10 : a) $p_e > 1$, Convection des 2 produits ; **b)** $p_e < 1$ convection et diffusion des 2 produits. [61]

Pour effectuer un mélange en micro fluidique, on peut agir simplement sur la taille des canaux de manière à se mettre dans une configuration $p_e < 1$ (par exemple, on allonge le canal pour augmenter le temps de convection).

III.1.10. Illustration application :

L'écoulement laminaire offre un contrôle précis sur les conditions d'écoulement des milieux liquides. Dans ce cadre, on utilise par exemple cette propriété de profil afin d'étudier une réaction chimique (circuit en *T*) ou pour faire de la séparation par la taille (circuit en *H*).

III.1.11. Circuit en T : Étude d'une cinétique de réaction :

Si l'on suit l'écoulement, la position le long de la zone de contact entre les deux liquides (réactifs) devient le temps de réaction. En plaçant une série de capteurs (zones de détection)

on peut suivre en « temps figé », la cinétique de réaction entre les deux liquides. On dit alors que le positon est l'image du temps de réaction. [60]

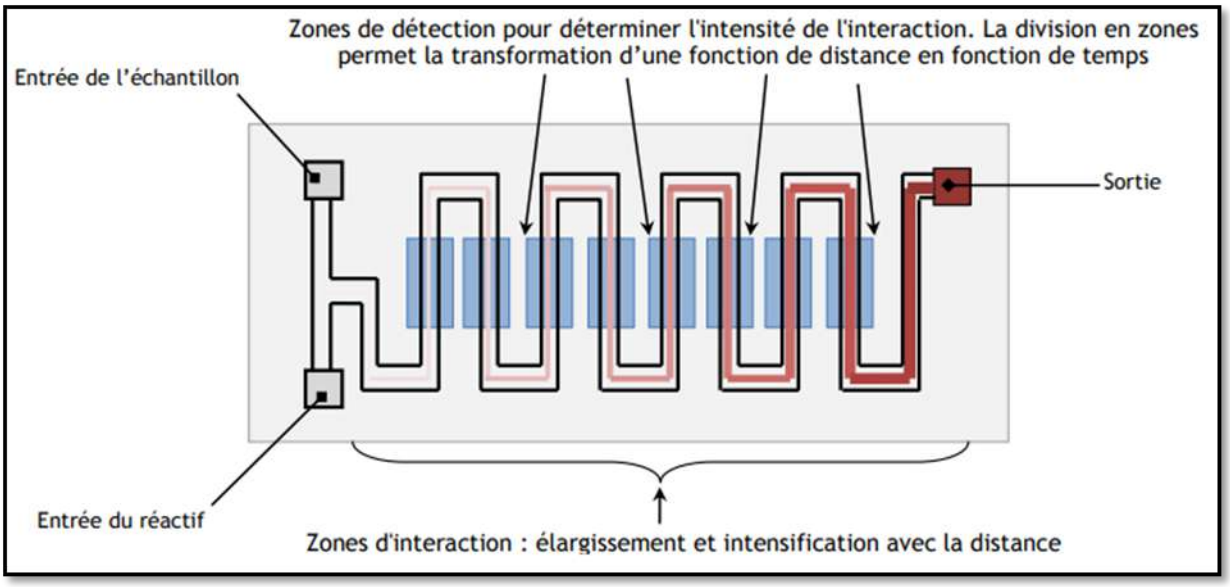


Figure III.11 : Schéma de principe d'un circuit en *T*. [60]

III.1.12. Filtre en H :

- **Méthode séparative :**

Avec la géométrie dite « filtre en *H* », on opère un tri en fonction de la taille des particules via la dépendance du coefficient de diffusion avec le rayon des particules (supposées sphériques). L'échantillon (en violet figure III.14) contient deux types de particules de tailles différentes qui vont avoir des nombres de « Peclet » différents. Les petites particules (figurées en bleu) ont un nombre de Peclet plus faible, elles diffusent alors plus rapidement dans le réactif (en rose figure III.14) : les particules peuvent être ainsi triées et séparées. Ce principe a un intérêt si les particules à trier présentent un rapport d'au moins 10 entre leurs rayons.

Comme nous l'avons vu le nombre de Peclet dépend du rapport temps de diffusion sur temps de convection.

Le temps de diffusion est $\boldsymbol{T_D} = \frac{L_D^2}{2D}$

Avec :

D : Le coefficient de diffusion dans le cas de particules sphériques :

$$D = \frac{K_B T}{6\pi\eta a}$$

Où a représenter le rayon de la particule.

[61]

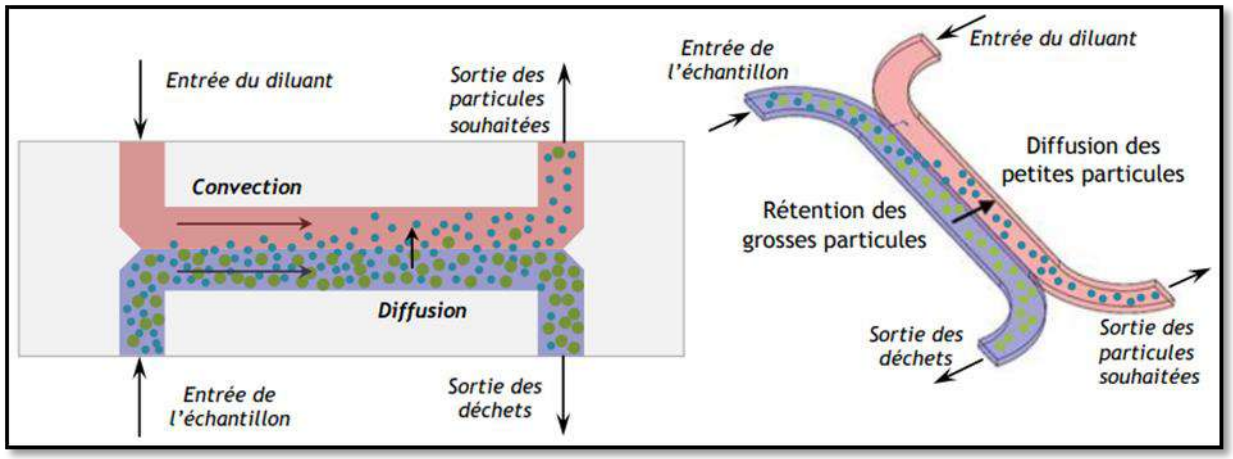


Figure III.12 : Exemple d'un filtre en *H*. [61]

