

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

UNIVERSITE ABDERRAHMANE MIRA BEJAIA
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

MEMOIRE

PRÉSENTÉ POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE

MASTER

FILIÈRE : GÉNIE MÉCANIQUE

SPÉCIALITÉ : INSTALLATIONS ÉNERGÉTIQUES ET TURBOMACHINES

PAR :

ABBOU DJAMIL

AGGOUN ZAHIR

Thème

**Investigation numérique d'un écoulement en convection mixte à
travers un canal vertical rempli d'un nanofluide**

Soutenu le 30/06/2019 devant le jury composé de:

Mr F. MENDIL

Président

Mr H. ALI AGHA

Rapporteur

Mr N. BOUTALBI

Examineur

ANNÉE UNIVERSITAIRE 2018-2019

Remerciements

Nous remercions ALLAH tout puissant de nous avoir donné la patience, la santé et le courage d'accomplir ce modeste travail.

Nos vifs remerciements pour nos chers parents et nos frères pour leurs amours et leurs conseils ainsi que leur soutien précieux.

*Nous tenons à remercier chaleureusement **Mr H. Ali Agha** pour son encadrement de qualité et sa disponibilité et ses valeureux conseils qui nous ont été bénéfiques pour bien mener ce travail.*

On exprime notre gratitude aux membres du jury pour avoir accepté de juger ce travail.

Nous remercions tous ceux qui ont contribué à l'aboutissement de notre travail de prêt ou de loin....

Dédicaces

Je dédis ce modeste travail à mes chers parents, mon grand frère qui m'a beaucoup aidé, ma très chère grand mère, sans oublier tous les membres de ma famille maternelle et paternelle.

Sans oublier djamel, walid et brahim qui m'ont bien aidé dans la réalisation de ce travail.

à mon cher ami et binôme Zahir Aggoun avec qui j'ai traversé cette étape, et tous mes autres amis et camarades qui ont toujours été là pour moi.

A.DJAMIL

Dédicaces

Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, l'amour, le respect, la reconnaissance, c'est tout simplement que : Je dédie ce travail:

A mon exemple éternel, mon soutien moral et source de joie et de bonheur, celui qui s'est toujours sacrifié pour me voir réussir, à toi mon père.

*A la lumière de mes jours, la source de mes efforts, la flamme de mon cœur, ma vie et mon bonheur ;
maman que j'aime.*

A mon frère, je dédie ce travail dont le grand plaisir lui revient pour ses conseils, aide, et encouragements.

A ma chère tante qui m'a aidée à chaque fois que l'occasion se présente et à tous les autres membres de la famille sans exception

A tous mes chers amis, le premier est personne d'autre que mon binôme ABBOU Djamil qui étaient toujours à mes côtés, et qui m'ont soutenu sans cesse

A tous mes enseignants depuis mes premières années d'études, et à tous ceux qui me sont chers et que j'ai omis de citer qui ont contribué de près ou de loin.

A. ZAHIR

SOMMAIRE

Nomenclature.....	i
LISTE DES FIGURES.....	iii
LISTE DES TABLEAUX.....	v
INTRODUCTION GENERALE.....	1
I. Théorie et contexte scientifique	
I.1. Introduction.....	3
I.2. Transfert de chaleur par convection.....	3
I.3. Nanofluides.....	8
I.4. Aspect mathématique de l'écoulement.....	15
I.5. Approximation de Boussinesq.....	16
I.6. Modèle de Buongiorno.....	16
I.7. Effet du mouvement Brownien des nanoparticules.....	16
I.8. Effet thermophorèse.....	17
I.9. Conclusion.....	17
II. Etat de l'art et formulation mathématique	
II.1. Introduction.....	18
II.2. Etat de l'art.....	18
II.3. Modèle physique.....	26
II.4. Hypothèses simplificatrices.....	27
II.5. Equations gouvernantes.....	28
II.6. Conditions aux limites.....	29
II.7. Analyse Dimensionnelle.....	30
II.8. Coefficient de frottement.....	32
II.9. Nombre de Nusselt.....	32
II.10. Nombre de Sherwood.....	33
II.11. Conclusion.....	34
III. Modélisation numérique	
III.1. Introduction.....	35
III.2. Equations différentielles ordinaire (EDO).....	35
III.3. Problème de valeurs aux limites.....	36
III.4. Méthode Numérique.....	36
III.5. Procédure suivie.....	38

III.6. Conclusion	38
IV. Résultats et discussions	
IV.1. Introduction	40
IV.2. Validation du programme	40
IV.3. Résultats et discussion	41
IV.3.1. Profil de vitesse adimensionnelle	41
IV.3.2. Profils de température adimensionnelle	43
IV.3.3. Profils de concentration adimensionnelle	45
IV.3.4. Variation du coefficient de frottement Cf	47
IV.3.5. Variation du taux de transfert de chaleur Nu	49
IV.3.6. Variation du taux de transfert de masse Sh	52
IV.4. Conclusion	54
Conclusion générale	56
Références Bibliographiques	58

Nomenclature

Nomenclature

Symboles	Définitions	Unités (SI)
A	Paramètre de gradient de pression adimensionnel	(/)
a	Diamètre du canal	(m)
B ₀	Champ magnétique uniforme	(Tesla)
Br	Nombre de Brinkman	(/)
C _f	Coefficient de frottement	(/)
C _p	Chaleur spécifique	(J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
D _B	Coefficient de diffusion Brownienne	(m ² .s ⁻¹)
D _T	Coefficient de diffusion thermophorèse	(m ² .s ⁻¹)
f	Vitesse adimensionnelle	(/)
Gr	Nombre de Grashof	(/)
g	Accélération gravitationnelle	(m.s ⁻²)
k	Conductivité thermique	(W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
Le	Nombre de Lewis	(/)
M	Paramètre du champ magnétique	(/)
N _b	Paramètre du mouvement Brownien	(/)
N _r	Taux de flottabilité	(/)
N _t	Paramètre de la thermophorèse	(/)
Nu	Nombre de Nusselt	(/)
p	Pression du fluide	(Pa)
Pr	Nombre de Prandtl	(/)
q	Flux thermique surfacique	(W.m ⁻²)
q _m	Flux thermique massique	(W.kg ⁻¹)
Re	Nombre de Reynolds	(/)
S	Fraction volumique adimensionnelle	(/)

Nomenclature

T	Température	(K)
u	Vitesse suivant la direction x	(m.s ⁻¹)
v	Vitesse suivant la direction y	(m.s ⁻¹)

Symboles grecs	Définitions	Unités (SI)
σ	Conductivité électrique	(S.m ⁻¹)
η	Variable de similarité	(/)
ϕ	Fraction volumique	(/)
μ	Viscosité dynamique	(Pa.s)
ν	Viscosité cinématique	(m ² .s ⁻¹)
ρ	Masse volumique	(kg.m ⁻³)
β	Coefficient d'expansion thermique	(K ⁻¹)
α	Diffusivité thermique	(m ² .s ⁻¹)
θ	Température adimensionnelle	(/)

Indices	Définitions
f	Fluide de base
nf	Nanofluide
p	Nanoparticules
m	Moyenne

LISTE DES FIGURES

Figure I.1	Schéma représentatif de la convection naturelle	4
Figure I.2	Schéma représentatif de la convection forcée	4
Figure I.3	Schéma représentatif d'un canal vertical	6
Figure I.4	Ecoulement en conduite en présence d'une induction magnétique Transversale uniforme	7
Figure I.5	Nanofluides vue au microscope électronique	9
Figure I.6	Les nanoparticules dans un tube	10
Figure II.1	Modèle physique et les coordonnées du système	19
Figure II.2a	Géométrie considérée	21
Figure II.2b	Distribution du maillage	21
Figure II.3	Cavité considérée et conditions aux limites adimensionnelles	22
Figure II.4	Diagramme schématique du modèle physique	23
Figure II.5	La géométrie du problème	24
Figure II.6	courbe d'ébullition capturant le refroidissement liquide monophasé Et l'ébullition nucléaire	25
Figure II.7	Le schéma du modèle physique et les conditions aux limites	26
Figure II.8	Modèle physique	27
Figure IV.1	Effet de A sur le profil de vitesse	41
Figure IV.2	Effet de M sur le profil de vitesse	42
Figure IV.3	Effet de Gr sur le profil de vitesse	42
Figure IV.4	Effet de A sur le profil de température	43
Figure IV.5	Effet de Gr sur le profil de température	44
Figure IV.6	Effet de Nr sur le profil de température	44
Figure IV.7	Effet de M sur le profil de température	45
Figure IV.8	Effet de Re sur le profil de concentration	46

Liste des figures

Figure IV.9	Effet de Nt sur le profil de concentration	46
Figure IV.10	Effet de Nb sur le profil de concentration	47
Figure IV.11	Effet de A et M sur le coefficient de frottement	47
Figure IV.12	Effet de Nr et Gr sur le coefficient de frottement	48
Figure IV.13	Effet de Pr et Br sur le coefficient de frottement	49
Figure IV.14	Effet de Nr et Gr sur le nombre de Nusselt	50
Figure IV.15	Effet de Br et M sur le nombre de Nusselt	51
Figure IV.16	Effet de Re et A sur le nombre de Nusselt	52
Figure IV.17	Effet de M et Le sur le taux de transfert de masse	53
Figure IV.18	Effet de Pr et Le sur le taux de transfert de masse	53
Figure IV.19	Effet de A et Re sur le taux de transfert de masse	54

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I-1	Avantages et inconvénients des nanofluides	12
Tableau IV-1	Comparaison des valeurs de la vitesse adimensionnelle f	40

A decorative border resembling a scroll, with a black outline and grey shaded areas at the corners and along the left edge, suggesting the unrolled part of the scroll.

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

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

Le transfert de chaleur par convection peut jouer un rôle important dans divers processus industriels. L'efficacité de tels processus est souvent limitée par les propriétés thermophysiques des fluides utilisés. La conductivité thermique d'un liquide non métallique étant très faible, il faut trouver un moyen de l'augmenter artificiellement. Or, quoi de plus simple que d'ajouter des particules d'un matériau doté d'une bonne conductivité thermique du mélange.

Le développement des nanotechnologies constitue un challenge pour les années à venir, les nanosciences étudient la structure de la matière au niveau moléculaire, donc à l'échelle nanométrique dans le but d'innover dans de nouveaux domaines tels que : l'environnement, la production et le stockage de l'énergie, le refroidissement des composants électroniques, la biologie, le diagnostic médical, le traitement de l'eau, etc.

En ce qui concerne les applications dans le domaine du transfert de chaleur, les études menées depuis une dizaine d'années ont montré que dans certaines conditions, l'ajout de particules nanométriques dans un fluide appelé alors Nanofluides comme par exemple des particules d'Oxyde d'Aluminium (Al_2O_3), d'Oxyde de Cuivre (CuO), le Cuivre (Cu) dans l'eau pouvaient augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas du corps pur (eau), en modifiant de manière significative la conductivité thermique de fluide porteur.

Par conséquent, afin d'optimiser un système de transfert, il devient important de connaître les écoulements de convection (naturelle, forcée ou mixte). Lors de l'étude des problèmes de convection, seul le premier principe de la thermodynamique (principe de la conservation d'énergie) est utilisé à côté des principes de la conservation de masse et la quantité de mouvement.

Dans ce présent mémoire nous nous présentons d'étudier numériquement le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal vertical en la présence d'un nanofluide. Ce manuscrit est composé de quatre chapitres et structuré comme suit :

Introduction générale

Dans le premier chapitre nous présenterons des généralités sur le transfert thermique par convection ainsi que sur les nanofluides et leurs propriétés thermophysiques. Le deuxième chapitre est divisé en deux parties, la première est consacrée à une synthèse bibliographique couvrant les nombreux travaux réalisés sur la convection en présence d'un nanofluide ; la deuxième partie est réservée à la formulation mathématique du problème physique, les équations gouvernantes sous forme dimensionnelles et adimensionnelles et les conditions aux limites associées. Le troisième chapitre aura pour objet la description de la méthode des différences finies et sa mise en œuvre pour la discrétisation des équations du problème. La présentation et la discussion des différents résultats vont faire l'objet du dernier chapitre. Enfin, une conclusion générale vient synthétiser l'ensemble du travail réalisé.



Chapitre I : Théorie et contexte scientifique

I.1. Introduction

Le transfert de chaleur est un processus d'une grande importance dans le domaine de l'industrie et des technologies. Bien qu'il se manifeste sous diverses formes ; rayonnement, conduction et convection, cette dernière est la plus visée dans certains domaines bien spécifiques tels que le refroidissement des processus, des composants électroniques, les radiateurs, et les échangeurs de chaleur, etc. L'intensité du transfert de chaleur dépend principalement de la conductivité et de la capacité thermique des fluides caloporteurs.

Les efforts visant à améliorer les échangeurs thermiques dans de nombreux secteurs industriels (automobile, électronique...) nécessitent l'intensification des transferts de chaleur par convection. Les améliorations dites « passives », au niveau des surfaces d'échange, sont une voie déjà largement explorée et atteignent leurs limites. De nouvelles voies d'optimisation doivent donc être étudiées. L'une d'elles consiste à utiliser de nouveaux fluides capables d'accroître les transferts thermiques : c'est le cas des nanofluides.

Ces fluides comportent des nanoparticules en suspension qui présentent l'avantage d'accroître de façon significative la conductivité thermique du fluide. Ces développements restent limités au niveau pré industriel mais peuvent constituer à terme une évolution importante de la technologie des fluides thermiques.

Ce chapitre est consacré aux différentes généralités sur la convection et les nanofluides.

I.2. Transfert de chaleur par convection

La convection caractérise la propagation de la chaleur dans un fluide, gaz ou liquide dont les molécules sont en mouvement, ce mode de transfert existe à condition qu'il ait un support matériel, lorsque l'on veut transférer de la chaleur d'un point à un autre. Ce mécanisme de transfert de chaleur est donné par la loi de Newton [1] :

$$Q = hA(T_w - T_\infty) \quad (I.1)$$

Q : Flux de chaleur (W)

h : Coefficient d'échange thermique par convection ($Wm^{-2}K^{-1}$)

A : Aire de la surface de contact solide-fluide (m^2)

T_w : Température de la surface solide (K)

T_∞ : Température de la surface fluide loin de la surface (K)

On distingue trois types de convection thermique :

I.2.1. Convection naturelle

La convection naturelle de la chaleur est utilisée pour réaliser, sans apport d'énergie motrice, le refroidissement d'un corps chaud. Le fluide ambiant qui baigne celui-ci se met progressivement en mouvement sous l'effet des différences de densité créées d'un point à l'autre par l'augmentation de température en présence du champ de gravité.



Figure I.1 : Schéma représentatif de la convection naturelle [1]

I.2.2. Convection forcée

La convection forcée dans laquelle le mouvement est provoqué par un procédé mécanique tel que la pompe, ventilateur .. etc. indépendamment des phénomènes thermiques c'est donc un gradient de pression extérieur qui provoque les déplacements des particules du fluide.

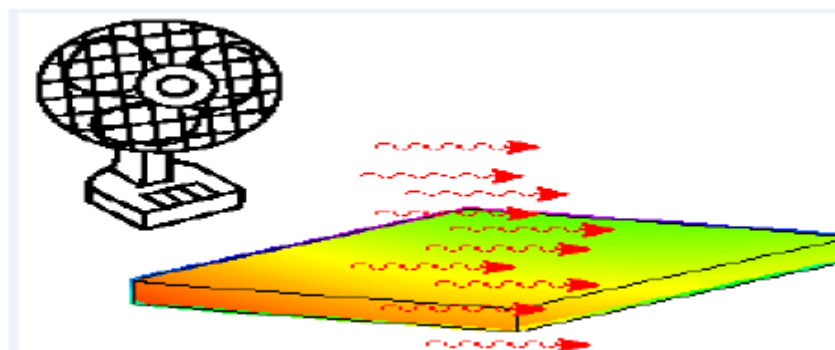


Figure I.2 : Schéma représentatif de la convection forcée [1]

I.2.3. Convection mixte

La convection mixte correspond au couplage des deux phénomènes précédents (convection naturelle et forcée) quand les vitesses d'écoulements fictives dues aux deux types de convection sont considérées séparément, du même ordre de grandeur. [2] La manifestation la plus frappante de la convection mixte est le mouvement de la masse stratifiée en fonction de la température des zones d'air et d'eau de la Terre, traditionnellement étudié en géophysique. Cependant, la convection mixte se retrouve dans les systèmes d'échelles beaucoup plus petites, c'est-à-dire dans de nombreux dispositifs techniques. Nous illustrerons ceci à partir de quelques exemples faisant référence aux flux de canaux, cas les plus typiques et les plus courants. Lors du chauffage ou du refroidissement des parois des canaux et des faibles vitesses d'un écoulement de fluide caractéristiques d'un écoulement laminaire, la convection mixte est presque toujours réalisée.

I.2.4. Domaines du transfert de chaleur par convection

Les domaines d'applications des transferts de chaleur par convection sont variés et à différentes échelles spatiales. Aux grandes échelles, par exemple, on peut citer la prédiction météorologique, le climat et la circulation océanique. À plus petites échelles cela concerne de nombreuses applications industrielles comme le refroidissement dans les centrales nucléaires, des aubes de turbine ou des microprocesseurs, le dimensionnement des échangeurs de chaleur, le dégivrage des entrées d'air de réacteur, des applications domestiques comme le confort thermique les déperditions d'un double vitrage. [3]

I.2.5. Écoulement convectif dans un canal

Les écoulements non isothermes en canal ou en cylindre ouvert ont fait l'objet de nombreuses études tant numériques qu'expérimentales. Le régime laminaire a été largement exploré et ce pour les deux types génériques de conditions limites qui sont températures ou flux imposés. Les études en température imposée sont plus nombreuses. La majorité d'entre elles se sont focalisées sur la détermination des transferts de chaleur aux parois en négligeant la prise d'informations sur la structure ainsi que la dynamique des écoulements relativement «simples» en régime laminaire.

Peu d'études se sont positionnées pour des régimes d'écoulement turbulent ainsi que sur la transition de l'écoulement.

Les expériences s'effectuent dans un canal constitué de deux plaques planes parallèles et verticales séparées d'une distance, l'une des plaques est chauffée à flux électrique imposé.

