



Département de Physique

Faculté des Sciences, Université M'hamed Bougara de Boumerdès

Mémoire

Pour obtenir le diplôme de :

Master en Physique

Spécialité :

Dynamique des Fluides et Energétique

Présenté par :

YAHIAOUI YASMINE

Intitulé :

Etude d'un mélange fluide en suspension par des nanoparticules hybrides dans un cylindre horizontal en considérant l'effet du facteur de forme

Soutenu le 06/ 07/2022, devant le jury composé de :

KABACHE Malika	MCB (UMBB-FS-Physique)	Président
SAFER Nabil	MCB (UMBB-FS-Physique)	Examineur
BENKHEDDA Mohammed	MCA (UMBB-FS-Physique)	Encadreur

Dédicaces

A ma chère mère Djedjigga, Quoi que je fasse ou quoi que je dise, je ne saurai point

Te remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance

Me guide et ta présence à mes côtés a toujours été ma source de force

Pour affronter les différents obstacles.

A mon père Mohamed, Tu as été toujours à mes côtés pour m'aider. Merci pour

Ton éducation et tes encouragements venu de toi.

A mes deux petits frère Islam et Hocine que j'aime tellement

A mes deux grandes mères Fatima et Fatma pour leurs prières et leurs douceurs vers moi pour Réussir.

A toute la famille YAHIAOUI et BEGGACHE

A mes meilleure amies MERIEM et Manel qui ont été toujours présentes à mes cotés

Et mes amies Amina et Nihad et mes cousines Maria et Khadidja

A ma plus belle rencontre AMINA que j'aime et avec qui j'ai partagé de très bons souvenirs merci d'être là pour moi durant toute cette année

Et à tous ceux qui me sont chers.

Merci d'être à côté de moi

Jusqu'au bout.

YASMINE

REMERCIEMENTS

Nous souhaitons avant tout, remercier DIEU le tout puissant pour sa clémence de nous avoir permis de mener à bien ce modeste travail.

Je tiens dans un premier temps remercier mon promoteur monsieur **BENKHEDDA MOHAMMED** Docteur à l'UMBB, pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux Conseils qui ont contribué à alimenter ma réflexion et de m'avoir assuré des conditions de travail optimales.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude aux jurys. Docteur **KABACHE MALIKA** et Docteur **SAFER NABIL** de l'université de M'Hamed Bougara – Boumerdes d'avoir accepté de me faire l'honneur de juger ce travail et de participer à mon jury de mémoire.

Nos remerciements s'adressent également à tous les enseignants du département de physique Pour leur générosité et la grande patience dont ils ont su faire preuve malgré leur charge académique et professionnel.

Résumé

L'ajout des particules de taille nanométrique à plusieurs facteurs tels que le facteur de forme, le diamètre de la nanoparticule, etc., influence sur les propriétés thermo-physique notamment la conductivité thermique et la viscosité dynamique. Nous nous proposons d'étudier numériquement l'écoulement avec transfert de chaleur à travers un tube cylindrique horizontal de longueur, L et de diamètre, D . Un flux de chaleur uniforme et constant imposé sur le tube. À l'entrée du conduit le nanofluide hybride se présente avec une vitesse V_0 et une température T_0 constante

Nos résultats sont basés sur quelques paramètres de contrôle, nombre de Reynolds variant de 500 à 2000, $Gr=12600$ et deux fractions volumiques 2% et 4% pour un nanofluide hybride (Fe_3O_4 -CNT/water). Les résultats montrent que l'augmentation de la fraction volumique et le nombre de Reynolds, augmentent le transfert de chaleur en termes de nombre de Nusselt et le coefficient de transfert convectif. Le facteur de frottement et la chute de pression augmentent avec l'augmentation de la fraction volumique. L'effet de mouvement Brownien n'influence pas sur le champ de vitesse contrairement au profil de température.

Mot clé : étude numérique, convection mixte, cylindre horizontal, nanofluide hybride, écoulement laminaire

Abstract

The addition of Nanoparticles has several factors such as shape factor, nanoparticle diameter, etc., which influences the thermo-physical properties including thermal conductivity and dynamic viscosity. We propose to do a numerical study of the flow with heat transfer through a horizontal duct of length, L and diameter, D . A uniform and constant heat flow imposes on the tube. At the inlet of the tube, the hybrid nanofluid is present with a constant velocity V_0 and temperature T_0 .

Our results are based on some control parameters, Reynolds number ranging from 500 to 2000, $Gr=12600$ and 2 volume fractions 2% and 4% for a hybrid nanofluid (Fe_3O_4 -CNT/water). The results show that increasing the volume fraction and the Reynolds number increases the heat transfer in terms of Nusselt number and convective transfer coefficient. The friction factor and the pressure drop increases with the increase of the density fraction. The Brownian motion effect does not influence on the velocity field unlike the temperature profile.

Keywords: numerical study, mixed convection, duct, hybrid nanofluid, laminar

Sommaire

Dédicaces	II
Remerciements.....	III
Résumé.....	IV
Sommaire	VI
Liste des figures	VIII
Liste des tableaux	XI
Nomenclature	XII

Introduction Générale	2
-----------------------------	---

CHAPITRE 1. Etude Bibliographique

1.1. Etude Bibliographique.....	4
1.1.1. Méthode de fabrication des nanoparticules	4
1.1.2. Mouvement brownien.....	4
1.1.3. Etude Numérique :.....	4
1.1.5.Etude Expérimentale :	9

Chapitre 2. Modélisation Mathématique

2.1. Introduction	12
2.2. Description du système étudié.....	12
2.3. Hypothèses simplificatrices	12
2.4Modèle mathématique	13
2.4.1. Équation de conservation de la masse	13
2.4.2. Équation de conservation de quantité de mouvement radiale	14
2.4.4. Équation de conservation de quantité de mouvement axiale.....	14
2.4.5. Equation de conservation de l'énergie.....	14
2.5. Les conditions aux limites	14
2.5.1 Les Conduction aux limites dimensionnelles	14
2.5.2. Les conditions aux limites adimensionnelles	16
2.6. Les propriétés thermophysiques des nanofluides hybrides	17
2.6.1. La Masse volumique.....	17
2.6.2. Le Coefficient de dilatation volumique	17
2.6.3. La Chaleur Spécifique	18
2.6.4. La conductivité thermique	18
2.6.5.La viscosité thermique.....	19
2.7. Le Nombre de Nusselt	20

Chapitre3 Etude numérique

3.1. Introduction	22
3.2. Méthode des volumes finis	22
3.3. Le maillage	22
3.4-Discretisation des équations de conservation.....	24
3.4.1La Discretisation temporelle du second ordre	24
3.4.2La Discretisation spatiale au deuxième ordre.....	25
3.5Stockage des variables :.....	27
3.6La discretisation des équations	27
3.6.1Équation de continuité	27
3.6.2 Équation de quantité de mouvement azimutale.....	27
3.6.3L'équation de l'énergie.....	29
3.7Discretisation des équations aux limites.....	29
3.7.1 A l'entrée de l'anneau.....	30
3.7.2 La sortie de l'anneau.....	30
3.7.3. Sur l'axe du conduit.....	31
3.7.4 Sur la paroi	32
3.8. Effet du maillage	33
3.9. Validation du code de calcul	33
3.10 Conclusion.....	34