III.2. Nanofluide

III.2.1. Généralités sur la nanotechnologie :

Le développement technologique dans le XXIe siècle est déjà connu de nombreux changements dans presque tous les secteurs. La célèbre phrase Le physicien Richard Feynman lauréat du prix Nobel en 1959 « De nombreux espaces au fond » suggérant le concept de micromachines, s'inspire à une nouvelle technologie appelé nanosciences. En 1974, le terme « nanotechnologie » a été utilisé pour la première fois par le scientifique Norio Taniguchi.

Après cela, en 1995, le scientifique Choi of Argonne Laboratoire (États-Unis) a préparé avec succès un nano-fluide. Après l'établissement d'un tel point de repère dans l'histoire de la nanoscience, les nano-fluides retiennent l'attention de la plupart des chercheurs du monde entier. Au cours des dernières années, l'engouement pour la recherche sur les nano-fluides a atteint un tel engouement qu'au cours de la seule année 2011, le terme « nano-fluide » a été utilisé dans près de 700 articles. Montre une croissance exponentielle de la recherche sur les nano fluides. [62]

III.2.2. Définition d'un nanofluide :

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

Le choix des liquides de base est primordial pour un nano fluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agrégations, la sélection d'un tel fluide se fera en fonction de la nature de nanoparticule. [63]

Les liquides de base les plus utilisés sont :

- L'eau
- L'éthylène glycol, EG.
- Les huiles.
- Le Toluène.
- Les fluides de réfrigération.

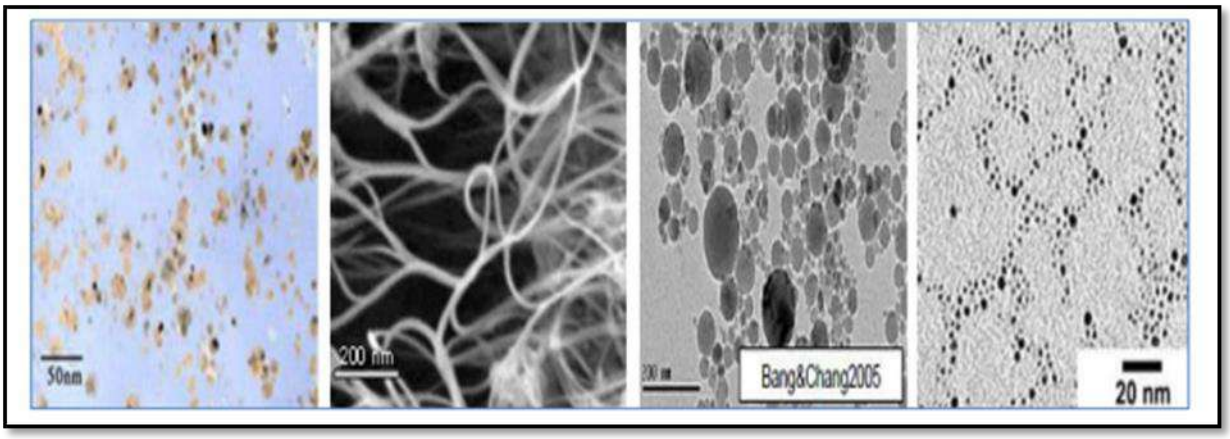


Figure. III.13 : Présentation des nanofluides, vue au microscope électronique. [63]

III.2.3. Fabrication et préparation des nanofluides :

Un grand nombre de nanoparticules sont classées en deux catégories :

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

Les nanoparticules sont produites de deux manières :

- **La méthode en une seule étape** : les nanoparticules sont produites dans le fluide de base. Utilisées pour certains nano fluides, évitent l'oxydation et la décantation des particules, est moins industrielle.

- **La méthode en deux étapes :** les nanoparticules sont produites une fois et dispersées dans le fluide de base. Il évite les ajustements en raison des forces attractives entre les molécules et effectue un bon travail mécanique. Pour ajuster le ph, la surface de la particule doit être chargée en utilisant une répulsion électrostatique. [64]

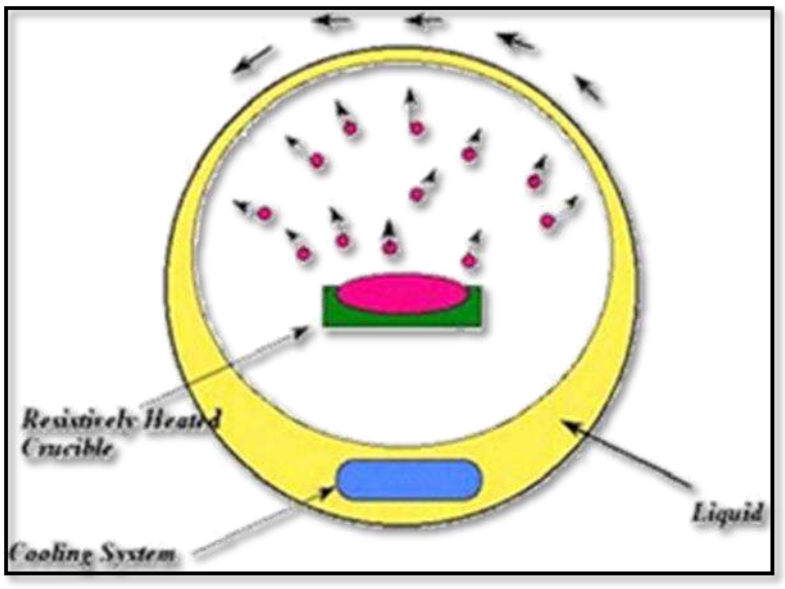


Figure III.14 : Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape. [64]