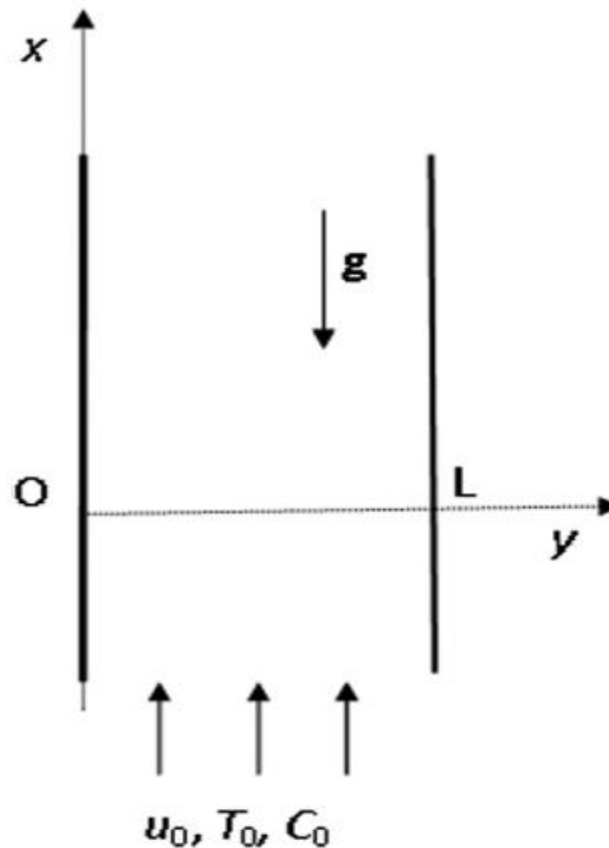


Figure I.3 : Schéma représentatif d'un canal vertical

I.2.6. La convection magnétohydrodynamique (MHD)

Magnétohydrodynamique (M.H.D.) est un phénomène physique qui étudie le mouvement des liquides qui conduisent l'électricité en présence de champs magnétiques. S'applique aux métaux liquides, aux gaz ionisés faibles et au plasma. L'idée de transformer MHD remonte aux jours FARADAY qui placent des électrodes dans une rivière d'eau saumâtre. C'est une généralisation de dynamique des fluides définis par les équations de Navier-Stokes entre la mécanique des fluides « classique » et la magnétohydrodynamique, se situe l'électrohydrodynamique ou mécanique des fluides ionisés en présence de champs électriques (électrostatique), mais sans champ magnétique. [4]

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

- la magnétohydrodynamique idéale
- la magnétohydrodynamique résistive

Le choix de l'un de ces modèles dépend de la valeur du nombre de Reynolds magnétique Rm qui peut être défini par analogie avec le nombre de Reynolds en hydrodynamique. Il indique le rapport entre les termes de convection et de diffusion dans un fluide magnétique.

$$Rm = \mu_0 \sigma v L \tag{I.2}$$

Avec :

μ_0 : La perméabilité magnétique, du vide, $4\pi \times 10^{-7}$ [kg m A⁻²s⁻²].

σ : La conductivité électrique,

L : La longueur caractéristique,

v : La vitesse caractéristique du fluide.

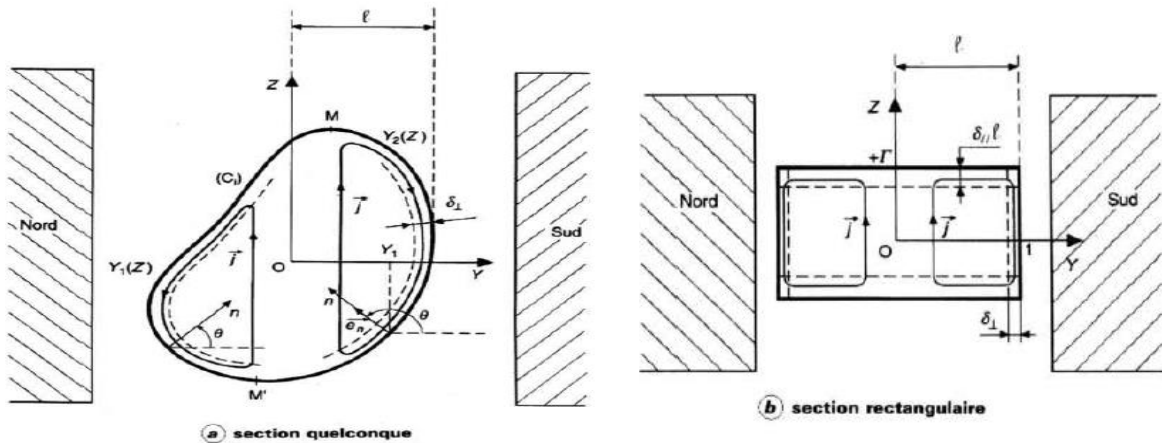


Figure I.4 : Ecoulement en conduite en présence d'une induction magnétique transversale uniforme [4]

L'équation d'état des fluides conducteurs (métaux liquides) peut souvent se ramener à $\rho = \text{Cte}$ (avec ρ masse volumique). Lorsque les variations de température T sont suffisantes pour provoquer des variations de densité, on peut adopter la loi de Boussinesq,

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

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho} \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (\text{I.3})$$

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

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

Cette équation introduit la viscosité cinématique ν du fluide, tellement petite dans les métaux liquides ($\approx 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) que le nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$ est en général très grand par rapport à l'unité ($\approx 10^7$). Cela a pour conséquence qu'à grande échelle le frottement visqueux est négligeable. Toutefois, il existe des régions très minces, que l'on appelle couches limites, où le terme devient capable d'entrer en compétition avec les autres. Ces couches limites ont une épaisseur.

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

$$\frac{j^2}{\sigma \kappa \Delta T} \approx \frac{\sigma u^2 B^2 L^2}{\kappa \Theta} = \frac{u^2}{c \Theta} \frac{\nu \sigma B^2 L^2}{\rho \nu} \quad (\text{I.4})$$

I.3. Nanofluides

I.3.1. Définition

Les fluides caloporteurs de base, souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage, ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent parfois leur capacité de transfert de chaleur. L'idée alors d'améliorer leurs propriétés thermophysiques est venue par l'introduction de particules solides de très bonnes caractéristiques thermiques et de taille nanométrique au sein de ces fluides de base. Cette nouvelle génération de fluides porte le nom de « Nanofluides ». Ce terme a été introduit par Choi pour désigner la suspension des nanoparticules solides dans un liquide de base. Les liquides de base les plus utilisés sont l'eau, l'huile et l'éthylène-glycol. [5]

Les nanoparticules peuvent être :

- Métalliques : Ag, Cu, Au, etc.

- Oxydes : Al_2O_3 , Ti_2O_3 , SiO_2 .
- Nanotubes de Carbone (CNT).

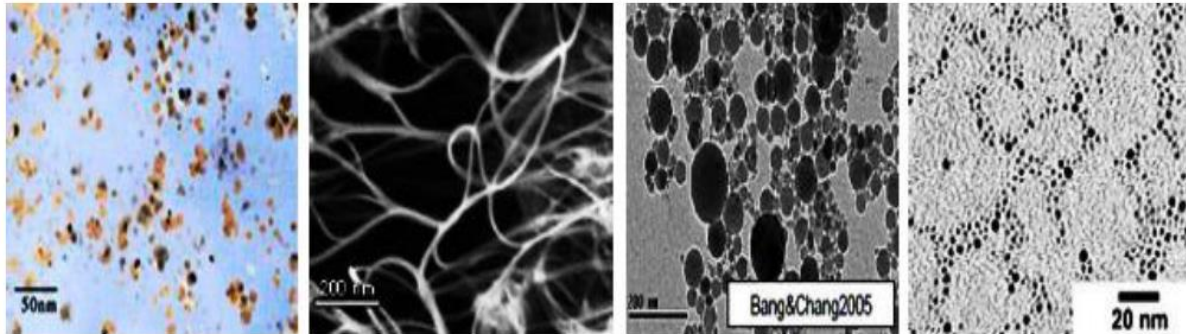


Figure I.5 : Nanofluides vue au microscope électronique [5]

I.3.2. Production des nanoparticules et des nanofluides

Les expériences effectuées sur les fluides caloporteurs avec des particules de taille microscopique (10^{-6} m) ont montré que certains problèmes pouvaient être engendrés lors de l'utilisation de ces derniers tels que le problème de sédimentation des particules et l'augmentation des pertes de charge.

Pour éviter ces types de problèmes, les nanoparticules utilisées doivent avoir une taille comprise entre 1 et 100 nanomètres (nm). A cette taille, les nanofluides préviennent le phénomène de sédimentation puisque l'agitation thermique (mouvements Brownien et effet thermophorèse) peut compenser l'action de la force de pesanteur.

Les nanoparticules peuvent être fabriquées avec n'importe quel matériau. Dans les matériaux classiques on trouve, les métaux purs (aluminium, cuivre, titane, or, argent, fer...), les oxydes métalliques (alumine, oxyde cuivrique, oxyde de zinc...), les semi-conducteurs, les céramiques diverses (carbures, nitrures, sulfures...), les nanotubes de carbone, les fullerènes, le diamant, les polymères, les terres rares, etc. La géométrie et la taille moyenne de ces petits morceaux de matière pourront également être variées et adaptées suivant la manière de les fabriquer (sphère, cylindre, disque, tube, filament...).

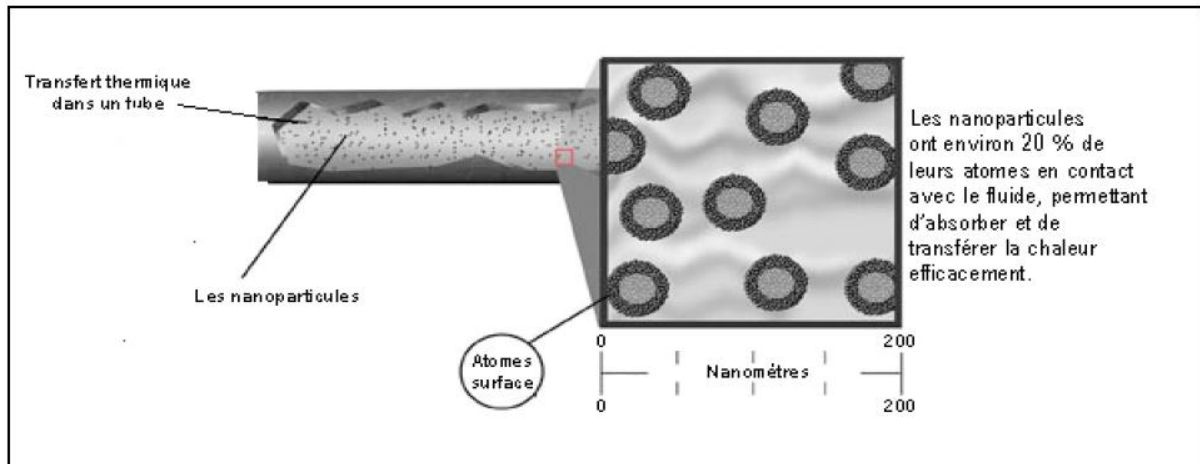


Figure I.6 : Les nanoparticules dans un tube [6]

Deux méthodes sont utilisées pour la préparation des nanofluides [6] :

- **La méthode à une seule étape**

Basée sur la vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis condensation directe de sa vapeur dans le liquide. Dans cette méthode, la formation des nanoparticules est combinée avec la formation du nanofluide. Le processus en une étape est principalement employé avec les particules fortement réactives qui peuvent changer la composition ou peuvent se former à l'extérieur du fluide de base.

- **La méthode à deux étapes**

Elle consiste d'abord en la fabrication d'une nanopoudre sèche, puis le mélange et la dispersion de celle-ci dans le liquide. Pour cette méthode, les nanoparticules ont été déjà préparées puis mélangées au fluide de base. L'expérience a prouvé qu'une fois que les nanoparticules sont produites, elles tendent à s'agréger même dans un environnement inerte aussi bien sous la forme de poudre ou dans des suspensions. Un agent tensio-actif est dissous dans le fluide de base afin d'empêcher l'agrégation des particules nouvellement dissoutes. En outre, une méthode mécanique par un moulage, sonification, ultrasonification et vibration est appliqué au nanofluide nouvellement formé pour empêcher l'agrégation. L'avantage principal du processus à deux étapes est que des nanoparticules peuvent être produites séparément par une méthode industrielle qui permet leur production massive et peu coûteuse. Le défi du processus est dans le transport, le mélange, les procédés de dispersion, et la production d'une suspension homogène des nanoparticules fins qui n'agrègent pas.

I.3.3. Domaines d'application des nanofluides

Les nanofluides peuvent être employés pour améliorer le transfert de chaleur et l'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermiques. Dans cette section, quelques exemples seront présentés.

- **Refroidissement des systèmes électronique**

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluide de refroidissement. Pour cela, plusieurs études ont été effectuées dont Tsaillet al. [7] qui ont utilisé un nanofluide à base d'eau pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur.

- **Refroidissement des systèmes militaires**

Les exemples des applications militaires incluent le refroidissement de l'électronique de puissance et les armes d'énergie dirigée qui impliquent des flux thermiques très élevés (>500 à 1000 W/cm²). L'efficacité des nanofluides à bien refroidir ces systèmes a été bien prouvée et s'est élargie pour inclure aussi les véhicules militaires, les sous-marins, et les diodes lasers à haute puissance.

- **Biomédecine**

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'application en biomédical. Par exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement du cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteurs des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sûre, en produisant le refroidissement efficace autour de la région chirurgicale. Jordan et al. [8] ont effectué une étude où les nanofluides pourraient être employés pour produire une température plus élevée autour des tumeurs pour tuer les cellules cancéreuses sans affecter les cellules saines voisines.

- **Industrie**

Dans l'industrie de l'énergie renouvelable, les nanofluides sont utilisés pour augmenter le transfert de chaleur à partir des capteurs solaires aux réservoirs de stockage et pour augmenter la densité d'énergie. Les liquides réfrigérants de nanofluide ont une application potentielle dans la majorité des industries de transformation, telles que les matériaux, la production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz.

I.3.4. Avantages et inconvénients des nanofluides

Tableau I-1 : Avantages et inconvénients des nanofluides

Avantages	Inconvénients
-Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides.	-Difficultés dans le processus de production.
-Haute dispersion et stabilité avec prédominance du mouvement Brownien des particules.	-Viscosité supérieure, chaleur spécifique basse.
-Particules réduites de colmatage par rapport aux boues conventionnelles, favorisant ainsi la minimisation du système.	-Le coût élevé des nanofluides.

I.3.5. Propriétés thermo-physiques des nanofluides

De nombreuses recherches théoriques et expérimentales ont été menées lors de ces dernières décennies en vue de mieux caractériser les propriétés thermo-physiques des nanofluides mais cette caractérisation est encore loin d'être satisfaisante.

Dans ce qui suit nous donnerons un petit aperçu sur les différents modèles utilisés pour le calcul de la viscosité dynamique et la conductivité thermique d'un nanofluide.

I.3.5.1. Fraction volumique

La fraction volumique est le rapport entre le volume du solide (nanoparticules) et le volume total (nanoparticules plus fluide de base) sa valeur est variée entre 0 et 1. [9]

$$\phi = \frac{V_s}{V_s + V_f} \quad (\text{I.5})$$

V_s : Volume de particule solide (m^3)

V_f : Volume du fluide de base (m^3)

I.3.5.2. Conductivité thermique

La conductivité thermique est une propriété très importante dans notre étude parce qu'elle joue un rôle essentiel dans le phénomène de transfert de chaleur, elle dépend de la température et aussi elle varie en fonction de la fraction volumique. On peut calculer la conductivité thermique avec deux modèles différents :

- **Modèle de Maxwell**

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f + 2(k_p - k_f)\phi}{k_p + 2k_f - (k_p - k_f)\phi} \quad (\text{I.6})$$

Ce modèle est valable uniquement dans le cas des nanofluides qui contiennent des nanoparticules sphériques.

- **Modèle de Hamilton-Crosser**

Le modèle de Hamilton est une extension du modèle de Maxwell, d'où la formule :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + (n-1)k_f + (n-1)2(k_p - k_f)\phi}{k_p + (n-1)k_f - (k_p - k_f)\phi} \quad (\text{I.7})$$

$n = 3/\psi$ est le facteur de forme empirique ($n = 3$ particules sphériques, $n = 6$ particules cylindriques) et ψ la sphéricité. Pour $\psi = 1$ (particules sphériques), le modèle de Hamilton-Crosser est identique à celui de Maxwell.

I.3.5.3. Viscosité dynamique

La viscosité dynamique est la résistance d'un fluide aux déformations lorsqu'il est mis en mouvement, comme étant une mesure de frottement interne d'un fluide.

La dispersion des nanoparticules dans le liquide de base a un effet sur la viscosité dynamique, cette dernière peut être influencée par la qualité de la dispersion de la nanoparticule dans le fluide.

Chapitre I: Théorie et contexte scientifique

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

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5\phi) \quad (I.8)$$

Par contre, Brinkman a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \quad (I.9)$$

En prenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques, Batchelor a montré que la viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de ϕ comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire avec la présence d'un terme en ϕ^2 :

$$\mu_{nf} = \mu_f(6.2\phi^2 + 2.5\phi + 1) \quad (I.10)$$

I.3.5.4. Masse volumique

La densité effective d'un nanofluide est calculée comme suit :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (I.11)$$

ρ_{nf} : masse volumique du nanofluide

ρ_f : masse volumique du fluide de base

ρ_p : masse volumique des nanoparticules solides

ϕ : fraction volumique des nanoparticules définie comme suit :

$$\phi = \frac{\text{Volumedes nanoparticule}}{\text{Volumetotaldenanofluid}} = \frac{V_p}{V_p + V_f} \quad (I.12)$$

I.4. Aspect mathématique de l'écoulement

I.4.1. L'équation de continuité

L'équation de continuité exprime le principe de la conservation de la masse d'un fluide en mouvement. Dans un volume élémentaire, la masse du fluide prélevé ou injecté est égale à la somme de variation de la masse volumique du fluide durant un intervalle de temps élémentaire et des flux massiques traversant la surface de ce volume. Elle est définie par :

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_f \vec{V}) = 0 \quad (\text{I.13})$$

Et lorsque le fluide est incompressible $\rho_f = \text{Cte}$

L'équation précédente est de la forme :

$$\vec{\nabla}(\vec{V}) = 0 \quad (\text{I.14})$$

I.4.2. L'équation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de la quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide lors de son mouvement et les causes qui le produisent. Il indique que le taux de variation de quantité de mouvement contenu dans le volume de contrôle est égale à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont appliquées. Il s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho_f(\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V}) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{V} + \{C \rho_p + (1 - C)[\rho_f(1 - \beta(T - T_0))]\} g \quad (\text{I.15})$$

I.4.3. L'équation de l'énergie

L'équation de conservation d'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique.

$$(\rho c)_f(\vec{V} \cdot \vec{\nabla} T) = k \nabla^2 T + (\rho c)_p \left[D_B \nabla T \cdot \nabla C + \left(\frac{D_T}{T_0} \right) \nabla T \cdot \nabla T \right] \quad (\text{I.16})$$

I.4.4. L'équation massique

Le principe de la conservation d'espèce mène à l'équation de concentration suivante :

$$\vec{V} \vec{\nabla} C = D_B \nabla^2 C + \left(\frac{D_T}{T_0} \right) \nabla^2 \quad (\text{I.17})$$

I.5. Approximation de Boussinesq

En 1903, à l'époque même où Rayleigh s'intéresse à la convection, Boussinesq propose une simplification des équations de Navier-Stokes et d'énergie de façon à ne conserver que les ingrédients nécessaires et suffisants à la convection thermique. Les hypothèses de Boussinesq consistent à supposer que les différentes propriétés thermodynamiques et de transport du fluide sont indépendantes de la pression. Elles supposent aussi que le fluide est incompressible mais il conserve bien entendu le terme de poussée d'Archimède, directement lié à la dilatation ou à la contraction thermique du fluide.