CHAPITRE 4 Résultats et discussions

4.1Introduction	35
4.2Les propriétés thermophysiques du nanofluide et son nanofluide hybride	35
4.3cas sans mouvement brownien	37
4.3.1 Les contours de vitesse axiale, radiale et angulaire.....	37
4.3.2Profile de vitesse axiale	47
4.4 cas du mouvement brownien	47
4.4Champ de température :sans mouvement Brownien	49
4.5 Température avec mouvement Brownien.....	51
4.6 Nombre de Nusselt local	52
4.7Nombre de Nusselt moyen	53
4.8Le coefficient de transfert de chaleur	54
4.9Amélioration du transfert de chaleur	55
4.10 Chute de pression	56
4.11 La pression totale moyenne	57

4.12 Facteur de frottement.....	57
4.13 Critères d'évaluation de la performance	58
Conclusion générale	60
References	61

Liste des figures

Chapitre IV: Résultats et discussions

Figure 1.1 Schéma d'un modèle physique	4
Figure 1.2 géométrie du modèle étudié	5
Figure 1.3 modèle physique (Géométrie)	5
Figure 1.4 Schéma d'un modèle physique	6
Figure 1.5 Schéma d'un modèle physique	6
Figure 1.6 Géométrie du modèle physique	7
Figure 1.7 La géométrie étudié	8
Figure 1.8 La géométrie d'un modèle physique	8
Figure 1.9 Modèle physique étudié	9
Figure 1.10 un modèle physique	9
Figure 1.11 Schéma explicatif du modèle traité	10
Figure 1.12 schéma du modèle étudié	11
Figure 1.13 Géométrie d'un modèle étudié	12

Chapitre II: Modélisation mathématique

Figure 2.1 Schémas représentant l'écoulement d'eau et les nanoparticules dans le conduit	13
---	----

Chapitre III: Résolution numérique

Figure 3.1 Le maillage du domaine physique	25
Figure 3.2 Volume Typique	25
Figure 3.3 Coupe transversale du domaine physique	25
Figure 3.4 le nœud P et les nœuds voisins E, W, N, S, T et B dans Le volume typique	25
Figure 3.5 les projections du volume typique	25
Figure 3.6 Maillage dans la direction radiale	28
Figure 3.7 Le maillage décalé suivant la direction azimutale	30
Figure 3.8 effet de maillage sur le nombre de Nusselt	35

Figure 3.9 : Validation de code pour un conduit horizontal : Comparaison avec l'évolution du transfert de chaleur pour les nanofluides hybride $\phi=2\%$	36
Figure 3.10 : Validation du code de calcul pour un conduit Horizontal (comparaison)	36

Chapitre IV: Résultats et discussions

Figure 4.1. Les propriétés thermophysiques des nanofluides et son hybride nanofluide (a) densité (b) coefficient de dilatation (c) la chaleur spécifique (d) conductivité (e) viscosité, (f) conductivité et (g) viscosité avec sous l'effet de mouvement brownien	39
Figure 4.2 Les contours de vitesse axiale à la sortie du conduit pour 2% du nanofluide hybride et un nombre de Reynolds $Re=500$.	39
Figure 4.3 distribution de la composante de la vitesse azimutale du nanofluide hybride aux différentes positions axiales du conduit pour $Re=500$ et $Re=2000$ pour une fraction volumique de 2%	42
Figure 4.4 Distribution de la composante de vitesse radiale du nanofluide hybride aux différentes positions axiales du conduit annulaire pour $Re=500$ et $Re=2000$ pour une fraction volumique de 2%	43
La figure 4.5 : la distribution de la vitesse axiale pour deux nombres de Reynolds 500 et 2000 dans différentes positions	45
La Figure 4.6 distribution de la vitesse radiale, axiale et azimutale pour différents nombres de Reynolds et fraction volumique $\phi = 2\%$	47
Figure 4.7 la vitesse axiale, $\phi=2\%$ pour différents nombres de Reynolds.	49
La Figure 4.8 : la distribution du champ de vitesse pour $Re=500$; $\phi=4\%$ avec mouvement Brownien	50
Figure 4.9 Contours de variation des isothermes en 3D.	51
La Figure 4.10 : La distribution de température pour $Re=500$ et $Re=2000$ avec une fraction volumique $\phi=2\%$	53
Figure 4.11 : Le maximum de température	54
Figure 4.12 : Nombre de Nusselt local "Nu" le long du conduit cylindrique (a) fraction volumique 2%, b) fraction volumique 4%	55
Figure 4.13 comparaison du Nombre de Nusselt local entre les fractions volumiques 2% et 4% pour différents nombres de Reynolds	55
La figure 4.14 Nombre de Nusselt moyen "Nu" a) en fonction de la fraction volumique, b) en fonction du nombre de Reynolds	56
Figure 4.15 : Coefficient du transfert de chaleur h a) en fonction de la fraction volumique, b) en fonction du nombre de Reynolds	57

Figure 4.16 : Amélioration du transfert de chaleur en fonction du nombre de Reynolds pour les fractions volumiques 2 et 4%	58
Figure 4.17 : effet du nombre de Reynolds sur la chute de pression	58
Figure 4.18 : effet de nombre de Reynolds sur la pression moyenne	59
Figure 4.19 : Effet de nombre de Reynolds sur le facteur de frottement.	60
Figure 4.20 effets de nombre de Reynolds sur les critères de performances	61

Liste des tableaux

Chapitre II : Modélisation mathématique

Tableau 2.1 des variables et propriétés thermophysiques adimensionnelles	14
Tableau 2.2 paramètres adimensionnelles basés sur les propriétés thermophysiques de fluide de base	17
Tableau 2.3. La fraction volumique pour le nanofluide hybride	21
Tableau 2.4. Les propriétés physicochimiques du fluide de base et les nanoparticules	21
Tableau 2.5 Facteurs de forme empiriques des constantes A et B	21
Tableau 2.6 Sphéricité ψ et facteur de forme des nanoparticules	21

Chapitre III: Résolution numérique

Tableau 3.1 effet de maillage	35
--------------------------------------	----

Chapitre IV: Résultats et discussions

Le tableau 4.1 montre les positions des vitesses maximales pour les deux nombres de Reynolds	48
Le tableau 4.2 montre les maximums des vitesses axiale, radiale et azimutale pour différents nombre Reynolds à deux fractions volumiques	48
Tableau4.3 : maximum des vitesses et températures $Re=500$; $\theta^*=4\%$ Avec effet de mouvement Brownien.	51
Tableau 4.4 : Le maximum des températures	53

Nomenclature

C_p : La chaleur spécifique du fluide à pression constante, (J/kg K)

D : Diamètre du cylindre, (m)

f : Facteur de frottement

g : Accélération de gravité, (m/s²)

h : Coefficient de transfert de chaleur, (W/m².K)

IL : Nombre total de nœuds dans la direction radiale

JL : Nombre total de nœuds dans la direction axiale

K : Nombre total de nœuds dans la direction azimutale

k_f : Conductivité thermique du fluide de base, (W/m K)

k_{nf} : Conductivité thermique du fluide nanofluide, (W/m K)

k_{fh} : Conductivité thermique du nanofluide hybride, (W/m K)

L : Longueur du conduit, (m)

Nu : Nombre de Nusselt

Gr : Nombre de Grashof

Re : Nombre de Reynolds

P : Pression, (Pa)

P^* : Pression adimensionnelle ($P^* = P / \rho v^2$)

r : Rayon de cylindre (m)

r^* : Rayon de cylindre adimensionnelle ($r^* = r / D_h$)

t : Temps, (s)

t^* : Temps adimensionnelle, ($t^* = vt_0 / D_h$)

