

Centre Universitaire Abdelhafid Boussouf –Mila
Institut des Sciences et de Technologie
Département de Sciences et Technologie



N°Ref : /.....

Projet de Fin d'Etude préparé En vue de l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : Mécanique Energétique

Ecoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas avec nanofluide

Réalisé par :

- Meziti Ahcene
- Hamoudi Amin

Soutenu devant le jury :

M.	Litouche Bilel	Président
M.	Debbah Djoubir	Examineur
M.	Bouchoucha Abd EL Malik	promoteur

Année universitaire : 2021/2022

DEDICACE

*Nous dédions cette mémoire en particulier Au
prophète Mohamed (ص)*

*Nos Chères parents, source de nous bonheur & de nos
fierté, que Dieu nos les garde.*

Nos frères & sœurs

*Ainsi que nos tous les amis sans exception et tous les
collègues qui nous partagions les meilleurs Moments.*

*Enfin nous dédions ce modeste travail à tout ce
qui nous aidé à le réaliser.*

REMERCIEMENTS

Nous remercions tout d'abord Dieu le tout puissant qui nous éclaire le bon chemin.

*Nous remercions vivement et chaleureusement Monsieur **BOUCHOUCHA Abdel malik**, docteur à l'Université Abdel hafid BOUSSOUF, MILA. Encadreur de cette mémoire, pour avoir soutenu et guidé tout au long de cette mémoire. Nous le remercions pour la confiance qu'il nous a accordée, pour leur rigueur scientifique, pour leurs conseils judicieux qui ont contribué à la réalisation et à l'accomplissement de ce travail.*

Nous tenons aussi à remercions monsieur Professeurs et docteurs à l'Université Abdelhafid Boussouf MILA, pour leurs efforts et plaisirs.

Enfin, nous tenons à remercies tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Résumé

Ce travail consiste à une étude numérique la convection mixte dans un canal bidimensionnel (2D) à l'intérieur de tubes rectangulaires horizontaux remplis de nano-fluide et chauffés par le bas par un écoulement d'air laminaire et stationnaire, nous avons entamé une étude par simulation permettant une analyse variable en imposant des formes géométriques différentes simulant forme rectangulaire. Pour la résolution mathématique du phénomène physique, on applique les équations mathématiques de Navier Stokes, l'équation de l'énergie et l'équation de continuité. A différentes formes de nanofluide (blad, brick, cylindre, platete), l'effet du nombre de Reynolds et la fraction volumique des nanoparticules ϕ sur le flux et le transfert de chaleur a été étudié de façon plus détaillée. Les différents résultats obtenus ont montré que dans tous les cas ce Nu augmente avec l'augmentation du nombre de Re et la fraction volumique des nanoparticules ϕ . En plus, le nanofluide contenant des nanoparticules sous forme blad conduit à l'indice de performance le plus élevé des échangeurs de chaleur.

Mots clés : convection mixte, régime laminaire, nanofluide.

Abstract

we have numerically studied the mixed convection in a two-dimensional (2D) system inside horizontal rectangular tubes filled with nano-fluid and heated from below. For the mathematical resolution of the physical phenomenon, we apply Navier Stokes mathematical equations, the energy equation and the continuity equation. At different forms of nanofluid (blad, brick, cylinder, platete), the effect of the Reynolds number and the volume fraction of the \emptyset nanoparticles on the flow and the heat transfer has been studied in more detail. The various results obtained showed that in all cases this Nu increases with the increase in the number of Re and the volume fraction of the nanoparticles. In addition, the nanofluid that contains nanoparticles in the form of a blade leads to the heat exchangers with the highest performance index.

Key words: forced convection, laminar regime, cooling of electronic components

المخلص

في هذا العمل الحالي ، درسنا عدديًا الحمل الحراري المختلط في نظام ثنائي الأبعاد (2D) داخل أنابيب مستطيلة أفقية مملوءة بسائل النانو وتم تسخينها من الأسفل.

في أشكال مختلفة من الموائع النانوية (الشفرة ، الطوب ، الأسطوانة ، الصفيحة) تمت دراسة تأثير رقم رينولد وجزء الحجم من الجسيمات النانوية على التدفق وانتقال الحرارة بمزيد من التفصيل. أظهرت النتائج المختلفة التي تم الحصول عليها أنه في جميع الحالات ، يزداد هذا العدد مع زيادة عدد Re والجزء الحجمي للجسيمات النانوية. بالإضافة إلى ذلك ، فإن الموائع النانوية المحتوية على الجسيمات النانوية في شكل شفرات تؤدي إلى أعلى مؤشر أداء للمبادلات الحرارية.

الكلمات الرئيسية : الحمل الحراري القسري ، نظام رقائقي ، تبريد المكونات الإلكترونية .

Dédicace	i
Remerciement.....	ii
Résumé	iii
Abstract	iv
المخلص.....	v
Sommaire	vi
Nomenclature	vi
Liste des figures	xii
Liste des tableaux	xiv

Introduction générale

1. Introduction générale	1
--------------------------------	---

Chapitre 1 : Généralités et synthèse bibliographique

I.1 INTRODUCTION.....	3
I.2 NATION DE BASE DE LA CONVECTION NATURELLE.....	3
I.3 GENERALITES SUR LES NANOFUIDES.....	4
I.3.1 Définition.....	4
I.3.2 Les nanoparticules.....	5
I.3.3 Types de nanoparticules	6
I.3.4 Préparation des nanofluides	7
I.3.5 Propriétés thermophysiques des nanofluides.....	7
I.3.5.1 la conductivité thermique des nanofluides.....	8
I.3.5.2 la viscosité dynamique(μ).....	9
I.4 SYNTHESE BIBIOGRAPHIQUE.....	10
I.4.1 Application des nanofluides dans l'industrie.....	29
I.5. Conclusion.....	30

Chapitre 02 : Modèle Mathématique

II. Introduction générale.....	31
II.1. Introduction.....	31
II.2. Géométrie et description du problème.....	31

II.3. Mise en équations du problème	32
II.3.1. Equation de continuité	32
II.3.2. Equations de la quantité de mouvement	32
II.3.3. Equation de l'énergie	33
II.4. Modèle mathématique.....	33
II.4.1. Hypothèses simplificatrices.....	33
II.4.2. Equation de continuité	34
II.4.3. Equation de la quantité de mouvement	34
II.4.4. Equation de L'énergie	34
II.5. Equations de conservation sous formes dimensionnelles	34
II.6. Forme Adimensionnelle des équations.....	35
II.6.1. Grandeurs caractéristiques	35
II.6.2. Variables caractéristiques	35
II.7. Le système d'équations Adimensionnelles.....	35
II. 7.1 Equation de continuité	36
II.7.2 Equation de la quantité de mouvement	36
II.7.3 Equation de l'énergie	36
II.8. Conditions aux limites dimensionnelles.....	36
II.9. Conditions aux limites Adimensionnelle.....	37
II.10. Nombres Adimensionnels	38
II.11. Expression de la fonction de courant.....	40
II.12. Etablissement du profil établi	40

Chapitre 03 : Méthode Numérique

III.1. Introduction	42
III.2. Choix de la méthode	42
III.3. Maillage	43
III.4. Intégration de l'équation générale de transport	45
III.4.1 Equation générale de transport	45
III.5. Discrétisation des équations de conservation	46
III.5.1. Application d'un schéma numérique quelconque	47
III.5.2. Fonction $A(P)$ pour différents schémas numériques	48

III.6. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement Suivant x	48
III.7. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant y	49
III.8. Discrétisation de l'équation d'énergie	50
III.9. Algorithme SIMPLE	51
III.10. Détails de la convergence	52
III.10.1. Sous relaxation	52
III.10.2. Critères de convergence	53
III.11. Nomenclature du code de calcul.....	53
III.12. Organigramme du code de calcul.....	56

Chapitre 04 : Résultats et Discussions

IV.1 Introduction	57
IV.2. Paramètres géométriques et physiques	57
IV.3. Effet du maillage sur les solutions numériques	57
IV.4. Validation du code de calcul	58
IV.5. Résultats et discussions	58
IV.5.1. Effet du nombre de Reynolds	60
IV.5.1. 1. Champs thermique	60
IV.5.1. 2. Champs d'écoulement.....	62
IV.5.1. 3. Champs des vecteur-vitesses	65
IV.5.2. Effet du nombre de Reynolds (Re) et la différente forme de nanofluide.....	68
Conclusion générale	80
Références bibliographiques	81

LA NOMENCLATURE

Symbole	Définition	Unité
A	Rapport d'aspect	[-]
A	Coefficient d'absorption	[m ⁻¹]
A_p, A_E, A_W, A_N, A_S	Coefficients de l'équation algébrique de transport discrétisée	[-]
A P	Fonction d'un schéma numérique en fonction nombre de Peclet	[-]
B	Terme source dans le système d'équations algébriques discrétisées	[-]
D_e, D_w, D_n, D_s	Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisées	[-]
dx_e, dx_w, dy_n, dy_s	Distance entre le nœud considéré P et les nœuds E, W, N, S	[m]
F_e, F_w, F_n, F_s	Flux convectifs aux interfaces e, w, n et s de l'équation de transport discrétisé	[.]
F_i	Force suivant la direction <i>i</i> par unité de volume	[N. m ⁻³]
u, v	Les valeurs corrigées de la vitesse	[m/s]
u*, v*	Les valeurs estimées de la vitesse	[m/s]
V	Volume	[m ³]
A, B, C	Désigne l'un des composants	[-]
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	[J. kg ⁻¹ . K ⁻¹]
D	Largeur d'entrée du jet d'air	[m]
H	Hauteur du canal horizontal	[m]
G	L'accélération de pesanteur	[m. s ⁻²]
H	Coefficient d'échange par convection	[W. m ⁻² . K ⁻¹]
K	Conductivité thermique dimensionnelle	[W. m ⁻¹ . K ⁻¹]
L	Longueur de canal horizontal	[m]
L_S	Distance entre le composant A et la sortie de canal	[m]
L	Longueur des composants	[m]
E	Espacement entre les composants	[m]
Q	Flux de chaleur surfacique	[W. m ⁻²]

T_S	Température de composant	[K]
T_0	Température ambiante	[K]
T	Température ambiante	[K]
P	Pression	[Pa]
P'	La valeur corrigée de pression	[Pa]
P^*	La valeur estimée de pression	[Pa]
$\Delta X, \Delta x$	Dimension d'un volume de contrôle	[-]
$\Delta Y, \Delta y$	Dimension d'un volume de contrôle	[-]
S_ϕ	Terme source	[-]
N	Indice de réfraction	[-]
P	Pression adimensionnelle	[-]
\bar{S}	Vecteur de direction	[-]
T	Temps	[S]
ΔT	Ecart de température	[K]

Lettres grecques

A	Diffusivité thermique du fluide	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
k	Conductivité thermique du fluide	$[\frac{W}{m \cdot K}]$
β	Coefficient de La dilatation thermique à pression constante	$[K^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique du fluide	$[Kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
Γ	Coefficient de diffusion de l'équation générale du transport	[-]
N	Viscosité cinématique du fluide	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
ρ	Masse volumique du fluide	$[kg \cdot m^{-3}]$
θ	Température dimensionnelle	[K]
τ	La contrainte à la paroi	$[\frac{N}{m^2}]$
C_p	Coefficient de frottement.	[-]

Nombres Adimensionnels

N_U	Nombre de Nusselt
$\overline{N_U}$	Nombre de Nusselt moyen
G_{rm}	Nombre de Grashof
R_e	Nombre de Reynolds

Indices et exposants

(E, W, N, S)	Nœuds adjacent : Est, West, Nord, Sud
i, j	Coordonnées logiques des points
Max	Maximale
c.à.d.	C'est-à-dire
Ter	Température critique
SIMPLE	Semi-Implicite Méthode for Pressure –Linked Equations

LISTE DES FIGURES

Figure (I.1) : Les nanoparticules dans un tube [8]..... 5

Figure (I.2) : Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone [8]..... 6

Figure (I.3) : Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape [5]..... 7

Figure (I.4) : Esquisse de définition pour un canal 3-D utilisée pour études de convection mixte [20] 11

Figure (I.5) : Configuration géométrique d problème [21]..... 12

Figure (I.6) : Schéma de la géométrie du problème [22]..... 13

Figure (I.7) : Le modèle physique [23]..... 13

Figure (I.8) : Géométrie et conditions aux limites [24]..... 14

Figure (I.9) : Domaine de calcul d'un canal à plaques parallèles [25]..... 14

Figure (I.10) : Diagramme schématique du modèle physique [26]..... 15

Figure (I.11) : Schéma du modèle physique [27]..... 16

Figure (I.12) : Schéma du tube incliné [28]..... 17

Figure (I.13) : Géométrie du problème et système de coordonnées pour un conduit elliptique [29]..... 17

Figure (I.14) : Illustration schématique d'un canal vertical contenant des mélanges des flux nanofluide en convection [30]..... 18

Figure (I.15) : Géométrie du problème et conditions aux limites [32]..... 19

Figure (I.16) : Configuration géométrique d'un tube circulaire [33]..... 19

Figure (I.17) : Schéma de la cavité sous champ magnétique [35]..... 20

Figure (I.18) : Schéma du modèle physique [36]..... 21

Figure (I.19) : Géométrie du problème étudié [37]..... 23

Figure (I.20) : Géométrie du problème étudié, coupes transversale et longitudinale [38]... 24

Figure (I.21) : Modèle mathématique du problème pris dans la référence [39]..... 25

Figure (I.22) : Modèle physique d'un tube horizontal courbé (a) Maillage structuré du tube courbé (b) [40]..... 26

Figure (I.23) : Diagramme schématique de la cavité triangulaire ondulée [41]..... 27

Figure (I.24) : Diagramme schématique du modèle physique [42]..... 28

Figure (I.25) : Modèle physique du problème [43]..... 29

Figure (II.1) : Domaine physique de configurations géométriques à étudier..... 31

Figure (II.2) : profil d'une couche limite..... 39

Figure (II.3) : profil établi.....	41
Figure (III.1) : Volume de contrôle bidimensionnel.....	43
Figure (III.2) : Volume de contrôle bidimensionnel (a), Volume de contrôle décalé vers la droite (b), Volume de contrôle décalé vers le haut (c).....	44
Figure (III.3) : Schéma du maillage utilisé.....	45
Figure (III.4) : Organigramme du code de calcul basé sur l’algorithme SIMPLE.....	56
Figure (IV.1) : Variation locale de Température le long de la paroi chaude pour différentes nombre de nœuds.....	57
Figure (IV.2) : Comparaison des résultats actuels avec les données numériques de Hemmat Esfe et al.	58
Figure (IV.3) : Contours des isothermes pour différentes valeurs de Re.....	62
Figure (IV.4) : Contours de fonction de courants Pour différentes valeurs de Re.....	64
Figure (IV.5) : Champs des vecteur-vitesses pour différentes nombre de Re (200-1000)...	67
Figure (IV.6) :	
Figure (IV.7.a) : Variation du nombre de Nusselt moyen Nu_m en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds et différentes la forme de la nanoparticules	70
Figure (IV.7.b) : Variation de profil de température en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds et différentes la forme de la nanoparticules (blades).....	72
Figure (IV.7.c) : Variation du nombre de Nusselt local Nu le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds et différentes la forme de la nanoparticules (bricks).....	73
Figure (IV.7.d) : Variation du nombre de Nusselt local Nu le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds et différentes la forme de la nanoparticules (platelets).....	75
Figure (IV.7.e) : Variation du nombre de Nusselt local Nu le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds et différentes la forme de la nanoparticules (sphérique).....	77
Figure (IV.8) : La variation de nombre de Nusselt moyen Nu_m en fonction de fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents type de nano fluide et pour différentes nombre de Reynolds	79

LISTE DES TABLEAUX

Tableau (III-1) : tableau de l'équation généralisée..... 45

Tableau (III.2) : Fonction $A|P|$ pour différents schémas numériques [34]..... 48

Tableau (IV.1) : Effet du maillage 57



Introduction générale

Introduction générale :

Depuis plus d'un siècle, les scientifiques se penchent sur l'étude des écoulements avec transfert de chaleur, par différents modes de convection (naturelle, forcée et mixte). Ces écoulements sont étudiés à travers des géométries connues, en raison de leurs applications pratiques telles que les systèmes électroniques, les échangeurs de chaleur de haute performance, les équipements des procédés chimiques, les chambres de combustion, etc...

Dans la vie moderne que nous vivons, les équipements électroniques sont devenus essentiels et importants. Dans de nombreuses situations, le refroidissement des composants électroniques est l'un des principaux obstacles au développement rapide des systèmes plus petits et plus fiables, afin de garantir une longue durée de vie. Plusieurs techniques de refroidissement ont été fréquemment utilisées dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et d'augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes classiques de refroidissement par convection forcée, naturelle et mixte. Par exemple, la majorité des composants d'un ordinateur chauffent, allant d'une très faible production de chaleur pour les lecteurs optiques, à une production beaucoup plus importante pour les microprocesseurs. Un échauffement normal est sans danger, mais en revanche un échauffement élevé de ces composants peut entraîner des dysfonctionnements (erreurs de calculs, bugs, redémarrages intenses, etc.), pouvant parfois aller jusqu'à leur détérioration.

Pour maintenir un environnement thermique satisfaisant (avoir un fonctionnement correct et fiable) d'un système électronique, la recherche doit être axée sur les conceptions de systèmes de refroidissement donnant une meilleure capacité de transfert de chaleur tout en gardant le système de refroidissement de l'ensemble petit et moins coûteux. Le refroidissement des composants électroniques est l'un des principaux obstacles au développement des systèmes plus rapides, car l'indispensable extraction de chaleur dissipée (par les composants électroniques) doit être efficace.

Ceci, pour éliminer les contraintes de températures élevées et par conséquent, permettre au processeur d'atteindre la vitesse maximale de traitement de données.

Actuellement, plusieurs études traitent le choix des méthodes de refroidissement et l'amélioration du transfert de chaleur, et la méthode la plus utilisée surtout pour des systèmes de faibles puissances, reste le refroidissement par convection naturelle en raison de sa facilité d'intégration dans les systèmes et son faible coût. Cependant, le refroidissement par convection naturelle atteint rapidement ses limites face aux systèmes à forte puissance et

grandes échelles qui nécessitent une évacuation de chaleur plus importante. La convection forcée est mieux adaptée pour ce genre de problème.

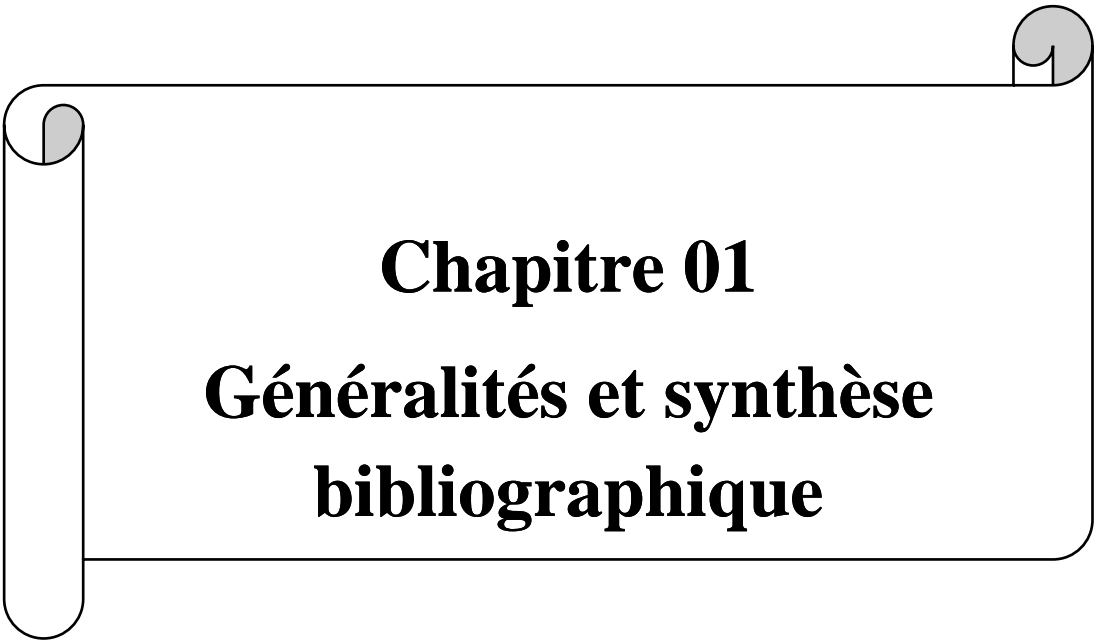
L'étude présentée dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre de simuler numériquement l'écoulement laminaire de la convection forcée bidimensionnelle dans un canal horizontal contenant des composants électroniques.

Art du travail :

Le présent mémoire se compose principalement de quatre chapitres.

- Dans le premier chapitre, nous présentons une recherche bibliographique des différents travaux concernant les auteurs impliqués dans le domaine d'étude le transfert de chaleur par convection forcée en régime laminaire.
- Le deuxième chapitre comprend le domaine la présentation des équations mathématiques gouvernant l'écoulement physique du système.
- Le troisième chapitre est consacré à la présentation à la résolution numérique des équations mathématiques par la méthode des volumes finis et mise en œuvre.
- Le quatrième chapitre est consacré à l'interprétation et la discussion des résultats obtenus par simulation numérique.

Finalement, nous terminons ce modeste travail par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus lors de cette étude qui trace les perspectives et les extensions Adaptées à ce travail.



Chapitre 01
Généralités et synthèse
bibliographique

CHAPITRE I : SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 . INTRODUCTION

Le transfert de chaleur est un processus très important dans l'industrie et la technologie. Bien qu'elle se manifeste sous diverses formes (rayonnement, conduction et convection), cette dernière est plus ciblée dans certains domaines spécifiques, comme le refroidissement des processeurs et des composants électroniques, les dissipateurs thermiques et les échangeurs de chaleur dans les processus industriels, etc.

Le nanofluide est un fluide caloporteur tel que l'eau, l'eau glycolé, l'huile à qui l'on rajoute des nanoparticules de métal (Al, Cu, Ag, etc.) ou d'Oxyde métallique ou non métallique (SiO₂, Al₂O₃, TiO₂). Dont des quantités relativement faibles, ces nanofluides pourraient augmenter le transfert de chaleur par rapport au cas des fluides conventionnels en modifiant de manière significative la conductivité thermique du fluide porteur. Cette amélioration du transfert de chaleur fait donc des nanofluides une nouvelle technologie prometteuse dans le cadre des transferts thermiques, permettant d'améliorer les performances de divers échangeurs de chaleur [1]

Ce chapitre se décompose en deux parties principales. La première partie présente une étude descriptive des nanofluides à base de nanotubes de carbone, leur composition, leurs méthodes de synthèse et leurs propriétés physiques et thermiques. Une seconde partie est axée sur l'analyse des propriétés thermo-physiques et du comportement thermique de ces nanofluides dans les systèmes thermiques.

I.2. NATION DE BASE DE LA CONVECTION NATURELLE

En convection naturelle, les mouvements du fluide sont provoqués par des gradients de densité due au non uniformité du champ de température. Les couches chaudes, donc de poids spécifique plus faible, sont soumises à des forces dirigées vers le haut, suivant un mécanisme analogue à celui de la poussée d'Archimède. Dans les régions a température élevée, le fluide prend donc un mouvement ascendant. Le phénomène inverse de courants descendants se produits pour les parties du fluide dont la température est inférieure à celle du fluide chaud. Les courants de convection naturelle sont alors dus à des différences de poids spécifique et par conséquent le phénomène se produit en raison de l'existence du

champ de pesanteur terrestre. L'intervention du poids a pour effet de donner à la verticale un rôle privilégié. La définition de la géométrie d'un système convectif doit donc faire intervenir la forme et les dimensions ainsi que la disposition par rapport à la verticale. Les effets de convection naturelle sont familiers. On peut les observer quotidiennement dans l'eau que l'on chauffe dans un récipient, dans les panaches de certaines cheminées d'usines, la circulation atmosphérique, les vents, les tempêtes sont aussi des effets de la convection naturelle. [2]

I.3. GENERALITES SUR LES NANOFLUIDES

Durant ces dernières années, plusieurs systèmes énergétiques ont été développés dans le domaine industriel produisant un flux de chaleur très élevé, là où les fluides de refroidissement conventionnels (eau, éthylène glycol et l'huile) ne sont pas efficaces. L'idée d'améliorer les propriétés thermophysiques des fluides, est d'introduire des particules solides de très bonnes caractéristiques thermiques et de taille nanométrique au sein du fluide de base. Cette nouvelle génération de fluides porte le nom « Nanofluides ». Ce terme a été introduit par Choi au niveau du laboratoire d'Argonne en U.S. American. 1995 et reste couramment utilisé pour caractériser ce type de suspensions colloïdales [3].

I.3.1. Définition

Les nanofluides sont des dispersions de particules de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm), appelées nanoparticules, dans un fluide de base afin d'en améliorer certaines propriétés. [4]

L'idée d'améliorer les propriétés thermiques de fluides par l'adjonction de particules n'est pas nouvelle, mais l'utilisation de particules de taille nanométrique permet potentiellement de minimiser considérablement les problèmes d'érosion et de sédimentation rencontrés avec les particules de taille plus élevée. De plus, certains auteurs ont mis en avant des performances thermiques améliorées en conductivité thermique et en échange thermique liquide et liquide/ vapeur dues à la taille nanométrique. [5]

Récemment, une nouvelle classe de nanofluides, les «nanofluides hybrides», est utilisée pour améliorer encore le taux de transfert de chaleur [6]obtenus en dispersant, dans un fluide base, deux sortes de nanoparticules [7].

I.3.2. Les nanoparticules

La nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm). Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire. Elles ont un intérêt à la fois fondamental, et sont très étudiées de nos jours. De nombreux physiciens et chimistes les synthétisent, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires.

Les liquides de base généralement utilisés dans la préparation des nanofluides sont ceux d'usage commun dans les applications de transfert de chaleur tels que l'eau, l'éthylène glycol, l'huile de moteur etc... ; Les nanoparticules peuvent être à base de métaux, d'oxydes, de carbures, de nitrures ou de carbone. [8]

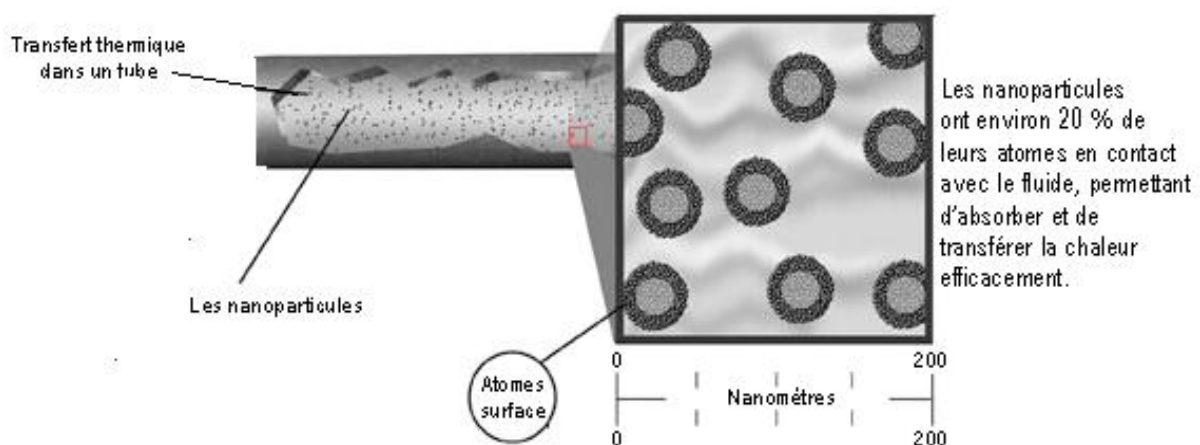


Figure (I.1) : Les nanoparticules dans un tube [8].