III.2.4. Types de nanoparticules :

La production de nouveaux nanomatériaux (nanoparticules) constitue un champ de recherche en pleine expansion, aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées. D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories figure (I.4) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (l'aluminium *Al*, cuivre *Cu*, fer *Fe*, *or Au*, argent *Ag*…) ou d'oxydes (oxyde d'aluminiumAl_2O_3, oxyde de cuivreCuO, oxyde de titane T_i0_2…).

- Les nanotubes (les nanotubes de carbone *NTC*, les nanotubes de titaneTiO_2, Nanotube de silicium…). [65]

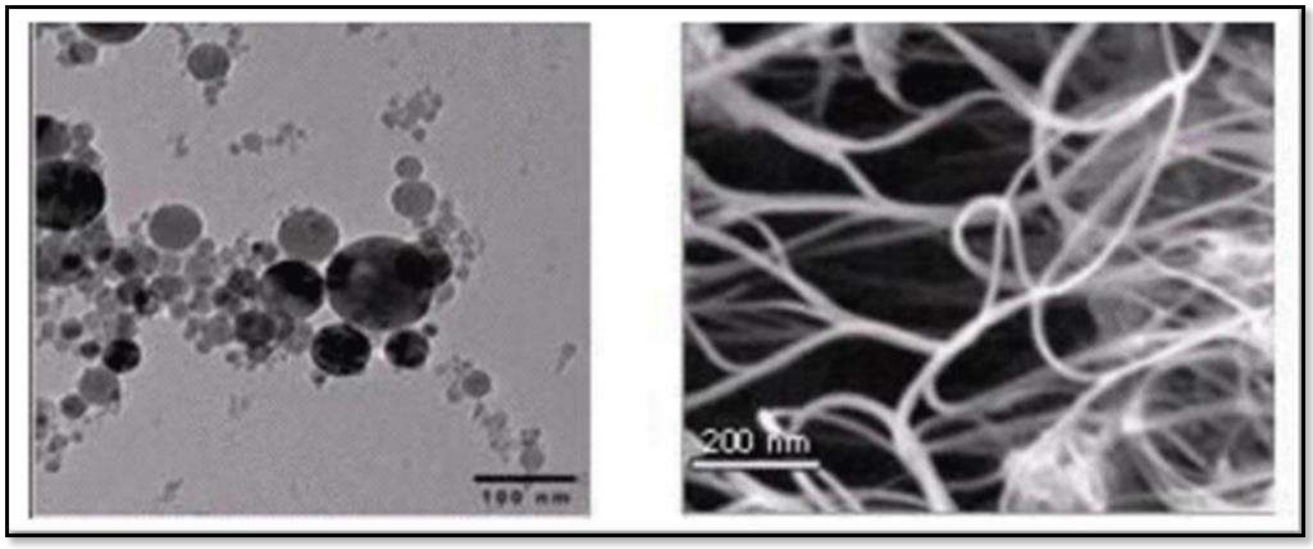


Figure III.15 : Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone Bang et Chang, 2005). [65]

III.2.5. Les applications des nanofluides (Soufi, 2013) :

- ✓ L'échangeur de chaleur.
- ✓ Le refroidissement d'éléments électroniques (produire un nano fluide stable qui est compatible avec des circuits et des composants électroniques).

- ✓ Nanoparticules pour l'efficacité des réfrigérateurs (formulation de lubrifiants et liquides de refroidissement mélangés avec des nanoparticules pourraient entraîner une augmentation de l'efficacité énergétique des réfrigérateurs).
- ✓ Aéronautique et spatial.
- ✓ Refroidissement des systèmes nucléaire.
- ✓ Transport (gestion de refroidissement / Véhicule moteur thermique).
- ✓ Autres applications (piles à combustible, le chauffage solaire d'eau, forage, stockage thermique). Les avantages et les inconvénients des nano fluides sont mentionnés en détail dans la référence de Soufi, 2013. [66]

III.2.6. Les avantages des nano fluides :

- Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides.
- Haute dispersion et stabilité avec prédominante mouvement brownien des particules.
- Réduit par rapport au liquide pur pour obtenir équivalent intensification de transfert de chaleur.
- Particules réduites de colmatage par rapport aux conventionnelles boues, favorisant ainsi la miniaturisation du système.
- Propriétés ajustables, dont la conductivité thermique et la mouillabilité de la surface, en faisant varier les concentrations de particules en fonction de différentes applications. [67]

III.2.7. Les inconvénients des nanofluides :

- Fortes pertes de charge.
- Érosion.
- Sédimentation.
- Bouchons dans les écoulements

- Le coût élevé des nano fluides.
- Difficultés dans le processus de production. [67]

III.2.8. Domaine d'application des nanofluides :

Les nanofluides sont des suspensions de nanoparticules dans des fluides qui montrent une amélioration significative de leurs propriétés à des concentrations de nanoparticules modestes. De nombreuses publications sur les nano fluides traitent de leur comportement afin de pouvoir les utiliser là où une amélioration directe du transfert de chaleur est primordiale, comme dans de nombreuses applications industrielles, réacteurs nucléaires, transport, électronique, biomédecine et aliments. Le nanofluide en tant que fluide intelligent, dans lequel le transfert de chaleur peut être réduit ou amélioré à volonté, a également été signalé. [68]

III.2.9. Agrégation des nanoparticules :

L'un des mécanismes de transfert de chaleur les plus discutés dans les nano fluides est peut-être le regroupement de nanoparticules. Les nanoparticules ont été expérimentalement observées pour agglomérer en grappes lorsqu'elles sont suspendues dans le liquide.