L'hypothèse essentielle de Boussinesq est : la masse volumique ρ est constante sauf dans le terme de poussée d'Archimède. La loi de Boussinesq s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (\text{I.18})$$

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

I.6. Modèle de Buongiorno

Buongiorno a développé un modèle non homogène dans lequel il a intégré les effets du mouvement Brownien et thermophorèse en additionnant au système d'équations classique une quatrième équation qui n'est autre que celle de la fraction volumique des nanoparticules, d'autres termes sont rajoutés aux équations de mouvement et d'énergie afin que le nanofluide soit traité comme un mélange de deux composants (fluide de base + nanoparticules).

Dans l'esprit de l'approximation de Boussinesq, le terme de poussée, dans l'équation de mouvement suivant la direction axiale a été linéarisé :

$$\rho \cong \{\phi\rho_s + (1 + \phi\rho_f[1 - \beta_f(T - T_e)])\} \quad (\text{I.19})$$

I.7. Effet du mouvement Brownien des nanoparticules

Le mouvement Brownien des fines particules a été observé dans un microscope par Robert Brown en 1837 et a été décrit la première fois analytiquement par Albert Einstein tôt

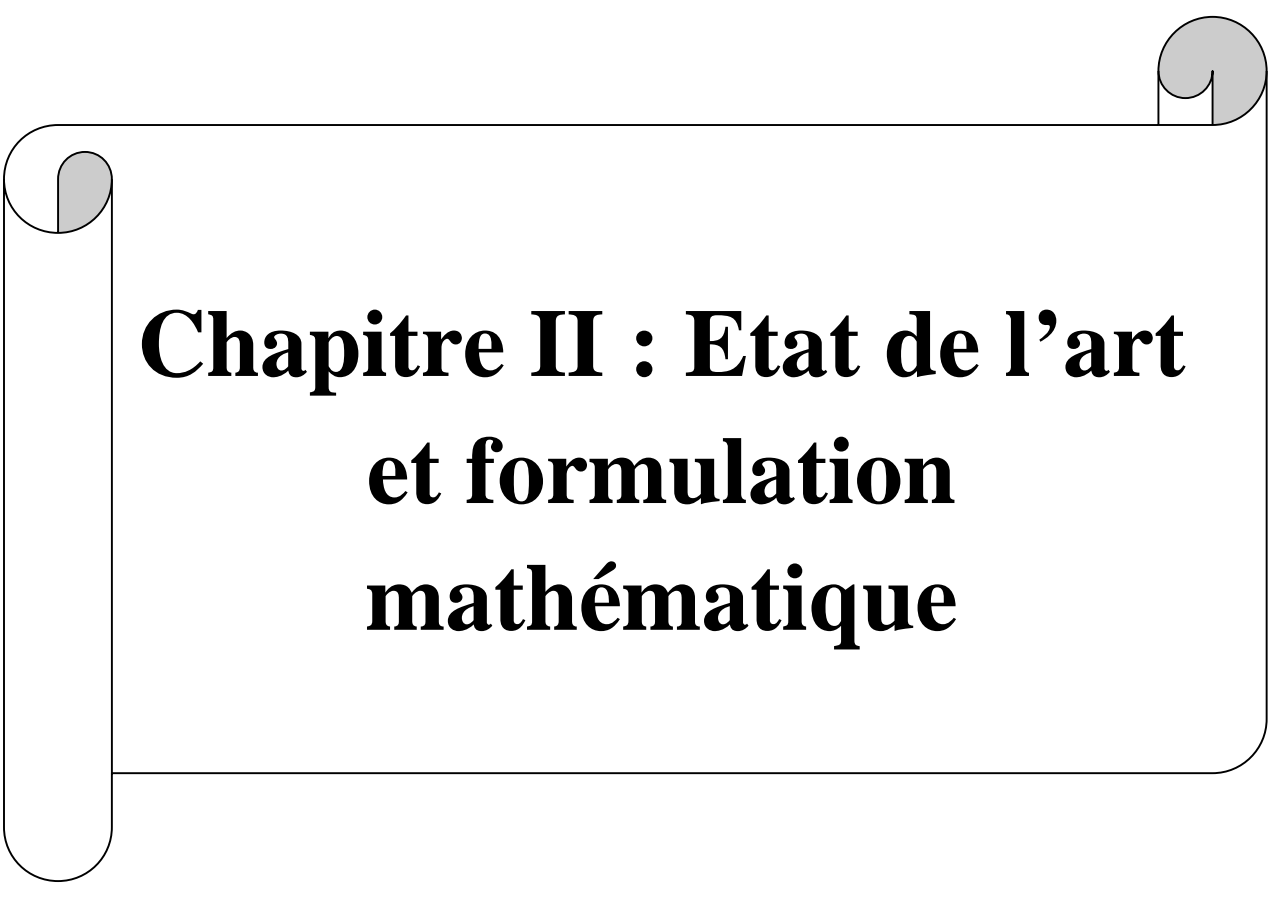
au vingtième siècle (1905) [10]. Le travail a été cité en tant qu'un des accomplissements principaux d'Einstein dans la récompense du prix Nobel pour la physique de 1921. Le mouvement Brownien des particules est simplement le résultat de toutes les impulsions des molécules liquides sur la surface des particules solides. Les molécules liquides ont des vitesses élevées, de l'ordre de 1.000 m/s, qui dépendent de la température du fluide. Le mouvement Brownien joue un rôle très important dans le mouvement des particules dans les nanofluides et, selon plusieurs auteurs (Koo et Kleinstreuer, Yang, ainsi que Prasher et al.), il influence de manière significative les propriétés de transport d'un nanofluide. Dans la plupart des cas, l'effet du mouvement Brownien des nanoparticules en suspension dans un nanofluide peut être considéré comme un facteur de correction de la conductivité thermique.

I.8. Effet thermophorèse

L'effet thermophorèse n'est qu'une conséquence intéressante du mouvement Brownien des nanoparticules. Quand il y a un gradient de température dans le domaine d'écoulement du système, les petites particules tendent à se disperser plus rapidement dans les régions les plus chaudes et plus lentement dans les régions les plus froides. L'effet collectif de la dispersion différentielle des nanoparticules donne alors naissance à leur migration des zones chaudes vers les zones froides. Le module de la force de thermophorèse dépend des propriétés du fluide et des nanoparticules, et du gradient de température. Le phénomène de thermophorèse a été étudié pour la première fois par Tyndall [11] quand il a observé que des particules d'aérosol dans une salle ont été conduites loin d'une surface de chauffage.

I.9. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de reformuler les idées principales sur la convection et les nanofluides. Le prochain chapitre sera consacré à une étude bibliographique concernant le transfert de chaleur par convection et les nanofluides ainsi que les formulations mathématiques concernant le problème de la convection mixte.



**Chapitre II : Etat de l'art
et formulation
mathématique**

II.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est en première partie la présentation de différents travaux effectués par d'autres chercheurs et professeurs dans le phénomène physique étudié et c'est ce qu'on appelle l'état de l'art, ensuite dans la seconde partie du chapitre on va se focaliser sur le positionnement du problème donné et la modélisation mathématique du phénomène physique considéré qui est l'écoulement en convection mixte à travers un canal vertical rempli d'un nanofluide en présence d'un champ magnétique uniforme. Les équations gouvernantes avec les conditions aux limites associées seront ensuite adimensionnées afin de faire ressortir les principaux paramètres à étudier.

II.2. Etat de l'art

Plusieurs études ont été réalisées ces dernières décennies dans le but d'améliorer le transfert thermique par convection mixte. Parmi les techniques utilisées on notera les nanofluides. Cette première partie du chapitre sera alors consacré à la présentation d'un ensemble de travaux de recherche dans ce sens et dont la thématique est proche de celle traitée dans notre étude. Il s'agira principalement des études consacrées à la convection et l'utilisation des nanofluides.

Malvandi et al. [12] ont étudié théoriquement les effets de la migration de nanoparticules en convection mixte dans un canal vertical en présence d'un champ magnétique uniforme. Les murs sont soumis à de différents flux thermiques, et les nanoparticules ont une vitesse de glissement relative à celle du fluide de base induite par le mouvement Brownien et thermophorèse. Considérant le développement complet des équations gouvernantes hydro-dynamiquement et thermiquement ; l'équation de continuité, de mouvement et de l'énergie ont été réduites et étudiées numériquement. Ils ont démontré que les nanoparticules s'éjectent elles même des parois chaudes, construisent des régions appauvries et s'accumulent dans la région centrale, mais elles sont susceptibles d'accumuler vers le mur avec le flux de chaleur inférieur, en outre; l'inclusion des nanoparticules en présence du champ magnétique a une influence négative sur la performance.

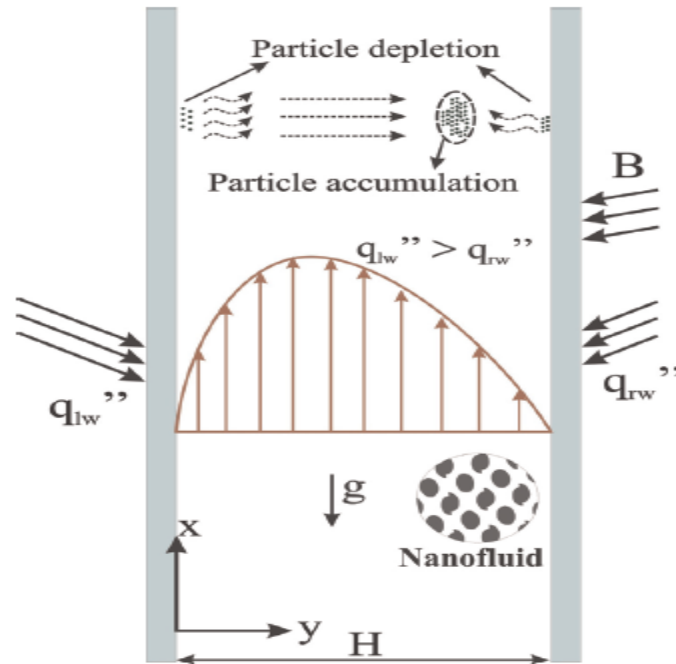


Figure II.1 : Modèle physique et les coordonnées du système [12]

Une étude exhaustive sur le transport convectif dans les nanofluides a été faite par **Buongiorno** [13], qui donna une explication pour l'accroissement anormal de leur conductivité thermique. Après avoir examiné plusieurs mécanismes en absence de turbulence, il arriva à la conclusion que le mouvement Brownien et l'effet thermophorèse sont les plus importants. Le modèle non homogène qu'il développa pour tenir compte de ces effets fût largement utilisé par la suite.

Bilal Elhajjar et al. [14] ont analysé le transfert de chaleur en configuration de Rayleigh-Bénard pour trois nanofluides différents. Au lieu de recourir aux relations que l'on trouve habituellement dans la littérature pour la capacité calorifique et le coefficient d'expansion thermique, ils ont utilisé deux relations en adéquation avec les lois de la thermodynamique. Ils étudient l'influence de la concentration en nanoparticules sur le transfert conductif et convectif. Ils montrent que la naissance de la convection est retardée par l'ajout de nanoparticules. Contrairement à ce qui a été obtenu par plusieurs auteurs, ils ont montré à partir de simulations numériques directes que la présence de nanoparticules dans un fluide peut réduire le transfert de chaleur au lieu de l'augmenter.

Krishna et al. [15] ont analysé numériquement le problème de la convection naturelle dans une cavité carrée bidimensionnelle remplie d'un milieu poreux hydrodynamiquement et thermiquement anisotrope avec génération interne de chaleur. Les paramètres considérés pour

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

l'étude sont le rapport des perméabilités, l'inclinaison des axes principaux, le rapport des coefficients de Forchheimer, ainsi que le rapport des conductivités thermiques. Les résultats sont présentés en termes d'isothermes, de lignes de courant et de température maximale dans la cavité afin de comprendre le phénomène physique qui se produit. Il a été observé que les paramètres caractérisant l'anisotropie ont une influence significative sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur. Une corrélation pour la température maximale dans la cavité sur une large gamme des paramètres de l'étude a été établie.

Y. Harnane et al. [16] ont effectué une analyse numérique du refroidissement par convection mixte turbulente de l'air des blocs chauffés dans un canal vertical. Deux modèles de turbulences sont utilisés afin de caractériser l'écoulement turbulent, le modèle standard semi empirique $k - \varepsilon$ et le modèle RSM. Le fluide est newtonien, incompressible, le régime est stationnaire et purement turbulent. Le nombre de Reynolds est pris constant $Re = 5 \times 10^3$ et Grashof est $2.5 \times 10^7 \leq Gr \leq 5 \times 10^8$. La géométrie est bidimensionnelle, les blocs sont identiques et sans source de chaleur, montés sur un seul côté du canal. Les parois du canal sont rigides, immobiles et adiabatiques. A l'entrée, l'écoulement est purement turbulent et est en fonction de l'intensité de turbulence et à la sortie du canal, l'écoulement est turbulent établi. Le tenseur d'effort de Reynolds est calculé selon l'hypothèse de Boussinesq. Le nombre de Prandtl turbulent est $Pr = 0.85$. L'approche numérique est basée sur la technique des volumes finis utilisée pour convertir les équations régissant aux équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. Le code Fluent est appliqué pour intégrer ces équations sur chaque volume de contrôle. L'algorithme Simple est utilisé pour la discrétisation des termes couplés de la pression - vitesse. Une description détaillée de l'écoulement autour des blocs a été présentée. Pour chaque modèle, la distribution détaillée du nombre de Nusselt local pour les différentes valeurs de Gr/Re^2 démontre une tendance semblable avec une intensification du transfert de chaleur lorsque le rapport Gr/Re^2 augmente. Par contre, différentes tendances de la distribution de Nusselt sont observées en utilisant les deux modèles.

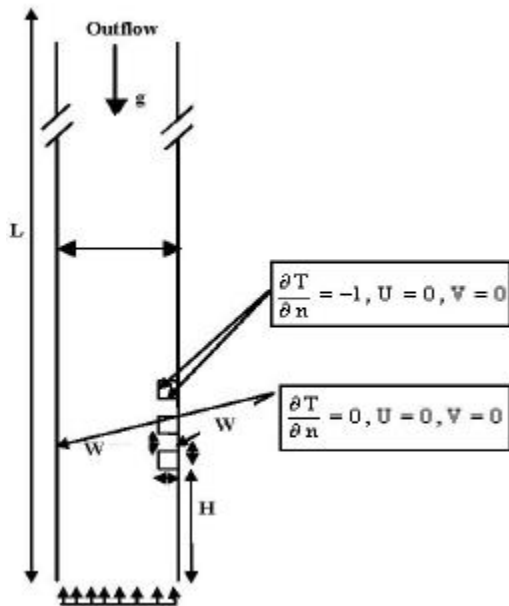


Figure II.2a : Géométrie considérée [16]

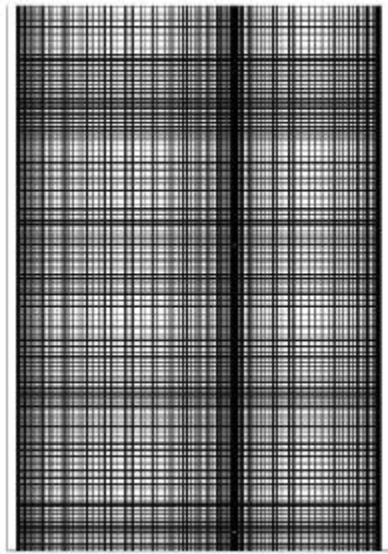


Figure II.2b : Distribution du maillage [16]

Un travail de **M. Benzema et al. [17]** consiste en une caractérisation de l'écoulement laminaire et stationnaire d'un nanofluide traversant une cavité ventilée ainsi qu'à la quantification des échanges convectifs qui s'y opèrent. La cavité en question est de forme géométrique trapézoïdale à angle droit et est traversée par un écoulement d'un nanofluide hybride Ag-MgO / Eau (50:50 vol %) en régime laminaire et stationnaire. L'enceinte est supposée être de longueur infinie suivant la troisième direction lui conférant ainsi un caractère bidimensionnel. De plus, la cavité est soumise à l'action d'un champ magnétique externe et uniforme. Les équations gouvernantes adimensionnelles ainsi que les conditions aux limites qui sont associées sont résolues numériquement au moyen de la méthode des volumes finis en employant l'algorithme SIMPLER pour le couplage pression-vitesse. Les résultats issus des simulations pour le cas de la convection mixte pure sont analysés d'une part, à travers les champs hydrodynamique et thermique au sein de la cavité ainsi que des profils de vitesse. D'autre part, les échanges thermiques au niveau de la paroi active inclinée sont quantifiés par le calcul du nombre de Nusselt moyen. Dans le but d'obtenir une cavité offrant les meilleures performances thermiques, une étude paramétrique est réalisée en considérant les effets des nombres de Reynolds, de Hartmann ainsi que la fraction volumique totale en nanoparticules. L'examen des résultats indique que l'écoulement du nanofluide est fortement affecté par l'application d'un champ magnétique. En outre, l'augmentation des nombres de Reynolds et de Hartmann améliore les performances thermiques de la cavité. D'une manière générale,

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

l'ajout de nanoparticules permet d'améliorer le transfert thermique. Cependant, l'apport de ces dernières sur l'amélioration du transfert thermique devient moins probant avec l'augmentation du nombre de Hartmann.