T : Température, (K)

T^* : Température adimensionnelle, $(T^* = (T - T_0) / (q_w D_h / k_{nf}))$

u : Composante radiale de la vitesse, (m/s)

u^* : Composante radiale de la vitesse adimensionnelle, $(u^* = u / v_o)$

v : Composante axiale de la vitesse, (m/s)

v^* : Composante axiale de la vitesse adimensionnelle, $(v^* = v / v_o)$

w : Composante tangentielle de la vitesse (m/s)

w^* : Composante tangentielle de la vitesse, $(w^* = w / v_o)$

Z : Coordonné axiale, (m)

Z^* : Coordonné axiale adimensionnelle, $(z^* = z / D_h)$

CEP : Critère d'évaluation de performance

Symboles Grecs

β : Coefficient d'expansion thermique, (1/K)

Δ : Intervalle fini

μ : Viscosité dynamique, (kg m/s)

θ : Coordonnée dans la direction azimutale

ρ : Masse volumique, (kg/m³)

ϕ : Fraction volumique

ν : Viscosité cinématique, (m²/s)

Ψ : Sphéricité

Indices

N, S : Nœuds nord et sud respectivement

E, W : Nœuds est et ouest respectivement

T, B : Nœuds haut et bas respectivement

n, s : Face nord et sud du volume de contrôle typique respectivement

nf : Nanofluide

hnf : hybride nanofluide

e, w : face est et ouest du volume de contrôle typique respectivement,

b : face haut et bas du volume de contrôle typique respectivement

P : référence au nœud P d'un volume fini typique

u : décalage de maillage suivant la direction radiale

w : décalage de maillage suivant la direction azimutale

i : relatif au nœud considéré

i+1 : relatif au nœud en amont du nœud considéré

i-1 : relatif au nœud en aval du nœud considéré

Exposantes

* : variable adimensionnelle

1 : désigne l'instant (t)

0 : désigne l'instant (t-1)

Nombre sans dimension

$$Re_{hnf} : \text{nombre de Reynolds} \left(Re_{hnf} = \frac{\rho_{hnf} v_o}{\mu_{hnf}} \right)$$

$$Pr_{hnf} : \text{Nombre de Prandtl} \left(Pr_{hnf} = \frac{\mu_{hnf} c_p}{k_{hnf}} \right)$$

$$Gr_{hnf} : \text{nombre de Grashof} \left(Gr_{hnf} = \frac{g \beta_{hnf} q_w D_h^4}{k_{hnf} v_{hnf}^2} \right)$$

$$Nu(\theta, z) : \text{nombre de Nusselt locale} \left(Nu(\theta, z) = \frac{h(\theta, z)d}{k} \right)$$

$$Nu(z) : \text{nombre de Nusselt local axial moyen circonférentiel} \left(Nu(z) = \frac{h(z)d}{k} \right)$$

$$Nu_{moy} : \text{nombre de Nusselt moyen} \left(Nu_{moy} = \frac{1}{2\pi L} \int_0^{2\pi} Nu(\theta, z^*) d\theta dz^* \right)$$

Introduction Générale

Récemment, les recherches menées sur les nanofluides hybrides malgré les défis auxquels ils sont confrontés ont fait des progrès de plus en plus prometteurs dans le domaine industriel pour de multiples domaines d'applications. Le système de transfert de chaleur joue un rôle crucial dans de nombreuses industries liées aux processus thermiques. De nombreux efforts ont été faits afin d'améliorer les performances de diverses applications à l'aide de la nanotechnologie. Les nanofluides ont de bonnes perspectives d'application. Comme dans les automobiles, l'énergie solaire et les climatiseurs. L'ajout d'un seul type des nanoparticules dans le fluide de base donne un fluide appelé **Nanofluide**, tandis que l'ajout de deux types des nanoparticules ou plus au sein du même fluide de base produit un nanofluide hybride. Le terme nanofluide a été introduit pour la première fois par Choi [1] en 1995 au laboratoire d'Argonne en Amérique. D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories : Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux tel que le cuivre Cu, le fer Fe, l'or Au, l'argent Ag...) ou d'oxydes de cuivre (oxyde d'aluminium Al_2O_3 , oxyde de cuivre CuO, oxyde de titane TiO_2 ...). Les nanoparticules de forme non sphériques, tel que la forme lame, cylindrique, plaquette et la forme brique qui ont montré également une performance importante pour le taux de transfert de chaleur.

Le transfert de chaleur par convection est désigné, selon le mode d'écoulement du fluide par la convection libre dite aussi naturelle et la convection forcée. Le gradient de la température crée des différences densités résultant, y on dit que la convection est naturelle ou libre. Par contre si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, telle une pompe ou un ventilateur, le processus est appelé convection forcée. L'amélioration du transfert de chaleur des nanofluides hybrides dépend principalement de la conductivité thermique des nanoparticules, des concentrations volumiques des particules, la forme et le type des nanoparticules et le mouvement brownien.

Le présent travail comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à une étude bibliographique qui se compose de deux parties : une étude sur les propriétés thermophysiques des nanofluides hybrides et leurs préparations, ses caractéristiques, et une deuxième partie concernant une recherche bibliographique sur l'écoulement des nanofluides et les nanofluides hybrides combinés avec le transfert de chaleur à travers le conduit.

Le deuxième chapitre est réservé à la géométrie du modèle physique considéré et le système d'équations des dérivées partielles des coordonnées cylindriques tel que, la continuité, la quantité

de mouvement dans les trois directions et de l'équation de l'énergie et les conditions initiales et aux limites appropriées présentées sous leurs formes adimensionnelles. Dans ces équations, la viscosité dynamique, la conductivité thermique, la densité, la capacité thermique et le coefficient de dilatation thermique du nanofluide hybride sont en fonction de la fraction volumique.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de la méthode des volumes finis, son principe pour la résolution et la discrétisation numérique des équations des dérivées partielles du second ordre du problème un par un jusqu'à l'obtention finale des équations algébriques linéarisées, ainsi que le choix du maillage utilisé.

Le quatrième chapitre contiendra les principaux résultats obtenus dans cette étude et leurs interprétations, les évolutions de l'écoulement axial ainsi que le champ thermique et la quantification du transfert thermique obtenue à l'aide de la détermination des nombres de Nusselt axial et moyen, la chute de pression, le facteur de frottement, le critère de l'évaluation de la performance et l'amélioration du transfert de chaleur.

Enfin, nous concluons ce mémoire par une conclusion générale, qui résume les principaux résultats obtenus.

CHAPITRE 1. Etude Bibliographique

1.1. Etude Bibliographique

1.1.1. Méthode de fabrication des nanoparticules

- **Méthodes physiques** : le chauffage à très haute température (évaporation thermique) d'un matériau de manière à ce que les atomes qui le constituent s'évaporent. Ensuite un refroidissement adéquat de ces vapeurs permet une agglomération en nanoparticules
- **Méthodes chimiques** : Comme dans le cas de la voie physique, les nanoparticules peuvent être synthétisées sous deux formes : libres à l'état de poudre relativement facile à disperser dans un liquide ou un gel hôte, ou enrobées dans une matrice solide ou un polymère.

1.1.2. Mouvement brownien

Le mouvement Brownien permet de décrire le comportement thermodynamique des gaz ainsi que le phénomène de diffusion il est aussi très utilisé dans les modèles mathématiques. Il s'agit de grosse particule agitée et immergées d'une façon aléatoire dans un fluide.