Théoriquement, le regroupement des nanoparticules dans les motifs de percolation crée des trajectoires de résistance thermique inférieure qui auraient un effet majeur sur la conductivité thermique globale et la viscosité. L'effet sur l'amélioration de la conductivité incorrecte serait négatif pour les fractions de faible volume de particules, car il y aurait des zones exemptes de particules dans le liquide.

Plusieurs études de la dynamique moléculaire (*MD*) ont montré une amélioration substantielle de la conductivité thermique avec l'augmentation du groupement de nanoparticules [69] malgré l'opposition forte des autres experts (Par exemple, Hong et *Al* [70]). Il est évident que le regroupement de particules doit avoir un certain effet sur la conductivité thermique, mais sa magnitude est encore inconnue.

III.2.10. Propriétés thermophysiques des nanofluides :

Les propriétés thermo physiques (conductivité thermique, masse volumique, la chaleur spécifique, la viscosité dynamique et cinématique, etc.) des fluides de base sont profondément modifiées par l'ajout des nanoparticules. Nous supposons, dans notre travail, que les

nanoparticules sont bien dispersées de façon uniforme et forment une suspension stable dans le fluide de base et qu'elles sont en état d'équilibre thermique avec ce dernier.

III.2.11. La fraction volumique (Φ) :

La fraction volumique est la propriété la plus importante pour le nano fluide, puisque le calcul de toutes les autres propriétés se base sur la fraction volumique du Nano fluide. On peut définir la fraction volumique comme étant le rapport de volume de solide ou particule (nanoparticules) sur le volume total (nanoparticules + fluide de base).

$$\Phi = \frac{V_{par}}{V_{total}} \qquad (III.6)$$

La valeur de la fraction volumique varie entre 0% (fluide de base pure) et 8%.

III.2.12. Masse volumique (ρ_{nf}) :

La détermination de la masse volumique d'un nano fluide parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique ϕ à une température T donnée, se fait à partir de la définition de la masse volumique d'un mélange. Dans le cas d'un mélange la masse volumique est donnée par la relation suivante : [71]

$$\rho_{nf} = (1-\phi)\rho_{bf} + \rho_p \phi \qquad (III.7)$$

III.2.13. Conductivité thermique (λ_{nf}) :

La conductivité thermique généralement est une propriété importante et principalement dans notre étude joue un rôle très important dans le phénomène de transfert de chaleur. Elle peut indiquer clairement l'efficacité du transfert de chaleur du fluide, la conductivité dépend de la température. En plus de sa variation en fonction de la température, la conductivité thermique du nano fluide varie en fonction de la fraction volumique. Dans notre travail on a utilisé l'équation suivant : [71]

$$\lambda_{nf} = \lambda_{bf}(11.6\,\phi^2 + 9.6\phi + 1) \qquad (III.8)$$

III.2.14. Viscosité dynamique (μ) :

La viscosité peut être définie comme étant une propriété d'un fluide pour qu'il résiste aux déformations lorsqu'il est mis en mouvement. On peut donc parler de la viscosité comme étant une mesure du frottement interne d'un fluide. Un liquide très visqueux est un liquide qui présente un frottement interne élevé.

La dispersion des nanoparticules dans un liquide a un effet sur la viscosité dynamique de ce dernier du fait que les nanoparticules se déplacent en tant que des corps solides à une vitesse donnée et interrompent, par conséquent, le mouvement du fluide. La viscosité obtenue devient la viscosité dynamique du nano fluide qui peut être influencée énormément par la qualité de la dispersion de la nanoparticule dans le fluide de base et de la température. Cette viscosité dynamique peut être calculée à partir de la viscosité dynamique du fluide de base et la fraction volumique du nano fluide.

On a appliqué l'équation suivante pour calculer les valeurs de la viscosité dynamique [73-74] :

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(1 + 2.5\phi + 6.5\phi^2 \qquad (III.9)$$

III.2.15. Chaleur spécifique :

La chaleur spécifique est la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un système homogène. Elle correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de substance de 1 Kelvin, lors de la transformation considérée. La chaleur spécifique d'un nano fluide est donnée, en fonction de la fraction volumique par la formule suivante : [73-74]

$$(c_p)_{nf} = \frac{1}{\rho_{nf}}((1-\phi)(\rho C_p)_{bf} + \phi(\rho C_p)_p) \qquad (III.10)$$

III.2.16. Coefficient d'expansion thermique (β) :

La variation de masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique appelé également coefficient de dilatation isobare. Pour le calcul de la valeur de ce coefficient dans le cas de nano fluide, on a utilisé l'expression suivante [71-72] :

$$(\beta_{nf}) = \frac{1}{\rho_{nf}}((1-\phi)(\rho\beta)_{bf} + \phi(\rho\beta)_p) \qquad (III.11)$$

CHAPITRE IV

Étude d’un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle sur une plaque verticale en utilisant une fluide micro polaire sous l’effet de la radiation thermique

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 et C_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 :