❖ Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont:

1 : Les nanoparticules des oxydes métalliques:

- l'oxyde d'aluminium, Al_2O_3 .
- l'oxyde de cuivre, CuO .
- l'oxyde de silicium, SiO_2 .

2 : Les nanoparticules métalliques :

- l'aluminium, Al .

- le cuivre, Cu.

- l'or, Au.

- l'argent, Ag.

les liquides de base les plus utilisés sont:

- l'eau.

- l'éthylène-glycol, EG

- les huiles.

I.3.3. Types de nanoparticules

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

D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories [8] (figure I_2) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (l'aluminium Al, cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag...) ou d'oxydes (oxyde d'aluminium Al_2O_3 , oxyde de cuivre CuO , oxyde de titane TiO_2 ...).
- Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO_2 , Nanotube de silicium...) [8]

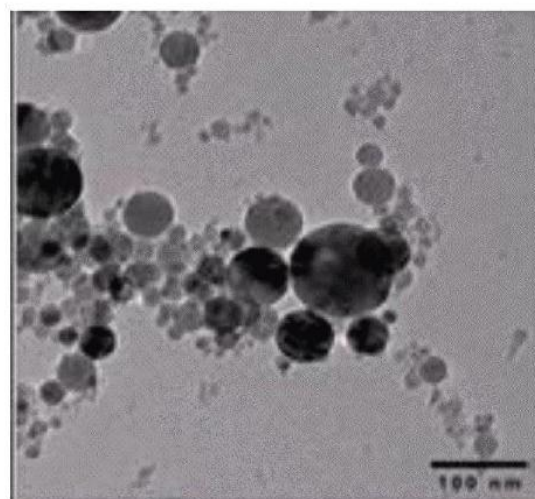
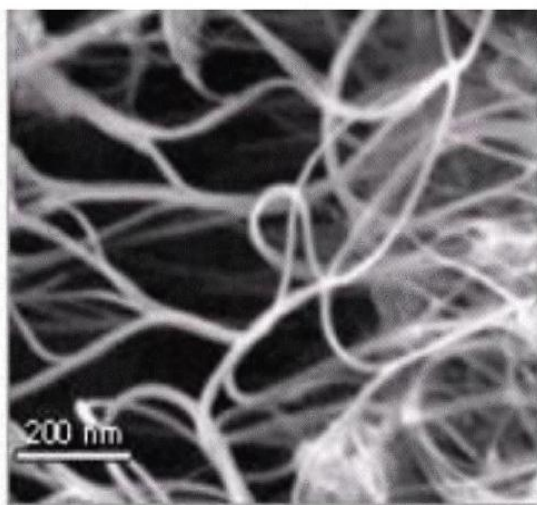


Figure (I.2) : Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone [8].

I.3.4. Préparation des nanofluides

Les procédés de fabrication des nanoparticules sont nombreux. Ils peuvent être classés en deux catégories [5] :

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

Il existe deux méthodes principales pour produire des nanofluides :

- La méthode en deux étapes consiste à produire dans un premier temps les nanoparticules, puis à les disperser dans le fluide de base. Pour permettre une bonne dispersion, une forte action à l'aide d'un agitateur rotatif ou d'ultrasons est souvent nécessaire afin de briser les agglomérats.
- La méthode en une seule étape consiste à produire les nanoparticules dans le fluide de base, elle n'est utilisable que pour certains nanofluides.

Un exemple de procédé consiste à condenser sous forme de nanoparticules une vapeur métallique dans un réacteur sur un film de liquide à basse tension de vapeur (figure I. 3).

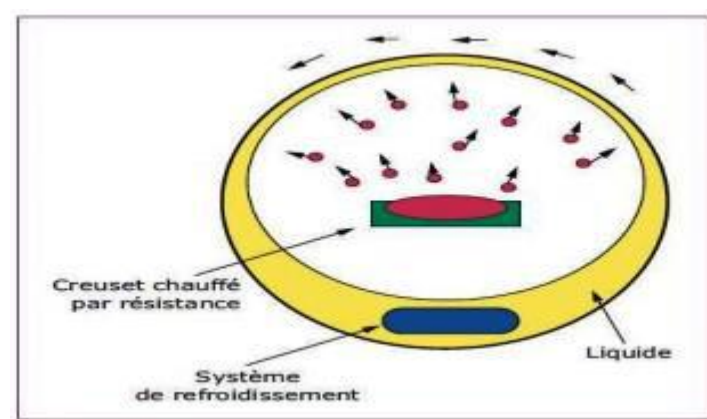


Figure (I.3) : Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape [5].

I.3.5. Propriétés thermophysiques des nanofluides

Les propriétés thermo physiques (conductivité thermique, viscosité dynamique et cinématique, capacité thermique massique, etc.) des solutions sont profondément modifiées par l'ajout de nanoparticules et un grand nombre de paramètres peuvent avoir un effet non négligeable sur cette déviation (le matériau, la taille, le rapport d'aspect, la concentration des particules en suspension, la conductivité du fluide de base, la température du milieu, etc.). De

nombreux groupes de recherche tentent de comprendre quels sont le ou les mécanismes à l'origine de telles différences mais aucune phénoménologie n'a pu être encore formulée de manière concise et satisfaisante. [9]

I.3.5.1. la conductivité thermique des nanofluides

La conductivité thermique, notée $K(W.m-1K-1)$, est la capacité d'un matériau de conduire ou de transmettre de la chaleur [10], la conductivité thermique est améliorée de plusieurs dizaines de pourcentage par rapport à celle du fluide de base [11] :

A) Modèle de Maxwell

La conductivité thermique effective du nanofluide est approximée par le modèle d'approximation auto-cohérente de Maxwell. Pour l'entité à deux composants de la suspension de particules sphériques [12]. Le modèle de Maxwell (1873) est donné par la formule suivante [13] :

$$k_{nf} = \frac{k_p + 2k_f + 2\phi(k_f - k_p)}{k_p + 2k_f + \phi(k_f + k_p)} k_f \dots\dots\dots(I.1)$$

Où K_{nf} : la conductivité thermique du nanofluide.

K_f : La conductivité thermique du fluide de base.

K_p : La conductivité thermique des particules solides.

Le modèle de Hamilton-Crosser et le modèle de Yu-Choi, qui tiennent compte de la forme non sphérique des nanoparticules [11] :

B) Modèle de Hamilton & Crosser (1962)

Le modèle de Hamilton et Crosser a été établi pour résoudre la limite de modèle de Maxwell. Puisque ce dernier n'a valable que dans le cas des particules sphériques. La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante [14] :

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

Ou (n) est un facteur de forme empirique donne par : $n = \frac{3}{\psi}$, n = 3 pour les particules phériques et n = 6 pour les particules cylindriques [12].

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

C) Modèle de Yu et Choi

Une autre expression pour calculer la conductivité thermique a été introduite par Yu et Choi (2003) [13]. Ils ont proposé de modéliser les nano-fluides comme un liquide de base et des particules solides séparés par une couche nanométrique, cette couche agit comme un pont thermique entre le fluide et les nanoparticules [2].

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f - 2(1 + \beta)^3(k_f - k_p)\phi}{k_p + 2k_f + (1 + \beta)^3(k_f - k_p)\phi} \dots\dots\dots (I.3)$$

β : Rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules.

I.3.5.2. la viscosité dynamique(μ)

La viscosité peut être définie comme étant une propriété d'un fluide pour qu'il résiste aux déformations lorsqu'il est mis en mouvement. On peut donc parler de la viscosité comme étant une mesure du frottement interne d'un fluide. Un liquide très visqueux est un liquide qui présente un frottement interne élevé [15]. La viscosité diminuait fortement avec la température, en particulier pour une concentration élevée de nanoparticules [12].

Les différents modèles de viscosités :

A) Modèle d'Einstein

Einstein a déterminé l'énergie dissipée autour d'une seule particule dans un fluide en associant son énergie au travail réalisé pour la faire avancer relativement au fluide. A partir de ce résultat, il a déterminé l'expression décrivant une dépendance linéaire de la viscosité des suspensions dans un fluide avec la concentration [14] :

$$\mu_{nf} = \mu_f (2.5\phi + 1) \dots\dots\dots (I.4)$$

Où μ_{nf} : La viscosité dynamique du nanofluide.

μ_f : La viscosité dynamique du fluide de base.

ϕ : la fraction volumique des nanoparticules.

Cette relation est valable pour le cas de particules sphériques et pour de très faible fraction Volumique $\phi \leq 0.03$.

B) Modèle de Brinkman

La formule de Brinkman (1952) complète le modèle d'Einstein jusqu'à une concentration volumique inférieure à 4% [14]. La viscosité du nanofluide est donnée par Brinkman[16] :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \dots\dots\dots (I.5)$$

C) Modèle de Batchelor

Batchelor a montré que la viscosité est une fonction non linéaire de ϕ avec la présence d'un terme en ϕ^2 .

$$\mu_{nf} = \mu_f (6.2 \phi^2 + 2.5\phi + 1) \dots\dots\dots (I.6)$$

D) Modèle de Maiga et al

D'autres relations ont été proposées dans la littérature limitée à des applications bien précises. Maiga et al. (2005) à partir de résultats de mesures ont proposé la corrélation [14] :

$$\mu_{nf} = \mu_f (123 \phi^2 + 7.3\phi + 1) \dots\dots\dots (I.7)$$

E) Modèle de Pak et Cho [17] :

$$\mu_{nf} = \mu_f (533.9 \phi^2 + 39.11\phi + 1) \dots\dots\dots (I.8)$$

I.4. SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

TALBI Nadhir et al (2016) [18], à présenter une étude numérique de la convection mixte laminaire autour de composantes électroniques montées entre deux plaques planes verticales en présence d'un nano-fluide (eau-cuivre). Les simulations numériques sont effectuées pour différents nombre de Reynolds ($Re= 20, 40$ et 60), pour différents fraction volumique ($\Phi=0, 0.1$ et 0.2), et pour deux cas concernant la direction de l'écoulement, premièrement écoulement descendant et aussi écoulement ascendant. Pour cette étude le nombre de Rayleigh est fixé de l'ordre $Ra=105$. Le problème a été résolu numériquement, en utilisant la méthode des volumes finis par logiciel l'Ansys « FLUENT ».

Bhowmik et Tou [19]. ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection mixte de quatre éléments électroniques chauffés, placés en ligne dans un canal rectangulaire et vertical. En utilisant l'eau comme fluide de refroidissement, les effets du flux de chaleur, du débit, des paramètres géométriques et du nombre d'éléments chauffés ont été étudiés. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les prédictions à partir d'une simulation numérique, des corrélations expérimentales ont été élaborées aussi par rapport aux corrélations numériques. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt est fortement affecté par le nombre de Reynolds. Les corrélations présentées dans l'étude ont été utilisées pour contribuer à une meilleure compréhension du comportement thermique des puces électroniques, ce qui aide dans la conception de refroidissement des dispositifs électroniques.

Thomas et al (1990) [20]. ont étudié la convection mixte dans un canal rectangulaire, avec une section chaude en haut et froide en bas, par Anémométrie Laser Doppler (LDA) dans l'azote à $Ra = 22200$ et $Re = 18.75, 36$ et 54 . Aux plus faibles valeurs de Re , on observe la cassure de la symétrie dans les écoulements permanents, mais spatialement oscillants qui existent à une certaine distance du bord d'attaque de la section. Des écoulements instables subsistent en aval même pour $Re = 18,75$. Les vitesses transversales sont trouvées indépendantes de Re .

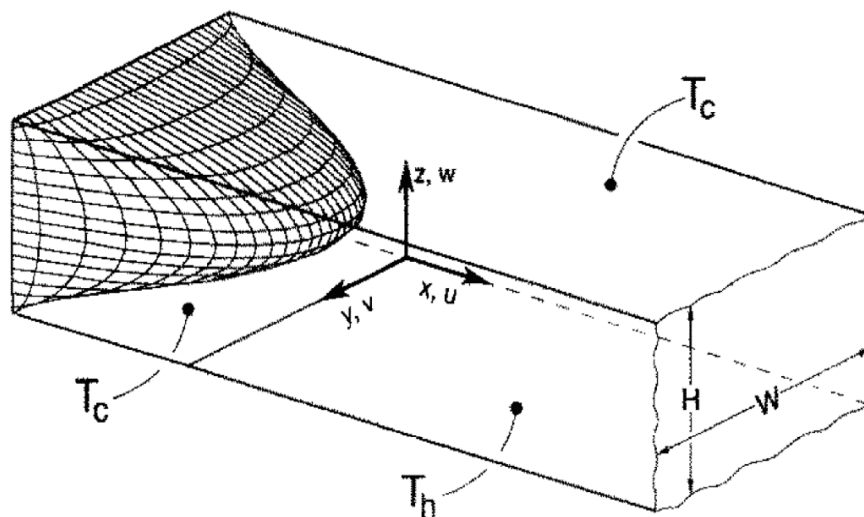


Figure (I.4) : Esquisse de définition pour un canal 3-D utilisée pour études de convection mixte[20] .

Mehrez et al. (2015) [21]. ont effectué une étude numérique de la génération d'entropie et du transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide (Cu-eau) dans une cavité ouverte inclinée, et uniformément chauffée à partir de la paroi gauche. Les équations

gouvernantes sont résolues en utilisant la méthode des volumes finis. L'étude a été réalisée pour une large gamme de l'angle d'inclinaison de la cavité ($0^\circ \leq \gamma \leq 360^\circ$) et la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,06$), pour trois nombres de Reynolds $Re = 100, 300$ et 500 en fixant le nombre de Grashof à $Gr = 104$. Les résultats montrent que le champ d'écoulement, la distribution de température, le mode de transfert de chaleur, les taux de transfert de chaleur et de la génération d'entropie sont fortement influencés par l'angle d'inclinaison. Cela, dépend du nombre de Reynolds et de la fraction volumique des nanoparticules (figure I. 5).

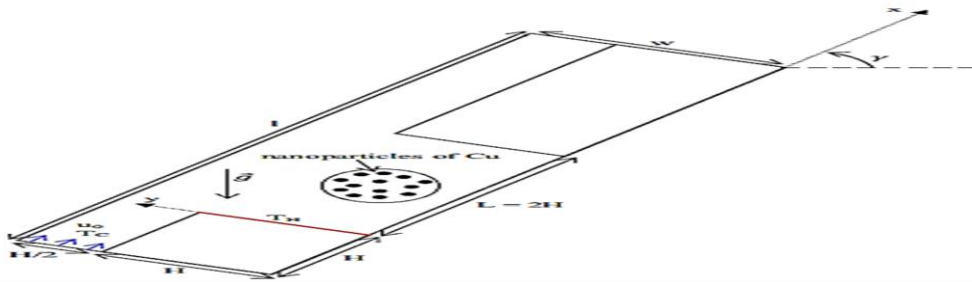


Figure (I.5) : Configuration géométrique du problème [21].

Moumni et al. (2015) [22]. ont étudié numériquement l'écoulement bidimensionnel et le transfert de chaleur par convection mixte de nanofluides (Eau-Cu, Ag, Al_2O_3 et TiO_2) dans une cavité partiellement chauffée par le bas. Deux sources de chaleur discrètes sont situées sur la paroi inférieure de l'enceinte; cependant, les parois verticales et la paroi supérieure sont refroidies à température constante. Les parties restantes de la paroi inférieure sont adiabatiques. Les effets des nombres de Reynolds ($1 \leq Re \leq 100$), de Richardson ($1 \leq Ri \leq 20$), de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$), des matériaux des nanoparticules ainsi que la position des deux sources de chaleur ont été étudiés. Il a été constaté que l'amélioration significative du transfert de chaleur dépend fortement de l'augmentation des nombres de Richardson et Reynolds, de la présence et du type de nanoparticules, et de la position des deux sources de chaleur situées sur la paroi inférieure de l'enceinte (figure I. 6).

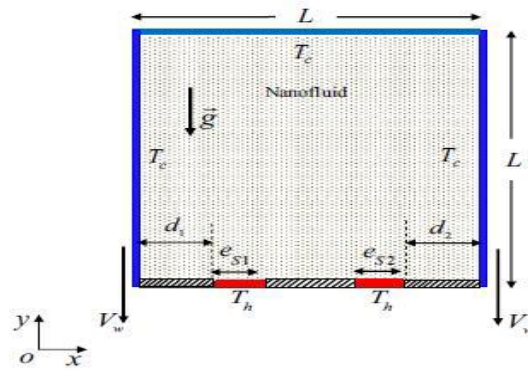


Figure (I.6) : Schéma de la géométrie du problème [22].

Nayak et al. (2015) [23]. ont réalisé une étude numérique sur la convection mixte du nanofluid Cu-eau à l'intérieur d'une enceinte inclinée différenciellement chauffée. Les caractéristiques des transferts de fluide et de chaleur sont étudiées pour une large gamme d'angles d'obliquité ($30^\circ \leq \gamma \leq 150^\circ$), de fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$) et du nombre de Richardson ($0,1 \leq Ri \leq 5$) à une valeur fixe du nombre de Reynolds. La génération d'entropie et le nombre de Bejan sont évalués pour démontrer l'optimisation thermodynamique de la convection mixte. Ils ont montré que le taux de transfert de chaleur augmente remarquablement par l'ajout de nanoparticules. Le champ d'écoulement est affecté par la variation de l'angle d'inclinaison. En outre, l'augmentation du transfert de chaleur en présence des nanoparticules, avec un taux d'augmentation plus faible de la génération d'entropie, peut être obtenue dans une cavité asymétrique (figure I. 7).

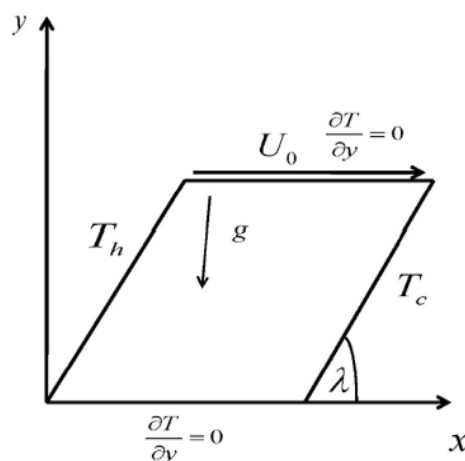


Figure (I.7) : Le modèle physique [23].

Khorasanizadeh et al. (2013) [24]. ont analysé numériquement la convection mixte et la production d'entropie du nanofluid Cu-eau dans une cavité carrée entraînée par un couvercle (figure I. 8). Les parois horizontales de la cavité sont adiabatiques, tandis que les

parois verticales ont des températures constantes mais des valeurs différentes. La paroi supérieure se déplace de gauche à droite à une vitesse constante, U_0 . Les nombres de Rayleigh (104, 105 et 106) et de Reynolds (1, 10 et 100) ont été considérés. Les résultats indiquent que l'ajout de nanoparticules au fluide de base affecte la génération d'entropie.

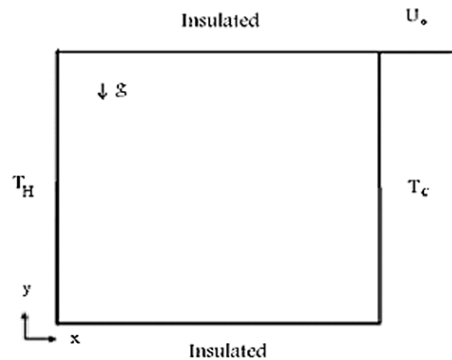


Figure (I.8) : Géométrie et conditions aux limites [24].

La convection mixte de l'air dans un canal vertical à plaques parallèles a été étudiée numériquement par **Desrayaud et Lauriat (2009)**[25]. Les résultats sont obtenus pour un écoulement laminaire dans un canal chauffé symétriquement avec une température uniforme et relativement élevée, pour différents nombres de Grashof et de Reynolds ($300 \leq Re \leq 1300$). Ils ont montré que la longueur du canal n'a aucune influence sur l'écoulement lorsque le rapport hauteur/distance ($H/D \geq 10$), (figure I. 9).

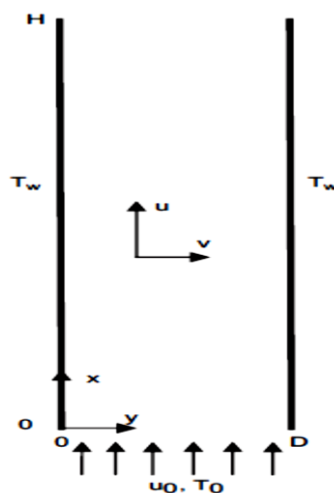


Figure (I.9) : Domaine de calcul d'un canal à plaques parallèles [25].

Hussain et al. (2016) [26]. ont présenté une étude numérique de la génération d'entropie due à la convection mixte dans une cavité carrée, partiellement chauffée, remplie

de nanofluid Al_2O_3 -eau, sous l'influence d'un champ magnétique incliné. Au niveau de la paroi inférieure de la cavité, deux sources de chaleur sont fixées, la partie restante de cette paroi est adiabatique. La paroi supérieure et les parois verticales sont maintenues à une température froide constante. Les effets des nombres de Reynolds ($1 \leq \text{Re} \leq 100$), de Richardson ($1 \leq \text{Ri} \leq 50$), de Hartmann ($0 \leq \text{Ha} \leq 100$), de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$) ainsi que les angles d'inclinaison du champ magnétique ($0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$) ont été étudiés. Ils ont constaté que l'augmentation de Ri augmente les valeurs de Nu et St , mais pour une valeur fixe de Ri , l'augmentation de Ha diminue progressivement Nu et St . De plus, la génération d'entropie totale St et le nombre de Bejan augmentent avec l'augmentation de Re et ϕ . L'énergie cinétique augmente avec une augmentation de Re , Ri et ϕ alors qu'elle diminue pour des valeurs croissantes de Ha (figure I. 10)

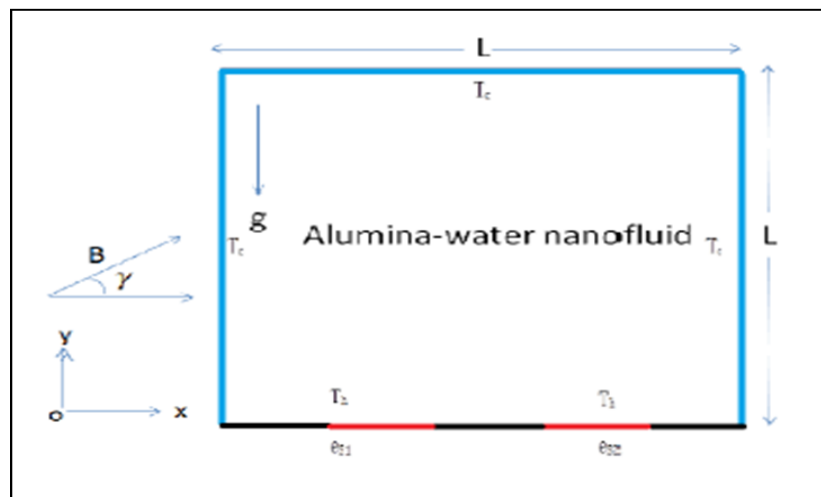


Figure (I.10) : Diagramme schématisé du modèle physique [26].

Une étude numérique de la génération d'entropie et de l'écoulement de la convection mixte MHD d'un nanofluid dans un canal poreux vertical a été réalisée par **Fersadou et al. (2015) [27]**. La plaque de gauche est isolée thermiquement, tandis que les quatre sources de chaleur discrètes dissipant un flux de chaleur uniforme sont montées sur la paroi droite et le reste de cette paroi est adiabatique. Les effets des nombres de Hartmann, d'Eckert, de Richardson, de la fraction volumique des nanoparticules et de la perméabilité moyenne des pores sur le nombre de Nusselt et la génération d'entropie totale ont été analysés. Les résultats montrent qu'une amélioration du taux de transfert de chaleur en utilisant un milieu poreux, un nanofluid, un champ magnétique sans tenir compte du chauffage Joule et lorsque la

convection mixte est assistée. Globalement, la génération d'entropie augmente avec les paramètres cités ci-dessus (figure I. 11).

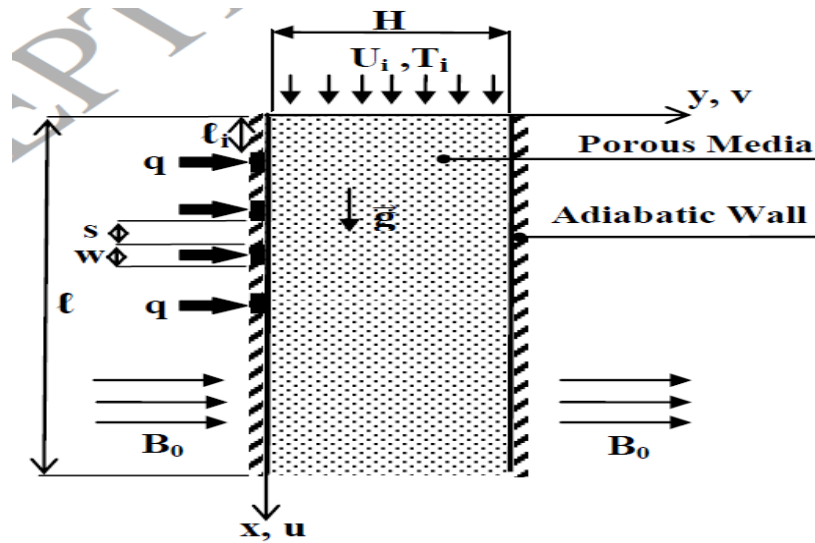


Figure (I.11) : Schéma du modèle physique [27].

La convection mixte laminaire du nanofluide Al_2O_3 -eau dans des tubes horizontaux inclinés a été étudiée numériquement par Akbari et al. (2008) [28]. Les effets des nombres de Reynolds, de Grashof, de la fraction volumique des nanoparticules et de l'inclinaison du tube sur les paramètres hydrodynamiques et thermiques ont été étudiés. Ils ont montré que la fraction volumique des nanoparticules n'a pas d'effets significatifs sur les paramètres hydrodynamiques. Le coefficient de transfert thermique augmente de 15% à $\phi = 0.04$. Le coefficient de frottement augmente continuellement avec l'inclinaison du tube, mais le coefficient de transfert de chaleur atteint un maximum à l'angle d'inclinaison de 45° (figure I. 12).