1.1.3. Etude Numérique :

Benkhadda et al [2] ont réalisé une étude numérique pour comparer le transfert de chaleur par convection d'un nanofluide (TiO_2/eau) et son nanofluide hybride ($\text{Ag-TiO}_2/\text{eau}$) dans un écoulement laminaire à travers un cylindre horizontale chauffée uniformément par un flux de chaleur constant compte tenu de l'effet de formes des nanoparticules tel que lame, cylindrique, plaquette et sphérique. Dans L'ensemble des équations différentielles adimensionnelles sont discrétisées par la méthode des volumes finis et résolu via un programme FORTRON. Les résultats obtenus pour les fractions volumiques allant de 0 à 8%. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt et le facteur de frottement pour les nanofluides et nanofluides hybrides augmente avec l'augmentation de la fraction volumique pour toutes les formes de nanoparticule. Le facteur de frottement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. De plus, ils ont trouvé que la valeur maximale du facteur de frottement est obtenue avec la forme plaquette.

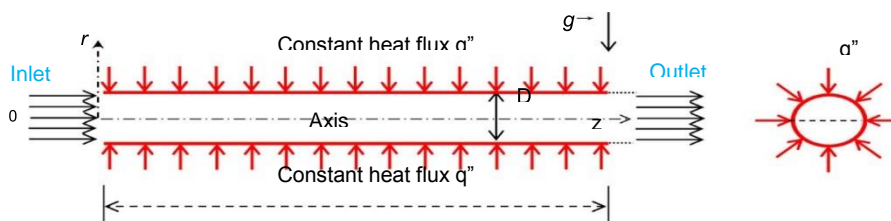


Figure 1.1 schéma d'un modèle physique

Labib et al. [3] ont réalisé une étude numérique pour un transfert de chaleur par convection forcée des nanofluides fabriqués par les nanoparticules Al_2O_3 dispersés dans deux fluides de base différents contenant les nanotubes de carbone CNT, il s'agit de l'eau et l'éthylène glycol. Les résultats obtenus montrent que l'éthylène glycol améliore mieux le transfert de chaleur que celui de l'eau. De plus, le mélange de nanoparticules Al_2O_3 dans le nanofluides CNT/eau le transfert de chaleur est amélioré considérablement. D'autre part, le nanofluides de CNT présente un comportement de fluidification par cisaillement plus élevé, ce qui provoque la couche limite plus mince dans ces régions.

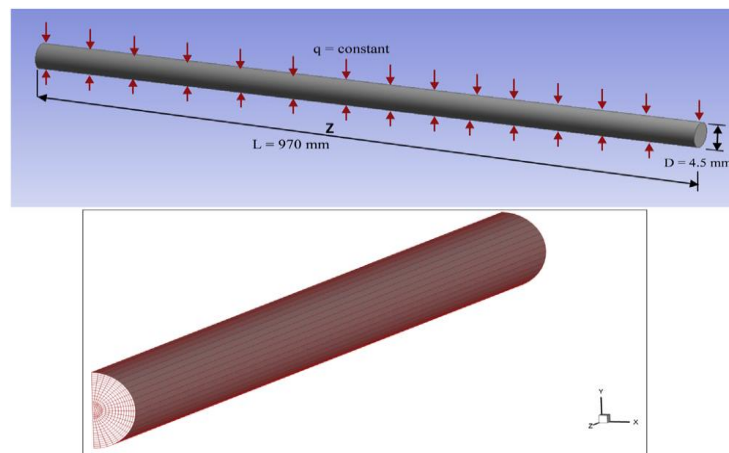


Figure 1.2 géométrie du modèle étudié

S. Anitha et al. [4] ont réalisé une étude numérique sur l'influence de la concentration volumique des nanoparticules et de la proportion sur les performances de transfert de chaleur du nanofluides hybrides $\text{Cu-Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$ dans un échangeur de chaleur tubulaire. Les équations gouvernantes tridimensionnelles et les conditions aux limites associées sont résolues par la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus montrent que le coefficient de transfert de chaleur et le nombre de Nusselt augmentent avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules. Le pourcentage de l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur du nanofluides hybrides est de 139 % par rapport à l'eau et de 25 % par rapport au nanofluides Cu/eau .

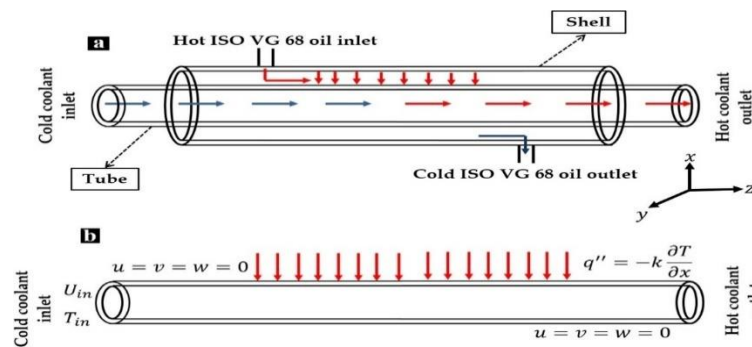


Figure 1.3 le modèle physique (Géométrie)

Ben Mansour et al. [5] ont effectué une étude numérique sur le développement de la convection mixte laminaire d'un nanofluide $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$ à travers un tube incliné à une paroi soumise à un flux de chaleur uniforme. Les équations et les conditions aux limites associées ont été résolues par la méthode des volumes finis. Les résultats ont montré que la présence des nanoparticules intensifie légèrement l'écoulement secondaire dû à la force de flottabilité, en particulier dans la région en développement. Le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation de la fraction volumique. Deux nouvelles corrélations ont été proposées pour calculer le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de frottement dans la région entièrement développée en fonction du nombre de Grashof et la fraction volumique.

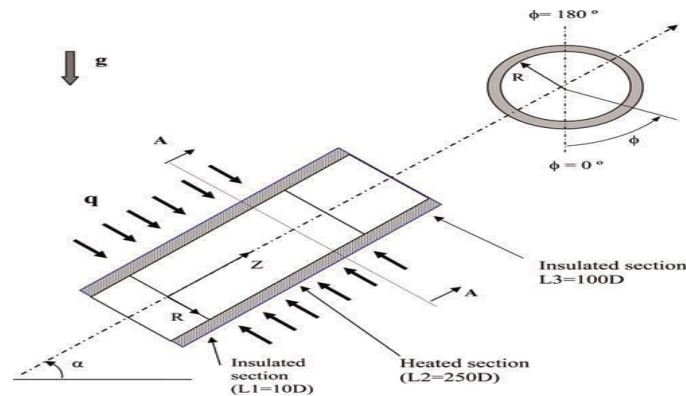


Figure 1.4 schéma d'un modèle physique

Moghadassi et al. [6] ont réalisé une étude numérique sur le transfert de chaleur par convection forcée laminaire dans un tube circulaire horizontal rempli de nanofluide $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$ et du nanofluide hybride $\text{Cu-Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$. Les équations des dérivées partielles ont été résolues par la méthode des volumes finis. L'approche monophasée et biphasée a été prise en considération. Les résultats montrent que le coefficient de transfert de chaleur et le nombre de Nusselt augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds. De plus, l'ajout de nanoparticules augmente la chute de pression et par conséquent, le coefficient de frottement. Le modèle monophasé améliore le nombre de Nusselt moyen d'environ 4,73% et 13,46% pour le nanofluide et pour le nanofluide hybride respectivement.