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

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

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

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

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

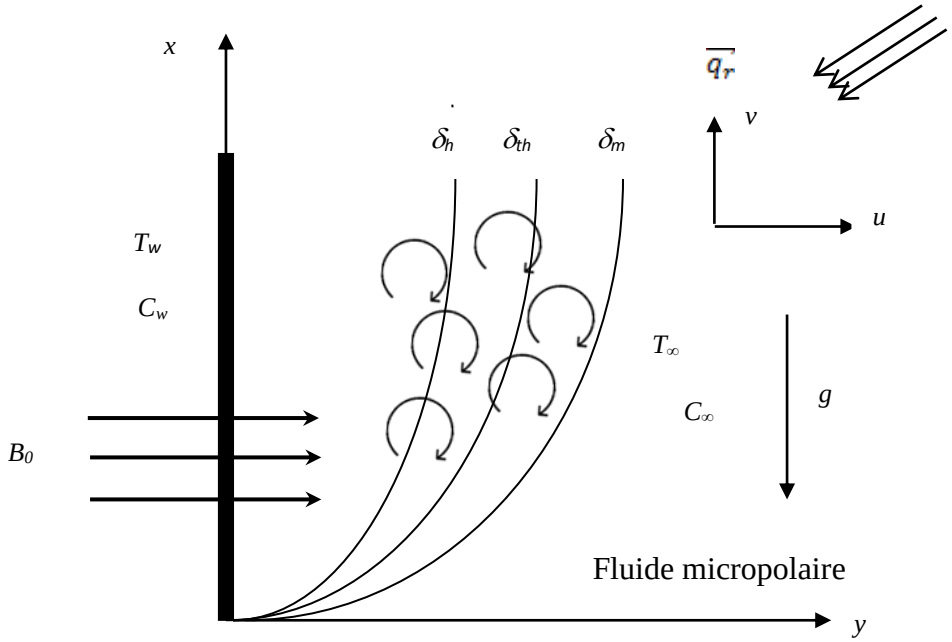


Figure VI .1 : Modèle physique et système de coordonnées.

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, γ sont la viscosité du vortex et la viscosité du gradient de rotation, en suppose que, d'après [56,58] $\gamma = (\mu + \kappa/2)j$, ρ,μ, ν et 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. σ Est conductivité électrique du fluide, B_0 est 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 :

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

Où σ* 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 exposant T^4 devant T_∞ et en négligeant les termes d'ordres supérieurs l'équation 4.6 se réduit sous la forme :

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

Les conditions initiales et aux limites sont définit comme suit :

y=0 : u=∞ , v=0, j=0, T =T_∞, C =C_w

et $N=-\frac{1}{2}\frac{\partial u}{\partial y}$

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

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 η est 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, ψ est 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 (VI.1-VI.7) avec les conditions aux limites (VI.8) peuvent encore être réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles les solutions numériques sont plus facilement déterminées

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

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

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

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

Les conditions aux limites deviennent :

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

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

Où les différents paramètres sont définis comme suit :

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

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

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

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

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

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

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

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

Ici Gr_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 (VI.9) - (VI.12) est fortement non linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement, avec les conditions aux limites (VI.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. À 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.

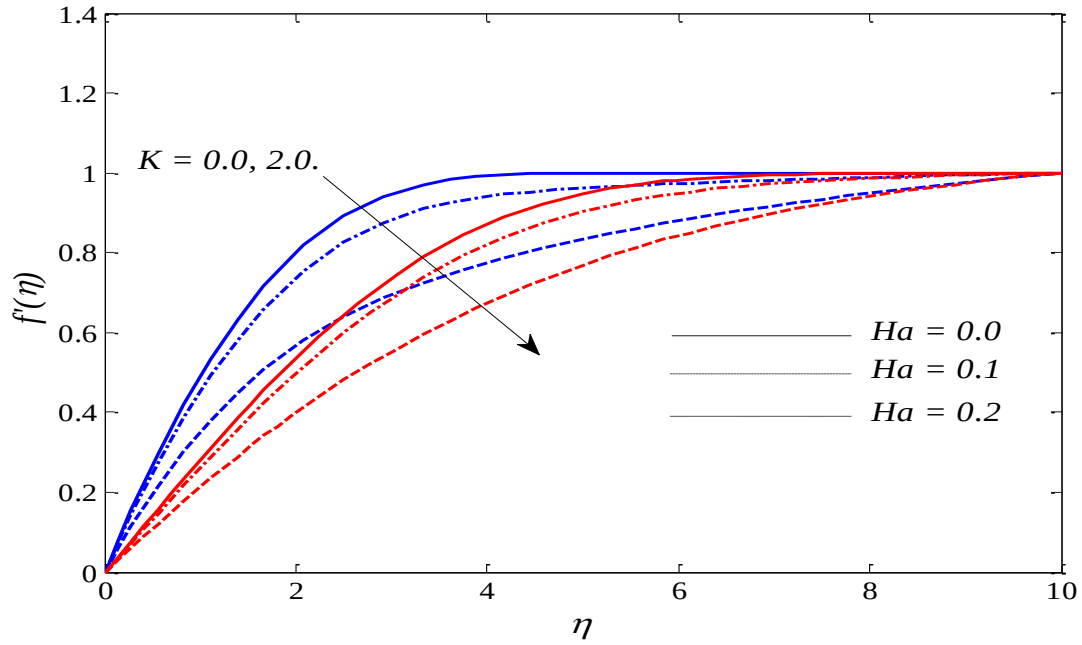


Figure IV.2 : Profiles de vitesse $f'(\eta)$ avec (Gr_x=0.1, Gm_x=0.1, R =0.5, Pr=0.7, R=2.0 et Sc=0.6).