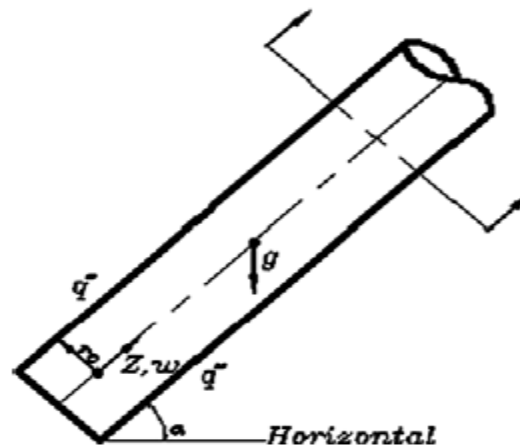


Figure (I.12) : Schéma du tube incliné [28].

Shariat et al. (2011) [29]. ont analysé les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique en convection mixte laminaire d'un nanofluide (Al₂O₃-eau) dans des conduits elliptiques avec un flux de chaleur constant. Des mouvements browniens de nanoparticules ont été considérés pour déterminer la conductivité thermique et la viscosité dynamique du nanofluide. Les résultats révèlent que pour un nombre de Reynolds (Re) et un nombre de Richardson (Ri) donnés, l'augmentation de la fraction volumique solide des nanoparticules augmente le nombre de Nusselt (Nu), tandis que le coefficient de frottement diminue. L'augmentation du rapport d'aspect (AR= B/a) dans les tubes elliptiques réduit le coefficient de frottement local, alors qu'il n'a aucun effet spécifique sur le nombre total de Nusselt (figure I. 13).

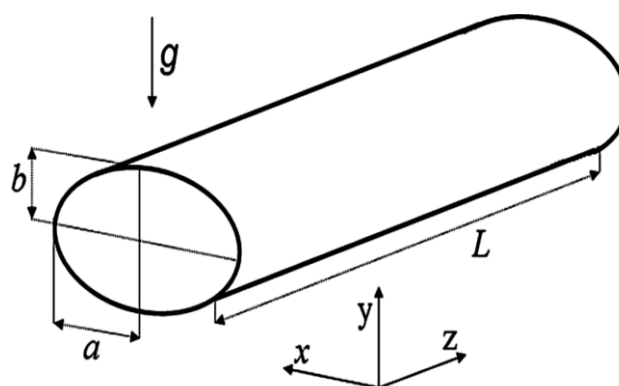


Figure (I.13) : Géométrie du problème et système de coordonnées pour un conduit elliptique [29].

Chen et al. (2015) [30]. ont réalisé une étude numérique sur les performances de transfert de chaleur et les caractéristiques de la génération d'entropie d'une convection mixte

magnétohydrodynamique(MHD) d'un nanofluide (Al_2O_3 -eau) dans un canal vertical à plaques parallèles chauffé asymétriquement (figure I. 14), soumis à des effets de dissipation visqueuses. Pour performer l'analyse, les effets de la force de Lorentz et de l'effet de Joule sont modélisés en utilisant l'équation du bilan de quantité de mouvement transversale et l'équation du bilan énergétique, respectivement. Les résultats révèlent que la présence du champ magnétique (MHD), augmente le nombre local de Nusselt à la paroi chaude. En outre, ils ont trouvé que l'amélioration des performances de transfert de chaleur augmente avec une concentration croissante des nanoparticules, et que la génération d'entropie diminue quand un champ magnétique est appliqué.

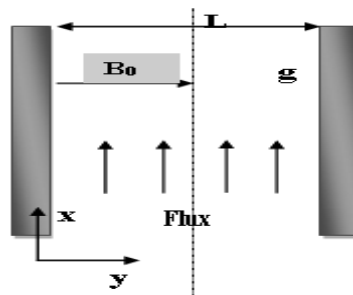


Figure (I.14) : Illustration schématique d'un canal vertical contenant des mélanges de flux nanofluide en convection [30].

Ou et al. (1976) [31]. ont étudié numériquement la convection mixte laminaire en régime établi avec écoulement ascendant dans des canaux rectangulaires inclinés. Des conditions aux limites thermiques à flux constant à la paroi et un gradient pariétal de température constant ont été considérées. Les auteurs ont trouvé que l'effet de l'angle d'inclinaison est plus important autour de la position horizontale et qu'il diminue lorsqu'on approche de la position verticale. Aux nombre de Rayleigh modifiés Ra^* élevés, l'écoulement et le transfert de chaleur deviennent indépendants du nombre de Reynolds modifié Re^* .

Santra et al. (2009) [32]. ont simulé numériquement le comportement du transfert de chaleur dans un canal rectangulaire horizontal bidimensionnel (profondeur infinie), et étudié l'effet du nanofluide (Cu-eau) comme un fluide de refroidissement (figure I. 15). L'étude a été effectuée compte tenu du fluide est Newtonien ainsi que non-Newtonien pour une large gamme du nombre de Reynolds Re ($=5$ à 1500) et fraction volumique solide ϕ ($= 0.00$ à 0.050). Ils ont trouvé que l'augmentation du transfert de la chaleur est réalisable en utilisant un nanofluide par rapport à des fluides classiques pour les deux cas du fluide. Et que le taux

de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du flux d'écoulement ainsi que l'augmentation de la fraction volumique solide du nanofluide.

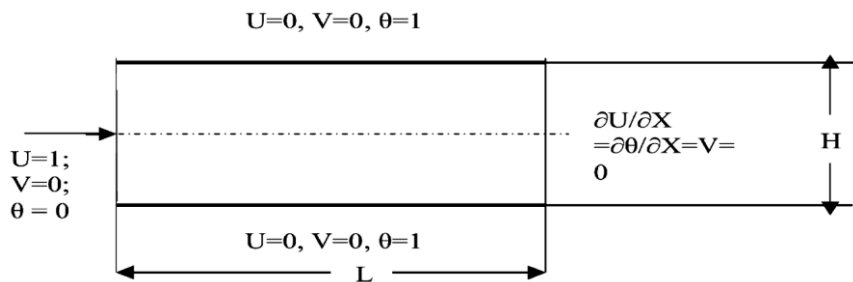


Figure (I.15) : Géométrie du problème et conditions aux limites [32].

Leong et al. (2012) [33]. ont présenté une étude analytique sur la génération d'entropie d'un flux nanofluide qui traverse un tube circulaire à température de paroi constante. Ils ont concentré sur l'eau à base d'alumine et de dioxyde de titane comme nanofluides. Les résultats de l'analyse montrent que les nanofluides de dioxyde de titane offrent une génération d'entropie totale inférieure à celle des nanofluides d'alumine. L'ajout de nanoparticules de dioxyde de titane à 4% réduit la génération totale d'entropie de 9.7% contre seulement 6.4% de réduction observée lors de l'utilisation d'alumine. Il est également noté que les configurations de dimension du tube circulaire jouent un rôle important dans la détermination de la génération d'entropie (figure I. 16).

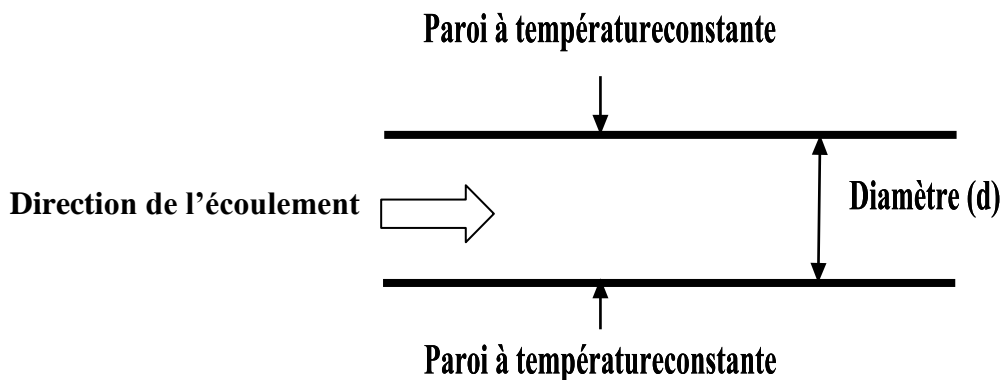


Figure (I.16) : Configuration géométrique d'un tube circulaire [33].

Xu et Cui (2018) [34]. ont étudié l'écoulement de la convection mixte dans un canal avec un milieu poreux saturé d'un nanofluide. Cette étude puisse être appliquée à l'ingénierie pétrolière où les nanoparticules et les micro-organismes jouent un rôle dans l'amélioration de l'efficacité d'exploitation et la conservation de l'énergie

Kasaeipoor et al (2015) [35], ont présenté les résultats d'une étude numérique sur la convection mixte du nanofluid Cu-eau dans une cavité en forme de T en présence d'un champ magnétique uniforme. Certaines sections de la paroi de fond de la cavité sont chauffées à une température constante et les autres parois sont isolées thermiquement. Le nanofluid à une température relativement basse entre par le bas de la cavité. Les effets de paramètres tels que les nombres de Reynolds ($10 \leq Re \leq 400$), de Richardson ($0,01 \leq Ri \leq 10$), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 80$), la fraction volumique du solide ($0 \leq \phi \leq 0,06$) et le rapport d'aspect de la cavité ($0,1 \leq AR \leq 0,4$) sur l'écoulement du fluide et les performances thermiques de la cavité ont été étudiés. Les résultats indiquent que la présence de nanoparticules améliore le transfert de chaleur, sauf à $Re = 100$ et $Ha < 10$ ainsi que $Re = 400$ et $Ha < 60$, où l'eau pure a un taux de transfert de chaleur légèrement plus élevé par rapport au nanofluid. En outre, l'influence du nanofluid sur l'augmentation du transfert de chaleur augmente à mesure que le rapport d'aspect augmente. Pour $Ri = 0,01$ et 1 , le taux de transfert de chaleur maximal est obtenu à $AR = 0,4$; cependant, pour $Ri = 10$, le taux de transfert de chaleur maximal se produit à $AR = 0,1$ (figure I. 17).

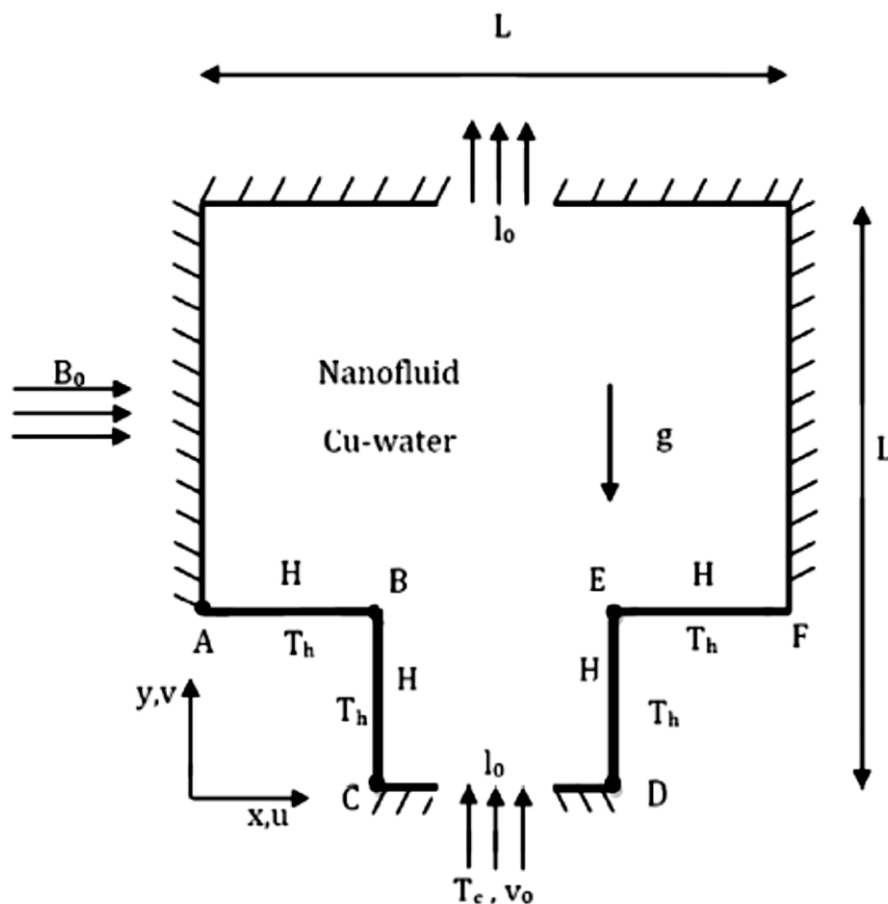


Figure (I.17) : Schéma de la cavité sous champ magnétique [35].

Rashidi et al. (2016) [36]. ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide dans un canal vertical avec des parois sinusoïdales sous l'effet d'un champ magnétique. Le transfert de chaleur et les caractéristiques hydrodynamiques ont été examinés. Cette étude a été réalisée pour différents nombres de Reynolds ($500 \leq Re \leq 1000$), de Grashof ($5 \times 10^4 \leq Gr \leq 1 \times 10^6$) et de Hartmann (0,5 et 10), pour trois amplitudes de la paroi sinusoïdale (0,1, 0,2 et 0,3). L'écoulement est supposé bidimensionnel, laminaire, stable et incompressible. De plus, les propriétés thermo-physiques du nanofluide sont considérées comme constantes. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen augmente en augmentant le nombre de Grashof pour différentes valeurs de la fraction volumique des nanoparticules. De plus, les nombres de Nusselt moyen et de Poiseuille augmentent en augmentant les nombres de Hartmann et de Reynolds (figure I. 18).

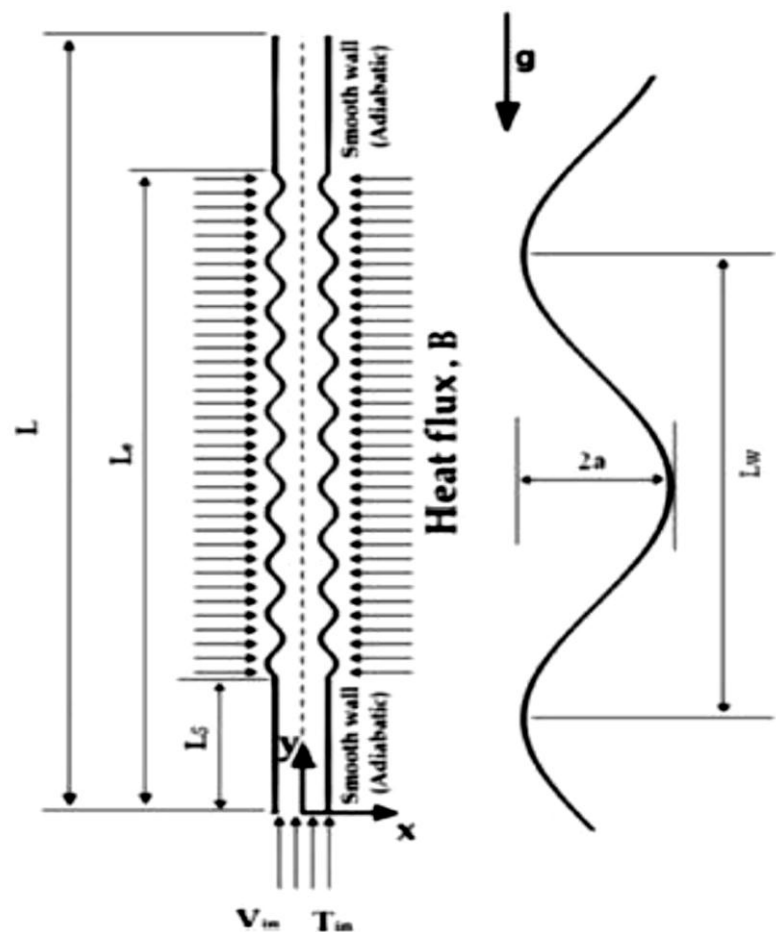


Figure (I.18) : Schéma du modèle physique [36].

Sultan [37]. a fait une étude théorique sur la convection mixte combinée avec écoulement laminaire d'un nanofluide entre deux cylindres concentriques inclinés. (figure I. 18). Trois différents nanoparticules sont utilisés, le cuivre (Cu), l'argent (Ag) et l'oxyde de

Titanium 2 TiO .Il suppose que le fluide de base (l'eau) et les nanoparticules sont en équilibre thermique et sans glissement. La dissipation et le travail induit par les forces de pression sont négligés. Une approche monophasée (SPM) et les particules solides ultrafines (<100 nm). Le cylindre extérieur est considéré adiabatique tandis que pour le cylindre intérieur deux cas à savoir : température constante imposé. Flux de chaleur constant. L'équation de conservation de l'énergie est résolue par la méthode (ADI). Tandis que les équations de mouvement et de Continuité ont été combinées pour obtenir la formule de correction de la pression. Le maillage utilisé est 61×61 suivant la direction axiale et radiale, les paramètres de contrôle Ra allant de 310 à 610, le nombre de Reynolds 200 à 400, la fraction volumique variant de 0.5% à 4% avec une variation de l'angle d'inclinaison : 0° ,30°,45°,60° et 90° , le pat de temps

$\Delta t=10^{-5}$ s , les résultats obtenues montrent :

- Pour $Re=400$, $Ra=10^{-5}$ et $\varnothing= 4\%$ pour les inclinaisons 0°, 30°, 45°, 60° et 90° le nombre de Nusselt il est plus important dans le cas d'un tube horizontal et pour le cas d'une température imposée (CWT) par rapport au flux de chaleur constant(UHF).
- Le type de nanofluide est un facteur clé pour l'amélioration du transfert de chaleur. les valeurs les plus élevées au plus bas de nombre de Nusselt sont obtenus pour **Ag (20nm)**, **Cu (30nm)** et **TiO2 (50nm)** nanoparticules respectivement.
- Les nanoparticules métalliques donnent un transfert thermique très remarquable par rapport aux nanoparticules non métalliques (oxydes) en raison de la conductivité thermique.

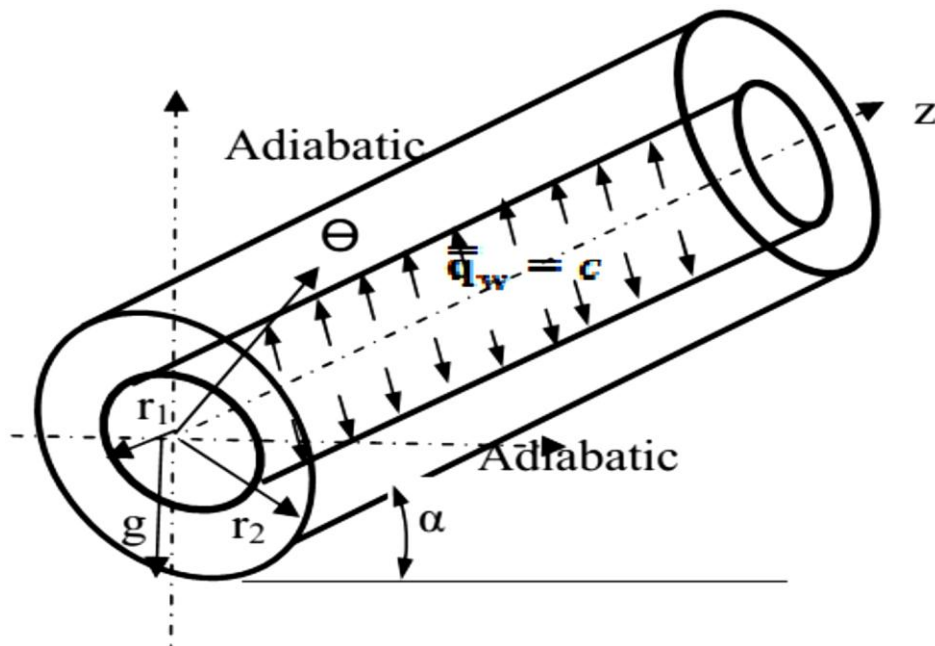


Figure (I.19) : Géométrie du problème étudié [37]

Izadi et al [38]. réalisé une étude numérique sur un écoulement laminaire avec convection mixte d'un nanofluide (eau/ Al_2O) dans un espace annulaire horizontal, les deux cylindres intérieur et extérieur sont maintenus à deux flux de chaleur constants q_i et q_o , La (figure I. 20). Les particules fluides et les particules sont en équilibre thermique et sans glissement. La dissipation et le travail de pression sont négligés, une approche monophasée, des particules solides ultrafine (<100 nm). Les équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie sont discrétisées par la méthode des volumes finis avec la procédure SIMPLE introduite pour le couplage vitesse-pression. Le maillage utilisé est $120 \times 27 \times 30$ suivant les directions axiale radiale et azimutale. Le nombre de Reynolds et le diamètre de la nanoparticule sont fixés à 500 et 25nm respectivement. Tandis que les trois autres paramètres, le nombre de Richardson Ri varie de 0.1 à 5, la fraction volumique varie de 0% jusqu'à 5%, les résultats obtenus montrent :

- La vitesse adimensionnelle axiale à faible augmentation sur le coté au dessus du cylindre annulai retendis qu'elle diminue sur le côté au-dessous avec changement remarquable avec l'augmentation de la fraction volumique,
- Le nombre de Richardson n'a aucune influence sur le coefficient de frottement, mais il est dépendant directement de coefficient de transfert de chaleur.

- On général, pour un nombre de Richardson donné, les forces de flottabilité des parois deviennent plus forte avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et accéléré le nanofluide vers le haut près des parois.

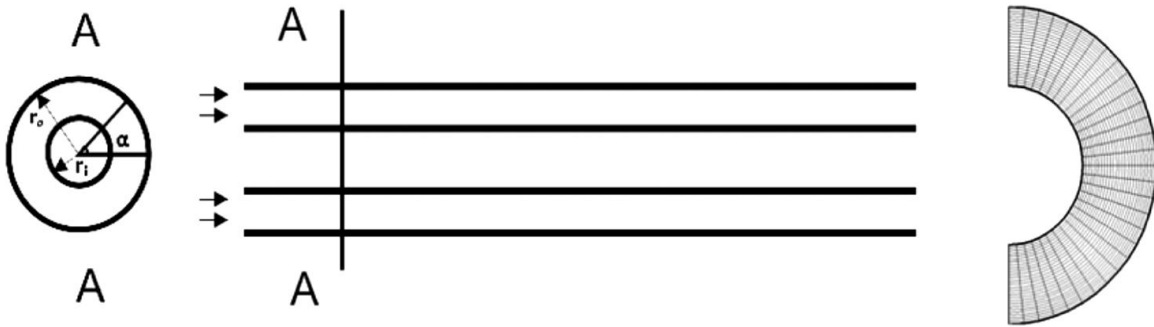


Figure (I.20) : Géométrie du problème étudié, coupes transversale et longitudinale [38]

Sahriar et al [39], ont fait une étude numérique tridimensionnelle sur la convection mixte avec écoulement laminaire du nanofluide (eau/ Al_2O_3) dans un tube de cuivre incliné. Dans cette étude l'approche bi-phasique qui a été mise à l'épreuve. La moitié supérieure de la paroi du tube chauffée et la moitié restante est considérée comme adiabatique la (figure I. 21).

Le cuivre est un matériau bon conducteur qui transmet l'énergie du chauffage de la partie supérieure du tube à la moitié inférieure par un mécanisme de conduction thermique. Cela pourrait aussi augmenter la température du fluide de cette région. Celui-ci pourrait générer l'écoulement secondaire pour lequel ces forces dépendent de la fraction volumique des nanoparticules. L'ensemble des équations différentielles non linéaires a été discrétisé avec la technique de volumes finis. Pour les termes convectifs et diffusifs, le schéma Upwind du second ordre a été utilisé alors que la procédure SIMPLEC a été introduite pour le couplage vitesse-pression. Les résultats obtenus pour les paramètres de contrôles, le nombre de Reynolds $Re=300$, différentes fractions volumiques (0,2%, 4%) et nombre de Richardson $Ri=0.33, 1.66, \text{ et } 5$ et l'angle de l'inclinaison ($0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ et 60°) :

La flottabilité provoque l'augmentation de l'écoulement secondaire avec la fraction volumique des nanoparticules et le nombre de Richardson. La concentration des nanoparticules n'a pas d'effet significatif sur le profil de vitesse axiale. Mais, à la grandes valeurs du nombre de Richardson pour lesquelles l'effet de l'énergie thermique est devenu plus important que

l'énergie hydrodynamique. La concentration des nanoparticules pourraient affecter les profils de vitesse axiale.

Le coefficient de transfert de chaleur est augmenté avec la fraction volumique des nanoparticules ainsi que le nombre de Richardson. La combinaison de la composante axiale et radiale des forces de poussée aérostatique peuvent déterminer l'angle d'inclinaison pour laquelle le maximum de l'amélioration de transfert de chaleur se produit.

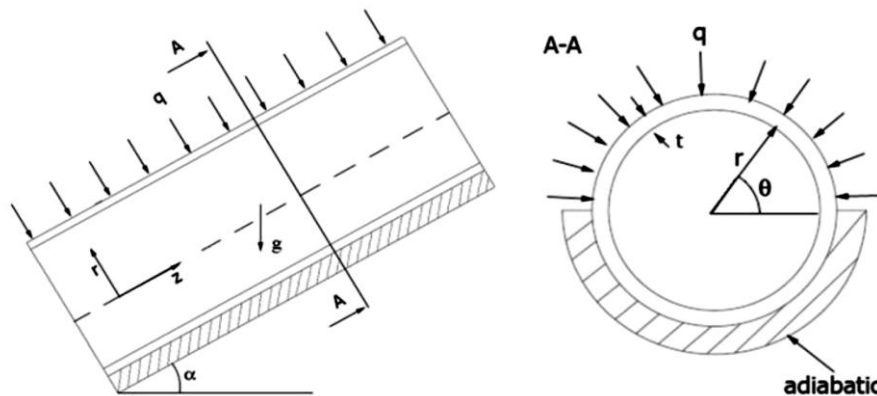


Figure (I.21) : Modèle mathématique du problème pris dans la référence [39]

Le travail présenté par **Akbarinia et al [40]**, est une étude numérique, tridimensionnelle sur la convection

mixte d'un écoulement laminaire établi d'un nanofluide (eau/ Al_2O_3) dans un tube courbé horizontal (figure I. 22). un flux de chaleur uniforme appliqué à l'interface solide-liquide. Les équations différentielles sont discrétisées par la méthode des volumes finis au second ordre avec procédure SIMPLEC. Le maillage considéré est de $48 \times 40 \times 160$ suivant les directions r , θ et z . Les résultats obtenus pour le nombre de Reynolds varient de 300, 600 et 900, le nombre de Grashof (8000, 30000 et 640000) avec trois différentes concentrations des nanoparticules 0%, 2% et 4%, ils ont observé que la force de flottabilité augmente avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules. Quand la force de flottabilité domine la force centrifuge, le frottement augmente avec l'augmentation du nombre de Grashof. De

plus, la convection naturelle a un effet négatif sur l'amélioration du transfert de chaleur en présence de la force centrifuge. Pour un nombre de Reynolds Re donné et un faible nombre de Grashof Gr , la concentration des nanoparticules n'a pas un effet considérable sur la diminution de frottement. L'augmentation de la concentration des nanoparticules a également un effet positif sur l'amélioration du transfert de chaleur à différentes combinaisons du groupe $Re-Gr$.