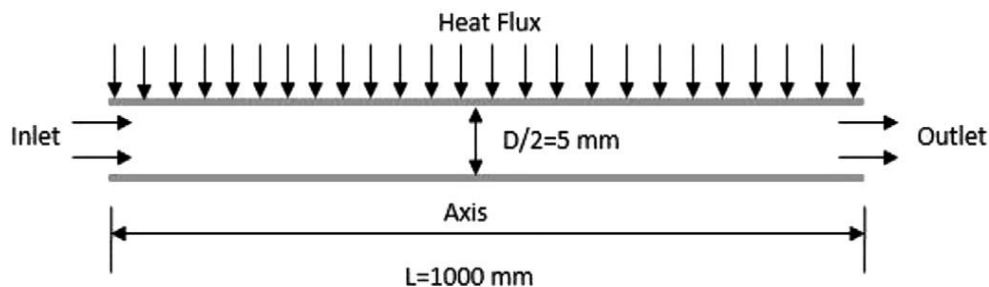


Figure 1.5 schéma d'un modèle physique

Abdelaziz et al. [7] ont réalisé une étude numérique sur le transfert de chaleur par convection mixte d'un écoulement laminaire d'un nanofluide dans un tube isotherme horizontal. Trois types des nanofluides ont été testés, ([Eau]/ Al_2O_3 , TiO_2 et Cu), nanofluides hybrides [Eau]/ $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cu}$) et nanofluides ioniques ([C4mim] [NTf2]/ Al_2O_3). Les équations gouvernantes sont résolues par la méthode des volumes finis à l'aide de l'algorithme SIMPLER. Le nombre de Richardson varie de 0,016 à 2, et le nombre de Reynolds varie de 500 à 2000. Les résultats obtenus montrent pour le nanofluide une augmentation maximale du nombre de Nusselt moyen d'environ 15,5 % pour une concentration de 2 % et un nombre de Richardson de 0.016. Cependant, pour les nanofluides hybrides, aucune amélioration n'est remarquée. Pour le nanofluide ionique l'augmentation considérable du nombre de Nusselt arrive à 37 % avec une concentration de 2,5 %.

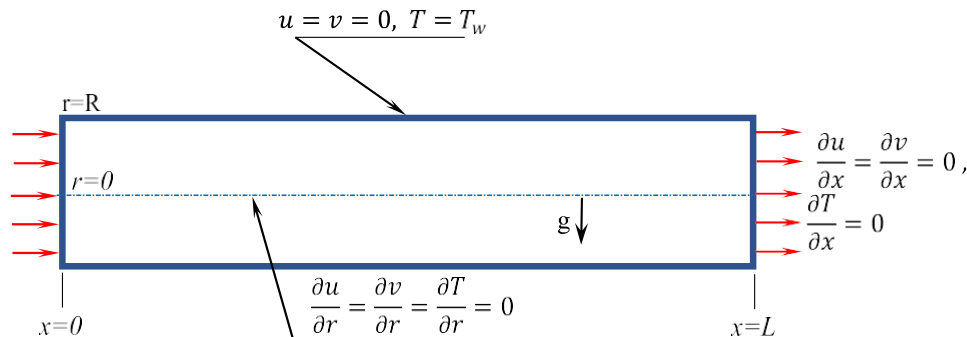


Figure 1.6 géométrie du modèle étudié

Jamali et al. [8] ont fait une étude numérique sur le transfert de chaleur à une convection forcée et mixte pour un régime d'écoulement laminaire. Les équations gouvernantes ont été résolues par la méthode des volumes finis à l'aide de l'algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse. Une gamme de nombres de Reynolds de $Re = 500$ à 13000 avec le diamètre et le type des nanoparticules et la concentration des nanoparticules ont été testés. Les résultats montrent que le coefficient de transfert de chaleur et le nombre de Nusselt du fluide de base et le nanofluide CuO/eau augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et la fraction volumique. En outre, les coefficients de transfert de chaleur moyens diminuent de 1,77 % et 1,65 % à des concentrations de 1% et 4 % pour le nanofluide avec l'augmentation du diamètre des nanoparticules de 35 à 70 nm.

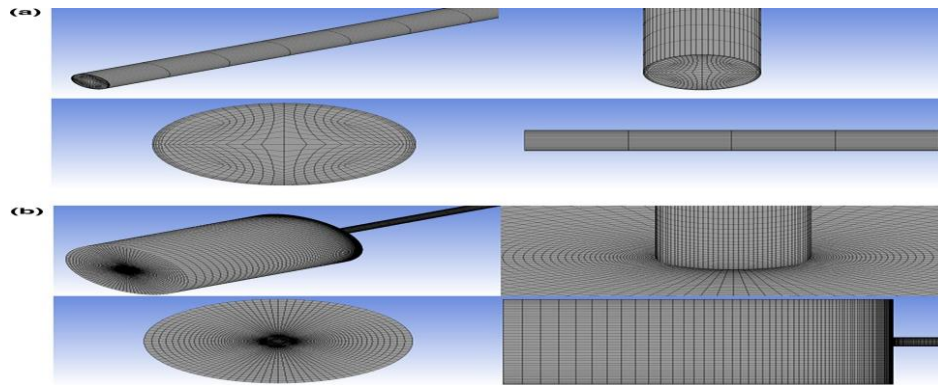


Figure 1.7 La géométrie étudié

Ehsan et al.[9] ont présenté une étude numérique sur les performances de transfert de chaleur et la chute de pression pour un écoulement laminaire de nanofluide à travers un tube circulaire. Les nanoparticules d' Al_2O_3 , CuO, nanotubes de carbone (CNT) et nanotubes de titane (TNT) dispersés dans l'eau et un mélange éthylène glycol-eau avec des concentrations comprises entre 0 et 6%. Les résultats indiquent que le modèle de conductivité thermique qui considère l'effet du mouvement brownien des nanoparticules prédit un meilleur coefficient de transfert de chaleur du nanofluide par rapport aux modèles basés sur les conditions purement statiques des nanofluides. En outre, la concentration volumique des nanoparticules, le mouvement brownien et le nombre de Reynolds augmente le coefficient de transfert de chaleur des nanofluides, tandis que le diamètre des particules a un effet contraire. La sélection des nanofluides nécessite le choix de plusieurs paramètres appropriés pour améliorer le transfert de chaleur convectif des nanofluides dans les tubes tel que, la puissance de pompe, la stabilité, le coût, la toxicité et la corrosion chimique de la paroi des conduits.