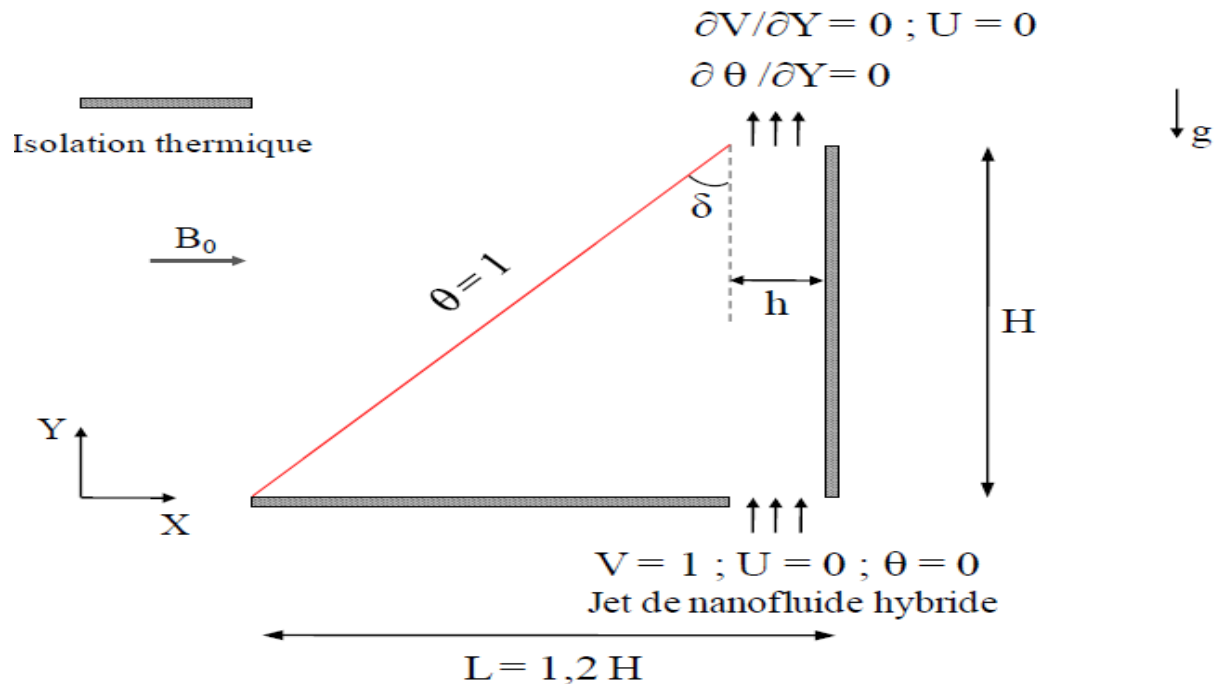


Figure II.3 : Cavité considérée et conditions aux limites adimensionnelles [17]

L'effet de modulation de la gravité sur la naissance de la convection dans une couche poreuse horizontale dans laquelle le gradient de température appliqué est opposé à la gravité a été étudié par **Saravanan et Arunkumar** [18]. La perméabilité et la conductivité thermique du milieu poreux ont été considérés comme transversalement anisotropes. Une analyse de stabilité basée sur la méthode des petites perturbations a été effectuée en utilisant l'hypothèse de mode normal. L'étude s'était concentrée sur les faibles amplitudes de modulation de la gravité et les seuils ont été trouvés en utilisant les fonctions de Mathieu. L'apparition d'instabilités par les modes synchrones et sous-harmoniques et la transition entre eux ont été examinées en fonction des paramètres physiques présentant un intérêt.

Yuan Ma et al. [19] ont présenté une simulation numérique bidimensionnelle pour étudier l'effet du champ magnétique sur le nanofluid Ag-MgO en convection forcée et le transfert de chaleur dans un canal avec de réchauffeurs et des refroidisseurs actifs. Le code Fortron selon la méthode Lattice Boltzman (LBM) est développé pour cet objectif. Les effets

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

d'arrangement thermique (cas 1, 2 et 3), la longueur à côté des blocs, le nombre de Reynolds, le nombre de Hartmann et la fraction volumique des nanoparticules sur le schéma d'écoulement et les caractéristiques de transfert de chaleur sont analysées systématiquement.

Les résultats obtenus ont montré que la valeur la plus élevée du nombre local de Nusselt se produit à la jonction du réchauffeur et du refroidisseur en raison du gradient de température élevé, suivi par le coin aigu des radiateurs et des refroidisseurs. De plus, le transfert de chaleur à l'angle aigu du réchauffeur est plus élevé que celui de l'angle aigu plus froid. Les chiffres moyens de Nusselt indiquaient que le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation ou la diminution du Ha . Enfin, le taux de transfert de chaleur dans le 1er cas est supérieur aux deux autres cas.

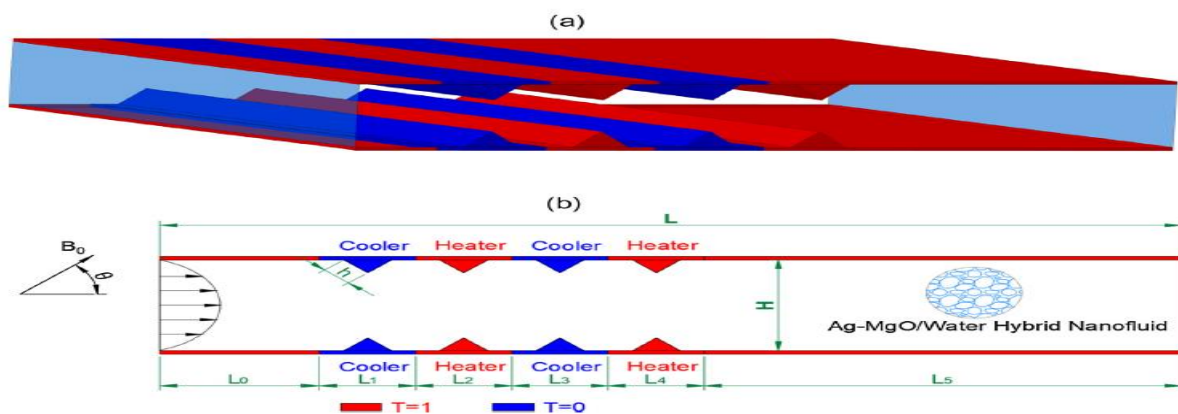


Figure II.4 : Diagramme schématique du modèle physique [19]

En utilisant la technique des lignes de chaleur de Bejan, **Ahmed [20]** a traité numériquement par la méthode des volumes finis le problème de la convection mixte dans des enceintes à parois entrainés remplies d'un milieu poreux non-Darcien et thermiquement anisotrope. La paroi supérieure et celle de fond se déplacent en sens inverse. Il a été trouvé que le taux de transfert de chaleur, représenté par le nombre de Nusselt, décroît avec l'accroissement de l'inverse du nombre de Darcy, du nombre de Richardson, du rapport de conductivités thermiques et du nombre de Prandtl.

S. Das et al. [21] ont étudié la convection naturelle transitoire dans un canal vertical rempli de nanofluides lorsque le rayonnement thermique est pris en considération. Ils ont résolu les équations gouvernantes en employant la technique de transformation de Laplace. Les solutions exactes pour la vitesse et la température du nanofluid sont obtenues dans le cas

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

de la température de surface prescrite (PST) et le flux thermique prescrit (PHF). Les résultats numériques pour la vitesse et la température du nanofluid sont présentés graphiquement pour les paramètres pertinents et discutés en détail. La vitesse du fluide est plus grande dans le cas du PST que dans le cas de PHF.

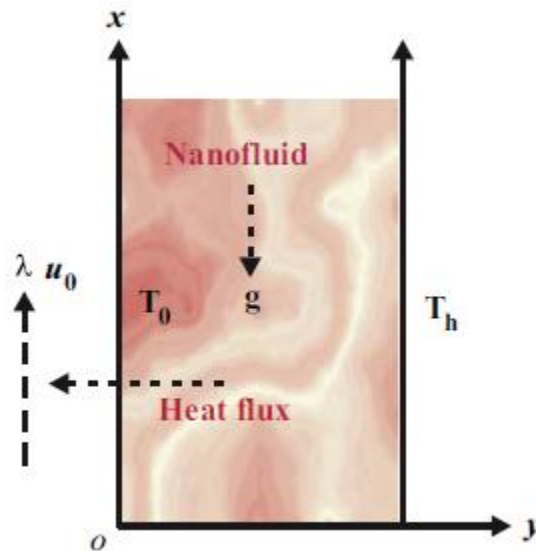


Figure II.5 : La géométrie du problème [21]

Gangtao Liang et al. [22] ont publié concernant les bénéfices du transfert de chaleur des nanofluides pour les macrocanaux et les microcanaux. Sont inclus à la fois des résultats expérimentaux et numériques concernant plusieurs paramètres de performance importants, y compris les coefficients de transfert thermique monophasés et biphasés, la chute de pression et le flux de chaleur critique (CHF), chacun étant évalué en fonction de mécanismes supposés responsables de toute amélioration de la performance ou détérioration. Ils ont abordé également d'importantes questions pour la performance de transfert de chaleur, y compris la minimisation de l'entropie, les méthodologies d'amélioration hybrides, et la stabilité des nanofluides, ainsi que les rôles de la diffusion Brownien et la thermophorèse. Les résultats publiés indiquent une amélioration sensible du coefficient de transfert de chaleur monophasé obtenu dans la région d'entrée, mais l'amélioration diminue en aval.

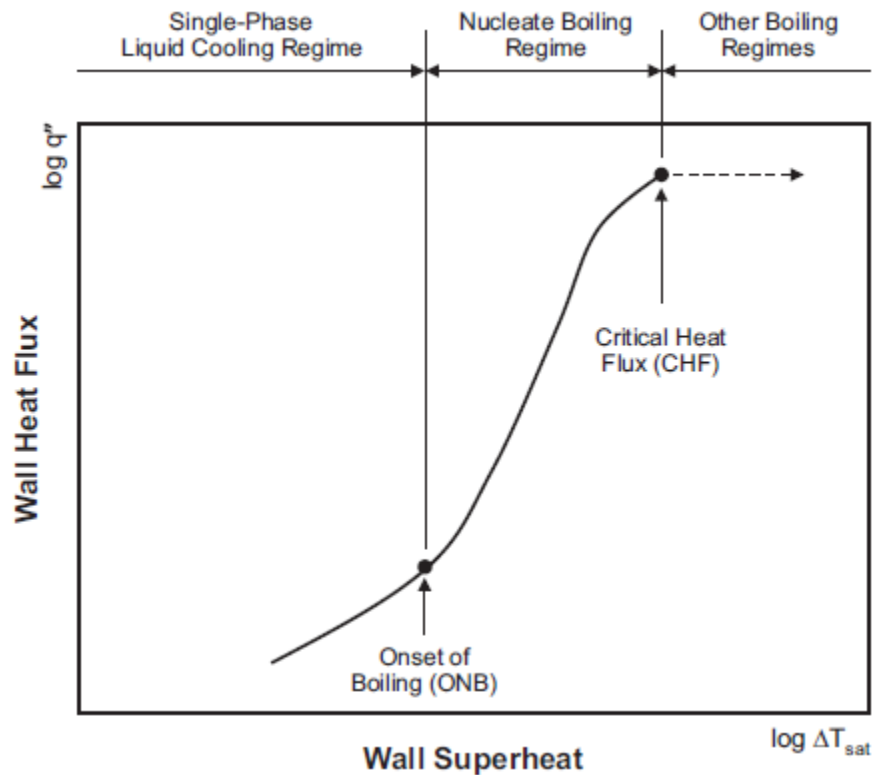


Figure II.6 : courbe d'ébullition capturant le refroidissement liquide monophasé et l'ébullition nucléaire [22]

Dans ce travail, **E.Belahmadi et al.** [23] présentent une étude numérique bidimensionnelle de la convection mixte laminaire dans un canal vertical rempli du nanofluide Cu-eau. Les parois du canal sont maintenues à une température uniforme et relativement élevée T_w . Un courant ascendant de nanofluide Cu-eau pénètre dans le canal à une température constante relativement faible T_0 , et une vitesse uniforme V_0 . Le logiciel Ansys-Fluent 14.5 a été utilisé pour résoudre le modèle mathématique : l'équation de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Les résultats obtenus sont validés avec des données trouvées dans la littérature. Les résultats sont présentés sous forme de lignes de courant, des isothermes, du nombre de Nusselt local et moyen pour différentes valeurs des nombres du Reynolds et du Grashof et de la fraction volumique des nanoparticules.

Les résultats montrent que les paramètres précédents ont des effets considérables sur les champs d'écoulement et thermiques. Il a été constaté que l'augmentation de Reynolds, Grashof et la fraction volumique des nanoparticules améliore le transfert de chaleur.

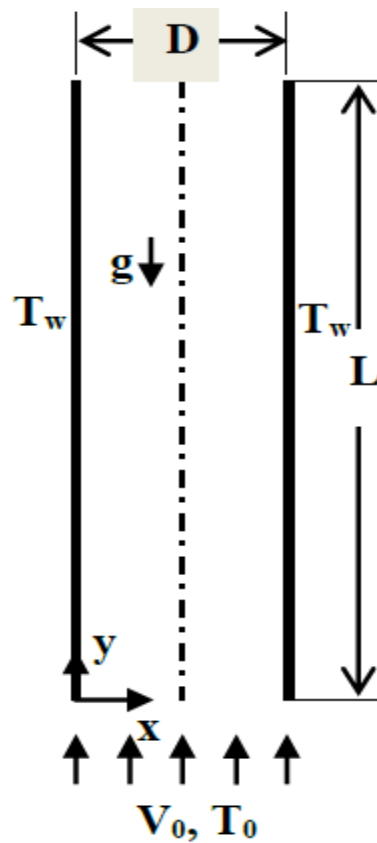


Figure II.7 : Le schéma du modèle physique et les conditions aux limites [23]

La convection mixte MHD d'un nanofluide dans un canal a fait l'objet d'un travail de recherche réalisé par **Shehzad et al.** [24] qui ont pris en considération la dissipation visqueuse et le chauffage par effet Joule. L'approche diphasique a été utilisée pour caractériser l'écoulement du nanofluide. Ils ont noté que la concentration des nanoparticules près des parois augmente avec le paramètre thermophorèse, par contre un effet opposé est observé lors de l'augmentation du paramètre Brownien.

II.3. Modèle physique

On considère un écoulement hydromagnétique stationnaire, laminaire, incompressible et bidimensionnel dans un canal vertical rempli d'un nanofluide entre deux murs parallèles infinis et perforés séparés par une distance qui est égale à « a » ($y = 0$ et $y = a$) en présence d'un champ magnétique transversal et uniforme B_0 parallèle à l'axe des y , ce nanofluide pénètre à une vitesse U_0 et une température de référence T_m dans le canal. L'axe des x est aligné parallèlement au vecteur d'accélération gravitationnelle g mais dans la direction opposée. Le nombre de Reynolds magnétique ainsi que le champ électrique induit sont

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

supposés très faibles et négligeables. L'écoulement dans le canal est induit par l'action combinée du gradient de pression uniforme appliqué le long de la direction x et la vitesse d'injection / aspiration (V_0) au niveau des parois du canal. La paroi gauche du canal est maintenue à une température chaude T_1 et fraction volumique ϕ_1 tandis que la paroi droite est maintenue à une température froide T_2 . L'analyse du transfert thermique est effectuée en présence de la thermophorèse due à la présence de nanoparticules, du mouvement brownien, dissipation visqueuse et du chauffage ohmique. Le modèle physique du problème est présenté dans la figure II.8 ci-dessous.

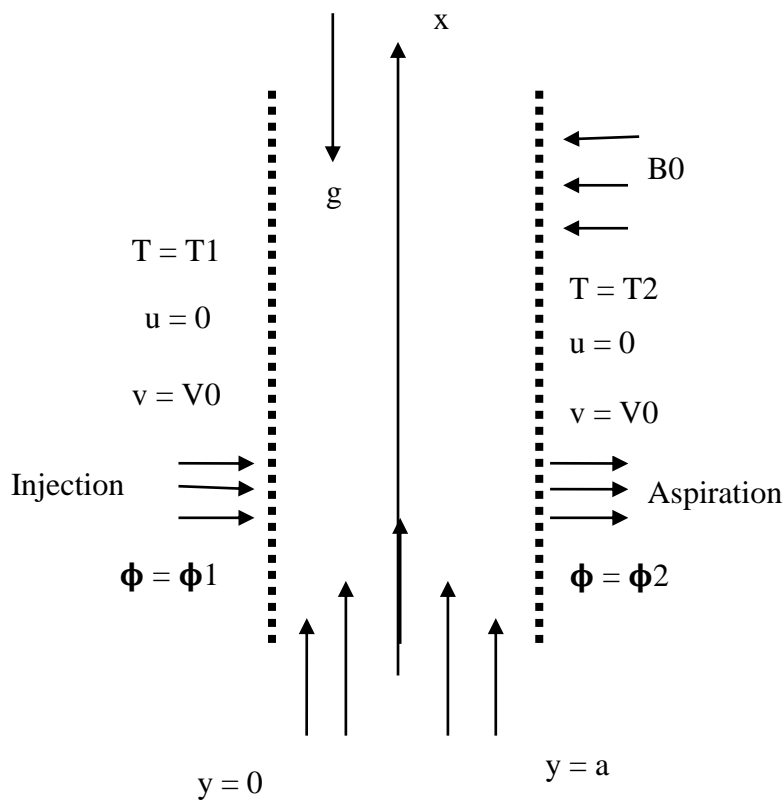


Figure II.8 : Modèle physique

II.4. Hypothèses simplificatrices

Dans le but de simplifier le problème étudié, certaines hypothèses simplificatrices ont été introduites :

- ✓ Ecoulement bidimensionnel.
- ✓ Régime d'écoulement stationnaire et laminaire.

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

- ✓ Fluide incompressible et Newtonien.
- ✓ Toutes les propriétés thermophysiques sont constantes à l'exception de la masse volumique dans l'expression de la force poussée pour laquelle l'approximation de Boussinesq est utilisée.
- ✓ Le nanofluide est traité comme un mélange de deux composants (fluide de base et nanoparticules, approche diphasique développée par **Buongiorno**,) avec la supposition qu'il n'y a pas de réactions chimiques entre ces deux composants qui sont parfaitement dilués ($\phi \ll 1$).
- ✓ Dissipation visqueuse négligeable et pas de sources internes de chaleur.
- ✓ Nombre de Reynolds magnétique est très faible (MHD résistive) ; et donc le champ magnétique induit par le déplacement du fluide est négligeable par rapport au champ magnétique externe appliqué.
- ✓ Parois du canal électriquement isolées et donc le champ électrique est nul. Par conséquent, la densité de courant électrique et la force de Lorentz sont réduites à $\vec{J} = \sigma_{nf}(\vec{V} \wedge \vec{B})$ et $(\vec{J} \wedge \vec{B})$ respectivement.

II.5. Equations gouvernantes

L'écoulement dans ce canal qui est rempli de nanofluides est régi par le modèle de Buongiorno où les effets du mouvement Brownien et thermophorèse sont pris en considération.