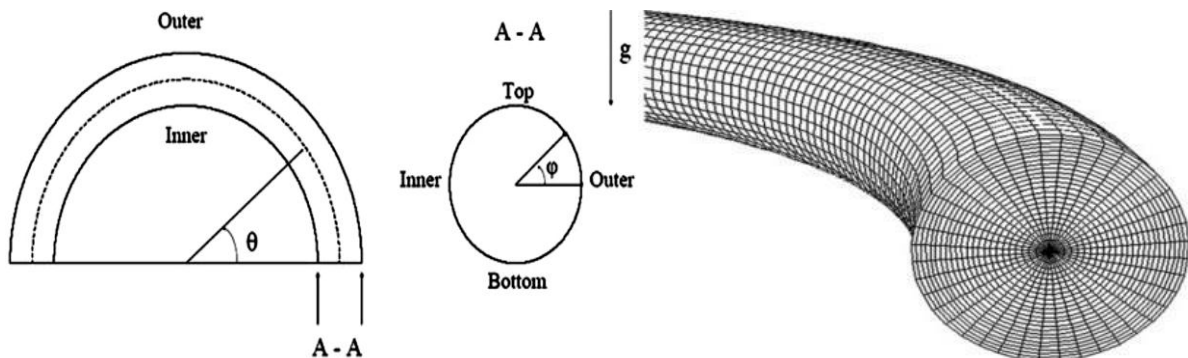


Figure (I.22) : Modèle physique d'un tube horizontal courbé (a) Maillage structuré du tube courbé (b) [40]

Une étude sur la modélisation numérique de la convection mixte laminaire dans une cavité triangulaire ondulée (figure I. 23), remplie d'un nanofluide (CuO-eau) a été présentée par **Nasrin et al. (2012) [41]**. Les parois verticales gauche et droite de la cavité prennent la forme d'un motif ondulé triangulaire. Les effets du nombre de Reynolds, du nombre de Richardson et de la fraction volumique des nanoparticules sur les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur dans la cavité sont présentés. Ils ont trouvé que l'amélioration du transfert de chaleur peut être obtenue de manière significative en raison de la présence de nanoparticules, et le taux de transfert de chaleur est modérément accentué en diminuant le nombre de Richardson et en augmentant le nombre de Reynolds ainsi que la fraction volumique du solide.

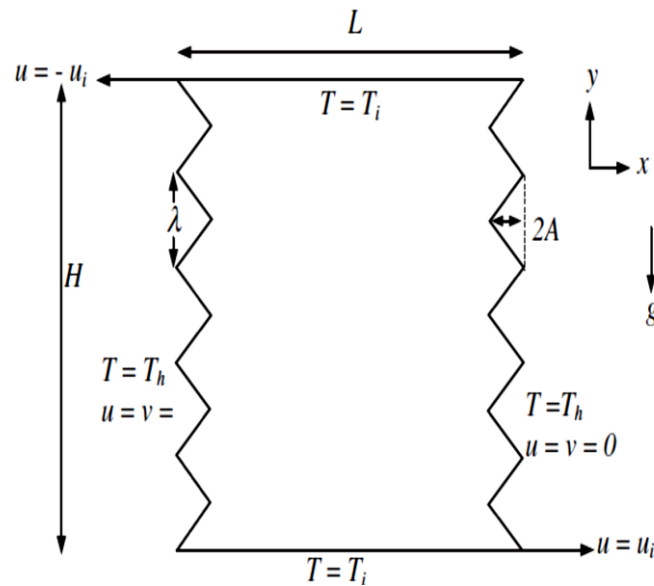


Figure (I.23) : Diagramme schématique de la cavité triangulaire ondulée [41]

Pishkar et Ghasemi (2012) [42]. ont présenté une étude numérique sur la performance thermique de deux ailettes montées sur le fond d'une paroi d'un canal horizontal et refroidi soit avec de l'eau pure soit avec un nanofluide (Cu-eau). La paroi inférieure du canal est chauffée à une température constante et refroidie par convection mixte laminaire à une température relativement basse. La paroi supérieure est adiabatique. Les résultats de la simulation indiquent que le taux de transfert de chaleur est considérablement affecté par la conductivité thermique des ailettes. L'influence de la fraction volumique solide du nanofluide sur l'augmentation du taux de transfert de chaleur est plus sensible. A des valeurs plus élevées du nombre de Reynolds, les ailettes se comportent différemment de leurs performances thermiques à des valeurs plus élevées du nombre de Reynolds (figure I. 24).

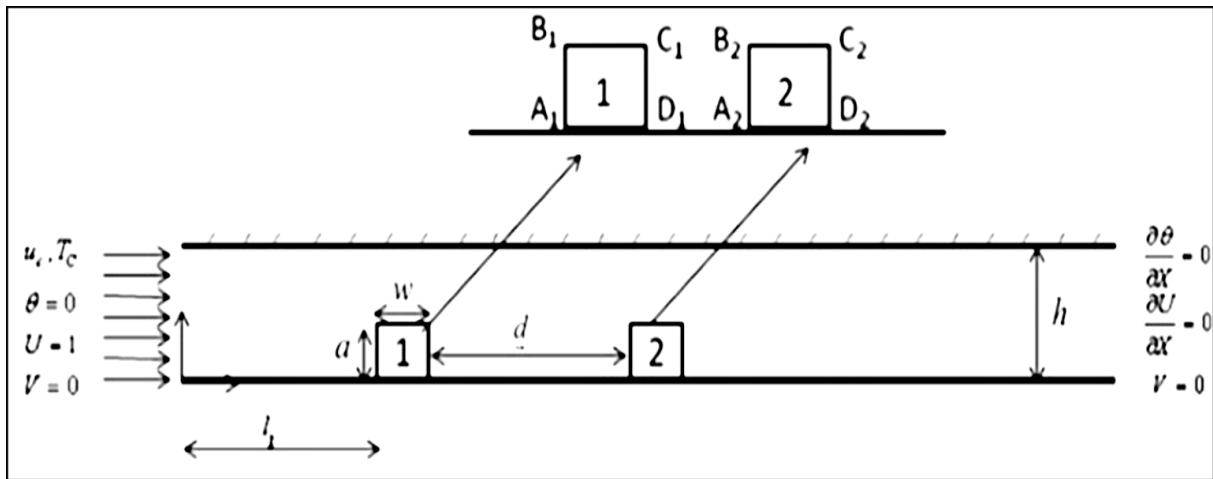


Figure (I.24) : Diagramme schématique du modèle physique [42].

Les études menées par **Mansour et al. (2010)** [43]. ont permis d'apporter quelques éclaircissements sur le phénomène de la convection mixte en régime laminaire dans une cavité carrée (figure I. 25). avec un couvercle mobile partiellement chauffé de dessous et remplie de nanofluide à base d'eau, contenant de diverses fractions de volume de (Cu, d'Ag, d'Al₂O₃ et de TiO₂). Ils ont montré que l'augmentation de la fraction volumique du solide conduit à une augmentation du nombre de Nusselt moyen. De plus ils ont trouvé qu'à mesure que la longueur de la source de chaleur augmente, ceci mène à non seulement à l'augmentation de l'intensité d'écoulement mais également à l'accroissement de la température du fluide. Cependant, elle diminue la valeur moyenne correspondante du nombre de Nusselt. Aussi, les résultats ont indiqué que les grandes valeurs du nombre de Reynolds produisent une augmentation de l'effet du couvercle mobile, tandis que les petites valeurs du nombre de Reynolds produisent une croissance de l'effet de la présence de la source de chaleur sur l'écoulement et les caractéristiques du transfert de chaleur.

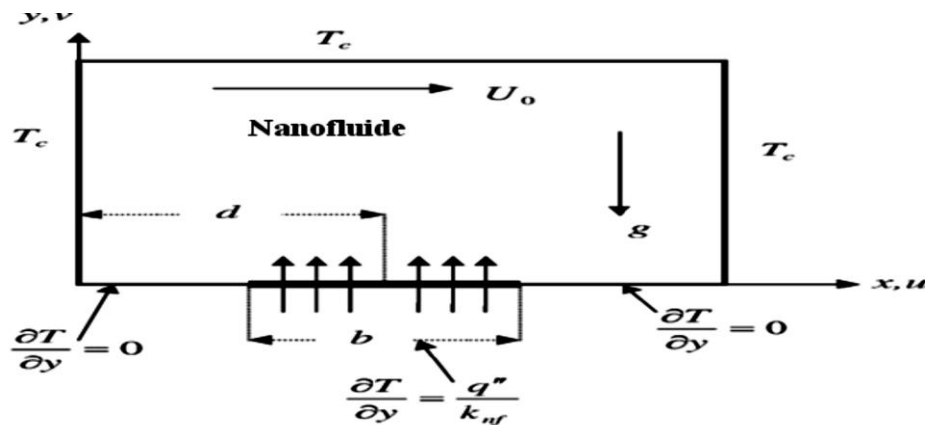


Figure (I.25) : Modèle physique du problème [43].

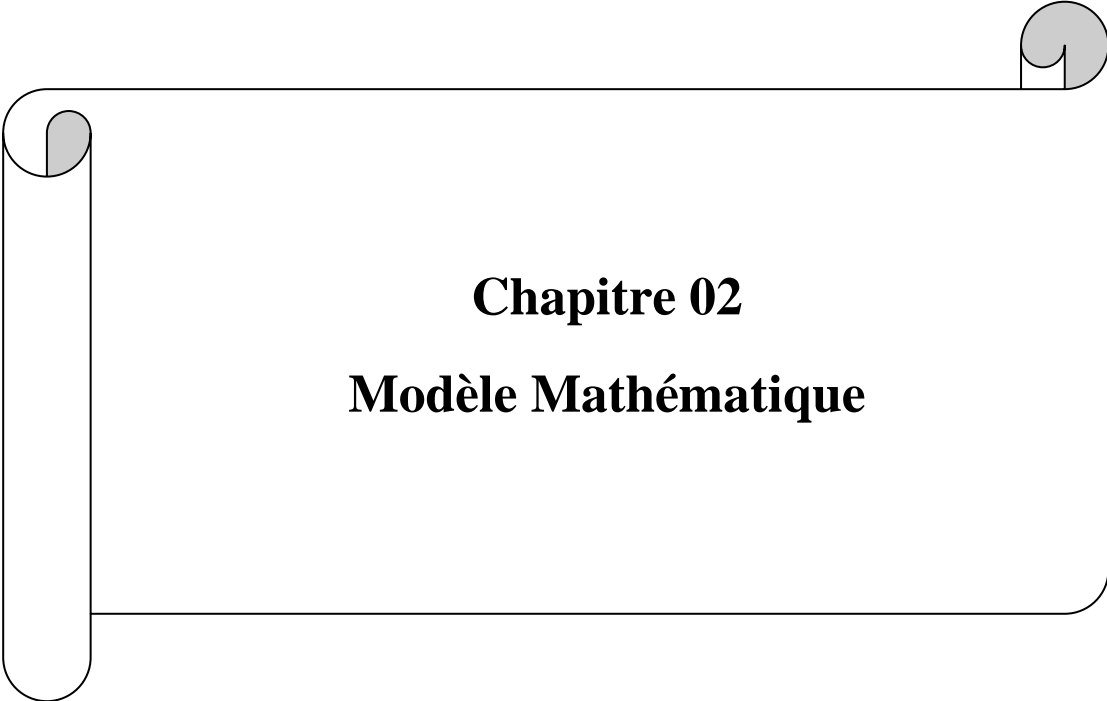
I.4.1. Application des nanofluides dans l'industrie

L'industrie au sens large (moteur thermique, climatisation, composant de puissance, installation nucléaire, accélérateur de particules, domaine aéronautique ou spatial, etc.), car ça permet de réduire la taille des équipements de refroidissement ou leur consommation électrique puisqu'on gagne en efficacité sans trop se fatiguer. On estime en effet que pour doubler le coefficient d'échange, il faut multiplier la puissance de pompage par 10, ce qui est énorme et non rentable. Un nanofluides permet de s'en affranchir partiellement en améliorant ce coefficient jusqu'à 80% en régime turbulent sans modifier la puissance nécessaire au fonctionnement [45].

I.5. Conclusion :

Dans ce chapitre, plusieurs méthodes de refroidissement ont été étudiées dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes traditionnelles de refroidissement par convection forcée et naturelle ou mixte avec des écoulements air.

Les chercheurs ont mené des études analytiques, numériques et expérimentales pour mieux comprendre les caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique.



Chapitre 02
Modèle Mathématique

II. Introduction générale

Dans ce chapitre, nous allons étudier numériquement l'écoulement d'un nanofluide dans un canal à deux dimensions en régime laminaire et stationnaire soumise à des conditions aux limites thermiques différentes. Pour solutionner le phénomène physique en question nous utilisons des équations de transport de Navier Stokes, l'équation de continuité et l'équation d'énergie et ceci en faisant varier le nombre de Reynolds et l'effet des différentes formes et types de nanofluide.

II.1. Introduction :

La convection mixte est un mode de transfert de chaleur parmi d'autres, il se manifeste par un transfert de chaleur entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le mécanisme du transfert de chaleur se fait par diffusion moléculaire et le transport d'énergie par mouvement du fluide, ce que l'on appelle par advection.

II.2. Géométrie et description du problème:

La configuration géométrique du problème étudié est représentée sur la figure (II.1). On peut considérer le problème comme bidimensionnel, monté dans un canal horizontal de longueur (L) et de hauteur (H). Les deux parois supérieure et inférieure sont supposées chaudes. A l'entrée du canal, l'air forcé pénètre avec une vitesse U_0 .



Figure (II.1) : Domaine physique de configurations géométriques à étudier.

II.3. Mise en équations du problème:

La formulation mathématique des phénomènes de convection mixte repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. Ces équations sont obtenues à partir de :

- La loi de conservation de masse (équation de continuité).
- les équations de quantités de mouvement (équations de transport)
- L'équation d'énergie

II.3.1. Equation de continuité :

Cette équation est déduite du principe de conservation de masse (régime Stationnaire $(\frac{\partial \phi}{\partial t}=0)$) Elle s'exprime sous forme tensorielle comme suit :

- $\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) \dots \dots \dots (II.1)$

(j=1, 2, indice de sommation)

- Pour un fluide Newtonien incompressible ($\rho=constante$), l'équation (2.1) se réduit à

- $\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \dots \dots \dots (II.2)$

II.3.2. Equations de la quantité de mouvement :

Cette équation est déduite de la deuxième loi de la dynamique, qui stipule que la variation de la quantité de mouvement d'une particule fluide est égale à la somme des forces extérieures sur cette particule. Elle s'écrit sous forme tensorielle comme suit :

- $\frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\mu(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})] \dots \dots \dots (II.3)$

Où :

- $\frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j}$: Représente le taux net de transport de quantité de mouvement suivant la direction i, par mouvement du fluide.
- F_i : Représente les forces de volume suivant la direction j.
- $\frac{\partial p}{\partial x_i}$: Représente les forces dues à la pression.
- $\frac{\partial}{\partial x_j}[\mu(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})]$: Représente les forces nettes de viscosité.

II.3.3. Equation de l'énergie :

L'équation de l'énergie est obtenue en appliquant le premier principe de la thermodynamique pour un fluide Newtonien incompressible, elle s'écrit comme suit :

$$\bullet \quad \rho c_p \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (u_j T) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + q \dots \dots \dots (II.4)$$

Où :

- k : La conductivité thermique
- Cp : La chaleur spécifique à pression constante.
- ρ: La masse volumique.
- q : La génération de chaleur par unité de volume (densité de chaleur volumétrique)

II.4. Modèle mathématique :

II.4.1. Hypothèses simplificatrices:

- Fluide Newtonien et visqueux.
- Écoulement permanent.
- Milieu continu.
- Écoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées cartésiennes x et y).
- Régime laminaire.
- Dissipation visqueuse négligeable dans l'équation d'énergie.
- Flux de chaleur surfacique q imposé au niveau des composants.
- On négligera l'effet du rayonnement des composants.
- L'approximation de Boussinesq est valide, elle consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables aux niveaux de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho_0 = \rho$), sauf au niveau du terme de gravité. La variation de ρ en fonction de la température est donnée comme suit (**Bejan, (1993) [32]**) :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$$

T_0 : Température de référence.

β : Le coefficient d'expansion thermique à pression constante.

ρ_0 : Masse volumique du fluide à T_0 .

II.4.2. Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (II.5)$$

II.4.3. Equation de la quantité de mouvement :

Suivant x :

$$\left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (II.6)$$

Suivant y :

$$\left[u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) + g\beta(T - T_0) \dots\dots\dots (II.7)$$

II.4.4. Equation de l'énergie:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left[\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \right] \dots\dots\dots (II.8)$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p} ; \text{ Diffusivité thermique}$$

II.5. Equations de conservation sous formes dimensionnelles : [34]

Le comportement du fluide est régi par les lois de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la masse, les équations sont données ci-dessous dans le cas de l'écoulement bidimensionnel d'un fluide newtonien incompressible, en fonction des variables primitives, c'est-à-dire des deux composantes de vecteur vitesse u et v (suivant la direction x et y , respectivement) et de la pression p . Les quatre variables physiques qui définissent l'écoulement dans l'espace de coordonnées (x, y) sont : la vitesse V de composantes (u, v) , la température (T) et la pression (p) . Nous avons opté pour la formulation $(u-v-p)$ plutôt que la formulation (vorticité-fonction de courant) pour les raisons suivantes :

- Elle utilise des variables qui ont une signification physique.
- Les conditions aux limites sont déterminées d'une façon simple.
- On obtient directement le champ de pression qui sert à la détermination de la masse volumique dans le cas d'un fluide incompressible.

II.6. Forme Adimensionnelle des équations : [33]

La forme adimensionnelle est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes physiques indépendamment des systèmes de mesure. Elle permet aussi la simplification de la résolution des systèmes d'équations et la réduction des paramètres physiques. Pour faire apparaître les paramètres de contrôle du problème étudié, il est nécessaire d'introduire des grandeurs de référence. Ces équations dimensionnelles sont développées sous forme adimensionnelle par l'utilisation des variables caractéristiques suivantes:

II.6.1. Grandeurs caractéristiques :

Elles sont définies comme suit :

H : hauteur caractéristique (hauteur du canal)

$\frac{H}{U_0}$: temps caractéristique.

ρU_0^2 : pression caractéristique.

$T_s - T_0$: température caractéristique.

U_0 : vitesse caractéristique.

k_{air} : conductivité thermique de l'air.

ν_{air} : viscosité cinématique de l'air.

II.6.2. Variables caractéristiques :

$$X = \frac{x}{H}, Y = \frac{y}{H}, \tau = \frac{t}{\frac{H}{U_0}}, U = \frac{u}{U_0}, V = \frac{v}{U_0},$$

$$p^* = \frac{P - P_0}{\rho U_0^2}, \theta = \frac{T - T_0}{T_s - T_0}, \quad v^* = \frac{\nu}{\nu_{air}}, \quad k^* = \frac{k}{k_{air}}.$$

Après substitution des variables adimensionnelles dans les équations du modèle mathématique et dans les conditions aux limites, on obtient :

II.7. Le système d'équations Adimensionnelles :

À $(\tau=0, U=V=\theta=0)$ dans la région fluide.

Pour $\tau > 0$, on a :

II.7.1. Equation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \dots\dots\dots (II.9)$$

II.7.2. Equation de la quantité de mouvement :

Suivant X :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{1}{(1-\phi)^{2.5}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left(v^* \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(v^* \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \right\} \dots\dots\dots (II.10)$$

Suivant Y :

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{1}{(1-\phi)^{2.5}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left(v^* \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(v^* \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right\} +$$

$$\frac{(\rho\beta)_{nf}}{(\rho\beta)_f} Ri \theta \dots\dots\dots (II.11)$$

II.7.3. Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \frac{1}{RePr} \left\{ \frac{\partial \theta}{\partial X} \left(k^* \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial Y} \left(k^* \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \right\} \dots\dots\dots (II.12)$$

k^* Est la conductivité thermique adimensionnelle.

II.8. Conditions aux limites dimensionnelles :

Pour compléter la modélisation de la convection forcée en régime stationnaire, des conditions aux limites sont à associées aux équations de *Navier Stokes* et celle du transfert thermique. Elles s'écrivent :

- A l'entre du canal : ($x = 0, 0 \leq y \leq H$)

$$u = U_0 \quad ; \quad v = 0$$

$$T = T_0$$

- Au sortie du canal : ($x = L, 0 \leq y \leq H$)

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad ; \quad v = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

- En paroi horizontale supérieure : ($0 \leq x \leq L ; y = H$)

$$u = v = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

- En paroi horizontale inférieure : ($0 \leq x \leq L ; y = 0$)

$$u = v = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

II.9. Conditions aux limites Adimensionnelle :

L'écriture adimensionnelle des conditions aux limites est comme suit :

- A l'entrée du canal : $X=0, 0 \leq Y \leq 1$

$$U = 1 ; \quad V = 0.$$

$$\theta = 0$$

- A la sortie du canal : $X=L/H, 0 \leq Y \leq 1$

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0 ; \quad V = 0.$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$$

- En paroi horizontale supérieure : $0 \leq X \leq L/H ; Y = 1$

$$U = V = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

- En paroi horizontale inférieure : $0 \leq X \leq L/H ; Y=0$

$$U = V = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

II.10. Nombres Adimensionnels :

L'écriture adimensionnelle des équations, fait apparaitre plusieurs groupements adimensionnels :

- **Le nombre de Prandtl** : $P_r = \frac{\nu_{air}}{\alpha_{air}}$ (II.13)

- **Le nombre de Reynolds** : $R_e = \frac{UD}{\nu_{air}}$ (II.14)

Représente le rapport entre les forces volumiques (flottabilité) et les forces visqueuses volumiques.

- **Le nombre de Richarson** : $R_i = G_r / R_e^2$ (II.16)

Permet définir précisément les domaines de prépondérance de la convection forcée et de la convection naturelle (si : $G_r \ll R_e^2$, la convection forcée l'emporte. Si : $G_r \gg R_e^2$, la convection naturelle l'emporte.

Si : $G_r \approx R_e^2$, on est dans le domaine de la convection mixte).

- **Le nombre de Nusselt** :(Le coefficient d'échange par convection)

En convection naturelle, le phénomène de transfert de chaleur à la surface est évalué et caractérisé par le nombre adimensionnel est le nombre de Nusselt, qu'il désigne le rapport entre les quantités de chaleur échangés par convection et par la conduction pur. Cette grandeur situe donc l'importance du flux thermique échangé par convection à la paroi du flux équivalent transmis par seule conduction (en l'absence tout mouvement du fluide), sous l'effet de même écart de température.

- **Le nombre de Nusselt local:**

Le nombre de Nusselt local représente des taux de transfert de chaleur, dans notre cas il est donné comme suit :

$$Nu_x = \frac{q.l}{k(Tc(x)-T_f)} \dots\dots\dots (II.17)$$

Tc(x): température du composant, Tf: température du fluide

• **Le nombre de Nusselt moyen:**

Le nombre de Nusselt moyen est défini par:

$$\overline{Nu} = \frac{\int_{Ai} Nu_x \cdot dx}{\int_{Ai} dx} \dots\dots\dots (II.18)$$

Selon la figure (2.1) le ramassage de la chaleur se fait au niveau des composants de forme rectangulaire.

$$\overline{Nu} = \frac{\int_{L1}^{L1+w} Nu_x \cdot dx}{\int_{L1}^{L1+w} dx} + \frac{\int_{L1+w+d}^{L1+2w+d} Nu_x \cdot dx}{\int_{L1+w+d}^{L1+2w+d} dx} \dots\dots\dots (II.19)$$

• **Le coefficient de frottement :**

Selon la figure (2.2) de la couche limite la contrainte tangentielle est donnée par l'expression suivante :

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial Y} \dots\dots\dots (II.20)$$

Où μ est la viscosité dynamique

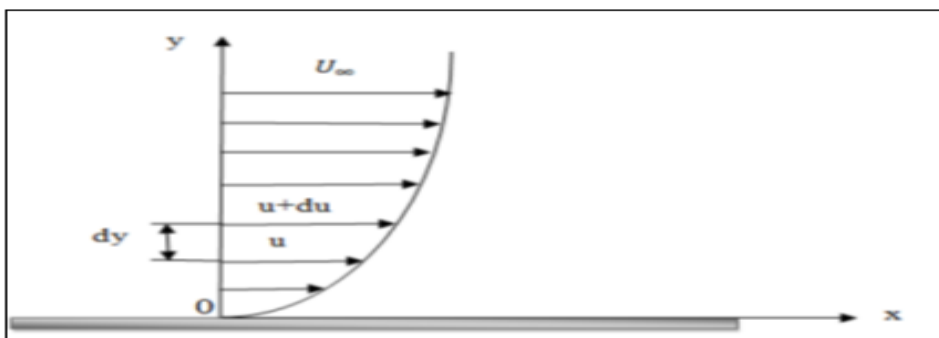


Figure (II.2) : profil d'une couche limite.

On définit la contrainte tangentielle par l'expression suivante :

$$C_p = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \dots\dots\dots (II .21)$$

II.11. Expression de la fonction de courant : [35]

On a :

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad , \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \dots\dots\dots (II .22)$$

Alors la fonction de courant est donnée par l'expression :

$$\Psi = \int_0^H u(x, y)dy - \int_0^L v(x, y)dx \dots\dots\dots (II .23)$$

Après introduction des grandeurs adimensionnelles, on aboutit à :

$$\Psi = \int_0^1 U(X, Y)dY - \int_0^1 V(X, Y)dX \dots\dots\dots (II .24)$$

II.12. Etablissement du profil établi :

Avant d'entamer le calcul de simulation de l'écoulement, il est important de s'en assurer que le profil l'entrée du canal horizontal est laminaire. C'est pour cette raison que nous présentons selon la figure (II.3) différents profils de vitesse à différentes stations selon le canal.