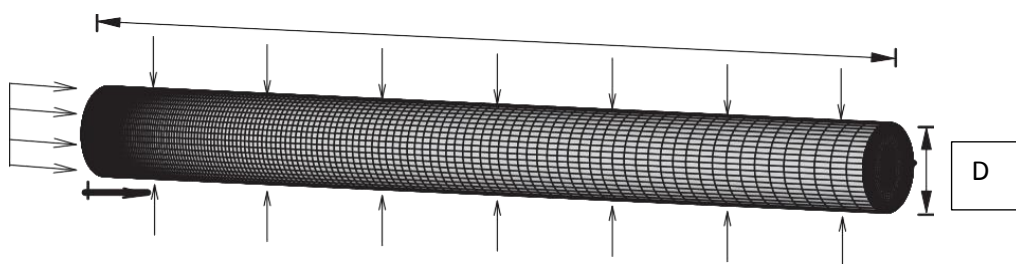


Figure 1.8 La géométrie d'un modèle physique

Hussien et al.[10] ont réalisé une technique récente pour stimuler la performance thermique des mono Al_2O_3 et binaire Al_2O_3 + Graphène nanofluides et le fluide conventionnel. Ils ont utilisé le logiciel CFD Fluent 15.0 et l'algorithme SIMPLEX pour les équations algébriques. La concentration volumique sélectionnée 0.3, 0.6 et 1%. Les résultats indiquent clairement que l'utilisation du nanofluide Al_2O_3 / eau améliore considérablement la

performance de transfert de chaleur dans le mini-tube. Une amélioration élevée du coefficient de transfert de chaleur en ajoutant la concentration 0,0175% de nanofeuilles de Graphène fournit une entre 12,7 et 13,7 % par rapport aux nanofluides $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$. La divergence de l'impact de l'ajout de Graphène sur les nanofluides Al_2O_3 a été marginale avec changement dans la taille des mini-tubes. En outre, il a été observé que toute amplification dans la chute de pression est directement proportionnelle aux deux concentrations volumiques de nanoparticules et le nombre de Reynolds.

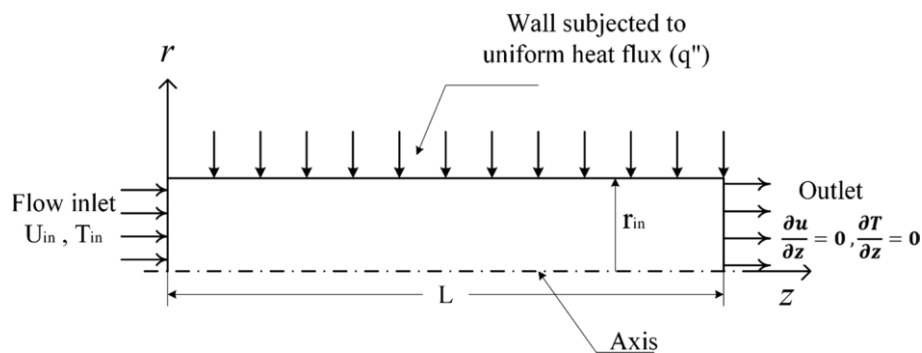
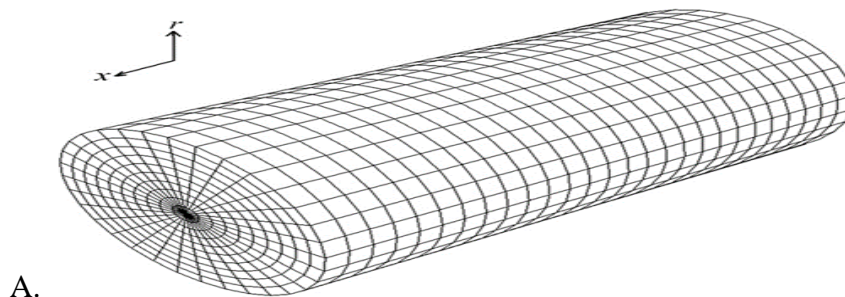


Figure 1.9 Modèle physique étudié

Mokmeli et al.[11] ont réalisé une étude numérique sur le comportement des nanofluides pour un écoulement laminaire convectif à travers un tube horizontal. Les résultats obtenus montrent que le coefficient de transfert de chaleur ne dépend pas de la taille de la nanoparticule mais dépend seulement de la fraction volumique des nanofluides. En outre, ils ont observé que les corrélations qui ont été utilisées ne sont pas valides pour améliorer le coefficient de transfert de chaleur pour les suspensions qui contiennent des nanoparticules inférieures à 0,5 micron (500 nm). Le modèle de dispersion peut prédire la dépendance du coefficient de transfert de chaleur du nanofluide sur la taille des nanoparticules correctement. Les résultats obtenus montrent un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.



A.

Figure 1.10 un modèle physique

1.1.5. Etude Expérimentale :

Wen et al. [12] ont traité un travail expérimental sur le transfert de chaleur convectif de nanofluide pour un régime d'écoulement laminaire à travers un tube de cuivre. Les résultats

montrent que l'utilisation des nanoparticules d' Al_2O_3 comme une phase dispersée dans l'eau peut améliorer considérablement le transfert de chaleur convective. L'amélioration a été particulièrement significative dans la région d'entrée, et était beaucoup plus élevée que cela uniquement en raison de l'amélioration de la conduction thermique. Il a également montré que l'équation classique de Shah ne permettait pas de prédire le comportement du transfert de chaleur des nanofluides. La migration des nanoparticules, et la perturbation résultante de la couche limite ont été proposées pour être les principales raisons.

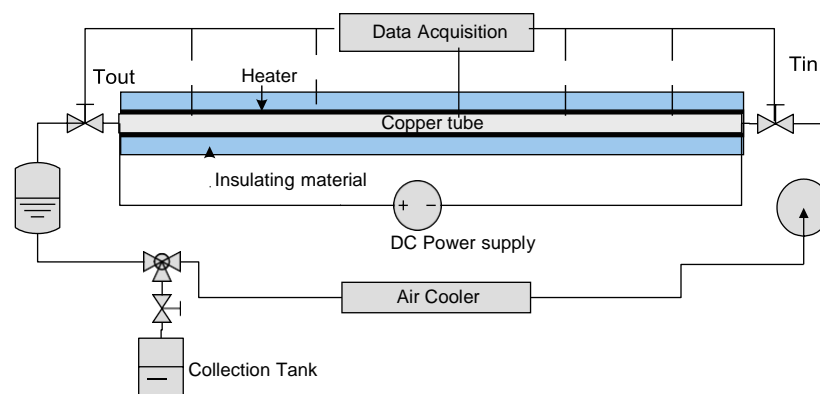


Figure 1.11 Schéma explicatif du modèle traité

Sundar et al.[13] ont réalisés une étude expérimentale pour un écoulement turbulent forcée d'un nanofluide de suspension colloïdale stable de nanoparticules de magnétite (Fe_3O_4) de diamètre 36 nm à travers un tube. Le coefficient de transfert de chaleur convective et les caractéristiques du facteur de frottement de nanofluide Fe_3O_4 pour le débit dans un tube circulaire est évalué expérimentalement dans la gamme de $3000 < \text{Re} < 22.000$ et la fraction volumique de $0 < \phi < 0,6\%$. Les résultats obtenus montrent que le transfert de chaleur du nanofluide est plus élevé que l'eau, et il augmente avec l'augmentation de la fraction volumique. Des corrélations ont été développées à partir des données expérimentales pour estimer le nombre de Nusselt moyen et le facteur de frottement de l'eau et du nanofluide. Le coefficient de transfert de chaleur et le facteur de frottement du nanofluide augmentent de 30,96 % et de 10,01 % respectivement pour la fraction volumique 0,6 % .