En adoptant les hypothèses simplificatrices citées auparavant, les équations gouvernantes s'écrivent comme suit :

a. Equation de continuité

L'équation de continuité dans un milieu rempli de nanofluides s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (\text{II.1})$$

En bidimensionnel l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.2})$$

b. Equations de conservation de la quantité de mouvement

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

L'écoulement est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho_f \vec{V} \nabla \vec{V} = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{V} - \sigma \overline{B_0^2} \vec{V} + [(1 - \phi_2) \beta \rho_f (T - T_2) - (\rho_p - \rho_f)(\phi - \phi_2)] \vec{g} \quad (\text{II.3})$$

➤ En développant l'équation on aura :

$$\rho_f V_0 \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \sigma \overline{B_0^2} u + [(1 - \phi_2) \beta \rho_f (T - T_2) - (\rho_p - \rho_f)(\phi - \phi_2)] g \quad (\text{II.3a})$$

c. Equation d'énergie

La conservation d'énergie est donnée par l'équation :

$$(\rho c_p)_f \vec{V} \nabla T = k \nabla^2 T + 2\mu (\vec{\nabla} \vec{V})^2 + \sigma \overline{B_0^2} \vec{V}^2 + (\rho c_p)_p \left(D_B \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} T + \frac{D_T}{T_m} \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} T \right) \quad (\text{II.4})$$

Où $D_B \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} T$ est le terme du mouvement Brownien et $\frac{D_T}{T_m} \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} T$ est le terme de l'effet thermophorèse, $2\mu (\vec{\nabla} \vec{V})^2$ est la dissipation visqueuse et $\sigma \overline{B_0^2} \vec{V}^2$ est le paramètre du champ magnétique.

En développant l'équation on obtiendra :

$$V_0 \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{k}{(\rho c_p)_f} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{2\mu}{(\rho c_p)_f} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\sigma \overline{B_0^2} u^2}{(\rho c_p)_f} + \tau \left[D_B \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{D_T}{T_m} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (\text{II.5})$$

$$\text{Où : } \tau = \frac{(\rho c_p)_p}{(\rho c_p)_f}$$

d. Equation de la fraction volumique des nanoparticules

L'équation vectorielle s'écrit sous cette forme :

$$\vec{V} \nabla \phi = D_B \nabla^2 \phi + \frac{D_T}{T_m} \nabla^2 T \quad (\text{II.6})$$

Après projection on aura :

$$V_0 \frac{\partial \phi}{\partial y} = D_B \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{D_T}{T_m} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (\text{II.7})$$

II.6. Conditions aux limites

Pour résoudre les équations de conservation, les conditions aux limites dynamiques, thermiques et massiques sont comme suit :

➤ **Paroi gauche**

$$\text{à } y = 0 : \left\{ \begin{array}{l} u = 0, v = V_0, T = T_1, \phi = \phi_1 \end{array} \right. \quad (\text{II.8a})$$

➤ **Paroi droite**

$$y = a : \left\{ \begin{array}{l} u = 0, v = V_0, T = T_2, \phi = \phi_2 \end{array} \right. \quad (\text{II.8b})$$

II.7. Analyse Dimensionnelle

Les équations précédentes sont mises sous forme réduite en utilisant les grandeurs adimensionnelles suivantes :

$$\eta = \frac{y}{a}; X = \frac{x}{a}; f = \frac{a}{v_{nf}} u; \theta = \frac{T - T_2}{T_1 - T_2}; S = \frac{\phi - \phi_2}{\phi_1 - \phi_2}$$

a. Equation de continuité

L'équation de continuité adimensionnelle s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial X} = 0 \quad (\text{II.9})$$

b. Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} - Re \frac{\partial f}{\partial \eta} - Mf + Gr\theta - NrS + A = 0 \quad (\text{II.10})$$

c. Equation d'énergie

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} - RePr \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + 2Br \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \right)^2 + BrMf^2 + Nb \frac{\partial S}{\partial \eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + Nt \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)^2 = 0 \quad (\text{II.11})$$

d. Equation de la fraction volumique des nanoparticules

Chapitre II :Etat de l'art et formulation mathématique

L'équation de la fraction volumique applicable dans ce canal est écrite comme suit :

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \eta^2} - ReLePr \frac{\partial S}{\partial \eta} + \frac{Nt}{Nb} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} = 0 \quad (\text{II.12})$$

e. Conditions aux limites adimensionnelles

L'adimensionnement des conditions aux limites dynamiques, thermiques et massiques donne ce qui suit :

➤ **Paroi gauche**

Pour $\eta = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} f = 0 \\ \theta = 1 \\ S = 1 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (\text{II.13a}) \\ (\text{II.13b}) \\ (\text{II.13c}) \end{array}$$

➤ **Paroi droite**

Pour $\eta = 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} f = 0 \\ \theta = 0 \\ S = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (\text{II.14a}) \\ (\text{II.14b}) \\ (\text{II.14c}) \end{array}$$

Les paramètres adimensionnels qui apparaissent dans les équations de conservation et les conditions aux limites, sont définis comme suit :

$$Re = \frac{V_0 a}{\nu_f} \quad (\text{II.15})$$

$$M = \frac{\sigma B_0^2 a^2}{\rho_f \nu_f} \quad (\text{II.16})$$

$$Gr = \frac{(1-\phi_2) g \beta_T \Delta T a^3}{\nu_f^2} \quad (\text{II.17})$$

$$Pr = \frac{\mu_f c_p}{k} \quad (\text{II.18})$$

$$Br = \frac{\mu_f u^2}{k a^2 \Delta T} \quad (\text{II.19})$$

$$Le = \frac{k}{(\rho c_p)_f D_B} \quad (\text{II.20})$$

$$Nr = \frac{(\rho_p - \rho_f) \Delta \phi g a^3}{\rho \nu_f^2} \quad (\text{II.21})$$

$$Nb = \frac{\tau_{D_B} \Delta \phi}{\alpha} \quad (\text{II.22})$$

$$Nt = \frac{\tau_{D_T} \Delta T}{T_m \alpha} \quad (\text{II.23})$$

$$A = - \frac{a^3}{\nu_f^2 \rho_f} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{II.24})$$

Dans les équations ci-dessus, Re est le nombre de Reynolds de l'injection/Aspiration, M est le paramètre du champ magnétique, Gr est le nombre de Grashof, Pr est le nombre Prandtl, Br est le nombre de Brinkman qui est le paramètre de la dissipation visqueuse, Le est le nombre de Lewis, Nr est le taux de flottabilité des nanoparticules, Nb est le paramètre du mouvement Brownien, Nt est le paramètre de thermophorèse et A représente le gradient de pression.

II.8. Coefficient de frottement

C'est un coefficient sans dimension exprimant la proportionnalité entre la force de frottement par unité de surface (ou bien la contrainte de cisaillement exercée par le vent à la surface de la terre), et le carré de la vitesse du vent à la surface. Il est exprimé par la relation suivante :

$$Cf = \frac{\tau_s}{\rho U_0^2} \Big|_{y=0,a} \quad (\text{II.25})$$

$$\text{Avec : } \tau_s = \mu_f \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0,a} \quad (\text{II.25a})$$

$$Cf = \frac{\mu_f \frac{\partial u}{\partial y}}{\rho U_0^2} \quad (\text{II.25b})$$

Après l'adimensionnement de ce coefficient on obtient l'équation suivante :

$$Cf = \frac{1}{Re^2} \frac{\partial f}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0,1} \quad (\text{II.25c})$$

II.9. Nombre de Nusselt

C'est un nombre adimensionnel utilisé pour caractériser le transfert thermique entre un fluide et une paroi (transfert de chaleur par convection) qui est défini comme suit :

$$Nu = \frac{aq|_{y=0,a}}{k(T_1-T_2)} \quad (\text{II.26})$$

Où q est le flux thermique surfacique exprimé par :

$$q = -k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0,a} \quad (\text{II.26a})$$

$$Nu = \frac{-a \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0,a}}{(T_1-T_2)} \quad (\text{II.26b})$$

En utilisant les variables adimensionnelles on aura :

$$Nu = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right|_{\eta=0,1} \quad (\text{II.26c})$$

II.10. Nombre de Sherwood

Le phénomène de transfert de masse par convection est représenté par le nombre de Sherwood qui s'exprime par la relation suivante :

$$Sh = \frac{aq_m|_{y=0,a}}{D_B(\phi_1-\phi_2)} \quad (\text{II.27})$$

Où q_m est le flux massique surfacique des nanoparticules exprimé ainsi :

$$q_m = -D_B \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_{y=0,a} \quad (\text{II.27a})$$

Alors :

$$Sh = \frac{-a \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_{y=0,a}}{(\phi_1-\phi_2)} \quad (\text{II.27b})$$

En utilisant les variables adimensionnelles on obtient :

$$Sh = - \left. \frac{\partial S}{\partial \eta} \right|_{\eta=0,1} \quad (\text{II.27c})$$

II.11. Conclusion

A travers ce chapitre, il apparait en premier lieu que les nombreux travaux réalisés sur la convection en présence des nanofluides ont touché à divers aspects du problème soit en variant les conditions aux limites, soit en changeant la géométrie ou le type d'analyse c'est à dire chercher des solutions exactes par diverses méthodes analytiques ou des solutions numériques.

Ensuite nous concluons que les différentes équations adimensionnelles sont très importantes pour la simplification des calculs, après avoir positionné le problème avec les conditions aux limites appropriés et mise sous leurs formes adimensionnelles pour obtenir des équations aux dérivées partielles et c'est ce qui permet une meilleure approche de la réalité des phénomènes physiques car elles sont indépendantes du système d'unités de mesure utilisé.

Dans le chapitre qui suit, nous allons parler sur la méthode de discrétisation utilisée pour la modélisation numérique.



Chapitre III : **Modélisation numérique**

III.1. Introduction

Nous avons obtenu dans le chapitre précédent des équations complexes impossible à résoudre par la méthode analytique et pour simplifier donc le calcul, nous allons recourir à la modélisation numérique pour pouvoir aboutir à des résultats.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la méthode numérique utilisée pour résoudre les équations de base formulées dans le chapitre II.

Nous allons avoir un problème d'équations différentielles ordinaires (EDO) aux limites qu'on va étudier et qui ont un comportement très différent de celui d'un problème aux valeurs initiales. Nous utiliserons le solveur `bvp4c` créé sous le logiciel MATLAB qui permet de résoudre le problème aux limites par l'une des méthodes des différences finies qui implémente la formule de Lobatto à trois étapes de collocation.

III.2. Equations différentielles ordinaire (EDO)

Les équations différentielles ordinaires décrivent des phénomènes qui changent continuellement. Ils se posent en modèles à travers les mathématiques, les sciences et l'ingénierie. En soi, un système d'équations différentielles possède de nombreuses solutions. Communément une solution d'intérêt est déterminée en spécifiant les valeurs de toutes ses composantes en un seul point ($x = a$), c'est ce que l'on appelle un problème aux valeurs initiales (IVP). Cependant, dans de nombreuses applications, la solution est déterminée de manière plus complexe.

Un problème de valeur aux limites (BVP) définit des valeurs ou encore des équations pour les composantes de la solution à plus d'un point. Contrairement aux IVP, un problème de valeur aux limites peut, ne pas avoir de solution, avoir un nombre fini, ou bien en avoir une infinité. De ce fait, les programmes de résolution des BVP, exigent de ses utilisateurs de fournir une estimation de la solution souhaitée. Souvent, il existe des paramètres qui doivent être déterminés de telle sorte que le BVP a une solution.

Ce qui suit montre comment formuler, résoudre et tracer la solution d'un BVP avec le programme `bvp4c` MATLAB. Il vise à rendre la résolution d'un problème type d'un BVP aussi facile que possible.

III.3. Problème de valeurs aux limites

Si la fonction f est continue sur l'intervalle $[a, b]$, le problème de valeur initiale $y' = f(x, y)$, avec $y(a)$ donné, possède une solution unique. Les problèmes de valeur aux limites à deux bouts sont illustrés par l'équation :

$$y'' + y = 0 \quad (III.1)$$

Avec les conditions aux limites suivantes : $y(a) = A, y(b) = B$.

Une manière d'analyser ces problèmes est de considérer une famille de solutions de IVP. Soit $y(x, s)$, la solution de l'équation (III.1) avec les valeurs initiales $y(a) = A$ et $y'(a) = s$. chaque $y(x, s)$ s'étend jusqu'à $x = b$, maintenant la question est de déterminer les valeurs de s pour lesquelles $y(b, s) = B$.

S'il existe une solution S pour cette équation algébrique, la valeur $y(x, s)$ correspondante constitue une solution de l'équation différentielle qui satisfait les deux conditions aux limites. En utilisant la linéarité, nous pouvons trier les possibilités aisément.

Soit $U(x)$ la solution définie par $y(a) = A, y'(a) = 0$ et $V(x)$ la solution définie par $y(a) = 0, y'(a) = 1$. La linéarité implique que $y(x, s) = U(x) + sV(x)$, et la condition à la limite $B = y(b, s) = u(b) + sv(b)$ n'est autre qu'une équation algébrique linéaire qui définit la pente initiale inconnue S .

III.4. Méthode Numérique

Généralement pour résoudre ce genre de problèmes, les ingénieurs ont l'habitude d'utiliser la méthode de Runge-Kutta avec une technique de tir, mais cette méthode ne peut être utilisée avec notre code `bvp4c`. En effet, ce code met en œuvre la méthode des différences finies avec la technique de collocation qui utilise un maillage de points pour diviser l'intervalle en sous-intervalles d'intégration afin de résoudre des problèmes de valeurs aux limites de la forme :

$$y' = f(x, y, p), \quad a \leq x \leq b \quad (III.2)$$

Avec les conditions aux limites :

$$g(y(a), y(b), p) = 0 \quad (III.3)$$

Ici p est un vecteur de paramètres inconnus. Par souci de simplicité, il n'est pas pris en compte dans les expressions qui suivent. La solution approximative $S(x)$ est une fonction polynomiale d'ordre trois continue sur chaque sous-intervalle $[x_n, x_{n+1}]$ du maillage $a = x_0 < x_1 < \dots < x_n = b$ qui satisfait les conditions aux limites suivantes :

$$g(s(a), s(b)) = 0 \quad (\text{III.4})$$

Et qui satisfait les équations différentielles (polynômes de collocation) aux deux extrémités et le point médian de chaque sous-intervalle :

$$s'(x_n) = f(x_n, s(x_n)) \quad (\text{III.5})$$

$$s'((x_n + x_{n+1})/2) = f((x_n + x_{n+1})/2, s((x_n + x_{n+1})/2)) \quad (\text{III.6})$$

$$s'(x_{n+1}) = f(x_{n+1}, s(x_{n+1})) \quad (\text{III.7})$$

Ces conditions conduisent à un système d'équations algébriques non linéaires pour les coefficients définissant $S(x)$. A la différence de la technique de tir, la solution $y(x)$ est évaluée sur tout l'intervalle $[a, b]$ avec prise en compte des conditions aux limites à tout moment.

La méthode de base de `bvp4c` est une méthode aux différences finies qui implémente la formule de Lobatto à trois étapes de collocation. Il peut être démontré [25], que $S(x)$ est une approximation de quatrième ordre pour une solution isolée $y(x)$, c'est à dire, $\|y(x) - s(x)\| \leq Ch^4$. Ici, h est la valeur maximale du pas $h_n = x_{n+1} - x_n$ et C est une constante. Nous insistons sur le fait important que cette borne est vraie pour tout x dans l'intervalle $[a, b]$, ce qui n'est pas le cas pour certaines méthodes de collocation populaires. Après $S(x)$ est calculé sur un maillage avec `bvp4c`.

En raison du fait que les problèmes de valeurs aux limites peuvent avoir plus d'une solution, les codes de résolution obligent ses utilisateurs à fournir une estimation pour la solution souhaitée. L'estimation comprend une estimation d'un maillage initial, les codes ensuite adaptent le maillage de manière à obtenir une solution numérique précise avec un nombre réduit de nœuds. La partie la plus ardue pour résoudre un BVP est l'estimation en elle-même puisque réussir à trouver une approximation adéquate du premier est extrêmement difficile venir avec suffisamment bonne supposition est souvent la partie la plus difficile.

Le code `bvp4c` adopte une approche inhabituelle pour le contrôle d'erreur qui lui permet de remédier aux mauvaises suppositions. Le fait que $S(x)$ est régulière sur $[a, b]$ ainsi que les collocations aux extrémités de chaque sous-intervalle implique que la dérivée $S(x)$ est

également continue sur l'intervalle $[a, b]$ ce qui induit à un résiduel noté $r(x)$ dans l'équation différentielle défini par:

$$r(x) = s'(x) - f(x, s(x)) \quad (\text{III.8})$$

Autrement dit, $S(x)$ est la solution exacte des équations différentielles ordinaires perturbées.

$$s'(x) = f(x, s(x) + r(x)) \quad (\text{III.9})$$

De même, le résidu dans les conditions aux limites est $g(s(a), s(b))$.

La routine `bvp4c` contrôle les tailles de ces résidus, si ces derniers sont uniformément petits, $S(x)$ s'avère être une bonne solution dans le sens que c'est la solution exacte d'un problème relativement proche de celui fourni au solveur. La routine est basée sur des algorithmes plausibles, même lorsque le maillage initial est non satisfaisant, elle continue à fournir des résultats corrects quand h tends vers 0. [25]

III.5. Procédure suivie

Les équations adimensionnées couplées avec les conditions aux limites deviennent des problèmes à valeurs limites (BVP). Nous transformons ces équations en équations différentielles ordinaires non linéaires de premier ordre avec des conditions initiales.

On a:

$$f = y_1, \frac{\partial f}{\partial \eta} = y_2, \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} = y_2', \theta = y_3, \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = y_4, \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} = y_4', S = y_5, \frac{\partial S}{\partial \eta} = y_6, \frac{\partial^2 S}{\partial \eta^2} = y_6' \quad (\text{III.10})$$

Alors, les équations gouvernantes deviennent:

$$y_2' = -A + My_1 - Gry_3 + Nry_5 + Rey_2 \quad (\text{III.11})$$

$$y_4' = RePry_4 - 2Bry_2^2 - BrMy_1^2 - Nby_6y_4 - Nty_4^2 \quad (\text{III.12})$$

$$y_6' = ReLePry_6 - \frac{Nt}{Nb}y_4' \quad (\text{III.13})$$

III.6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit la procédure numérique utilisée pour la résolution des équations caractérisant les champs dynamique, thermique et celui de la fraction volumique

Chapitre III :Modélisation Numérique

des nanoparticules avec la méthode des différences finies par une technique de collocation qui utilise le code bvp4c sur MATLAB.

Le solveur bvp4c détermine une solution numérique en résolvant un système d'équations algébriques résultant avec les conditions aux limites.

Grâce à cette méthode, nous avons obtenu un système d'équations différentielles ordinaires linéaires de premier ordre qui sont simples à calculer pour atteindre les résultats voulus dans notre étude.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter et commenter nos différents résultats obtenus à partir de la modélisation numérique sous forme de graphes illustrés pour déterminer l'influence des différents paramètres sur le comportement dynamique, thermique et concentration volumique de l'écoulement.

A decorative graphic of a scroll with a black outline and rounded corners. The scroll is partially unrolled, with the top edge curving upwards and the bottom edge curving downwards. The unrolled portion is a white rectangle containing the chapter title. There are three grey circular elements: one at the top right corner of the scroll, one at the top left corner of the unrolled portion, and one at the bottom left corner of the unrolled portion.