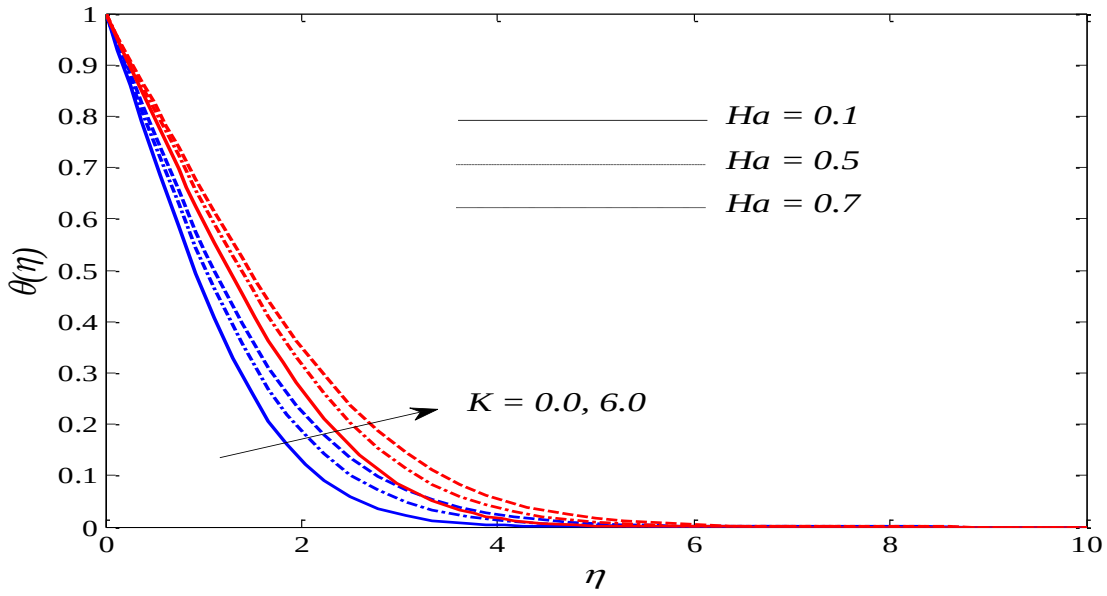


Figure IV.3 : Profiles de température $\theta(\eta)$ avec

(Gr_x= 3.0, Gm_x = 3.0, Re = 0.5, Pr = 0.71, R = 1.0 et Sc = 0.6)

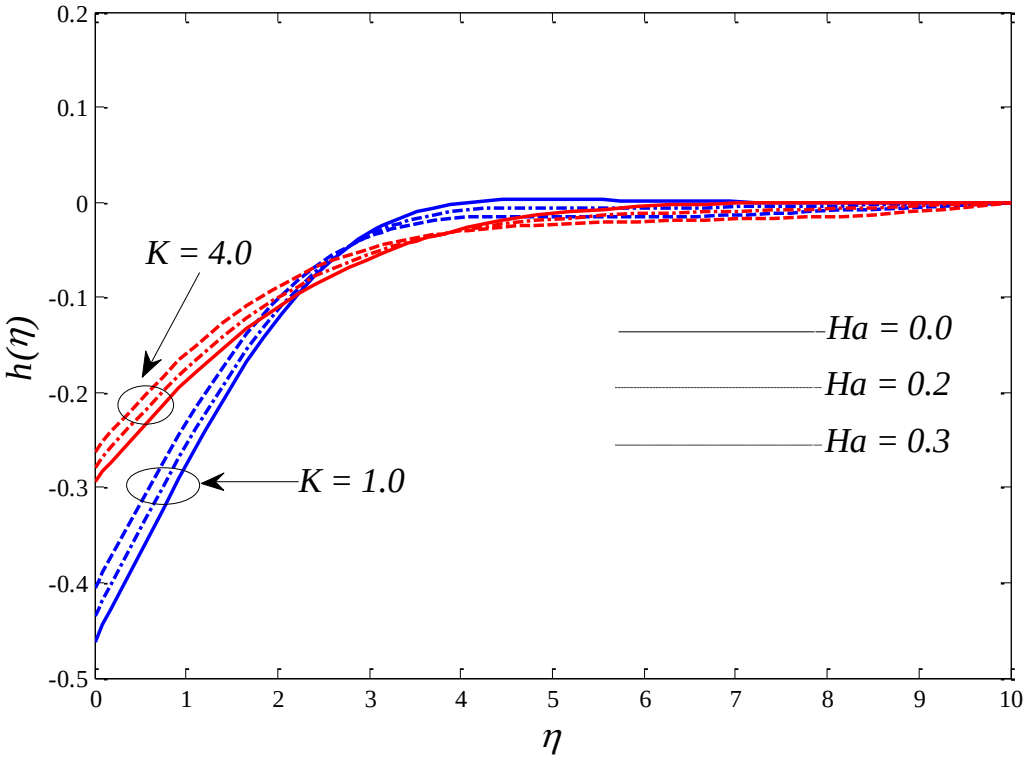


Figure IV.4 : Profiles de microrotation $h(\eta)$ avec

(Gr_x=0.5, Gm_x =0.5, Re =1.0, Pr =5.0, R = 1.0 et Sc = 0.6)