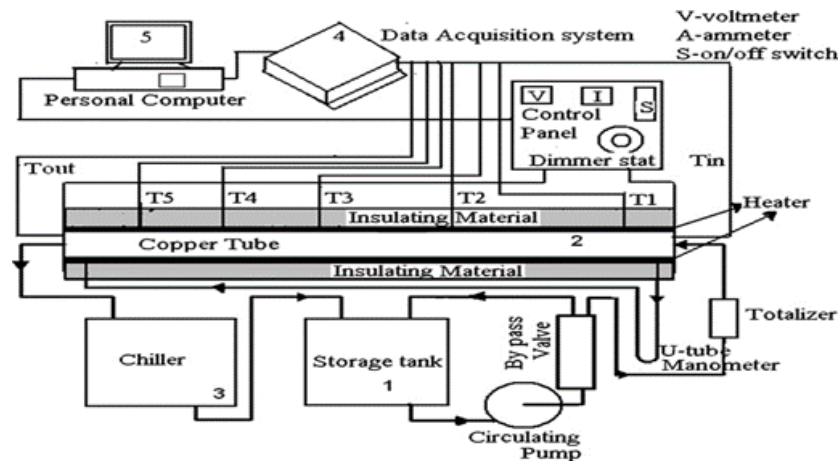


Figure 1.12 schéma du modèle étudié

Alina Adriana [14] a présenté les différentes caractéristiques d'un hybride nanofluid numériquement et expérimentalement pour un écoulement turbulent dans un tube uniformément chauffé basé sur un modèle monophasé pour examiner les effets de débit et le type de nanofluid hybride sur le nombre de Nusselt. Les résultats montrent que la nature hautement cristalline et fonctionnalisées de la surface de l'hybride nano-composite contribue fortement à la création des interfaces thermiques avec le fluide de base, augmentant ainsi la conductivité de ce type de nanofluides. Le coefficient de transfert de chaleur convectif des nanofluides augmente avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules hybrides et le nombre de Reynolds. Pour une concentration volumique jusqu'à 1 %, le coefficient de transfert de chaleur par convection du nanofluid a été augmenté de 3.28 fois. La conductivité thermique des hybrides nano-composites dans le fluide de base améliore les caractéristiques de transfert de chaleur du nanofluid hybride. L'amélioration minimale du nombre de Nusselt a été notée comme 4.76% pour la concentration 0.5% de (Ag-MgO/ eau) et le nombre de Reynolds $Re=7800$. En outre, tous les autres nanofluides hybrides étudiés à l'exception les hybrides les plus visqueux ont besoin d'une augmentation plus réduite de la puissance de pompage.

Ramadhan et al.[15] ont fait une étude numérique et expérimentale pour une convection forcée avec un régime d'écoulement laminaire des nanoparticules TiO_2-SiO_2 dispersé dans le mélange eau-éthylène glycol) dans le tube soumis à flux de chaleur constant sur la paroi. Les concentrations volumiques 1.0, 2.0 et 3.0 % et le nombre de Reynolds (Re) varie de 2900 à 11200. Les calculs numériques ont été effectués en utilisant ANSYS FLUENT 15.0 pour la géométrie étudiée. Les résultats montrent que le transfert de chaleur augmente avec

l'augmentation du nombre de Reynolds. Ils ont comparé l'écart du nombre de Nusselt de 8.8, 8.9 et 7.9 % pour les concentrations volumiques de 1.0, 2.0 et 3%.

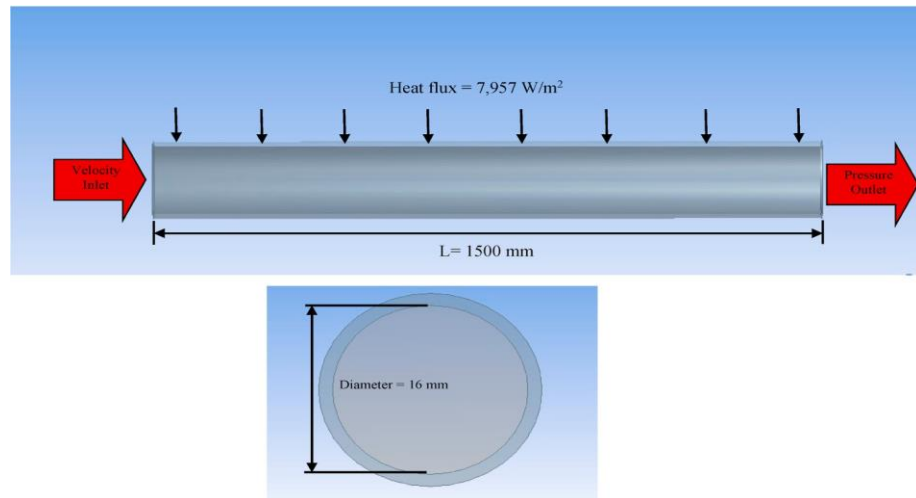


Figure 1.13 Géométrie d'un modèle étudié

Chapitre 2. Modélisation Mathématique

2.1. Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter le problème étudié en trois dimensions. Dans un cylindre horizontal un mélange fluide en suspension par des nanoparticules hybrides s'écoule avec un flux de chaleur uniforme et constant sur le tube. Les équations de conservations continuité, la quantité de mouvement et de l'énergie qui régissent les transferts thermo-convectifs au sein d'un nanofluide. Des paramètres de contrôle adimensionnels comme le nombre de Reynolds (**Re**), le nombre de Grashof (**Gr**) et le nombre de Prandtl (**Pr**) ont été utilisés pour réaliser cette étude.

2.2. Description du système étudié

On Présente notre modèle physique avec un schéma dans la figure 2.1, il s'agit d'un tube horizontale très long de longueur $L=100\text{mm}$ et diamètre $D=1\text{mm}$ remplis d'eau pure et de nanofluide hybride a une vitesse v_0 et une température T_0 constantes et en considérons l'absence de source ou puits de chaleur dans le domaine nanofluide. On a pris quatre nombres de Reynolds ($500 \leq \text{Re} \leq 2000$) de Grashof $\text{Gr}=12600$ et de Prandtl $\text{Pr}=6.2$ sont évalués à une température d'entrée du fluide T_0 .

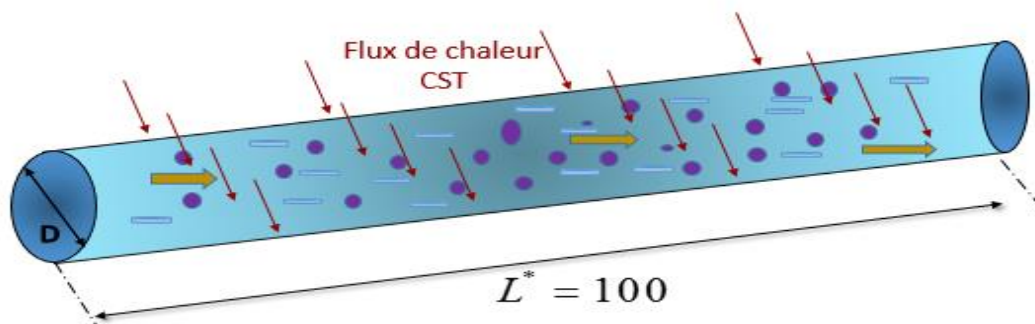


Figure 2.1 Schémas représentant l'écoulement d'eau et les nanoparticules

Dans le conduit

2.3. Les Hypothèses simplificatrices :

Pour ce modèle mathématique les hypothèses simplificatrices qui nous aide à résoudre le système des équations de conservations pour les nanofluides. Nous allons traiter le nanofluide comme un mélange à deux phases (phase liquide H_2O + les deux phases solide Fe_3O_4 et CNT) avec les hypothèses suivantes :

- Le Nanofluide est newtonien et l'écoulement est incompressible et satisfait à l'hypothèse de Boussinesq.
- Pas de réactions chimiques.
- La Dissipation visqueuse est négligeable.
- Le Transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- Les nanoparticules et le fluide de base sont localement en équilibre thermique.
- Les forces extérieures sont négligeables.
- Mélange dilué pour $\phi < 1$.