Chapitre IV : Résultats et discussions

IV.1. Introduction

Après avoir expliqué la méthode numérique utilisée dans notre étude concernant un écoulement en convection mixte dans un canal vertical en présence d'un nanofluide sur le logiciel de calcul MATLAB dans le chapitre précédent, on s'intéresse dans ce présent chapitre aux résultats numériques obtenus.

Afin de comprendre beaucoup plus le phénomène physique du problème, notre étude paramétrique a pour but d'analyser les effets des différents paramètres adimensionnels.

IV.2. Validation du programme

Afin d'examiner l'exactitude de la méthode utilisée, on a comparé nos propres résultats à ceux de **Oluwol Daniel MAKINDE et al. [26]** en termes de nombre de la vitesse adimensionnelle f dans le **tableau IV-1**. On remarque une très bonne homogénéité ainsi qu'une concordance entre les résultats de référence et nos résultats.

Tableau IV-1 : Comparaison des valeurs de la vitesse adimensionnelle f

η	M	Re	Solution exacte	Présent travail
0	0,1	0,1	0	0
0,1	0,1	0,1	0,04518	0,04551
0,3	0,4	0,3	0,10276	0,1028
0,5	0,5	0,5	0,11822	0,1182
0,7	1,5	1,0	0,08428	0,08418
0,9	2,5	2,0	0,02774	0,02778
1	2,0	1,0	0	0

IV.3. Résultats et discussion

Dans ce qui va suivre, on présentera nos résultats de notre travail personnel dont l'objectif principal est d'améliorer le transfert de chaleur par convection mixte dans le canal vertical déjà cité rempli d'un nanofluide. Pour cela, nous avons entrepris l'étude de l'influence de certains paramètres sur les différents profils adimensionnels ; vitesse, température ainsi que la concentration volumique ; et aussi leur influence sur la variation du coefficient de frottement C_f , le taux de transfert de chaleur local Nusselt et le transfert de masse local Sherwood.

IV.3.1. Profil de vitesse adimensionnelle

La variation de la vitesse adimensionnelle en fonction de variable de similarité η est représentée respectivement sur les figures IV.1, IV.2 et IV.3.

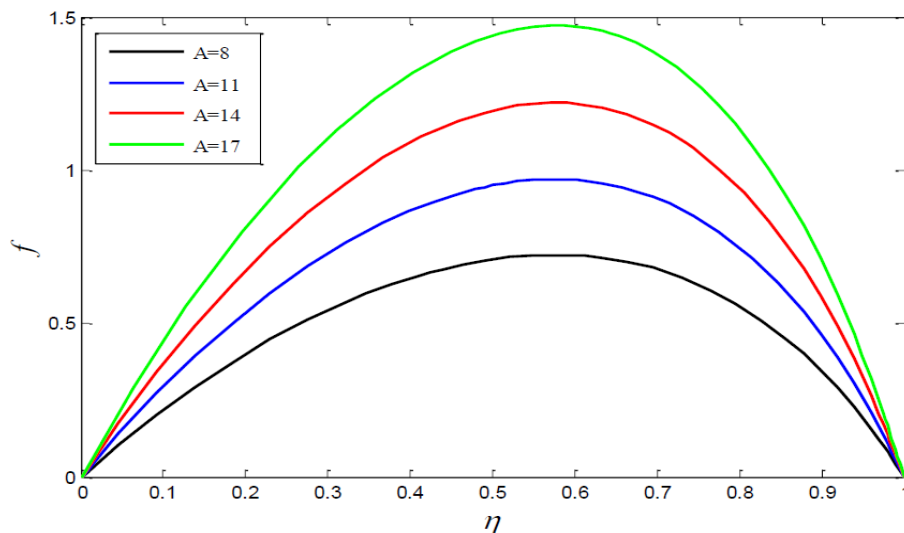


Figure IV.1 : Effet de A sur le profil de vitesse ($M=5$, $Gr=2$, $Re=2$, $Nr=1$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Nb=0.1$, $Nt=0.5$, $Le=10$)

La **figure IV.1** montre l'effet du gradient de pression A sur la vitesse adimensionnelle, il est intéressant de noter que la vitesse maximale est observée dans la région centrale du canal alors que la vitesse minimale est au niveau des murs perméables. D'après la figure, on remarque que le gradient de pression a un effet remarquable sur le profil de vitesse, l'augmentation de ce paramètre conduit à amplifier la vitesse. Ceci, on peut l'expliquer par le théorème de Bernoulli qui énonce que dans le flux d'un fluide, une accélération se produit simultanément avec la diminution de la pression.

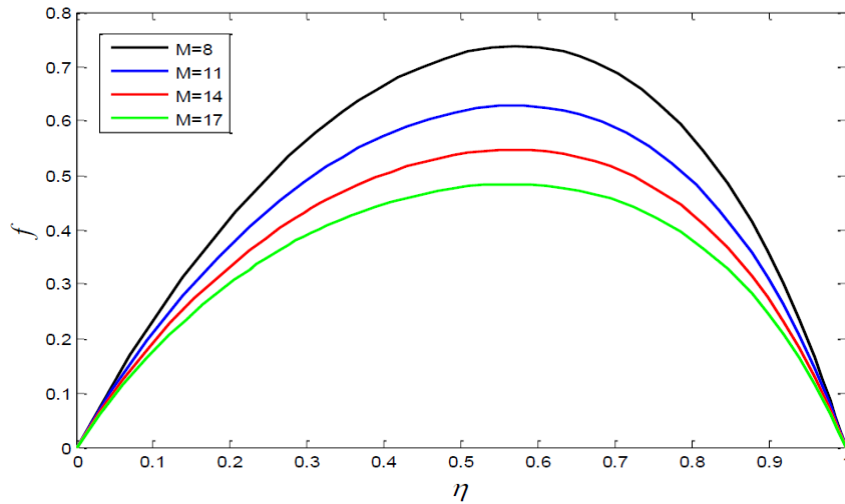


Figure IV.2 : Effet de M sur le profil de vitesse ($A=10, Gr=2, Re=2, Nr=1, Pr=6.2, Br=0.3, Nb=0.1, Nt=0.5, Le=10$)

Le paramètre du champ magnétique M est un autre paramètre influençant sur la variation du profil de vitesse, son effet est décrit dans la **figure IV.2**. On constate qu'une augmentation de M ralentit le profil de vitesse, ceci est dû au fait qu'en tant que l'intensité du champ magnétique transversal augmente, la force de Lorentz résistante augmente et agit comme une force opposée à la direction du flux (normal à la vitesse d'écoulement) par conséquent la vitesse d'écoulement diminue. On peut considérer la présence du champ magnétique comme outil puissant pour réguler l'écoulement.

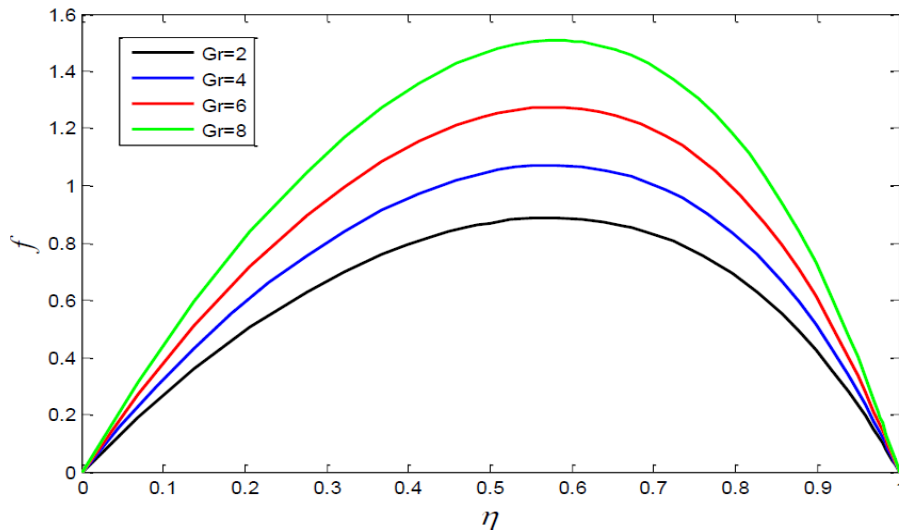


Figure IV.3 : Effet de Gr sur le profil de vitesse ($A=10, M=5, Re=2, Nr=1, Pr=6.2, Br=0.3, Nb=0.1, Nt=0.5, Le=10$)

L'effet du nombre adimensionnel Grashof Gr sur la variation de la vitesse est illustré sur la **figure IV.3**. On voit que Gr a un effet clairement remarquable, la hausse de cet effet est suivie par l'augmentation du profil de vitesse. Ce paramètre peut être attribué à l'influence relative de la force de flottabilité.

IV.3.2. Profils de température adimensionnelle

La variation de la température suivant la variable de similarité η est présentée graphiquement sur les figures ci-dessous :

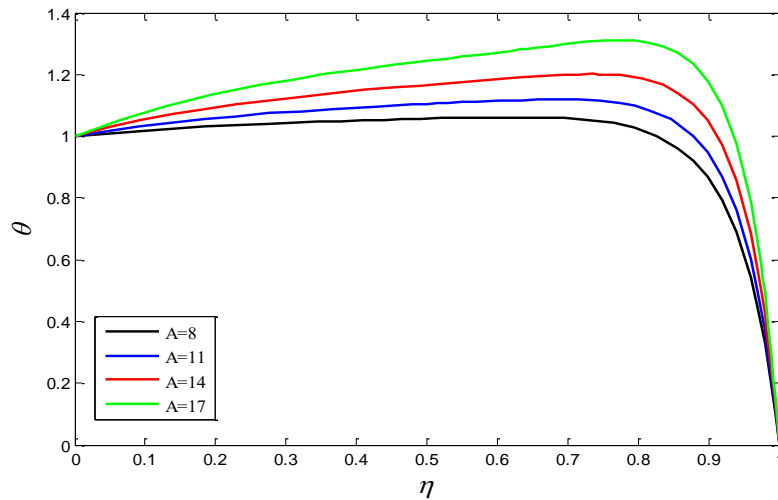


Figure IV.4 : Effet de A sur le profil de température ($M=5$, $Gr=2$, $Re=2$, $Nr=1$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Nb=0.1$, $Nt=0.5$, $Le=10$)

La **figure IV.4** montre l'influence du gradient de pression A sur le profil de température. On remarque que la température est très faible à la paroi droite par rapport à la paroi gauche et qu'elle augmente avec l'augmentation du gradient de pression.

Ceci est attendu, car une augmentation de ce dernier améliore la génération de chaleur interne due à la dissipation visqueuse. Ce qui montre que le gradient de pression joue un rôle important pour l'amélioration du transfert thermique.

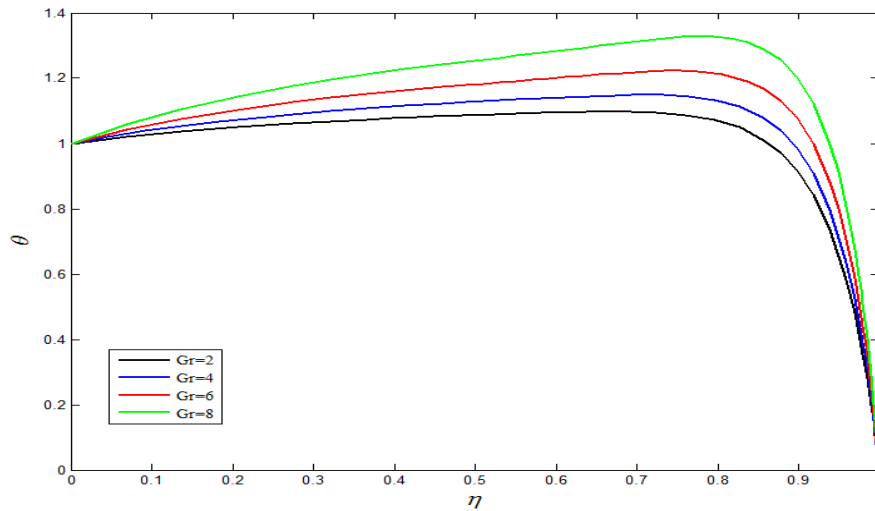


Figure IV.5 : Effet de Gr sur le profil de température ($M=5, A=10, Re=2, Nr=1, Pr=6.2, Br=0.3, Nb=0.1, Nt=0.5, Le=10$)

La **figure IV.5** montre l'effet du nombre de Grashof Gr sur la distribution de température dans le canal. On remarque qu'en augmentant le nombre de Grashof le profil de température accroît. Cette élévation de température peut être attribuée à l'augmentation du volume des nanoparticules et aussi que le transfert thermique dans le canal est dominé par la convection, ce qui nous montre que le nombre de Grashof est important pour la hausse du transfert thermique.

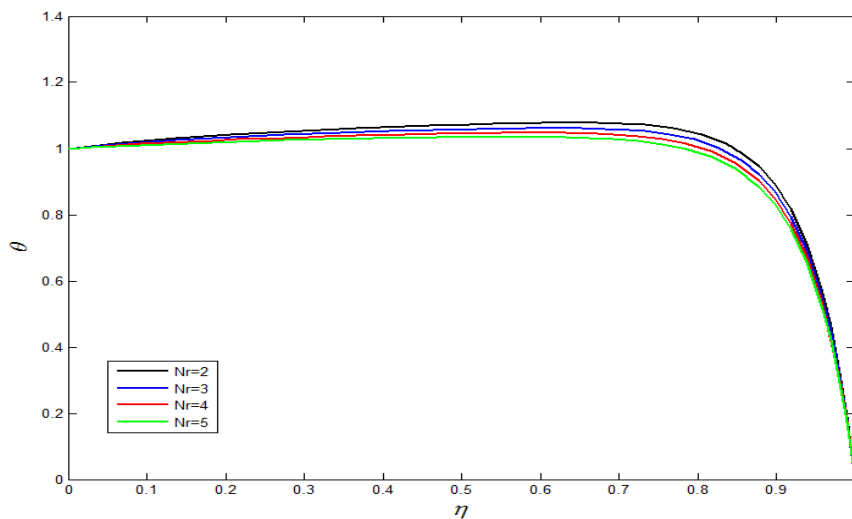


Figure IV.6 : Effet de Nr sur le profil de température ($M=5, A=10, Re=2, Gr=2, Pr=6.2, Br=0.3, Nb=0.1, Nt=0.5, Le=10$)

La **figure IV.6** montre l'impact du taux de flottabilité Nr sur le transfert thermique et on constate que ce paramètre a sensiblement diminué le profil de température du nanofluide. Cette diminution de température est due à l'augmentation de la force de flottabilité qui

entraîne une diminution de la viscosité du nanofluide ce qui diminue le frottement entre les molécules du nanofluide et donc une diminution de l'apport de chaleur. Donc, le taux de flottabilité a un effet négatif sur le transfert thermique.

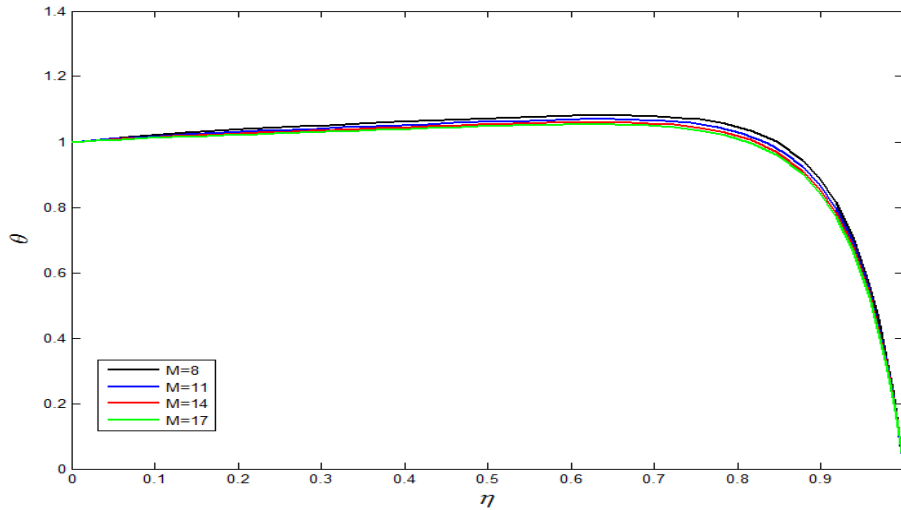


Figure IV.7 : Effet de M sur le profil de température ($Nr=1$, $A=10$, $Re=2$, $Gr=2$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Nb=0.1$, $Nt=0.5$, $Le=10$)

D'après la **figure IV.7** On remarque que, l'augmentation du champ magnétique entraîne une légère diminution du profil de température et on constate que même en variant le paramètre du champ magnétique les courbes gardent la même allure. Par conséquent, le champ magnétique a un effet négatif sur la distribution de la température et il faut le réduire pour un meilleur transfert de chaleur.

IV.3.3. Profils de concentration adimensionnelle

Les figures ci-dessous illustrent l'influence des variations de paramètres sur le profil de concentration en nanofluide. En général, la concentration des nanoparticules est la plus élevée au mur gauche et diminue progressivement jusqu'à la valeur prescrite au mur droit.

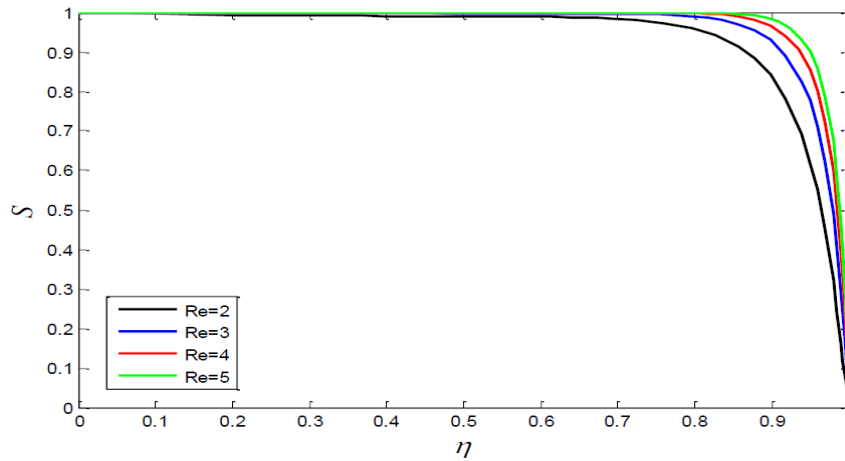


Figure IV.8 : Effet de Re sur le profil de concentration ($A=10$, $M=5$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Nb=0.1$, $Nt=0.5$, $Le=10$)

La **figure IV.8** montre que, le profil de concentration augmente proportionnellement avec la hausse du nombre de Reynolds Re , l'allure des différentes courbes de concentrations de nanoparticules est descendante, ceci est attendu car l'augmentation de ce dernier augmente l'aspiration au niveau du mur gauche et l'injection au mur droit, les nanoparticules ont donc tendance à couler vers le mur droit.