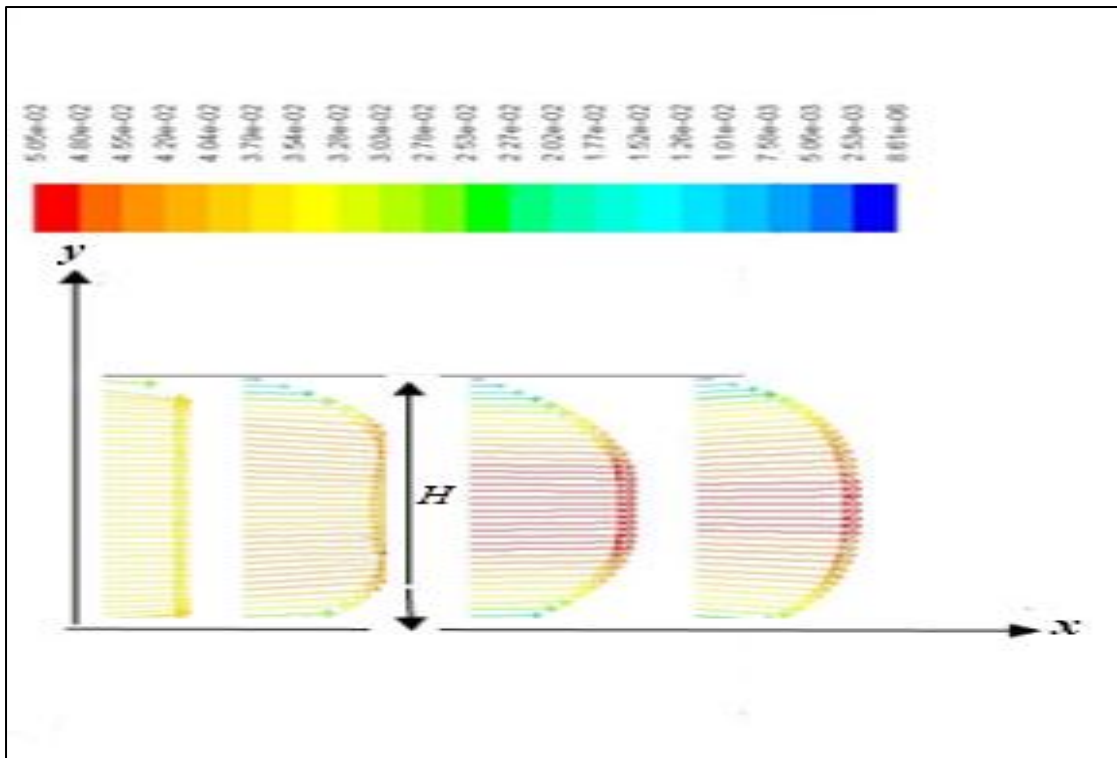


Figure (II.3) : profil établi.

Dans la figure (II-3), on illustre le parcours du fluide le long du canal afin d'avoir un profil établi à l'entrée du canal horizontal. Le profil de la vitesse d'après l'écoulement de poiseuille entre deux plaques est donné par l'expression suivante :

$$u(y) = U_{max} \left(\frac{4y}{D} - \frac{4y^2}{D^2} \right) \dots\dots\dots (II .25)$$



Chapitre 03
Méthode Numérique

III.1. Introduction :

En général, la formulation mathématique d'un problème physique implique une ou plusieurs équations différentielles aux dérivées partielles (EDP) qui doivent être résolues pour trouver une solution au problème en question. Cependant, celle-ci ne peut être déterminée dans le cas général sauf dans certains cas classiques et simples. Dans ce cas, le seul chemin qui pourra nous fournir une solution appropriée consiste en une approche numérique. A cet effet, pour résoudre n'importe quel problème par une approche numérique, la formulation mathématique doit être transformée au moyen d'un processus de discrétisation pour aboutir à un format facile pour le fournir ensuite au processus numérique. Cela veut dire que les équations mathématiques doivent être transformées et simplifiées en une forme identique à un système d'équations algébriques facile à résoudre par des approximations aux points discrets du domaine de calcul, on procède donc à la discrétisation sur des volumes de contrôle.

Parmi les techniques et/ou les méthodes de discrétisation les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulements et de transferts thermiques, on peut citer à titre d'exemple :

- la méthode des différences finies.
- la méthode des éléments finis.
- la méthode des volumes finis.

Pour notre présente étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis, car elle présente des avantages considérables du fait qu'elle soit simple, qu'elle garantisse la conservation de masse et de quantité de mouvement dans chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul. Elle est aussi avantageuse, parce qu'elle permet la linéarisation des EDP et les rendent sous formes d'une équation algébrique facile à résoudre (**Patankar, 1980. [34]**). Le principe de la méthode des volumes finis consiste à intégrer ces équations de transport sur un ensemble discret de volumes finis jointifs, appelés volumes de contrôle (VC), couvrant tout le domaine physique étudié.

III.2. Choix de la méthode :

Pour notre cas nous avons choisi la méthode des volumes finis qui s'adapte parfaitement à notre configuration géométrique en exploitant le logiciel FLUENT. Ce logiciel largement exploité dans le domaine de l'industrie et le domaine de recherche exploite cette méthode des volumes finis.

III.3. Maillage :

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle, Chacun de ces derniers englobe un nœud, dit nœud principal, comme il est indiqué sur la (Figure. III.1). La technique des volumes finis consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles pour obtenir les équations discrétisées, qui conservent toutes les grandeurs physiques sur chaque volume de contrôle.

En suivant les étapes suivantes :

- La division du domaine considéré en volumes de contrôle.
- Discrétisation des équations non linéaire le domaine de calcul
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

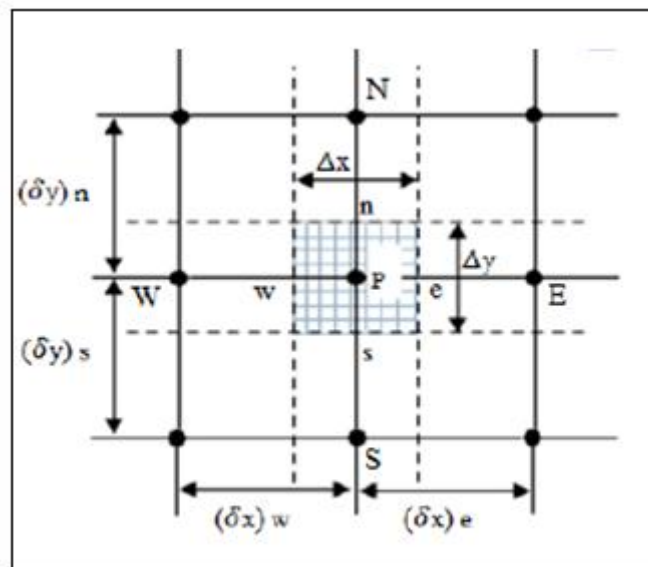


Figure (III.1) : Volume de contrôle bidimensionnel.

Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des points voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont des points voisins dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par des lignes discontinues, alors que les faces sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y.

Les équations différentielles qui gouvernent le phénomène sont écrites dans chaque point du domaine de calcul. Pour les projeter sur ce domaine nous construisons une grille divisée en un certain nombre de volumes finis, et en chaque volume, on considère des points situés en son milieu. Les faces d'un volume de contrôle typique sont localisées dans le point e, w, n, s (Fig. III.2.a). Notons P le centre du volume de contrôle considéré et E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôles adjacents situés respectivement à l'Est, l'Ouest, le Nord

et le Sud de celui contenant P. Les quantités scalaires (pression et température) sont stockées aux centres des volumes finis (Fig. III.2.b). Par contre, les quantités vectorielles (composantes u et v) sont stockées respectivement aux faces Est e Nord. Pour éviter certains problèmes numériques, les équations de quantité de mouvement sont résolues dans des volumes finis décalés vers la droite pour l'impulsion suivant X et vers le haut pour l'impulsion suivant Y (Fig. III.2.c).

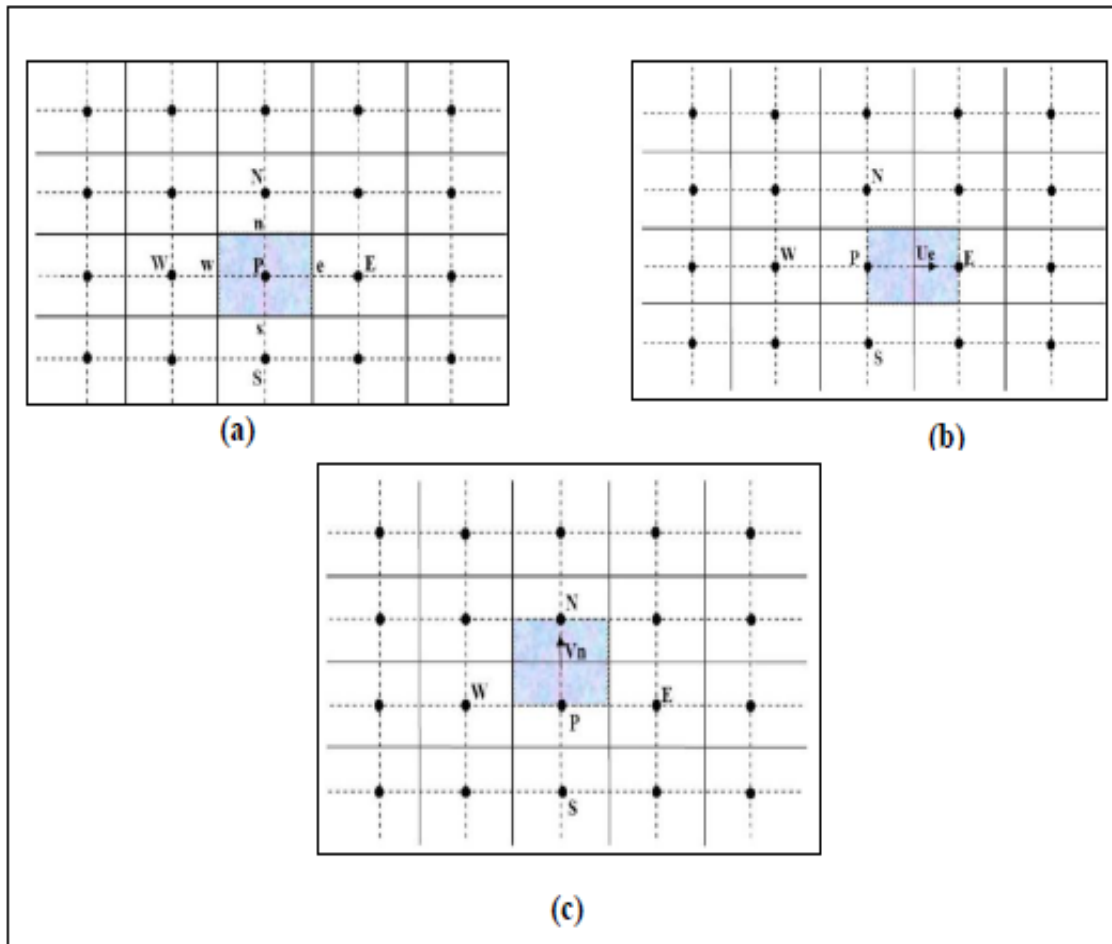


Figure (III.2) : Volume de contrôle bidimensionnel (a), Volume de contrôle décalé vers la droite (b), Volume de contrôle décalé vers le haut (c).

Dans ce mémoire, nous avons opté pour un maillage non uniforme dans les deux directions, horizontale et verticale, resserré près des parois, vu les gradients importants en ces lieux, comme le montre la Figure (3.3).

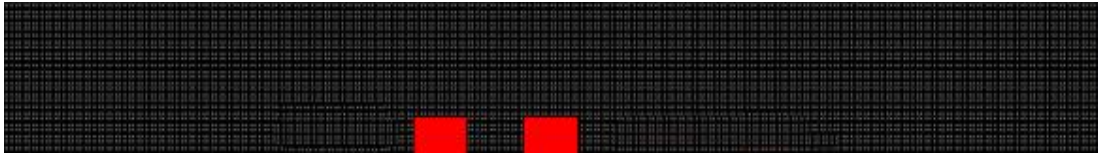


Figure (III.3) : Schéma du maillage utilisé.

III.4. Intégration de l'équation générale de transport :

III.4.1. Equation générale de transport :

L'équation générale de transport d'une variable ϕ pour un écoulement bidimensionnel et incompressible, s'écrit dans le système cartésien comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \dots \dots \dots (III.1)$$

(j : indice de sommation ; j=1, 2 dans le cas bidimensionnel).

Avec :

$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j \phi)$: Terme convectif (transport par convection de ϕ).

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)$: Terme diffusif (transport par diffusion de ϕ).

S_ϕ : Terme source.

Les définitions de ϕ , Γ et S_ϕ sont données dans le tableau (III.1) comme suit :

Equation	ϕ	Γ	S_ϕ
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement suivant (ox)	U	$\frac{1}{Re}$	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Quantité de mouvement suivant (oy)	V	$\frac{1}{Re}$	$-\frac{\partial P}{\partial y}$
Energie	θ	$\frac{1}{Pr Re}$	0

Tableau (III-1) : tableau de l'équation généralisée.

III.5. Discrétisation des équations de conservation :

L'équation de la variable ϕ est intégrée sur le volume de contrôle typique (Figure.3.4), alors l'intégration de l'équation (3.1), nous donne :

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (U\phi) dx dy + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} (V\phi) dy dx = \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy + \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy \quad \text{..... (III.2)}$$

- Le terme convectif

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (U\phi) dx dy = \int_s^n [U\phi]_w^e dy = [(U\phi)_e - (U\phi)_w] \Delta y$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} (V\phi) dx dy = \int_w^e [V\phi]_s^n dx = [(V\phi)_n - (V\phi)_s] \Delta x \quad \text{..... (III.3)}$$

- Le terme diffusif :

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy = \int_s^n \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_w^e dy = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta y$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy = \int_w^e \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right]_s^n dx = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta x$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy = \int_s^n \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_w^e dy = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta y \quad \text{..... (III.4)}$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy = \int_w^e \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right]_s^n dx = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta x$$

- Le terme source :

$$\int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy = \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y \quad \text{..... (III.5)}$$

- L'équation (3.2) s'écrira alors :

$$\left[(U\phi)_e - (U\phi)_w \right] \Delta y + \left[(V\phi)_n - (V\phi)_s \right] \Delta x = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta y + \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta x + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y \quad \text{..... (III.6)}$$

III.5.1. Application d'un schéma numérique quelconque :

La présentation de la forme générale de l'équation algébrique discrétisée s'écrit comme suit :

$$A_p \phi_p = A_e \phi_e + A_w \phi_w + A_n \phi_n + A_s \phi_s + b \dots \dots \dots (III.7)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A_e &= D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \\ A_w &= D_w A(|P_w|) + \max(-F_w, 0) \\ A_n &= D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \dots \dots \dots (III.8) \end{aligned}$$

$$A_s = D_s A(|P_s|) + \max(-F_s, 0)$$

$$b = S_\phi \Delta x \Delta y \dots \dots \dots (III.9)$$

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S \dots \dots \dots (III.10)$$

$$F_e = U_e \Delta y$$

$$F_w = U_w \Delta y \quad (3.11)$$

$$F_n = U_n \Delta x$$

$$F_s = U_s \Delta x$$

et :

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{dx_e} \Delta y$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{dx_w} \Delta y \dots \dots \dots (III.12)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_n}{dx_n} \Delta x$$

$$D_s = \frac{\Gamma_s}{dx_s} \Delta x$$

$$P_e = F_e / D_e \quad , P_w = F_w / D_w \quad , P_n = F_n / D_n \quad , P_s = F_s / D_s$$

A_E, A_W, A_N, A_S : sont les coefficients correspondants, respectivement, aux nœuds Est, Ouest, Nord, Sud et centre du volume.

A_p : est le coefficient de la variable à calculer au point P, et à un instant précédent.

b : est un terme de source supposé être constant dans le volume de contrôle.

F_e, F_w, F_n, F_s et D_e, D_w, D_n, D_s : sont respectivement les termes convectifs et diffusifs aux faces Est, Ouest, Nord, Sud.

P_e, P_w, P_n, P_s : désignent le rapport du flux convectif aux flux diffusif aux différents faces du volume de contrôle.

III.5.2. Fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques :

Le tableau ci-dessous donne les expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques.

Schéma	Formule de la fonction $A(P)$
Différences centrées	$1 - 0.5 P $
Upwind	1
Hybrid	$\text{Max}[0, 1 - 0.5 P]$
Power law	$\text{Max}[0, (1 - 0.1 P)^5]$
Exponentiel	$ P /[\exp(P) - 1]$

Tableau (III.2) : Fonction $A|P|$ pour différents schémas numériques [34].

- Dans le présent travail, nous avons utilisé le schéma Power Law, car il permet de fournir une meilleure stabilité de la solution numérique et donne des résultats proches des résultats numériques des travaux de recherche antérieurs [34].
- L'algorithme SIMPLE pour le couplage Pression vitesse.

III.6. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement Suivant x :

L'intégration de l'équation de quantité de mouvement suivant x sur un volume de contrôle décalé vers la droite (figure 3.2) donne l'équation algébrique suivante :

$$A_P(i, j)U^{n+1}(i, j) = A_E(i, j)U^{n+1}(i + 1, j) + A_W(i, j)U^{n+1}(i - 1, j) + A_N(i, j)U^{n+1}(i, j + 1) + A_S(i, j)U^{n+1}(i, j - 1) + b^U(i, j) \dots \dots \dots (III.13)$$

Avec :

$$A_e = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0)$$

$$A_w = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \dots \dots \dots (III.14)$$

$$A_n = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0)$$

$$A_s = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0)$$

$$b^U(i, j) = [P(i, j) - P(i + 1, j)]\Delta y(j) + \frac{U^n(i, j)}{\Delta \tau} dx(i)\Delta y(j) \dots \dots \dots (III.15)$$

$$A_P(i, j) = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) \dots \dots \dots (III.16)$$

Les termes convectifs :

$$\begin{aligned}
 F_e &= \frac{1}{2} [U(i+1, j) + U(i, j)] \Delta y(j) \\
 F_w &= \frac{1}{2} [U(i-1, j) + U(i, j)] \Delta y(j) \dots\dots\dots (III.17) \\
 F_n &= \frac{1}{2} [V(i, j) + V(i+1, j)] \Delta x(i) \\
 F_s &= \frac{1}{2} [V(i, j-1) + V(i+1, j-1)] \Delta x(i)
 \end{aligned}$$

Les termes diffusifs :

$$\begin{aligned}
 D_e &= P_r \frac{\Delta y(j)}{\Delta x(i+1)} \\
 D_w &= P_r \frac{\Delta y(j)}{\Delta x(i)} \\
 D_n &= P_r \frac{dx(i)}{dy(j)} \dots\dots\dots (III.18) \\
 D_s &= P_r \frac{dx(i)}{dy(j-1)}
 \end{aligned}$$

III.7. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant y :

L'intégration de l'équation de quantité de mouvement suivant y sur un volume de contrôle décalé vers le haut (figure 3.3) donne l'équation algébrique suivante :

$$A_P(i, j) V^{n+1}(i, j) = A_E(i, j) V^{n+1}(i+1, j) + A_W(i, j) V^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j) V^{n+1}(i, j+1) + A_S(i, j) V^{n+1}(i, j-1) + b^V(i, j) \dots\dots\dots (III.19)$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 A_e &= D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \\
 A_w &= D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \dots\dots\dots (III.20) \\
 A_n &= D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \\
 A_s &= D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0)
 \end{aligned}$$

$$b^V(i, j) = [P(i, j) - P(i, j+1)] \Delta x(i) + \frac{V^n(i, j)}{\Delta \tau} + \frac{Gr}{2Re^2} [\theta(i, j) + \theta(i, j+1)] \Delta x(i) dy(j) \quad (3.21)$$

$$A_P(i, j) = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) \dots\dots\dots (III.22)$$

Les termes convectifs :

$$\begin{aligned}
 F_e &= \frac{1}{2} [U(i, j) + U(i, j+1)] dy(j) \\
 F_w &= \frac{1}{2} [U(i-1, j) + U(i-1, j+1)] dy(j)
 \end{aligned}$$

$$F_n = \frac{1}{2}[V(i, j + 1) + V(i, j)]\Delta x(i) \dots \dots \dots (III.23)$$

$$F_s = \frac{1}{2}[V(i, j - 1) + V(i, j)]\Delta x(i)$$

Les termes diffusifs :

$$D_e = P_r \frac{dx(j)}{dx(i)}$$

$$D_w = P_r \frac{dy(j)}{dx(i-1)} \dots \dots \dots (III.24)$$

$$D_n = P_r \frac{\Delta x(i)}{\Delta y(j + 1)}$$

$$D_s = P_r \frac{\Delta x(i)}{\Delta y(j)}$$

III.8. Discrétisation de l'équation d'énergie :

L'intégration de l'équation de l'énergie adimensionnelle sur un volume de contrôle Typique (figure 3.1) donne l'équation algébrique suivante :

$$A_P(i, j)\theta^{n+1}(i, j) = A_E(i, j)\theta^{n+1}(i + 1, j) + A_W(i, j)\theta^{n+1}(i - 1, j) + A_N(i, j)\theta^{n+1}(i, j + 1) + A_S(i, j)\theta^{n+1}(i, j - 1) + b^\theta(i, j) \dots \dots \dots (III.25)$$

Avec :

$$A_e = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0)$$

$$A_w = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \dots \dots \dots (III.26)$$

$$A_n = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0)$$

$$A_s = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0)$$

$$b^\theta(i, j) = \frac{\theta^n(i, j)}{\Delta \tau} + \frac{1}{\text{RePr}} \Delta x(i)\Delta y(j) = 0 \dots \dots \dots (III.27)$$

$$A_P(i, j) = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) \dots \dots \dots (III.28)$$

Termes Convectifs :

$$F_e = U(i, j)\Delta y(j)$$

$$F_w = U(i - 1, j)\Delta y(j)$$

$$F_n = U(i, j)\Delta x(i) \quad (3.29)$$

$$F_s = U(i, j - 1)\Delta x(i)$$

Termes diffusifs :

$$D_e = \frac{\Delta y(j)}{dx(i)}$$

$$D_w = \frac{\Delta y(j)}{dx(i - 1)}$$

$$D_n = \frac{\Delta x(i)}{dy(j)} \dots \dots \dots (III.30)$$

$$D_e = \frac{\Delta x(i)}{dy(j - 1)}$$

III.9. Algorithme SIMPLE [34]

L'algorithme SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation) a été Utilisé pour sa simplicité et son efficacité. L'idée générale de cet algorithme est de prédire et corriger la pression et les vitesses, dans un procédé itératif, jusqu'à ce que ces dernières vérifient les équations du phénomène. Pour formuler SIMPLE, on prend l'équation de discrétisation de l'équation de quantité de mouvement :

$$\begin{cases} a_{ij}u_{ij} = \sum a_{nb}u_{nb} + (p_{I-1,J} - p_{I,J})A_{ij} + b_{ij} \\ a_{ij}v_{ij} = \sum a_{nb}v_{nb} + (p_{I,J-1} - p_{I,J})A_{ij} + b_{ij} \end{cases} \dots \dots \dots (III.31)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A_{ij} &= \frac{\Delta V_u}{\delta x_u} \text{ et } b_{ij} = \bar{S}\Delta V_u \\ A_{ij} &= \frac{\Delta V_v}{\delta y_v} \text{ et } b_{ij} = \bar{S}\Delta V_v \dots \dots \dots (III.32) \end{aligned}$$

La première étape consiste à estimer ou prédire un champ de pression p^* pour obtenir des valeurs approximatives de la vitesse u^* et v^* à partir des équations suivantes :

$$\begin{cases} a_{ij}u_{ij}^* = \sum a_{nb}u_{nb}^* + (p_{I-1,J}^* - p_{I,J}^*)A_{ij} + b_{ij} \\ a_{ij}v_{ij}^* = \sum a_{nb}v_{nb}^* + (p_{I,J-1}^* - p_{I,J}^*)A_{ij} + b_{ij} \end{cases} \dots \dots \dots (III.33)$$

On définit une correction de pression et des vitesses par la différence entre le champ exact et le champ estimé :

$$\begin{cases} u = u' + u^* \\ v = v' + v^* \\ p = p' + p^* \end{cases} \dots \dots \dots (III.34)$$

En remplaçant l'équation (3.34) dans l'équation (3.31) et en faisant la différence avec l'équation (3.33) on aura :

$$\begin{cases} a_{ij}u'_{ij} = \sum a_{nb}u'_{nb} + (p'_{I-1,J} - p'_{I,J})A_{ij} \\ a_{ij}v'_{ij} = \sum a_{nb}v'_{nb} + (p'_{I,J-1} - p'_{I,J})A_{ij} \end{cases} \dots \dots \dots (III.35)$$

Dans les expressions ci-dessus, les termes $\sum a_{nb}u'_{nb}$ et $\sum a_{nb}v'_{nb}$ sont négligeables. Ce quidonne un caractère semi implicite à l'algorithme SIMPLE. Les termes négligés sont des corrections qui vont tendre vers zéro lorsque la procédure numérique converge. On obtient :

$$\begin{cases} u'_{ij} = d_{ij}(p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \\ v'_{i,j} = d_{ij}(p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \end{cases} \dots\dots\dots(III.36)$$

Avec :

$$\begin{cases} d_{ij} = \frac{A_{ij}}{a_{ij}} \\ d_{Ij} = \frac{A_{Ij}}{a_{Ij}} \end{cases} \dots\dots\dots(III.37)$$

Les expressions des composantes longitudinales et transversales du champ de vitesses

Corrigées sont :

$$\begin{cases} u_{ij} = u^*_{ij} + d_{ij}(p'_{i-1,j} - p'_{i,j}) \\ v_{i,j} = v^*_{ij} + d_{ij}(p'_{i,j-1} - p'_{i,j}) \end{cases} \dots\dots\dots(III.38)$$

Pour $u_{i+1,j}$ et $v_{i,j+1}$:

$$\begin{cases} u_{i+1,j} = u^*_{i+1,j} + d_{i+1,j}(p'_{i,j} - p'_{i+1,j}) \\ v_{i,j+1} = v^*_{i,j+1} + d_{i,j+1}(p'_{i,j} - p'_{i,j+1}) \end{cases} \dots\dots\dots(III.39)$$

L'équation de la continuité donne :

$$[(\rho u A)_{i+1,j} - (\rho u A)_{i,j}] + [(\rho u A)_{i,j+1} - (\rho u A)_{i,j}] = 0 \dots\dots\dots(III.40)$$

En remplaçant les vitesses dans l'équation de continuité (III.37), on obtient :

$$a_{i,j}p'_{i,j} = a_{i+1,j}p'_{i+1,j} + a_{i-1,j}p'_{i-1,j} + a_{i,j+1}p'_{i,j+1} + a_{i,j-1}p'_{i,j-1} + b'_{i,j} \quad (3.41)$$

Avec :

$$a_{i,j} = a_{i+1,j} + a_{i-1,j} + a_{i,j+1} + a_{i,j-1} \dots\dots\dots(III.42)$$

Et :

$$\begin{cases} a_{i+1,j} = (A\rho d)_{i+1,j} \\ a_{i-1,j} = (A\rho d)_{i,j} \\ a_{i,j+1} = (A\rho d)_{i,j+1} \\ a_{i,j-1} = (A\rho d)_{i,j} \\ b'_{i,j} = (\rho u^* A)_{i,j} - (\rho u^* A)_{i+1,j} + (\rho u^* A)_{i,j} - (\rho u^* A)_{i,j+1} \end{cases} \dots\dots\dots(III.43)$$

L'algorithme SIMPLE est itératif et doit être exécuté séquentiellement.

III.10. Détails de La Convergence [36]:

III.10.1. Sous relaxation :

Elle est utilisée dans ce programme pour éviter la divergence du processus itératif décrit précédemment.