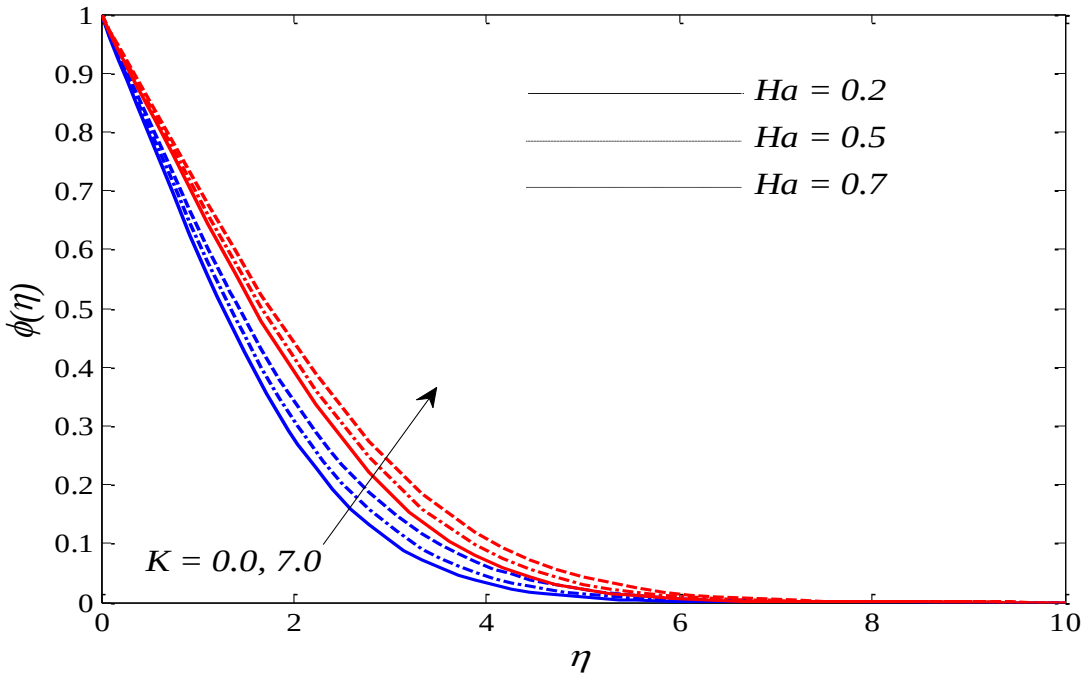


Figure IV.5 : Profiles de concentration $\phi(\eta)$ avec

(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.

On peut étudier la géométrie sphérique et cylindrique comme perspective.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIE

Références bibliographiques :

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

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

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

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

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

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

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

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

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

[10] Pal, D.; Chatterjee, S. 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. 2011.

[11] Seddeek, M.A.; Odda, S.N.; Akl, M.Y.; Abdelmeguid, M.S. 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. 423–428.2009.

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

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

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

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

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

[17] Alam, M.S.; Rahman, M.M.; Sattar, M.A. 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. 2009.

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

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

[20]: http://sc-st.univ-batna2.dz/sites/default/files/sc_st/files/gp_l2_notions-des-phenomenes-de-transferts_0.pdf

[21] : Mouna Nacef. « Brochure de cours de transfert de matière Unité d'enseignement » : UEF 3.1.1. Université 8 Mai 1945 Guelma. Spécialité Génie des Procèdes.

[22] : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02444398/document

[23] : Mourzagh Linda. « Transfert de Chaleur dans les Oxydes Poudres ». Fin d'étude mémoire Université Mohamed Khider de Biskra. Génie chimique. 8 juillet 2019.

[24] : Imad Eddine Baaissa. « Evaluation du coefficient de transfert connectif '' h'' entre une surface plane et un fluide en écoulement, cas pleureurs liquide et gaz ». Fin d'étude mémoire Université Mohamed Khider de Biskra. Génie Mécanique. 17 juillet 2019.

[25] : Benacer Bousaria. « Etude de la convection forcée en régime laminaire sur une plaque plane chaude pour différents angles d'attaque ». Fin d'étude Université Mohamed Khider de Biskra Spécialité : Energétiques. 10 juillet 2019.

[26]: Yves Jannot. Transfer Thermique. http://www.edilivre.com/transferts-thermiques-cours-et-55-exercices-corrig-20c28f73fc.html#.VyIS3nqHhPI. 2012.

[27] : Mustapha Bordjane M. « Mode de transfert Thermique ». Fin d'étude Université Mohamed Boudiaif. Mécanique.2017.

[28] : Mr Larbi Mohammed. « Contrôle de sillage des profils aérodynamiques par soufflage continu ». Fin d'étude doctorat ESGEE –Oran. UDL –Sidi BelAbbes. Spécialité Génie Maritime.2021

[29] : Etienne Guyon-Jean-Pierre Hulin-Luc Petit : Hydrodynamique physique Nouvelle Edition ; Edition CNRS.

[30] : Mohamed Berbas. « Etude de la convection forcée en régime laminaire sur une plaque plane chaude pour différents angles d'attaque ». Fine d'étude Université Mohamed Khider de Biskra. 10 juillet 2019.

[31] : Walter Graf.H.; M. S. Altinakar « hydrodynamique, une introduction » presses Polytechniques et universitaires romandes ; 1998.

[32] : Kinza Segni. « Couche limite laminaire sur une plaque plane avec aspiration et refoulement».fin d'étude Mohamed Khider de Biskra. Spécialité : Construction Mécanique. 10 septembre 2020.

[33] : Benyamma Tayeb. Baci Abdelkamel. « Influence du type de paroi sur les caractéristiques de la couche limite thermique laminaire sur une plaque plane ». Fin d'étude Université Echahid Hamma Lakhdar d'El-Oued. Spécialité : Energétique

[34] : Bennecib. **N.** « Contribution à l'étude d'une machine MHD à conduction en vue de son exploitation sur un réseau électrique », thèse de doctorat, université de Batna, 2010

[35]: W.A. Rice, U.S. Patent 2997013, August 12, 1961.

[36]: Friauf J.B., « Electromagnetic Ship Propulsion », J. of Amer**.** Soc. Of Naval engrs., Feb. 1960, pp 139-142.