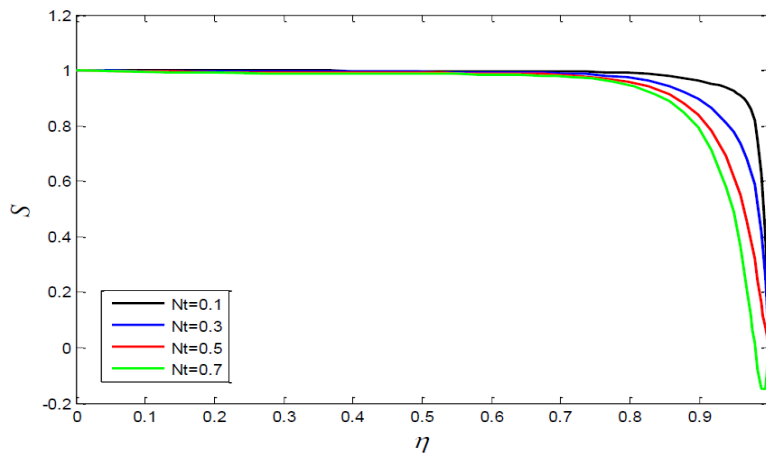


Figure IV.9 : Effet de Nt sur le profil de concentration ($A=10$, $M=5$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Nb=0.1$, $Re=2$, $Le=10$)

D'après la **figure IV.9**, on remarque que la thermophorèse a un certain effet sur la variation de la concentration, son augmentation provoque la diminution de la concentration de la parois froide à la chaude, c'est ce qu'on appelle l'effet de la dispersion des nanoparticules qui provoque leur migration des zones chaudes vers les zones froides.

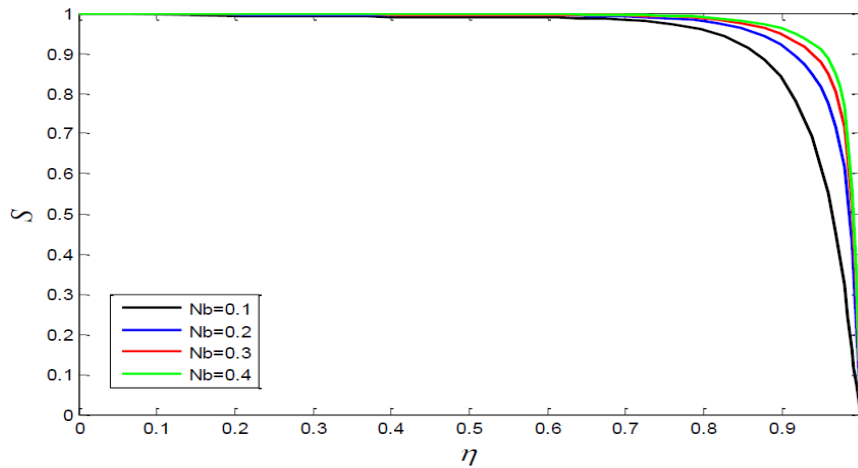


Figure IV.10 : Effet de Nb sur le profil de concentration ($A=10, M=5, Gr=2, Nr=1, Pr=6.2, Br=0.3, Nt=0.5, Re=2, Le=10$)

Les effets du paramètre du mouvement brownien Nb sur la concentration sont illustrés dans la **figure IV.10**, contrairement à la thermophorèse ; la concentration augmente avec la hausse de Nb , ceci est attendu car c'est le mouvement brownien qui joue un rôle important dans le mouvement des particules du nanofluide. D'après nos résultats ainsi que ceux d'autres études paramétriques sur les nanofluides, on remarque que la thermophorèse et le mouvement brownien ont des effets différents sur la concentration, si l'augmentation de l'un d'eux augmente la concentration l'autre va la diminuer.

IV.3.4. Variation du coefficient de frottement C_f

Les effets des paramètres thermophysiques sur le coefficient de frottement sont reflétés dans les figures ci-dessous :

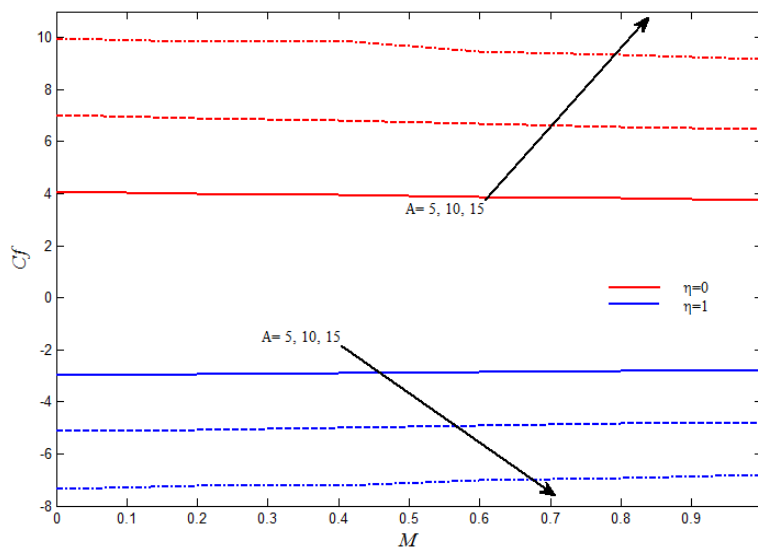


Figure IV.11 : Effet de A et M sur le coefficient de frottement ($Gr=2, Nr=1, Pr=6.2, Br=0.3, Nt=0.5, Nb=0.1, Re=2, Le=10$)

La **figure IV.11** montre la variation de coefficient de frottement en fonction de gradient de pression A et du paramètre du champ magnétique M . On remarque que, le coefficient de frottement augmente en augmentant A à la paroi gauche, cela est attribué à la présence du champ magnétique venu à partir de la paroi droite qui diminue le gradient de vitesse du nanofluide et qui fait naître un taux de frottement, contrairement à la paroi droite où la présence du champ magnétique n'affecte pas efficacement sur le nanofluide, c'est ce qui fait qu'il y aura pas trop de frottement et que C_f va diminuer.

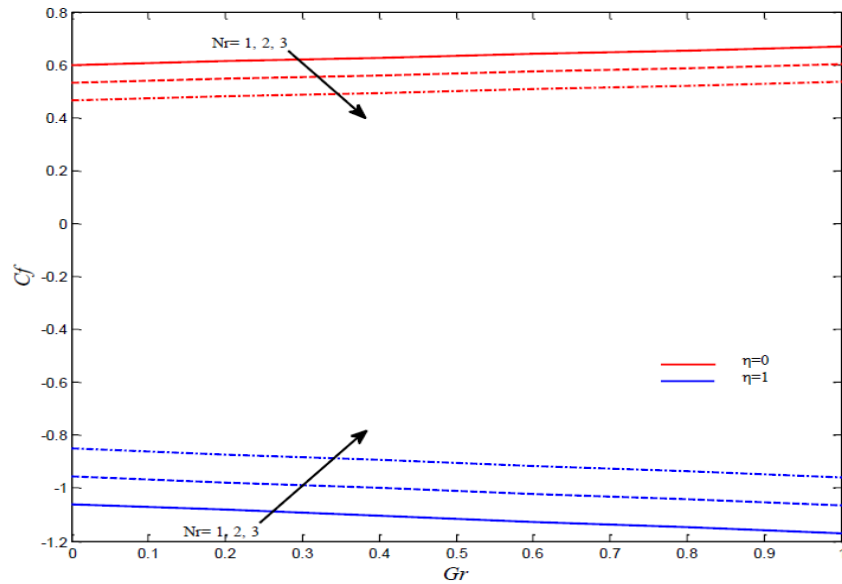


Figure IV.12 : Effet de Nr et Gr sur le coefficient de frottement ($A=10$, $M=5$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Nt=0.5$, $Re=2$, $Le=10$)

D'après la **figure IV.12**, on remarque que la variation du nombre de Grashof Gr et le taux de flottabilité Nr ont tous deux des effets sur le coefficient de frottement, mais de façon opposée l'un pour l'autre ; à la paroi gauche la variation du nombre de Grashof augmente le coefficient de frottement, tandis que ce dernier diminue en augmentant Nr . A la paroi droite le coefficient de frottement augmente avec l'augmentation du paramètre de taux de flottabilité Nr , contrairement au nombre de Grashof qui le fait diminuer.

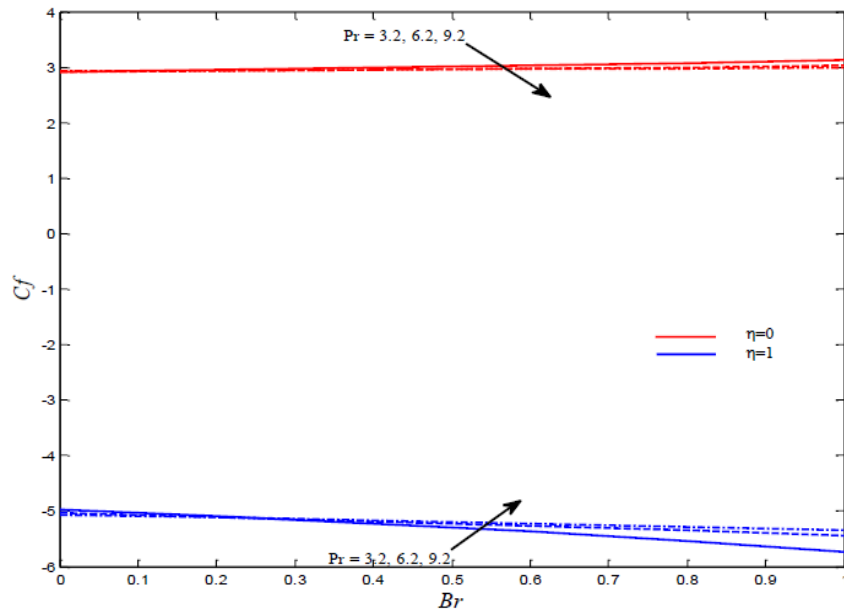


Figure IV.13 : Effet de Pr et Br sur le coefficient de frottement ($A=10$, $M=5$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Nt=0.5$, $Re=2$, $Le=10$)

La **figure IV.13** montre la variation du coefficient de frottement en fonction du nombre de Prandtl et du nombre de Brinkman Br , on voit que ces derniers affectent légèrement sur le coefficient de frottement, sachant que Brinkman est le rapport entre l'énergie des forces visqueuses dissipées et l'énergie transférée par conduction thermique ; on peut analyser l'augmentation du coefficient de frottement dans la paroi chaude avec la hausse du nombre de Brinkman comme étant le résultat de la présence de la viscosité dans cette paroi contrairement à la parois froide où l'augmentation du nombre de Brinkman n'a pas abouti à une augmentation du coefficient de frottement.

IV.3.5. Variation du taux de transfert de chaleur Nu

Dans ce qui suit, on va discuter les effets des différents paramètres sur la variation du taux de transfert de chaleur Nu ; les résultats sont illustrés dans les figures ci-dessous :

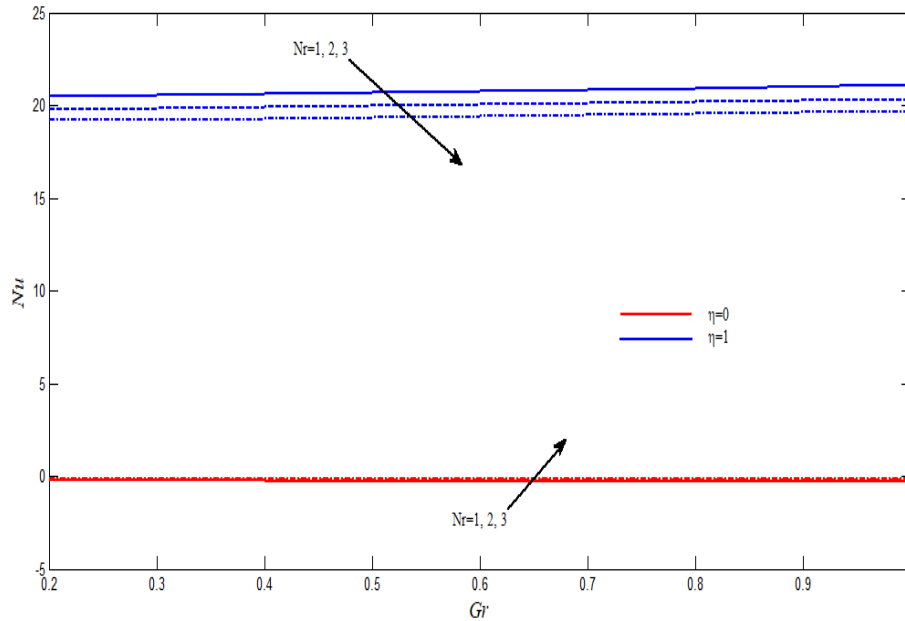


Figure IV.14 : Effet de Nr et Gr sur le nombre de Nusselt ($A=10, Pr=6.2, Br=0.3, Nb=0.1, Nt=0.5, Le=10$)

La **figure IV.14** montre l'effet combiné du nombre de Grashof Gr et du taux de flottabilité Nr sur le taux de transfert de chaleur en terme de Nusselt, on remarque dans la paroi gauche une légère augmentation du nombre de Nusselt avec l'augmentation des nombres de Grashof et le taux de flottabilité, tandis que dans la paroi droite il y'a une diminution du taux de transfert thermique en augmentant le taux de flottabilité et le nombre de Grashof. Ceci peut être attribué au refroidissement par convection et à la perte de chaleur dans l'air ambiant de la paroi gauche, aussi les effets élevés de la force de flottabilité dans la paroi gauche par rapport à celle de droite nous explique ce phénomène de transfert. Ce qui nous montre que le taux de flottabilité et Grashof jouent un rôle important dans l'amélioration du transfert de chaleur au canal.

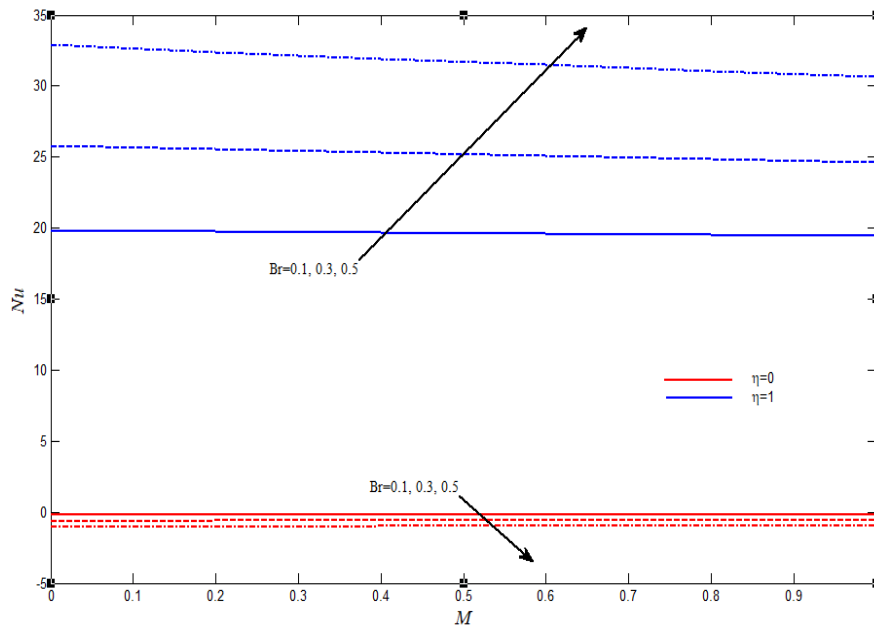


Figure IV.15 : Effet de Br et M sur le nombre de Nusselt ($A=10$, $Pr=6.2$, $Re=2$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Nb=0.1$, $Nt=0.5$, $Le=10$)

Dans la **figure IV.15** on remarque l'influence que peut avoir le nombre de Brinkman Br et le paramètre du champ magnétique M sur le nombre de Nusselt, on constate que le nombre de Nusselt diminue dans la paroi gauche en augmentant le nombre de Brinkman et le champ magnétique contrairement à la paroi droite où on remarque une augmentation importante du nombre de Nusselt avec l'augmentation de ces deux paramètres, aussi les courbes de Nusselt varient linéairement. Ceci est dû à la présence du champ magnétique dans la paroi gauche qui est supérieur à l'énergie des forces visqueuses dissipées ce qui amortit l'écoulement par la force de Lorentz qui affaiblit la convection et c'est ce qui a réduit le transfert de chaleur dans cette paroi. Mais au contraire dans la paroi droite on déduit que les forces visqueuses dissipées sont plus importantes que la force magnétique et donc le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Brinkman car l'énergie dissipée par les forces visqueuses est très importante, ce qui indique une hausse de température dans la paroi droite du canal.

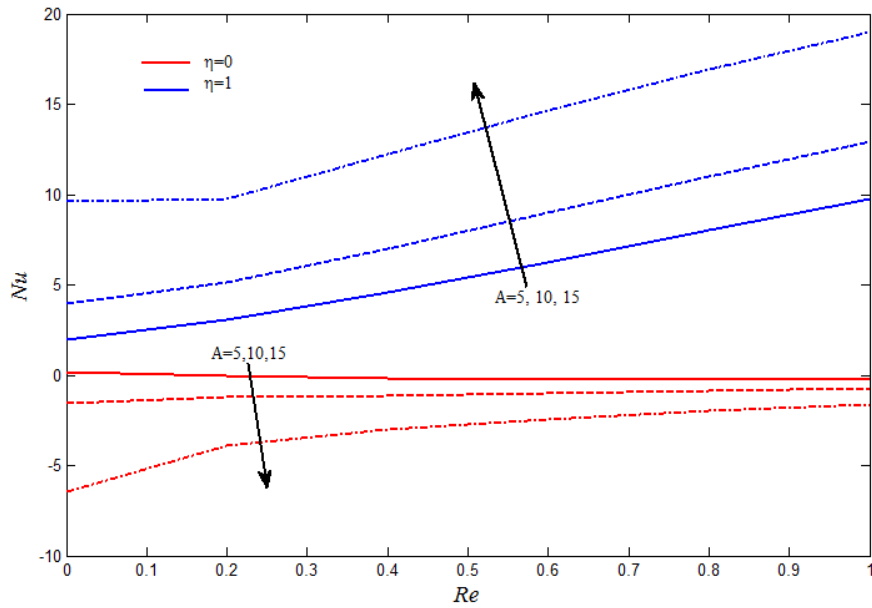


Figure IV.16 : Effet de Re et A sur le nombre de Nusselt ($M=5$, $Pr=6.2$, $Br=0.3$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Nb=0.1$, $Nt=0.5$, $Le=10$)

La **figure IV.16** montre l'influence du nombre de Reynolds Re et le gradient de pression A sur le nombre de Nusselt, on voit qu'à la paroi gauche le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds mais diminue en augmentant le gradient de pression. Tandis qu'à la paroi droite, Nusselt augmente beaucoup avec l'augmentation de ces deux paramètres.