Elle consiste à atténuer l'amplification des variables physiques \emptyset d'une itération à autre par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation α_\emptyset L'ensemble des équations de transport discrétisées sont mises sous la forme générale suivante :

$$a_p \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_\phi \dots \dots \dots (III.44)$$

Pouvant se mettre sous la forme :

$$\phi_p = \phi_p^* + \left(\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + S_\phi}{a_p} - \phi_p^* \right) \dots \dots \dots (III.45)$$

Où le terme entre parenthèses représente le changement de ϕ_p pendant une itération. Cette variation peut alors être amortie par l'introduction d'un facteur de sous relaxation α_ϕ :

$$\phi_p = \phi_p^* \alpha_\phi + \left(\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + S_\phi}{a_p} - \phi_p^* \right) \dots \dots \dots (III.46)$$

Concernant la pression, la sous relaxation s'effectue d'une manière un peu différente compte tenu de l'existence de l'algorithme de couplage vitesse- pression. Elle est simplement introduite dans la correction de pression p sous la forme suivante :

$$p = p^* + \alpha_p p' \dots \dots \dots (III.47)$$

Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre les valeurs 0 et 1, leurs choix sont essentiels pour la procédure itérative

III.10.2. Méthode de résolution :

III.10.2. Critères de convergence :

Une procédure itérative est convergente si toutes les erreurs tendent à décroître au cours des itérations. Elle est convergente lorsque les itérations ne produisent pas de changement significatif sur les variables selon des critères de convergence définis par l'utilisateur.

Le critère de convergence utilisé dans notre code de calcul repose sur les résidus des équations du problème. Le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée en question lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée.

Par définition :

$$R = \sum_{maille} (\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_\phi - a_p \phi_p) \dots (3.48)$$

Pour l'équation de la pression le résidu correspondant porte sur la conservation de la masse.

Sa valeur est donnée par la relation suivante :

$$R = \sum_{noeud} p [(\rho u A)_e - (\rho u A)_w + (\rho u A)_n - (\rho u A)_s] \dots \dots \dots (III.49)$$

III.11. Nomenclature du code de calcul :

- Subroutine **INIT**: initialise les vitesses, les températures et les propriétés de transport.

- Subroutine **MESH**: détermine le maillage.
- Subroutine **ZERO**: met à zéro les coefficients des équations algébriques de discrétisations avant de les réutiliser.
- Subroutine **XMOM**: calcul les coefficients de l'équation de discrétisation de quantité de mouvement suivant X.
- Subroutine **YMOM**: calcul les coefficients de l'équation de discrétisation de quantité de mouvement suivant Y.
- Subroutine **COEFP**: calcul les coefficients de l'équation de discrétisation de la pression.
- Subroutine **ENERGY**: calcul les coefficients de l'équation de discrétisation de température.
- Subroutine **BOUNDU**: met à jour les valeurs des conditions aux limites de la vitesse horizontale U.
- Subroutine **BOUNDV**: met à jour les valeurs des conditions aux limites de la vitesse verticale V.
- Subroutine **BOUNDT**: met à jour les valeurs des conditions aux limites de la température « θ ».
- Subroutine **XSWEET**: transforme l'équation algébrique de discrétisation multidimensionnelle en une équation unidimensionnelle suivant la direction X en faisant appel à TDMA pour résoudre le système d'équations tri-diagonal.
- Subroutine **YSWEET**: transforme l'équation algébrique de discrétisation multidimensionnelle en une équation unidimensionnelle suivant la direction Y en faisant appel TDMA pour résoudre le système d'équations tri diagonal.
- Subroutine **TDMA**: résoudre le système d'équations obtenu par l'algorithme à matrice tri diagonale.

- Subroutine **BALANC**: calcul le bilan massique.
- Subroutine **DIFTT**: calcul le maximum des différences des variables calculées (U , V et θ) aux temps τ et $\tau+1$.
- Subroutine **VORTIC**: calcul les lignes de courant et la vorticité de l'écoulement.
- Subroutine **PRINT**: pour l'impression des résultats.

III.12. Organigramme du code de calcul:

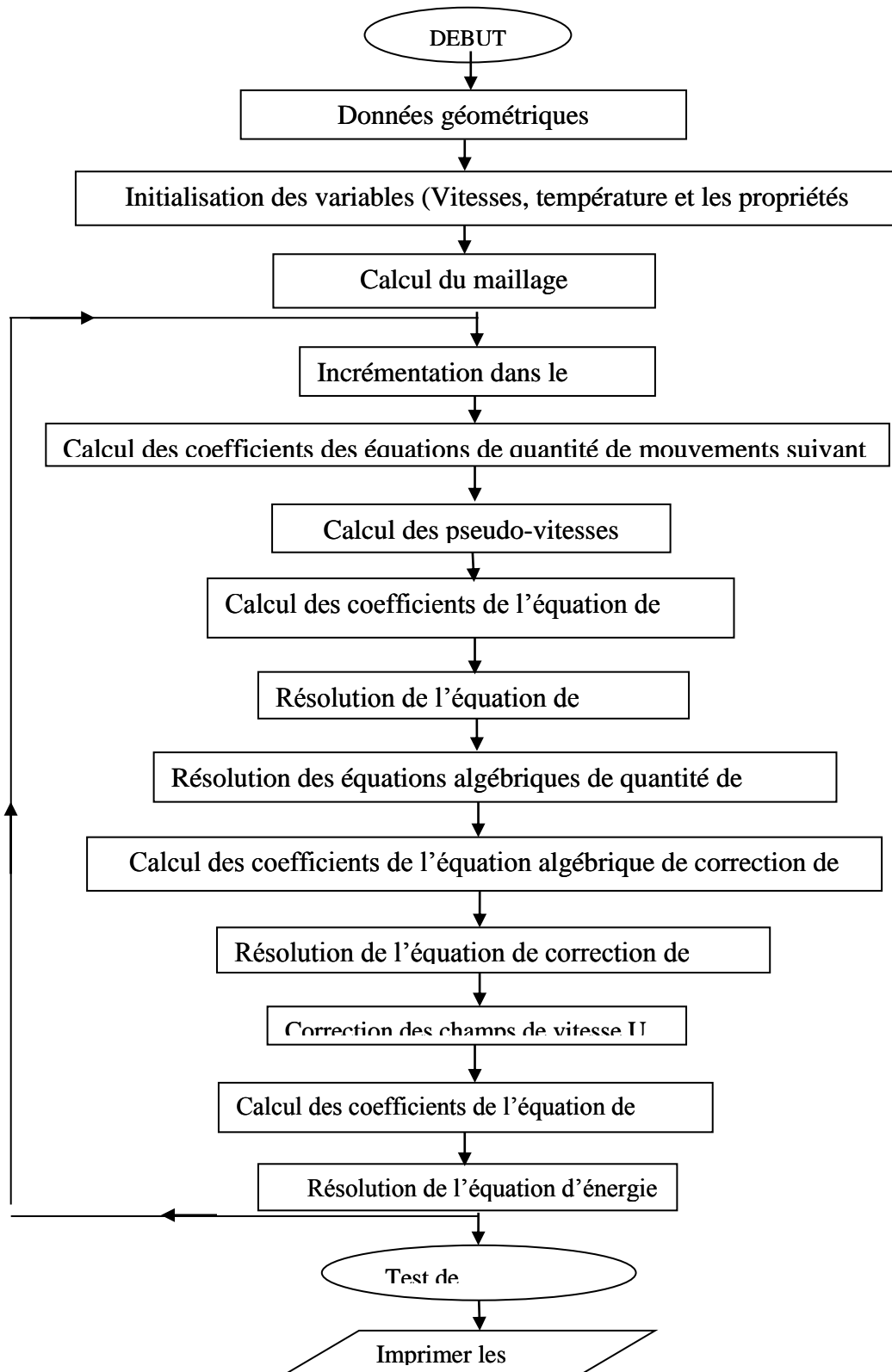


Figure (III.4): Organigramme du code de calcul basé sur l'algorithme SIMPLE.



Chapitre 04
Résultat et discussion

IV.1 INTRODUCTION

L'objectif de cette présente partie d'étude consiste la détermination de l'effet de certains paramètres, dans le but d'améliorer le transfert de chaleur par convection mixte lors d'un écoulement en régime stationnaire à l'intérieur d'un canal horizontal, Les parois horizontales supérieure et inférieure sont chaude, En d'autres termes, trouver la manière adéquate pour assurer un Transfer de chaleur.

IV.2. Paramètres géométriques et physiques :

En se référant à la figure(II.1), les paramètres géométriques adimensionnés par la hauteur H sont donnés comme suit :

IV.3. Effet du maillage sur les solutions numériques :

L'influence du maillage sur la solution numérique doit être examinée avant de passer aux calculs de notre étude. Pour cela nous avons considéré le cas d'un écoulement en convection mixte, dont le nombre de Reynolds a été pris égal à **20**. Afin de procéder à cet examen, nous avons pris en compte quatre différents maillages, 10000, 30000, 50000, 70000 nœuds. La consultation du **tableau (IV.1)** donnant les résultats des valeurs température, nous permettent d'opter pour les grilles de maillage, **50000** nœuds.

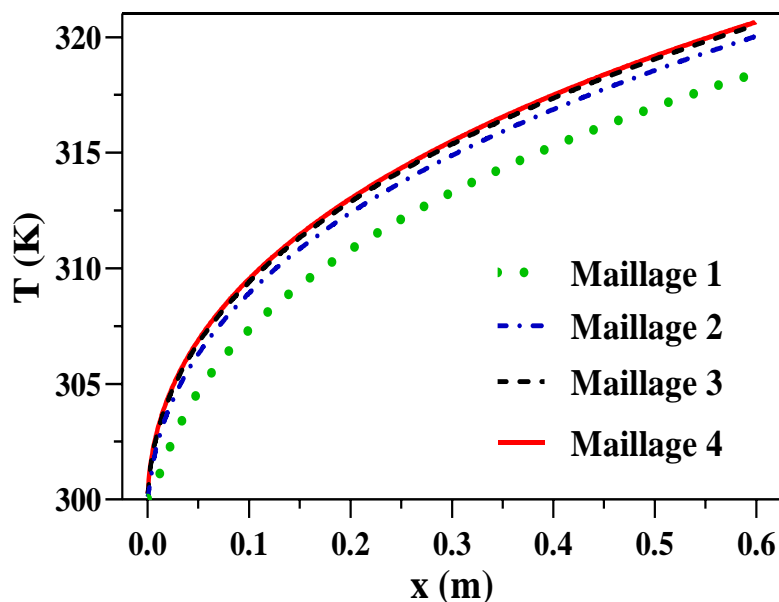


Figure (IV.1): Variation locale de Température le long de la paroi chaude pour différentes nombre de nœuds

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Nombre de nœuds	10000	30000	50000	70000

Tableau (IV.1) : Effet du maillage

Les résultats obtenus par ces grilles sont très proches et vu que le temps d'exécution du programme de calcul pris en utilisant la grille **5000** est plus grand, notre choix a été définitivement orienté vers **la 50000 grille**.

IV.4. Validation du code de calcul :

Afin de donner une crédibilité à nos résultats numériques et d'avoir la certitude que notre étude numérique est précise, le code numérique a été validé avec les résultats numériques de **Hemmat Esfe et al.** Une comparaison a été faite entre de nombre de Nusselt moyen (**figure (IV.2)**) en fonction de ϕ au, pour un écoulement laminaire en convection mixte, dans un canal vertical, Figure (IV.2) montre un bon accord entre les résultats obtenus dans le présent travail et ceux **Hemmat Esfe et al.** Figure (IV. 2.), ce qui nous réconforte dans la fiabilité de notre code du calcul, en indiquant que la méthode des volumes finis est utilisée dans les deux travaux.

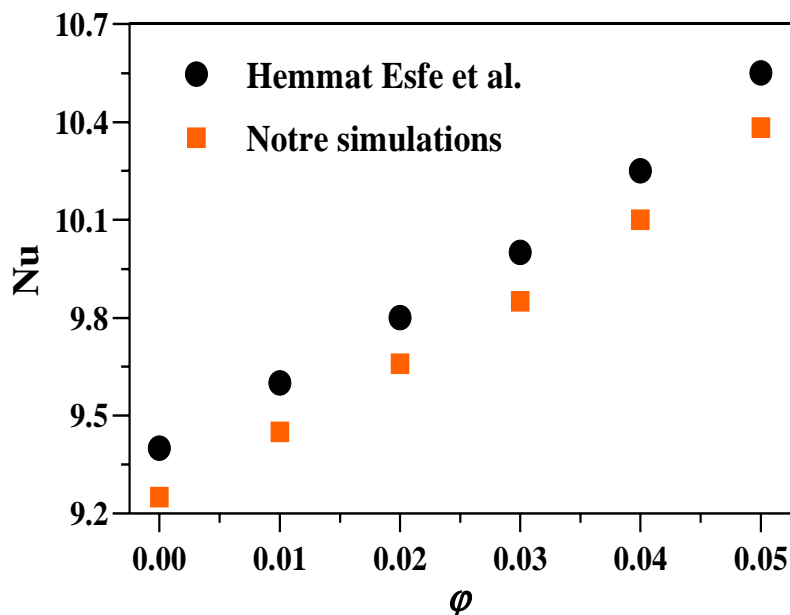


Figure (IV.2) : Comparaison des résultats actuels avec les données numériques de **Hemmat Esfe et al.**

IV.5. Résultats et discussions :

Dans ce chapitre sont présentés tous les résultats obtenus de ces simulations numériques concernant l'étude de convection mixte laminaire, stationnaire et bidimensionnelle dans un canal horizontal.

Nous avons utilisé pour la simulation numérique un micro-ordinateur portable Processeur AMD A8 PRO, RAM 04 GO pour notre cas 2D.

Dans notre présente étude, nous examinons les effets de certains paramètres lors d'un écoulement en régime stationnaire, en prenant en compte que les températures

adimensionnelles soient égales a $\theta_s = 1$ et $\theta = 0$, respectivement, la paroi horizontale supérieure froide et inférieure est chaude.

Dans cette étude, nous avons examiné l'effet du maillage sur la solution numérique. Après cela, on est passé aux calculs numériques dans le but de voir l'influence et l'effet sur la nature de l'écoulement de certains paramètres. Ainsi, nous avons examiné :

- L'effet du nombre de Reynolds Re (vitesse d'entrée).
- L'effet de forme de nanofluide.
- L'effet de type de nanofluide.

Les valeurs géométriques, sont adimensionnées par la longueur caractéristique H et toutes les valeurs numériques obtenues par nos simulations sont sous forme adimensionnelle.

La structure de l'écoulement et du champ thermique ont été visualisés graphiquement par les contours de la fonction de courant ψ définie ci-dessous, des vecteurs de vitesses couplés avec les trajectoires des particules fluides et par les contours des isothermes. Les profils du nombre de Nusselt local Nu et moyen \overline{Nu} définis ci-dessous ont été aussi présentés pour évaluer le taux de transfert de chaleur au niveau des composants électroniques.

Les lignes de courant sont tracées à l'aide de la fonction de courant ψ définie par :

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial Y} \dots \dots \dots (IV.1)$$

D'où :

$$\int_1^2 d \psi = \int_1^2 U dY = - \int_1^2 V dX \dots \dots \dots (IV.2)$$

Par définition, la différence entre deux lignes de courant, représente le débit du fluide écoulé à travers la distance séparant ces deux lignes. En intégrant, on aura :

$$\psi_2 - \psi_1 = U \Delta Y \dots \dots \dots (IV.3)$$

Les lignes isothermes sont des lignes constituées par des points ayant la même température. Les températures sont obtenues après la résolution de l'équation de l'énergie (Equation II.12). Le nombre de Nusselt est défini par le rapport du flux de chaleur convectif sur le flux de chaleur diffusif.

Le nombre de Nusselt local est défini comme suit :

- L'échange de chaleur se fait dans la direction X : $Nu_x = - \frac{\partial \theta}{\partial X} \dots \dots \dots (IV.5)$

- L'échange de chaleur se fait dans la direction Y : $Nu_y = - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \dots \dots \dots (IV.6)$

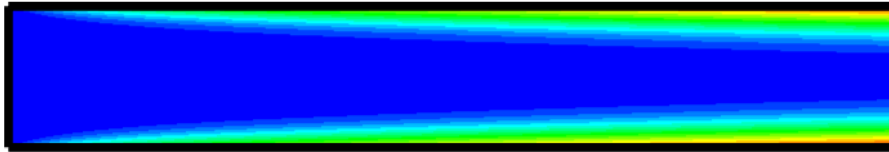
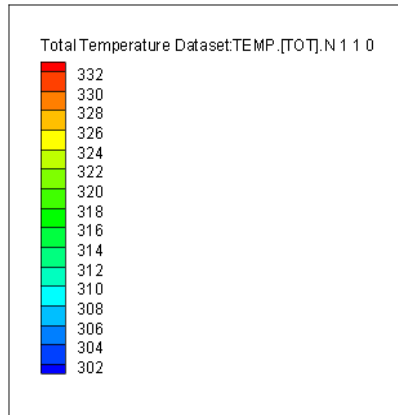
Au régime permanent la trajectoire des particules est une ligne où les vecteurs de vitesses sont tangentiels à celles-ci. C'est une ligne où se déplacent les particules fluides.

IV.5.1. Effet du nombre de Reynolds :

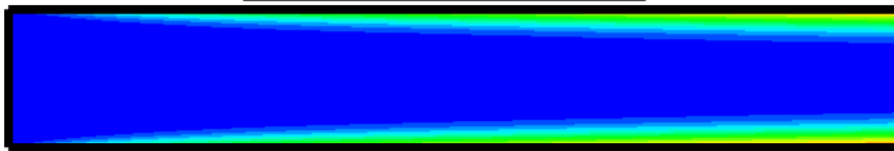
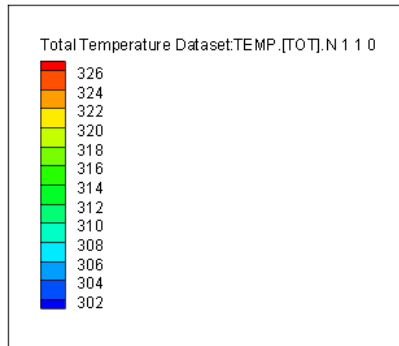
Dans le but d'analyser l'effet du nombre de Reynolds sur le champ d'écoulement et le champ thermique, nos simulations numériques ont été faites et pour de faibles valeurs du nombre Reynolds ($Re=200, 400, 600,800, 1000$).

IV.5.1. 1. Champs thermique :

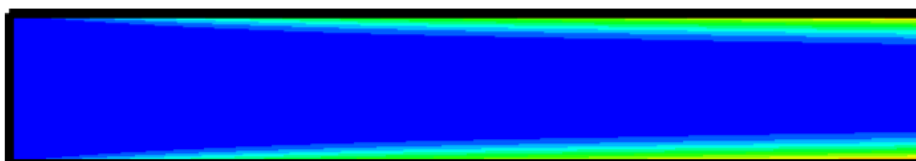
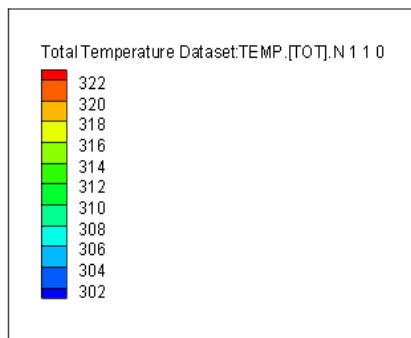
Les Figures (IV-2 a-g) présentant les contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, montrent clairement l'influence de l'augmentation du nombre de Reynolds sur le champ thermique. Pour $Re = 200$ (Fig. IV-2 a), Nous observons que l'écoulement est symétrique dans tous les cas de Re , ($Re = 200, 400, 600, 800,1000$). Et cela est justifié par l'effet de la force de flottabilité. Donc, nous pouvons remarquer que la forme de la cellule se change avec les différents de nombre de Re . l'effet de faible nombre de Reynolds est apparaitre dans la propagation de la température où les isothermes occupant une partie considérable du canal, qui engendre une faible diminution de la température. Tout en augmentant la valeur du nombre de Reynolds ($Re = 200, 400, 600,800, 1000$) (Figures IV-2a-g), On constate que l'extension des isothermes se réduit et a déformés, et tendent à devenir horizontales et diriger vers la sortie de canal, cela engendre une faible diminution de la couche limite , Cela peut être justifié évacuation de la chaleur vers l'extérieur, et moins serrés indiquant un meilleur transfert de chaleur par convection.



Re = 200



Re = 400



Re = 600

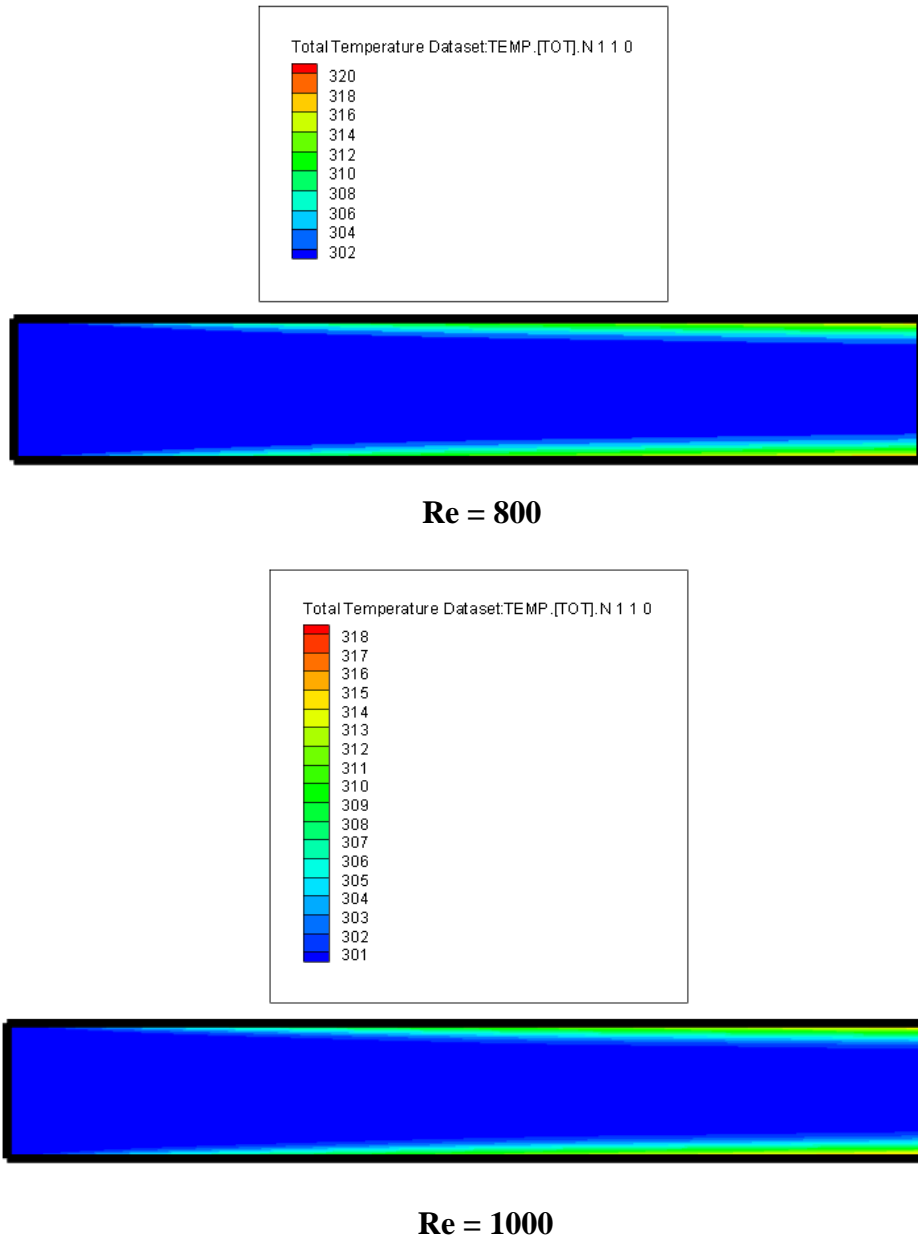


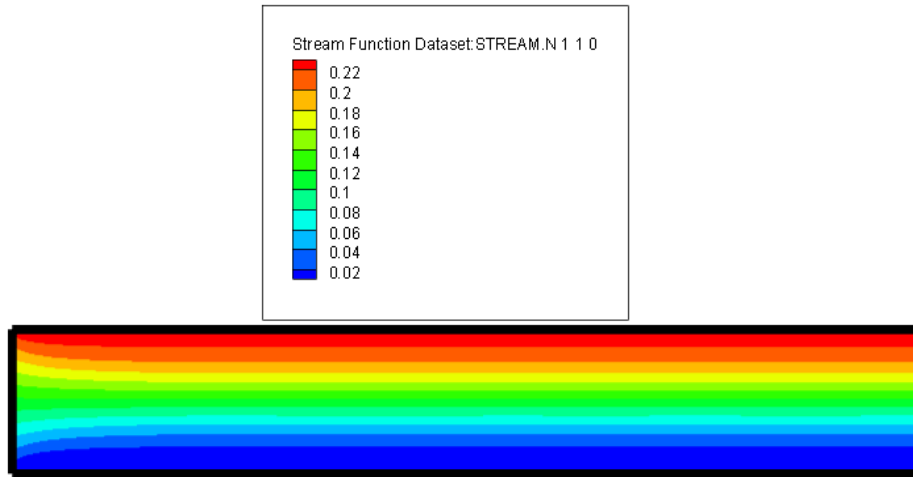
Figure (IV.3) : Contours des isothermes pour différentes valeurs de Re.

IV.5.1.2. Champs d'écoulement:

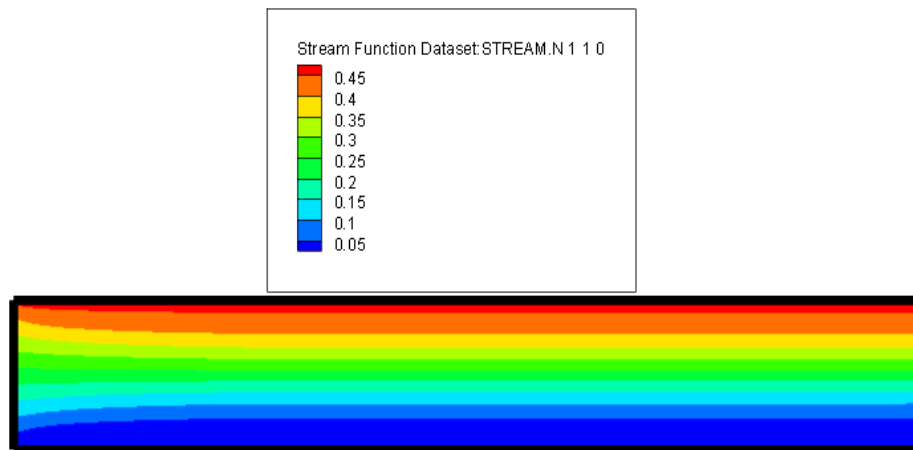
Nous allons présenter les résultats obtenus pour différentes valeurs de Reynolds ($Re = 200, 400, 600, 800, 1000$). Les résultats concernent, les lignes de courant, les profils de température, nombre de Nusselt.