[37]: Phillips.**O.M.** « The Prospects for Magneto Hydrodynamic Ship Propulsion », J. of Ship Research, pp 43-5, March.1962

[38] : Bennecib. N. « Contribution à l'Étude d'une Machine MHD à Conduction en vue de son Exploitation sur un Réseau Électrique », Thèse de Doctorat en Sciences en Électrotechnique, Université de Batna, 2010.

[39]: Tada.E, Saji.Y, Kuroshi.K and T. Fujimaga. «Fondamental Design of a Superconducting EMT Icebreaker», Trans., Vol.97, Conf.3, Paper 6, pp.49-57, 1984.

[40] : R. Berton. « Magnétodynamique », Editions Masson, Paris, 1991.

[41] : Kadid. F. Z « Contribution à l'étude des convertisseurs MHD à induction », Thèse de

Doctorat, Université de Batna, 2004.

[42] : Bennecib. N « Contribution à l'étude d'une machine MHD à conduction en vue de

Son exploitation sur un réseau électrique », Thèse de doctorat, Université de Batna,2011.

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

[44]: Wang. P., Chang. C. & Chang. M. « Simulation of two-dimensional fully developed laminar flow for a magneto-hydrodynamic (MHD) pump ». Biosensors and Bioelectronics, 20(1), 115-121. 2004

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

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

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

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

[49] : Bergoug.N.« Contribuuion à la modélisation numérique d'une pompe magnétohydrodynamique (MHD) annulaire à induction », thèse de doctorat, université de Batna, 2013.

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

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

[52] : Bennecib.N. « Contribution à l'étude des phénomènes d'écoulement dans les générateurs MHD ». Thèse de magistère 2001.

[53] : Tawk.M « Étude et réalisation d'un système de refroidissement pour l'électronique »

[54] : Belghoul, N. « Modélisation et simulation de la convection due à un champ de force externe dans des cavités : Convection Naturelle, MHD et Marangoni », 2018.

[55] : Mesurolle, M. « Modélisation numérique en vue de la conception d'un actionneur SCAO magnétohydrodynamique de précision » (Doctoral dissertation), 2015.

[56]: Jeffrey. A and T. Taniuti. Non-linear wave propagation. With applications to physics and magneto hydrodynamics. Academic Press, New York, 1964.

[57]: Brackbill. J.U and Barnes.D.C. The effect of nonzero ∇ · B on the numerical solution of the magneto hydrodynamic equations. J. Comput. Phys., 35(3) :426–43

[58] Julien.D. « Modélisation et étude numérique de quelques écoulements de fluides ´ complexes en micro-fluidique », Thèse de Doctorat en Mathématiques Appliquées et Calcul Scientifique, l'université bordeaux 1, 2009.

[59]. Olivier choffrut « micro fluidique », Mémoire M2, 2018/2019

[60]. file:///C:/Users/Lenovo/Desktop/micro/7111-la-microfluidique-principe-physique-et-mise-en-oeuvre-decoulements-continues-ensps.pdf

[61] Hadi.DJ. « Étude de la convection d'un nano-fluide dans des micro canaux verticaux », Thèse de mémoire master en génie mécanique, Université Mohamed Khider de Biskra ,2020.

[62] Ferhat.A, M. Aghilas « simulation numérique de la convection naturelle dans des cavités en présence d'un nano fluide », Thèse de mémoire master académique en génie mécanique, université mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou 2018/2019.

[63] Abdeddaim.A. « Gestion des échanges thermiques des éléments électroniques », Thèse de mémoire master en génie mécanique, Université Mohamed Khider de Biskra,2019.

[64] B1. Bang., I., C., Chang, S., H.: boilingheattransfer performance and phenomena of Al2O3- Water nano fluids from a plan surface in a pool, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 48, pp. 2407-2419. 2005.

[65] : Soufi, E., H. « étude d'un cas d'une géométrie simple », Thèse de Master en Génie Chimique, Université Kasdi Merbah d'Ouargla, 2013.

[66] chouireb h. E. « Simulation numérique de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur radial (pour application des diodes éléctrominescente, LED) », Thèse de mémoire master en génie mécanique, Université de M'sila, 2017/2018.

[67] Kaufui. V. Wong. Omar De Leon. Applications of Nano fluids: Current and Future. Mechanical and Aerospace Engineering Department, University of Miami.2015

[68] Evans.W. Prasher, R. Fish, J. Meakin, P. Phelan, P. and Keblinski, P.—Effect of aggregation and interfacial thermal resistance on thermal conductivity of nano composites and colloidal nanofluids. ‖ Int. J. Heat Mass Transf. 2008; 51, no. 5–6: 1431–1438.

[69] Hong, KS. Hong. T K. and Yang,H S. —Thermal conductivity of Fe nano fluids depending on the cluster size of nanoparticules.‖ Appl. Phys. Lett. 2006 ; 88, no. 3 : 31901

[70] Gladés Bachir. « Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nano fluides en configuration de Rayleigh-Bénard ». Thèse doctorat L'Université Toulouse III- Paul Sabatier2010.

[71] Stéphane Fohanno, Guillaume Polidori, Catalin Popa. « Nano fluides et transfert de chaleur par convection naturelle » (journée thématique : SFT-Paris 2012). Université de Reims ChampagneArdenne, France 2012.

[72] Brinkman.**H.C**. «The viscosity of concentrated suspensions and solution». J. Chem. Phys., 20, pp.571–581, (1952).

[73]. Xuan.Y and. Roetzel.**W**. « Conception for heat transfer correlation of nanofluids », International Journal of Heat and Mass Transfer, 43(19), pp.3701-3707, (2000)

[74] Stephen U. S. Choi* and Eastman.J.A. «Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticules». International mechanical engineering congress and exhibition199.