Cela montre que le nombre de Reynolds améliore le transfert de chaleur dans les deux parois en raison de la forte convection à des vitesses d'écoulements plus élevées. Il convient également de noter que le transfert de chaleur par convection domine le champ d'écoulement dans les sections où le flux pénètre dans le canal. Mais le gradient de pression réduit le transfert thermique dans la paroi gauche et l'améliore dans la paroi droite, et ceci est causé par le phénomène d'absorption qui crée un gradient de pression élevé par rapport à la paroi gauche et améliore la génération de chaleur interne due à la dissipation visqueuse donc la paroi gauche cède de la chaleur à la paroi droite ce qui explique ces résultats.

IV.3.6. Variation du taux de transfert de masse Sh

Les figures ci-dessous représentent la variation de nombre de Sherwood pour différentes valeurs de divers paramètres adimensionnels, notons que le nombre de Sherwood est le pendant du nombre de Nusselt pour diffusion massique :

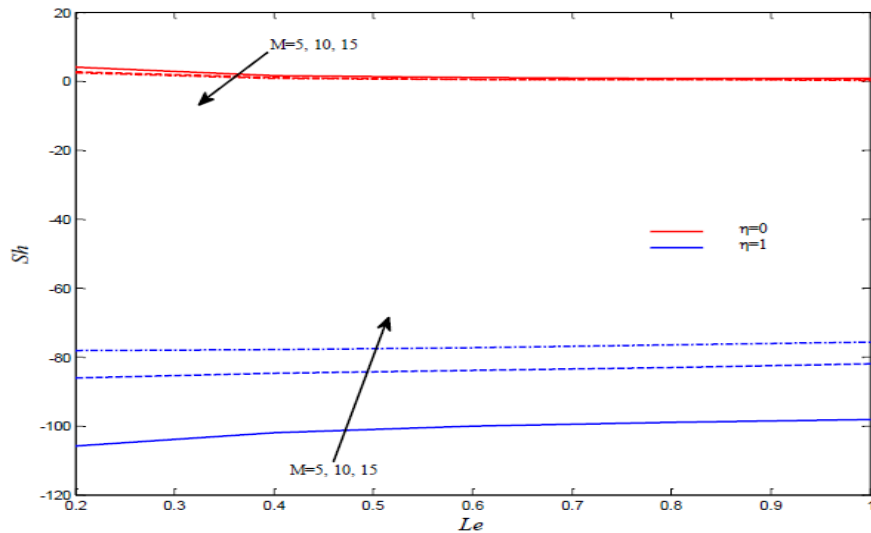


Figure IV.17 : Effet de M et Le sur le taux de transfert de masse ($A=10$, $Pr=6.2$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Nt=0.5$, $Re=2$, $Br=0.3$)

On remarque d'après la **figure IV.17** que l'augmentation du paramètre de champ magnétique M et du nombre de Lewis Le mène à une diminution du nombre de Sherwood dans la paroi gauche, tandis qu'il augmente dans la paroi droite ; ceci peut être attribué à une chute du gradient de concentration de nanoparticules à la paroi gauche et une élévation de ce dernier à la paroi droite lorsque les paramètres M et Le augmentent.

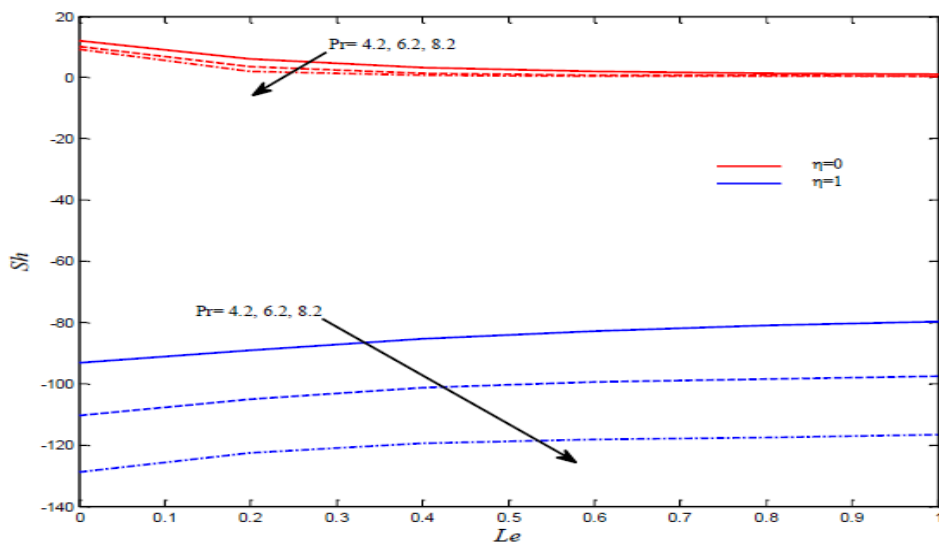


Figure IV.18 : Effet de Pr et Le sur le taux de transfert de masse ($A=10$, $M=5$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Nt=0.5$, $Re=2$, $Br=0.3$)

La **figure IV.18** présente les effets du nombre de Prandtl Pr et du nombre de Lewis Le sur la variation du taux de transfert de masse, on remarque que Pr a efficacement influencé

sur Sherwood, puisque son augmentation a provoqué la diminution de Sherwood dans les deux parois.

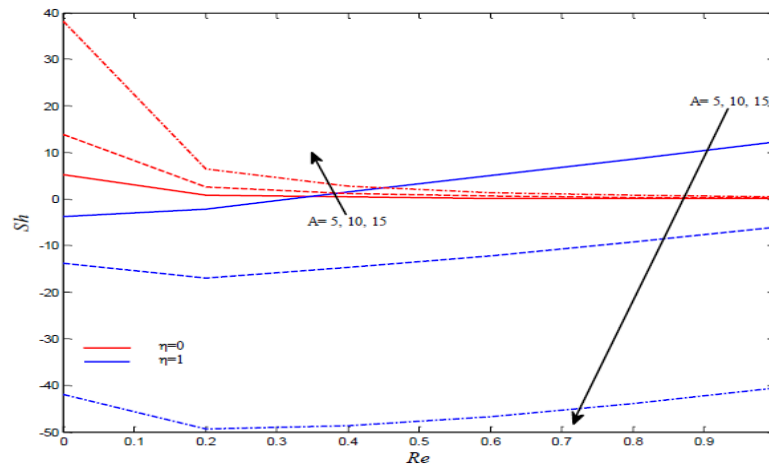


Figure IV.19 : Effet de A et Re sur le taux de transfert de masse ($M=5$, $Pr=6.2$, $Gr=2$, $Nr=1$, $Nt=0.5$, $Re=2$, $Br=0.3$)

Les effets du nombre de Reynolds et du gradient de pression A sur le taux de transfert de masse sont illustrés dans la **figure IV.19**, on remarque que l'augmentation de ces deux paramètres augmente le taux de transfert de masse dans la paroi gauche et diminue dans la paroi droite.

IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'influence du mouvement brownien et de la thermophorèse sur notre écoulement en convection mixte en prenant compte la présence d'un champ magnétique. Notre investigation dépend de dix paramètres différents : A , M , Re , Pr , Nr , Nb , Nt , Gr , Le , Br ; et les résultats obtenus sont illustrés sous forme de figures.

Chacun des paramètres influence de manière différente sur les profils adimensionnels :

- Le gradient de pression A et le nombre de Grashof Gr permettent d'augmenter le profil de vitesse adimensionnel avec des élévations remarquables au fil de leur variation.
- Le paramètre du champ magnétique M quant à lui, sa variation diminue le profil de vitesse adimensionnel.
- Du même pour le profil de température, la variation de A et Gr mène à l'augmentation du premier ; tandis que la variation du taux de flottabilité Nr et du paramètre du champ magnétique M diminue légèrement le profil de température.

Chapitre IV :Résultats et discussions

- Le profil de concentration augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds Re et du paramètre du mouvement brownien Nb ; et se diminue avec l'augmentation du paramètre de la thermophorèse Nt .



Conclusion Générale

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

L'étude menée dans ce présent manuscrit porte sur l'étude numérique de la convection mixte dans un canal vertical perméable rempli d'un nanofluide en présence d'un champ magnétique uniforme. Le but de ce travail réside dans l'augmentation du transfert de chaleur à l'aide d'un nanofluide qui augmente la conductivité thermique du fluide.

En premier lieu, nous avons effectué une recherche globale des notions de base essentielles sur la convection mixte, les nanofluides ainsi que sur les écoulements magnétohydrodynamiques (MHD).

En second lieu, en se basant sur le modèle de Buongiorno et avec l'approximation de Boussinesq pour le nanofluide, nous avons développé un modèle mathématique approprié basé sur les équations de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et l'équation de concentration volumique des nanoparticules qui ont été réduites en un système d'équations différentielles ordinaires qui se présentent sous forme d'un problème de valeur aux limites. Ces équations ont été résolues numériquement par le code `bvp4c` qui est un programme sous le logiciel MATLAB utilisant la méthode des différences finies avec la technique de collocation.

Les résultats ont été présentés sous forme de graphes qui nous indiquent l'influence des différents paramètres de contrôle (A , M , Le , Gr , Re , Pr , Nr , Nt , Nb , Br) sur les profils de vitesse, température, et de la concentration volumique, le coefficient de frottement ainsi que les nombres de Nusselt et Sherwood aussi.

Cette étude nous a permis de déduire certains points importants qui sont comme suit :

- L'augmentation du gradient de pression A et du nombre de Grashof entraînent l'augmentation de la vitesse.
- L'augmentation du champ magnétique conduit la diminution de la vitesse causée par la force de Lorentz.
- La hausse du gradient de pression et du nombre de Grashof impliquent une augmentation du profil de température tandis que l'augmentation du taux de flottabilité Nr et du paramètre du champ magnétique M mènent à une légère diminution du profil de température.
- L'augmentation du nombre de Reynolds et le paramètre du mouvement Brownien font augmenter le profil de concentration volumique.

CONCLUSION GENERALE

- Le profil de concentration diminue avec l'augmentation du paramètre de la thermophorèse Nt .
- Le gradient de pression a un effet remarquable sur le transfert de chaleur et de masse ainsi que sur le coefficient de frottement.
- Le taux de flottabilité Nr a un impact sur le coefficient de frottement et le transfert thermique (nombre de Nusselt).
- Le champ magnétique fait diminuer le transfert de chaleur et augmente le transfert de masse (nombre de Sherwood).
- Le nombre de Prandtl Pr n'a presque aucun effet sur le coefficient de frottement et possède un certain effet concernant le nombre de Sherwood qui diminue avec l'augmentation de ce paramètre.
- Le nombre de Brinkman Br améliore le transfert de chaleur en terme de Nusselt.

Enfin, nous concluons que la présence des nanoparticules dans le fluide de base joue un rôle important sur l'évolution du transfert de chaleur dans le canal.

A decorative border resembling a scroll, with a vertical strip on the left and a horizontal strip at the top. The scroll is outlined in black and has three grey circular elements representing the rolled-up ends of the scroll: one at the top-left corner, one at the top-right corner, and one at the bottom-left corner.

Références bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] R.Leleu. « Transfert de chaleur ». Techniques de l'ingénieur, J 1080, 1992.
- [2] Z. Ilhem, Etude de la convection mixte dans des cavités, Thèse de doctorat, Université des frères Mentouri – Constantine (2017).
- [3] A. Giovannani et B. Bedat. « Transfert de chaleur ». Livre, Capadués-édition.
- [4] W. Baumjohann et R. A. Treumann (2012), Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press.
- [5] A. Mouassi, Intensification des échanges de chaleur par l'utilisation des nanofluides, Thèse de Magister en Génie Mécanique, Mécanique des fluides et transfert de chaleur, Université M'hamed Bougara Boumerdes.
- [6] M.E.E. Stathis, Nanofluides: thermodynamic and transport Properties, Springer 2014, Switzerland.
- [7] C.Y. Tsai,H.T.Chien, P.P. Ding, B. Chan,T.Y. Luh and P.H. Chen, Effect of structural character of gold nanoparticules in nanofluid on heat pipe thermal performance, Mat. Let. 2004, Vol. 58, pp. 1461-1465.
- [8] A. Jordan, R.Scholz, P.Wust, H.Fahling and R. Felix, Magnetic fluid hyperthermia (MFH): cancer treatment with AC magnetic field induced excitation of biocompatible superparamagnetic nanoparticles, J. Magnetism Magnetic Mat.1999, Vol. 201, pp. 416-419.
- [9] S.El Habib. « Application des nanofluides pour le refroidissement: étude d'un cas d'une géométrie simple ». Mémoire Master Académique Université KASDI Merbah d'Ouargla, 2013.
- [10] A. Einstein, On the motion of small particles suspended in liquids at restrequired by the molecular-kinetic theory of heat, Annalen der Physik 1905, Vol. 17, pp. 549-560.
- [11] J. Tyndall, On haze and dust, Proc. Roy. Inst. 1870, Vol. 6, pp. 1-6.
- [12] A.Malvandi, D.D.Ganji, Effects of nanoparticle migration on hydronimagnetic mixed convection of alumina/water nanofluid in vertical channels with asymmetric heating, Physica E 66. 2015, 181-196.
- [13] J. Buongiorno, Convective transport in nanofluids, ASME J. Heat Transfer 2006, Vol. 128, pp. 240-250.
- [14] Modeling of Rayleigh–Bénard natural convection heat transfer in nanofluids, C. R. Mecanique 338. 2010, 350-354.

Références bibliographiques

- [15] D.J. Krishna, T. Basak and S.K. Das, Natural convection in a heat generating hydrodynamically and thermally anisotropic non-Darcy porous medium, *Int. J. Heat Mass Transfer* 2008, Vol. 51, pp. 4691-4703.
- [16] Y.Harnane, R.Bessaih, Etude numérique de l'écoulement de la convection mixte turbulente dans un canal vertical muni de blocs chauffés (Comparaison entre deux modèles de turbulence), *Revue des Energies Renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi* (2008) 165 – 174.
- [17] M.Benzema, Y.K.Benkahela, A.Boudiaf, S.Ouyahia, Etude numérique de la convection mixte lors de l'écoulement d'un nanofluide hybride (Ag-MgO/Eau) dans une cavité trapézoïdale ventilée soumise à l'action d'un champ magnétique, a. *Laboratoire des Phénomènes de transfert, FGMGP, USTHB, BP, 32 El Alia, 16111 Bab Ezzouar, Alger, Algérie.*
- [18] S. Saravanan and A. Arunkumar, Convective instability in a gravity modulated anisotropic thermally stable porous medium, *Int. J. Eng. Sci.* 2010, Vol. 48, pp. 742-750.
- [19] Yuan Ma, Rasul Mohebbi, M.M. Rashidi, Zhigang Yang MHD convective heat transfer of Ag-MgO/water hybrid nanofluid in a channel with active heaters and coolers, *International journal of Heat and Mass Transfer* 133, 2019, 714-726.
- [20] S.E. Ahmed, Mixed convection in thermally anisotropic non-Darcy porous medium in double lid-driven cavity using Bejan's heatlines, *Alexandria Eng. J.* 2016, Vol. 55, pp. 299-309.
- [21] S.Das, R.N.Jana, O.D.Makinde, Transient natural convection in a vertical channel filled with nanofluids in the presence of thermal radiation, *Alexandria Engineering Journal.* 2016, Vol. 55, pp. 253-262.
- [22] Gangtao Liang, Issam Mudawar, Review of Single-phase and two-phase nanofluid heat transfer in macro-channels and micro-channels, *International journal of Heat and Mass Transfer* 136, 2019, 324-354.
- [23] E.Belahmadi, R.Bessaih, Etude numérique de la convection mixte dans un canal vertical rempli d'un nanofluide, *Third International Conference on Energy, Materials, Applied Energetics and Pollution. ICEMAEP2016, October 30-31, 2016, Constantine, Algeria.*
- [24] S.A. Shehzad, F.M. Abbasi, T. Hayat and F. Alsaadi, MHD mixed convective peristaltic motion of nanofluid with Joule heating and thermophoresis effects, *PLOS ONE* 2014, Vol. 9.
- [25] J. Kierzenka, *Studies in the numerical solution of ordinary differential equations, thèse de doctorat, Southern Methodist University, Dallas, TX, (1998).*

Références bibliographiques

[26] O.D. Makinde, A.S. Eegunjobi, Faculty of Military Science, Stellenbosch University, Private Bag X2, Saldanha 7395, South Africa . Mathematics Department, Namibia University of Science and Technology, Windhoek, Namibia.

Investigation numérique d'un écoulement en convection mixte à travers un canal vertical rempli d'un nanofluide

Résumé

Dans ce présent travail, nous avons étudié un écoulement en convection mixte en présence d'un nanofluide. La géométrie considérée est un canal vertical avec deux murs parallèles infinis et perforés, l'axe des x est aligné parallèlement avec le vecteur gravitationnel et l'axe des y est traversé par un champ magnétique uniforme. Ce phénomène est régi par les équations de quantité de mouvement, de l'énergie et de la concentration volumique des nanoparticules. Le problème traité est résolu avec le code `bvp4c` de MATLAB à l'aide de la méthode des différences finis. L'écoulement convectif en présence du nanofluide est régi par divers paramètres de contrôle, à savoir le nombre de Reynolds Re , le nombre de Grashof Gr , le nombre de Lewis Le , le paramètre de gradient de pression A , le paramètre du champ magnétique M , le paramètre du mouvement brownien Nb , le paramètre de la thermophorèse Nt , le nombre de Brinkman Br , le nombre de Prandtl Pr et le paramètre du taux de flottabilité Nr . Les résultats obtenus nous ont permis de définir l'influence de ces différents paramètres sur notre écoulement. La présence des nanoparticules joue un rôle important sur le transfert de chaleur et de masse.

Mots clés : Convection mixte, Nanofluide, Mouvement Brownien, La thermophorèse, Magnétohydrodynamique.

Abstract

In this work, we studied a mixed convection flow in presence of a nanofluid. The geometry considered is a vertical channel with two parallel and perforated walls, the x -axis is aligned parallel with the gravitational vector and the y -axis is crossed by a uniform magnetic field. This phenomenon is governed by the equations of momentum, energy and volume concentration of nanoparticles. The problem is solved with the MATLAB code `bvp4c` using the finite difference method. The convective flow in the presence of the nanofluid is governed by various control parameters which are Reynolds number Re , Grashof number Gr , Lewis number Le , the pressure gradient parameter A , the magnetic field parameter M , the Brownian motion parameter Nb , the thermophoresis parameter, Brinkman number Br , Prandtl number Pr , and the buoyancy rate parameter Nr . The results obtained allowed us to define the influence of these different parameters on our flow. The presence of nanoparticles play an important role in the heat and mass transfer.

Key words: mixed convection, Nanofluid, Brownian motion, Thermophoresis, magnetohydrodynamic.