Les figures IV.4., montrent la distribution des lignes de courant dans un canal horizontale. Les résultats montrent qu'au début de l'écoulement les lignes de courant sont bien droites, cependant lorsque celles-ci s'approchent les parois horizontales supérieure et inférieure sont chaude, elles subissent une déviation vers la paroi supérieure du canal. Cela se

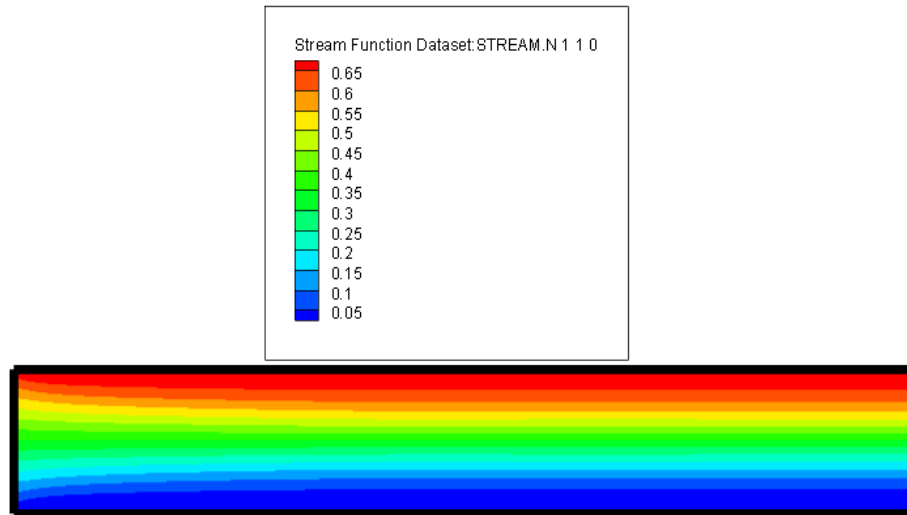
justifie par l'effet de la conductivité thermique des nanoparticules. Nous constatons que l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et la conductivité thermique de nano-fluide provoque une augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique



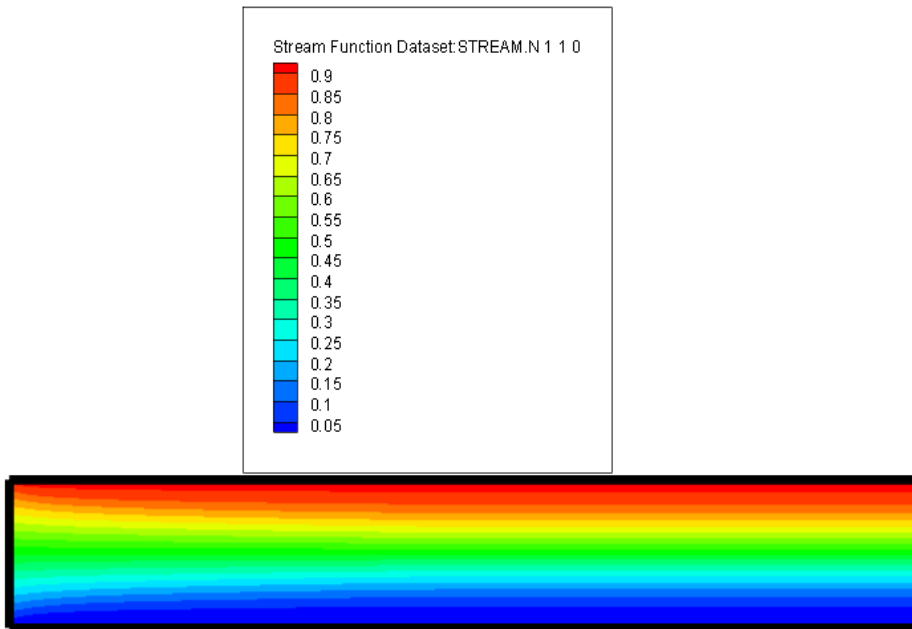
Re = 200



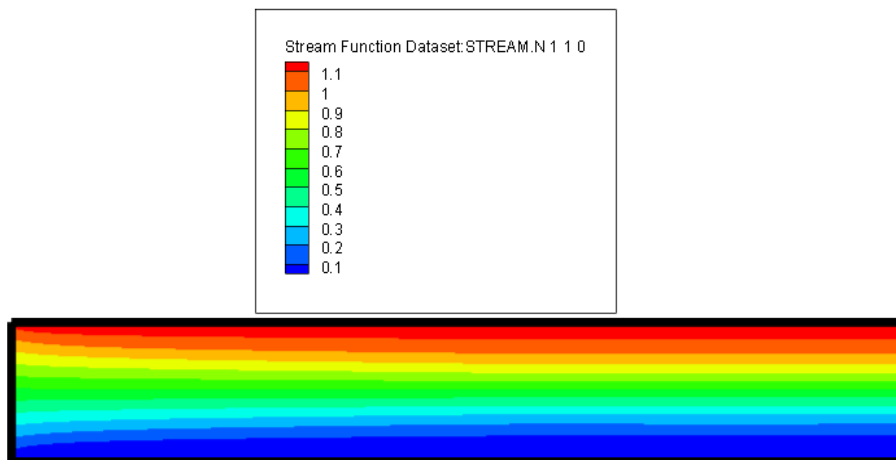
Re = 400



Re = 600



Re = 800

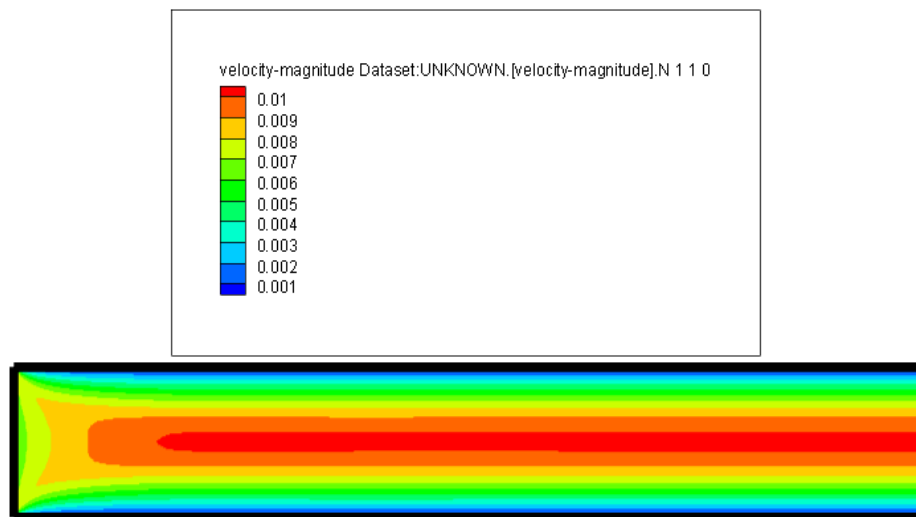


Re = 1000

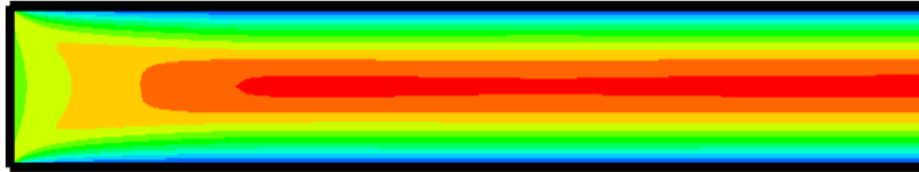
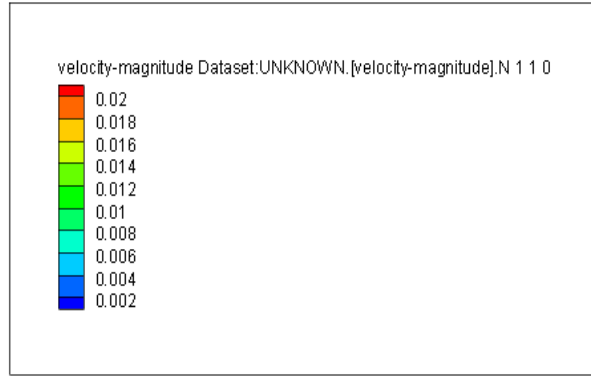
Figure (IV.4) : Contours de fonction de courants Pour différentes valeurs de Re.

IV.5.1.3. Champs des vecteur-vitesses :

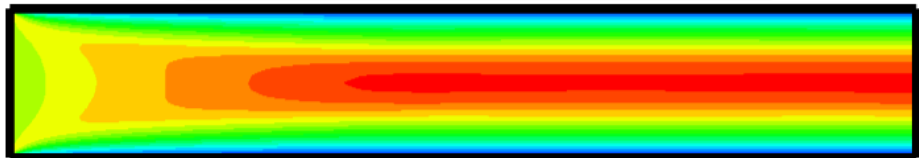
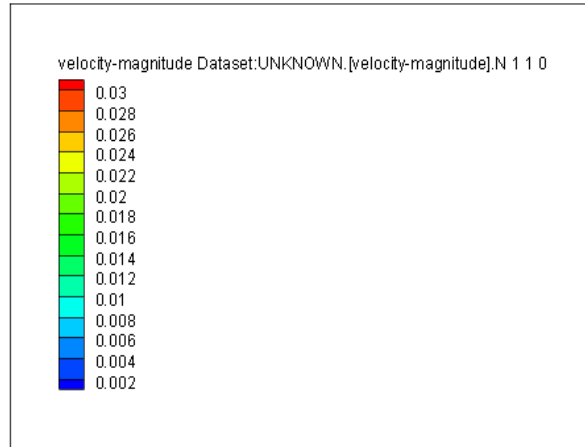
Les figures (IV.5) nous montrant les différents champs des vecteurs de vitesses pour différent valeur de nombre de Reynolds ($Re = 200, 400, 600, 800, 1000$). ayant des aspects similaires, indiquent que les vitesses maximales se localisent essentiellement dans la zone la plus chauffée du canal, On voit aussi que l'augmentation des valeurs de Reynolds l'écoulement présente des vitesses négatives au proximité de la paroi supérieure et des vitesses positives en bas du canal, à cause de zone de recirculation se trouvant dans cette région. En s'approchant de la zone de recirculation se situant en aval, on observe une allure contraire, c'est-à-dire des vitesses négatives en bas et positives en haut du canal. Cependant, on remarque bien que l'allure des vitesses devient parabolique au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente.



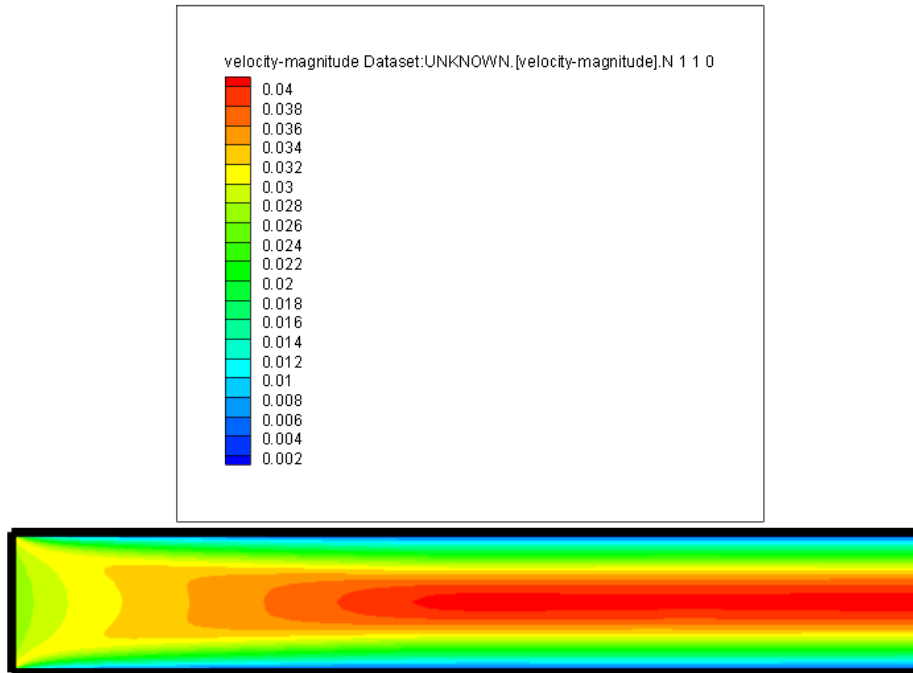
Re=200



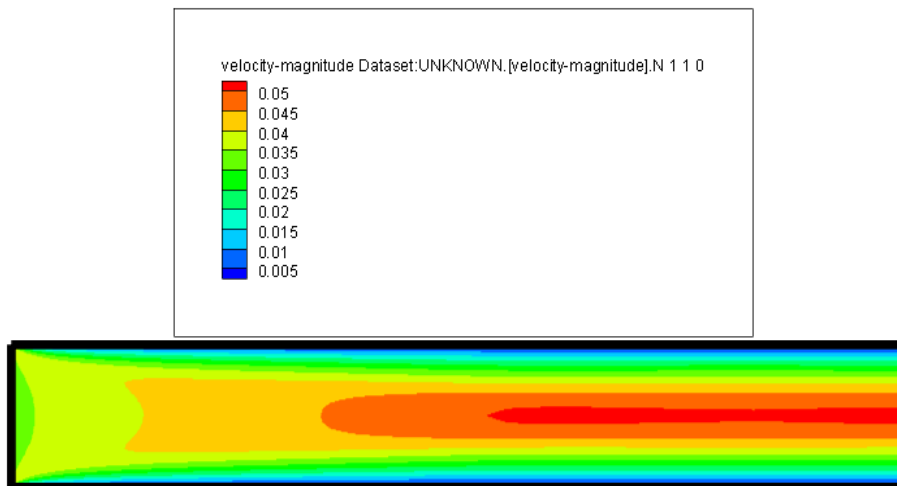
Re = 400



Re = 600



Re = 800



Re = 1000

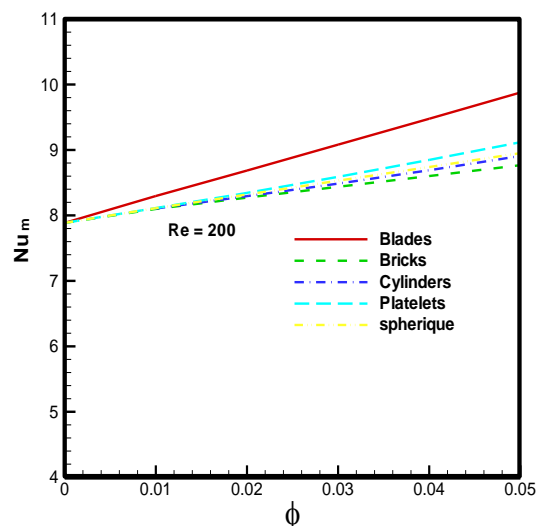
Figure (IV.5) : Champs des vecteur-vitesses pour différentes nombre de Re (200-1000)

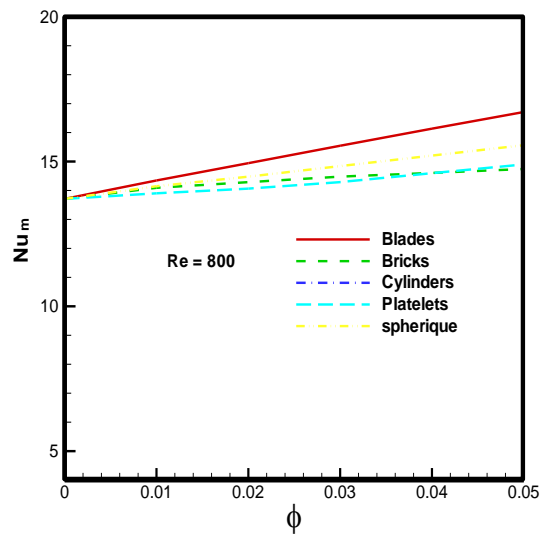
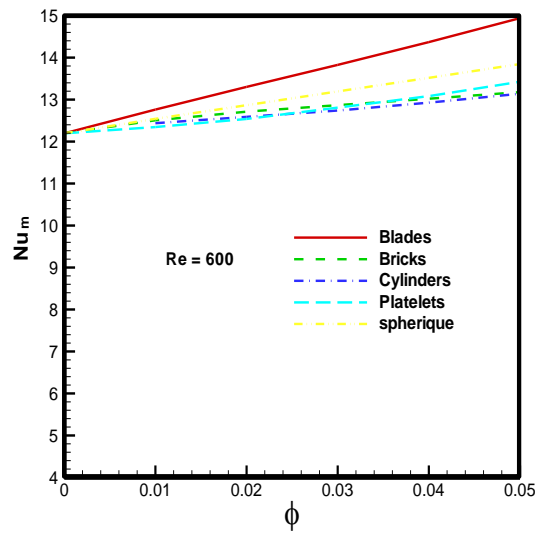
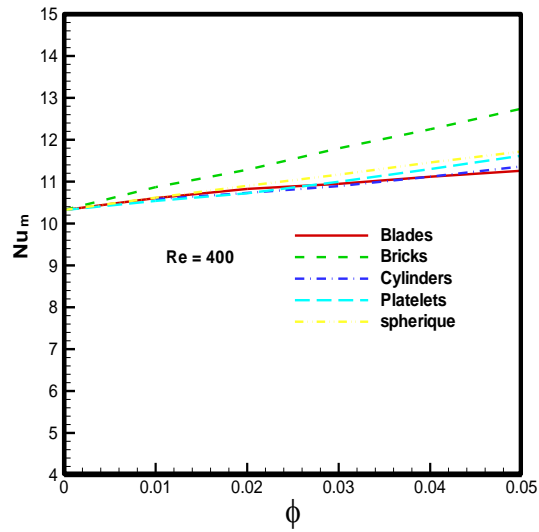
IV.5.2. Effet du nombre de Reynolds (Re) et la différente forme de nanofluide :

Figure IV.6 illustre la variation du nombre de Nusselt moyen Nu_m avec la fraction volumique des nanoparticules à différents nombres de Reynolds ($Re = 200, 400, 600, 800, 1000$). Et différente forme de nanofluide. Nous constatons que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour tous les cas. Nous notons l'amélioration du nombre de Nusselt moyen avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules. Ceci est dû à l'amélioration de la conductivité thermique effective du nanofluide avec l'augmentation du volume des nanoparticules.

Aussi, nous avons constaté que l'ajout de nanoparticules permet d'améliorer le nombre de Nusselt moyen, le nombre de Nusselt moyen augmente d'une manière non linéaire avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules, augmente d'une manière linéaire. En outre, les valeurs les plus élevées du nombre de Nusselt se trouvent à $Re = 200$ pour tous les cas. De plus, nous pouvons observer que les valeurs les plus élevées et les plus basses du nombre de Nusselt moyen sont obtenues respectivement pour la forme de blades et cylindre.

Figure IV.7 montre le profil température le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds Re (200-1000) et différentes la forme de la nanoparticules. D'après la figure, nous remarquons que le maximum du transfert de chaleur supérieur et inférieur de canal. En outre, les valeurs les plus élevées de température se trouvent à $Re = 200$ pour tous les cas. De plus, nous pouvons observer que les valeurs les plus élevées et les plus de température sont obtenues respectivement pour la forme de blades et cylindre.





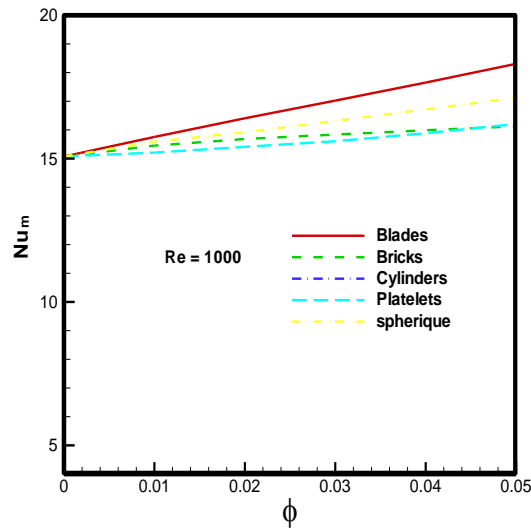
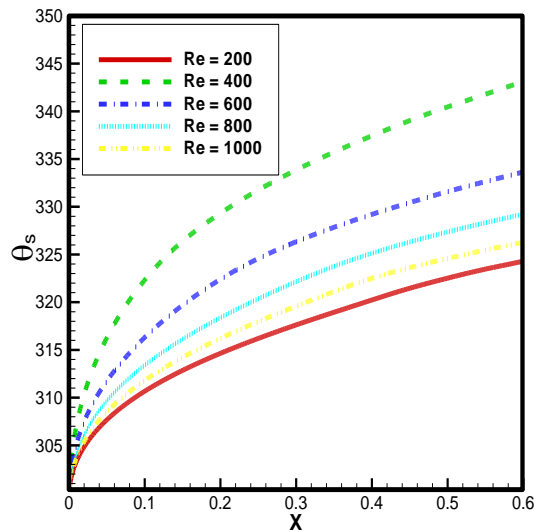
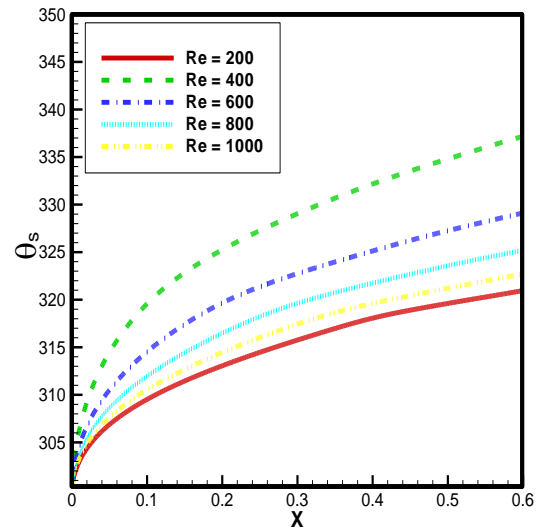
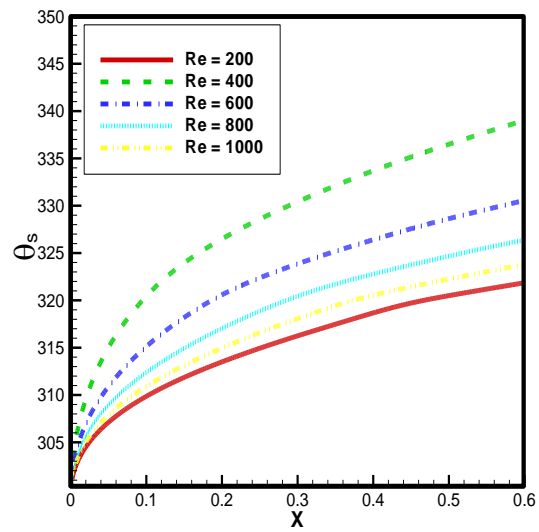
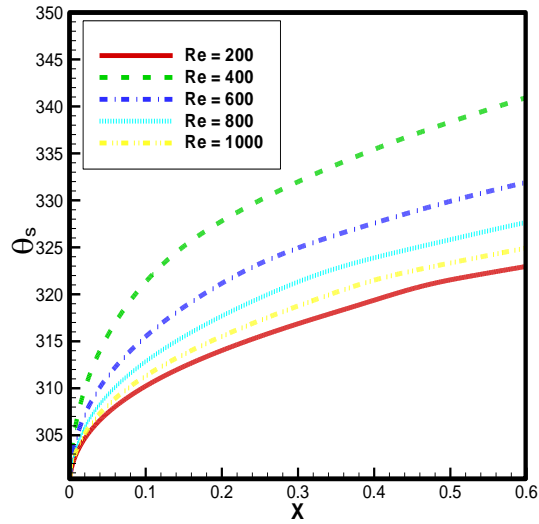


Figure (IV.7.a) : Variation du nombre de Nusselt moyen Nu_m en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de Reynolds et différentes la forme de la nanoparticules.





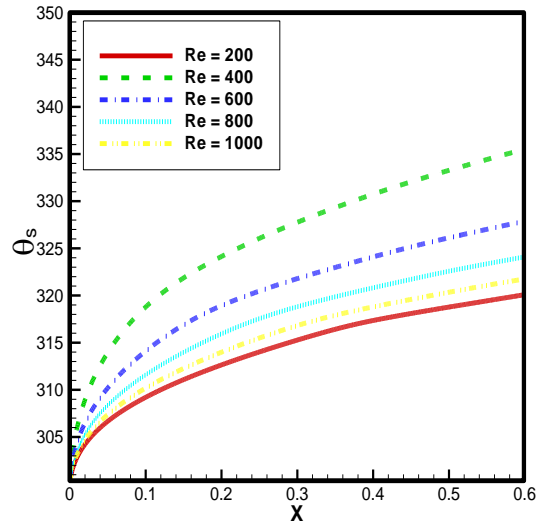
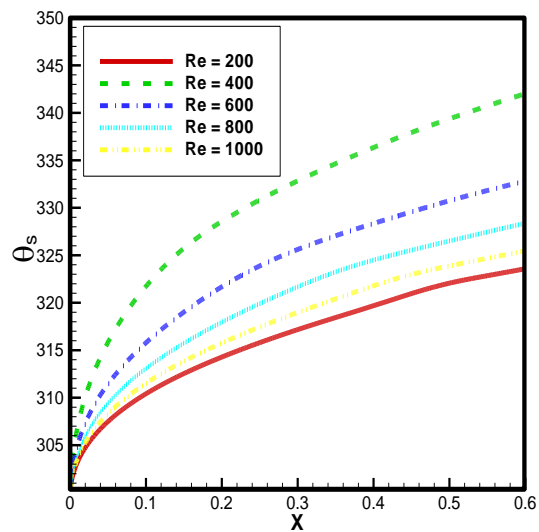
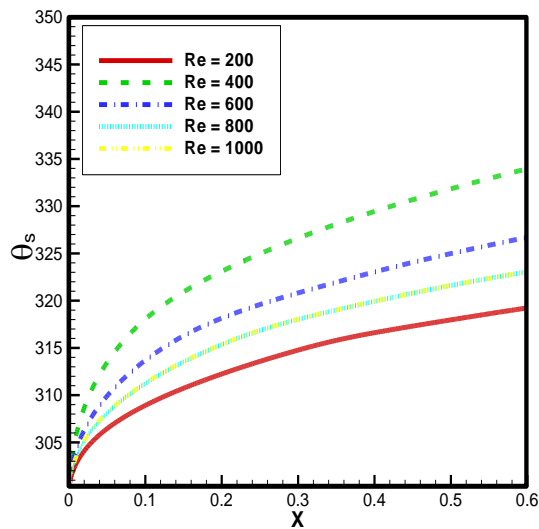


Figure (IV.7.b) : Variation de profil de température en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de **Reynolds** et différentes la forme de la nanoparticules (blades)



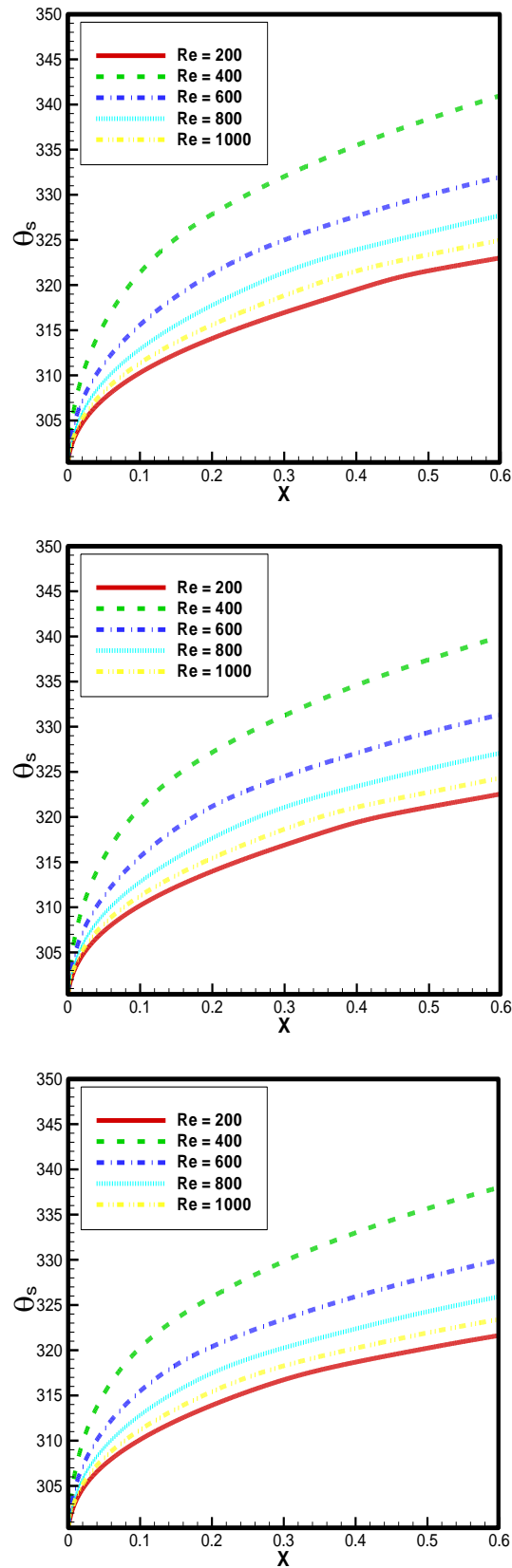
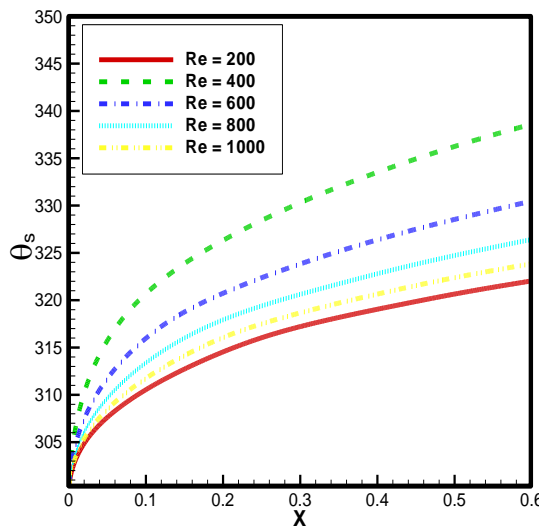
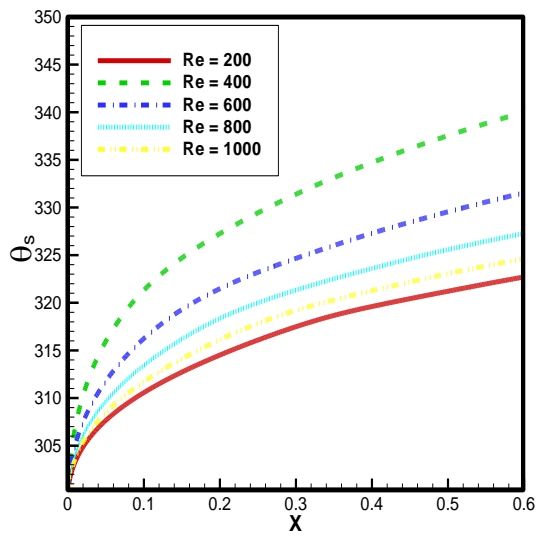
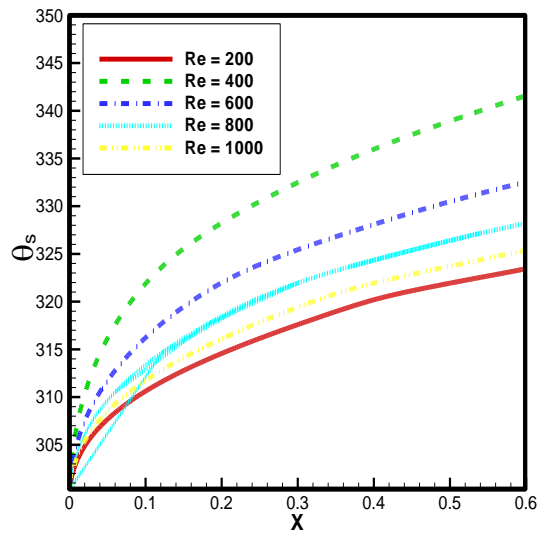


Figure (IV.7.c) : Variation du nombre de Nusselt local Nu le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de **Reynolds** et différentes la forme de la nanoparticules (bricks)



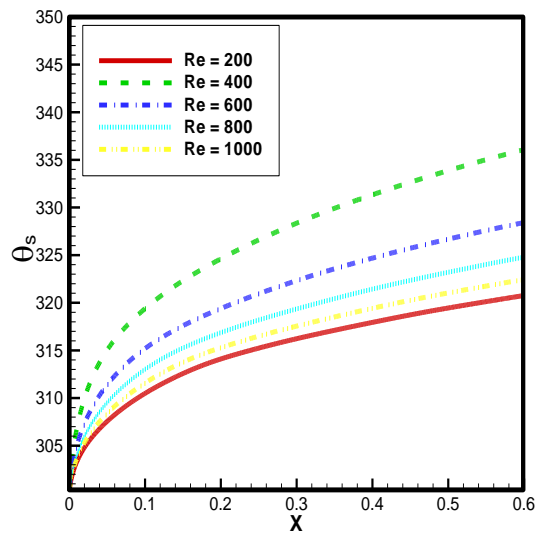
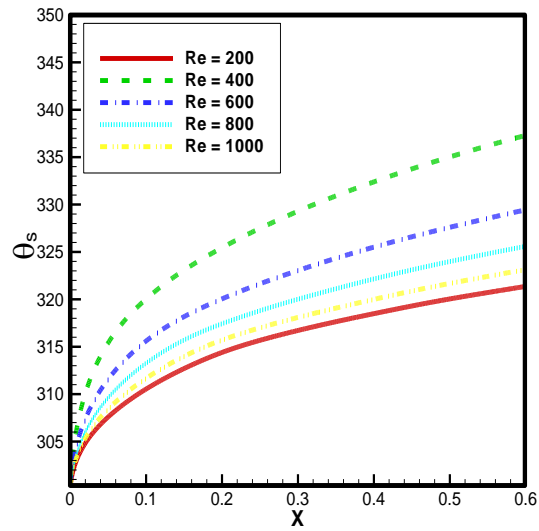
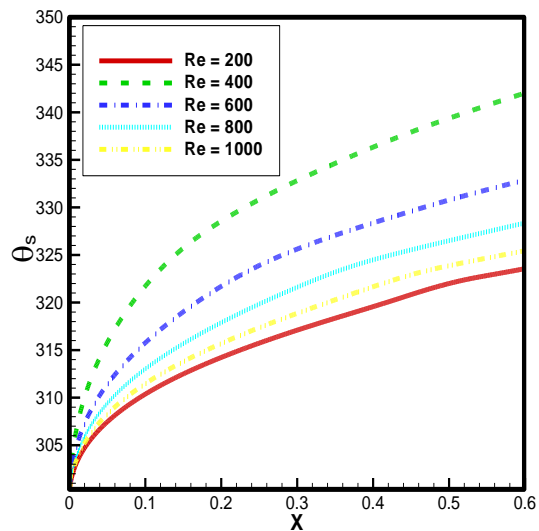
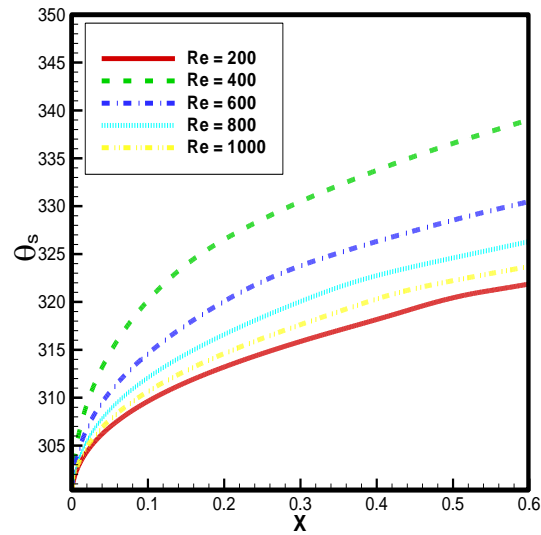
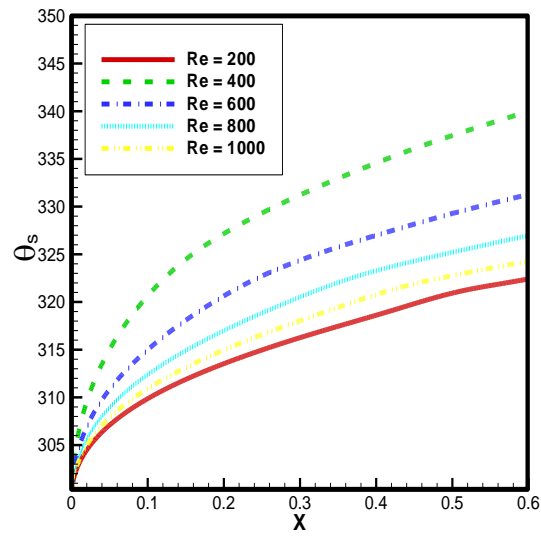
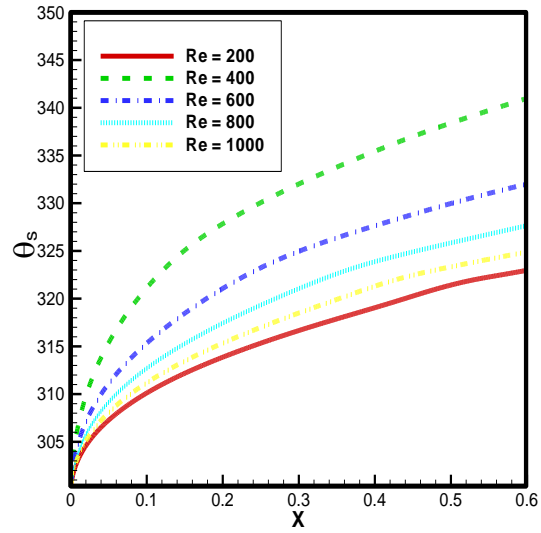


Figure (IV.7.d) : Variation du nombre de Nusselt local Nu le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de **Reynolds** et différentes la forme de la nanoparticules (platelets)





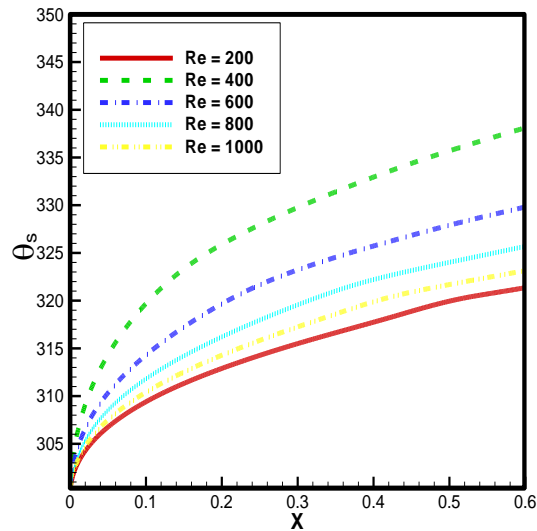
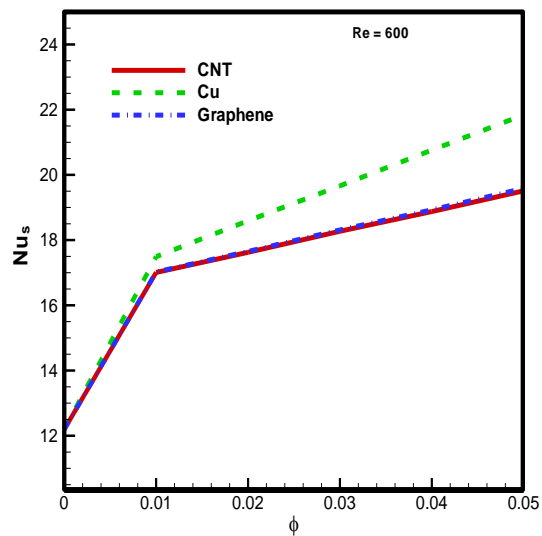
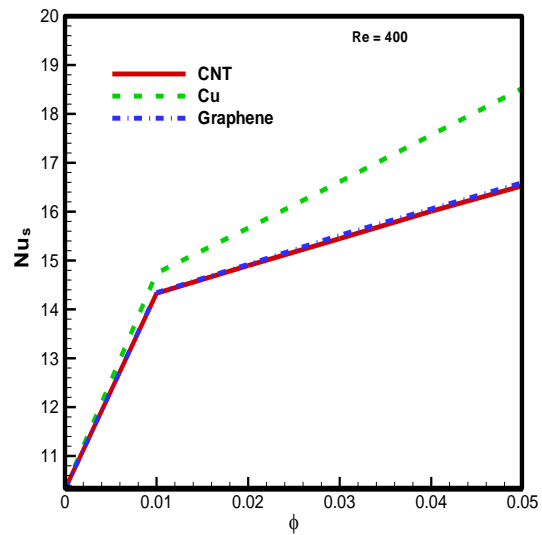
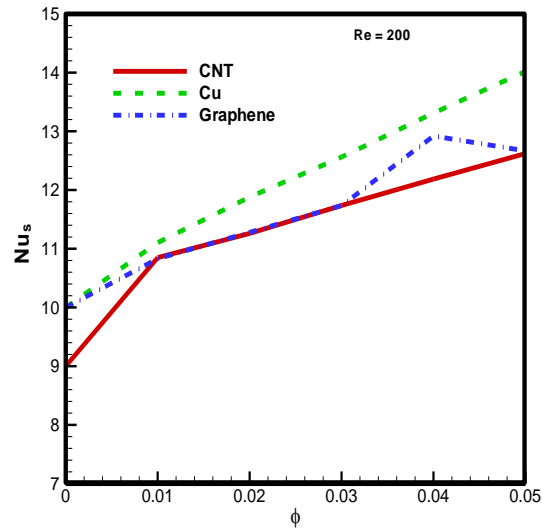


Figure (IV.7.e) : Variation du nombre de Nusselt local Nu le long de la source de chaleur en fonction de la fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents nombre de **Reynolds** et différentes la forme de la nanoparticules (sphérique).

La figure **IV.8** montre la variation de nombre de Nusselt moyen avec une fraction volumique des nanoparticules pour différentes nombre de **Reynolds** et différents types des nanoparticules. L'analyse de la figure **IV.8** montre que le nombre de Nusselt moyen s'augmente presque monotone avec l'augmentation du fraction volumique des nanoparticules pour tous les nanofluides, et cela est justifié par l'augmentation du mode de transfert de chaleur par convection mixte. De plus, nous voyons que le nombre de Nusselt moyen diminue en fonction du type de nanoparticules (Cu, CNT, Graphene) respectivement, et la plus faible valeur de Nusselt moyen est obtenue pour les nanoparticules de Graphene. Donc, les nanoparticules Cuiver sont des bons conducteurs de chaleur par rapport aux celles des (CNT, Graphene). En plus, le type de nanofluides est un facteur principal pour le perfectionnement de transfert thermique. Cependant, la différence entre les valeurs de nombre de Nusselt moyen de CNT et Graphene est négligeable. Ceci est dû à l'effet de la conductivité thermique du type nanoparticule telle qu'elle est indiquée. Nous concluons que la valeur la plus élevée de nombre de Nusselt moyen est obtenue pour le type (Cu) de nanoparticule et le nombre de **Reynolds (Re=1000)**



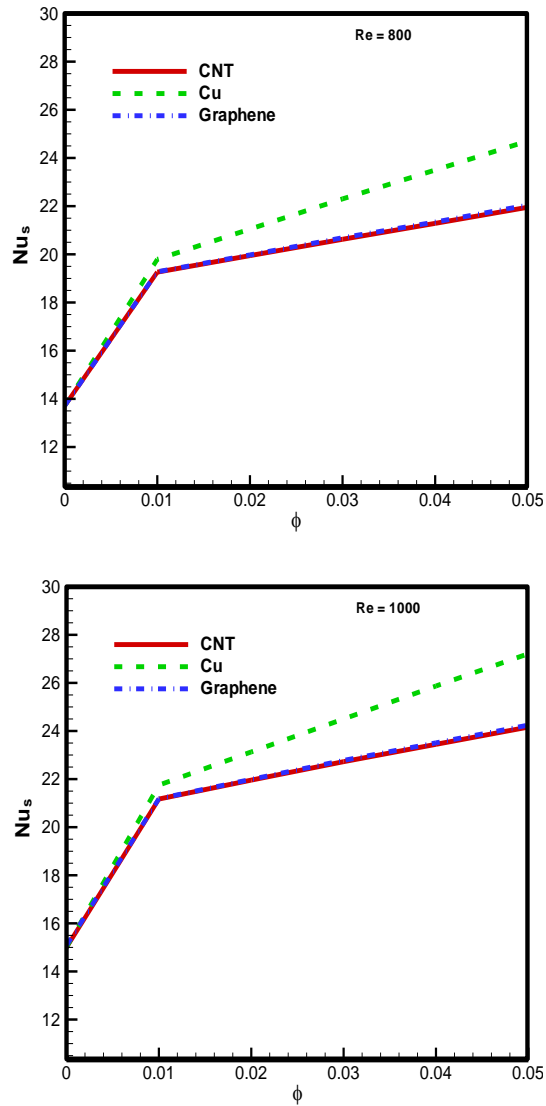


Figure (IV.8) : La variation de nombre de Nusselt moyen Nu_m en fonction de fraction volumique des nanoparticules ϕ pour différents type de nano fluide et pour différentes nombre de Reynolds



Conclusion générale

Conclusion générale

Pour analyser le système de convection mixte par un écoulement dans un canal en régime laminaire, nous avons appliqué un modèle mathématique comportant les équations de transport de Navier Stokes, l'équation de la chaleur et l'équation de continuité pour résoudre le problème. La méthode des volumes finis a permis d'obtenir par discrétisation les équations aux dérivées partielles des équations algébriques faciles à résoudre. Leurs résolutions ont été gérées par le code fortran.

Nos simulations numériques ont été présentées d'une part pour différentes valeurs des nombres de Reynolds, pour différentes forme de nanofluide, pour différentes type de nanofluide, et pour différentes volume de fraction de nanoparticule de dimension de l'élément du blocage.

Afin de s'assurer de la fiabilité des résultats obtenus avec le code de calcul. Un bon accord a été obtenu entre nos simulations et les données numériques obtenues dans la littérature travail.

Dans ce travail, nous avons : Examiné les effets du nombre de Reynolds, la fraction volumique du nanofluide, le type et la forme de nanoparticule sur le transfert de chaleur à l'intérieur d'une canal (2D). Les principaux résultats sont les suivants :

- l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une amélioration du transfert de chaleur.
- Le transfert thermique en présence des nanoparticules Cu s'améliore mieux à celui des nanoparticules de (CNT, Graphene) Le nombre du Nusselt moyen augmente avec l'augmentation de de nanoparticule.
- Le nombre du Nusselt est augmenté principalement avec l'augmentation de nombre de Reynolds.

Références bibliographique :

[1] **Bouttout, M. (2006)** : Etude de l'instabilité hydrodynamique et thermique lors du refroidissement à air des sources de chaleur, Mémoire de Magister, département de Génie Mécanique, Université Mentouri de Constantine.

[2] **Young, T., J., Vafai, K. (1998)**: Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.41, pp. 3279-3298.

[3] **Ali, R. K. (2009)**: Heat transfer enhancement from protruding heat sources using perforated zone between the heat sources, *Applied Thermal Engineering*, vol.29, pp. 2766–2772.

[4] **A. Bazylak, N. Djilali, D. Sinton. (2006)** “Natural convection in an enclosure with distributed heat sources” *Numerical Heat Transfer, Part A* vol, 49 pp655-667,

[5] **S. Y. Kim, B Y. H. Kang et Jae Min Hyun. (1998)**“ Forced convective heat transfer from two heated blocks in pulsating channel flow “, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 41, N° 3, pp 625-6634,

[6] **Bensouici, M. Bessaih, R.:** "Mixed convection in a vertical channel with discrete heat sources using a porous matrix", *Numerical Heat Transfer, Part. A*, vol.58, pp.581–604, 2010.

[7] **Kim, S.H. et Anand, N.K. (2000).**“ Use of slots to enhance forced convective cooling between channels with surface- mounted heat sources ” *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 38: pp 1-21.

[8] **Qu, W. et Mudawar, I. (2002).**“Analysis of three-dimensional heat transfer in micro-channel heat sinks”, *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol 45: pp. 3973-3985.

[9] **Cheng, Y.P., Lee, T.S., Low, H.T.:** "Numerical simulation of conjugate heat transfer in electronic cooling and analysis based on field synergy principle", *Applied Thermal Engineering*, vol.28, pp.1826-1833, 2008.

[10] **Luo, D.D., Leung, C.W., Chan, T.L., Wong, W.O.:** "Flow and forced convection characteristics of turbulent flow through parallel plates with periodic transverse ribs", *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol.48, pp.43-58, 2005.

- [11] **Fang, C.L. (2003):** Effect of mixed convection on transient hydrodynamic removal of contaminant from cavity, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 2039 – 2049.
- [12] **Davalath, J. and Bayazitoglu, Y., 1987,** « Forced Convection Cooling Across Rectangular Blocks » *Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 321-328.
- [13] **Ould-Amer.Y, Chikh.S, Bouhadef.K and Lauriat.G (1998):** Forced convection cooling enhancement by use of porous materials, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol.19, pp.251-258.
- [14] **Hamouche, A., Bessaih, R.:** "Refroidissement à air des composants électroniques par Convection Mixte", Mémoire de Magistère, Université Mentouri de Constantine, 2007.
- [15] **Hamouche.A and Bessaïh.R(2008):** Mixed convection air cooling of electronic components mounted in a horizontal channel, *International Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, vol.3, pp.53-64.
- [16] **M. M. Mohamed.** (2005) "Air cooling characteristics of a uniform square modules array for electronic device heat sink", *Applied Thermal Engineering* xxx xxx-xxx
- [17] **T. Icozet Y. Jaluria.** (2004) "Design of cooling system for electronic equipment using both experimental and numerical inputs", *Journal of Electronic Packaging*, vol 126 pp 465 - 471
- [18] **Timothy J. Y. K. Vafai. (1998)** « Convective cooling heated obstacle in a channel », *International Journal of Heat and Mass transfer* vol 41 pp 3131-3148.
- [19] **T. Furukawa, W-J Yang. (2003)** « Thermal fluid flow in parallel boards with heat generating blocks », *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol 46 pp 5005-5015.
- [20] **A. Korichi, H. Chérifi et L. Oufer (2005).** T « transfert convectif lors d'un écoulement oscillatoire en présence d'un barreau cylindrique », 17^{ème} congrès français de Mécanique. Troyes – Septembre.
- [21] **Huang, P.C., Yang, C.F., Hwang, J.J., Chiu, M.T.:** "Enhancement of forced convection cooling of multiple heated blocks in a channel using porous covers", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 647-664, 2005.

- [22] **Rundstrom, D., Moshfegh, B.:** "Large- eddy simulation of an impinging jet in acrossflow on a heated wall-mounted cube", *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol.52, pp. 921-931, 2009.
- [23] **Sarper Bugra, Saglam Mehmet, Aydin Orhan:** "Experimental and numerical investigation of natural convection in a discretely heated vertical channel: Effect of the blockage ratio of the heat sources", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.126, pp.894-1000, 2018.
- [24] **Wu, H.W., Perng, S.W.:** "Effect of an oblique plate on the heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in horizontal channel", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.42, pp.1217-1235, 1999.
- [25] **Icoz, T., Jaluria, Y.:** "Numerical simulation of boundary conditions and the onset of instability in natural convection due to protruding thermal sources in an open rectangular channel", *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol.48, pp.831-840, 2005.
- [26] **Habchi, S., Acharya, Y. (1986).** « Laminar mixed convection in partially blocked, vertical channel » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 29, No 11, pp. 1711-1722.
- [27] **Shung, W., Bao-H. T. (2004):** Numerical investigation of heat transfer characteristics of the heated blocks in the channel with transversally oscillating cylinder, *International Journal of Heat Transfer*, vol. 47, pp. 341-351.
- [28] **Ali, R. K. (2009):** Heat transfer enhancement from protruding heat sources using perforated zone between the heat sources, *Applied Thermal Engineering*, vol.29, pp. 2766–2772.
- [29] **Mousa, M. M. (2006):** Air cooling characteristics of a uniform square modules array for electronic device heat sink, *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, pp. 486 – 493.
- [30] **Bilgen, E., Muftuoglu, A. (2008):** Cooling strategy by mixed convection of a discrete heater at its optimum position in a square cavity with ventilation ports, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol.35, pp. 545–550.
- [31] **Ghasemi, B. (2005):** Mixed convection in a rectangular cavity with pulsating heated electronic component, *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol.47, pp. 505–521.
- [32] **Bejan, A. (1993):** *Heat Transfer*, Wiley and Sons, New York.
- [33] **Prof Dr. Albin Bölcs** « transmission de chaleur » école polytechnique fédérale de

Lausanne département de génie mécanique laboratoire de thermique appliquée et deturbomachines,volumei,Lausanne septembre 1997.

[34] **Patankar S.V.** « Numerical heat transfer and fluid flow », Hémisphère, Washington, D.C., U.S.A (1980).

[35] **Adil Ridha** « transfert de chaleur et de masse » Université de Caen ,2009.2010.

[36] **Patankar V.**, «Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Mac Graw-Hall, New York, 1980.

[37] **HAMOUCHE .A[2012]**, thésedoctotat« Étude de la Convection Mixte dans un CanalContenant des Sources de Chaleur ».

[38] **Daniel Huilier** « Ecoulements en conduites » Année 2009/2010.

[39] **Adil Ridha** « Transfert de Chaleur et de Masse » Université de Caen 2009-2010.

[40] **Wang, Q., Jaluria, Y. (2002)**: Instability and heat transfer in mixed convection flow in a horizontalduct with discrete heat sources, Numerical Heat Transfer, Part A, vol. 42, pp. 445 – 463.