2.4 Le Modèle mathématique :

Les équations gouvernantes dans notre problème de continuité la quantité de mouvement pour les trois directions radiale axiale et azimutale et de conservation de l'énergie, ainsi leurs conditions aux limites sous la forme adimensionnelle :

La vitesse (u, v, w) et la température =0 pour t_0

$r^* = \frac{r}{D_h}$	$z^* = \frac{z}{D_h}$	$u^* = \frac{u}{v_0}$	$v^* = \frac{v}{v_0}$
$T^* = \frac{(T - T_0) D_h}{q_w k_{nf}}$	$p^* = \frac{p}{\rho_{nf} v_0^2}$	$t^* = \frac{v_0 t}{D_h}$	$w^* = \frac{w}{v_0}$

Tableau 2.1 des variables et propriétés thermophysiques adimensionnelles

2.4.1. Équation de conservation la conservation de la masse

r, z, θ Sont les coordonnées radiale, angulaire et axiale.

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* u^*)}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial(w^*)}{\partial \theta} + \frac{\partial(v^*)}{\partial z^*} = 0 \quad (2.1)$$

2.4.2. Équation de conservation de quantité de mouvement radiale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* u^* u^*)}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta} (u^* w^*) + \frac{\partial(v^* u^*)}{\partial z^*} - \frac{w^{*2}}{r^*} \right] = -\frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \frac{\beta_{nf}}{\beta_f} \frac{Gr}{Re_f^2} \cos \theta T^* + \\ \left(\frac{\mu_{nf}}{\mu_f} \Big/ \frac{\rho_{nf}}{\rho_f} \right) \frac{1}{Re_f} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial u^*}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) - \frac{u^*}{r^{*2}} - \frac{2}{r^{*2}} \frac{\partial w^*}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

2.4.3. Équation de conservation de quantité de mouvement angulaire

$$\begin{aligned} \frac{\partial w^*}{\partial t^*} + \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* u^* w^*)}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta} (w^* w^*) + \frac{\partial(v^* w^*)}{\partial z^*} + \frac{u^* w^*}{r^*} \right] = -\frac{1}{r^*} \frac{\partial p^*}{\partial r^*} - \frac{\beta_{nf}}{\beta_f} \frac{Gr}{Re_f^2} \sin \theta T^* + \\ \left(\frac{\mu_{nf}}{\mu_f} \Big/ \frac{\rho_{nf}}{\rho_f} \right) \frac{1}{Re_f} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial w^*}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) - \frac{w^*}{r^{*2}} - \frac{2}{r^{*2}} \frac{\partial u^*}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (2.3)$$

2.4.4. Équation de conservation de quantité de mouvement axiale

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* u^* v^*)}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta} (w^* v^*) + \frac{\partial(v^* v^*)}{\partial z^*} \right] = -\frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \\ \left(\frac{\mu_{nf}}{\mu_f} \Big/ \frac{\rho_{nf}}{\rho_f} \right) \frac{1}{Re_f} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial v^*}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{\partial v^*}{\partial z^*} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

2.4.5. Equation de conservation de l'énergie

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* u^* T^*)}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta} (w^* T^*) + \frac{\partial(w^* T^*)}{\partial z^*} \right] = \\ \left(\frac{k_{nf}}{k_f} \Big/ \frac{(\rho C p)_{nf}}{(\rho C p)_f} \right) \frac{1}{Re_f Pr_f} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.5)$$

2.5. Les conditions aux limites

2.5.1 Conduction aux limites dimensionnelles :

Les équations différentielles des dérivées partielles précédentes sont résolues en appliquant les conditions aux limites suivantes :

- A l'entrée du tube

$$(Z = 0, 0 \leq r \leq 0.5 \text{ et } 0 \leq \theta \leq 2\pi) \quad (2.6)$$

$$u = w = 0, \quad v = v_0, \quad T = T_0$$

- **A la sortie du tube**

($Z=L, 0 \leq r \leq 0.5$ et $0 \leq \theta \leq 2\pi$)

Le conduit est considéré assez long pour permettre une invariance axiale des composantes de vitesse et du flux thermique diffusif axial.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.7)$$

- **Sur l'axe du cylindre :**

($r = 0.5$ et $0 \leq Z \leq L$)

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.8)$$

- **Sur la paroi du conduit :** ($r = 0.5, 0 \leq \theta \leq 2\pi$ et $0 \leq Z \leq L$)

$$k_{nf} \frac{\partial T}{\partial r} = q_p \quad (2.9)$$

Les variables adimensionnelles représentées dans le tableau 2.1 nous permettant de mettre les équations de conservations et les conditions aux limites sous la forme adimensionnelle. Les nombres adimensionnels qui caractérisent ce problème de thermoconvection sont : Le nombre de Prandtl Pr , le nombre de Reynolds Re le nombre de Grashof Gr et le nombre de Richardson (Ri) sont représenté dans le Tableau suivant :

Nombre de Reynolds	de	Nombre de Grashof	Nombre de Prandtl	Nombre de Richardson
$Re_f = \frac{v_0 D_h}{\nu_f}$		$Gr = \frac{g \beta_f q_p D_h^4}{k_f \nu_f^2}$	$Pr = \frac{\mu_f C p_f}{k_f}$	$Ri = \frac{Gr}{Re_f^2}$

Tableau 2.2 paramètres adimensionnelles basés sur les propriétés thermophysiques de fluide de base

- Les paramètres adimensionnels basés sur les propriétés thermophysiques du fluide de base
Nous avons introduit les variables adimensionnelles et nous avons obtenus les équations sous la forme adimensionnelle et leurs conditions aux limites :

2.5.2. Les conditions aux limites adimensionnelles :

Les équations différentielles des dérivées partielles précédentes sont résolues en appliquant les conditions aux limites suivantes :

- **A l'entrée du tube :** ($Z^* = 0, 0 \leq r^* \leq 0.5$ et $0 \leq \theta \leq 2\pi$)

$$u^* = w^* = 0, v^* = 1, T^* = 0 \quad (2.10)$$

- **A la sortie du tube :** ($Z^* = 100, 0 \leq r^* \leq 0.5$ et $0 \leq \theta \leq 2\pi$)

Le conduit est considéré assez long pour permettre une invariance axiale des composantes de vitesse et du flux thermique diffusif axial.

$$\frac{\partial u^*}{\partial z^*} = \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = \frac{\partial v^*}{\partial z^*} = \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right) = 0 \quad (2.11)$$

- **Sur l'axe du conduit :**

$$(r^* = 0.5 \text{ et } 0 \leq Z^* \leq 100)$$

$$\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) = \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right) = \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial v^*}{\partial r^*} \right) = \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right) = 0 \quad (2.12)$$

- **Sur la paroi du conduit :** ($r^* = 0.5$, $0 \leq \theta \leq 2\pi$ et $0 \leq Z^* \leq 100$)

$$\frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 1 \quad (2.13)$$

2.6. Les propriétés thermophysiques des nanofluides hybrides :

2.6.1. La Masse volumique :

Pour calculer la masse volumique d'un nanofluide que nous supposons parfaitement homogène en fonction de la fraction volumique ϕ à une température donnée, est défini comme suit :

$$\rho_{nf} = \left(\frac{m}{v} \right)_{nf} = \frac{m_f + m_s}{v_s + v_f} = \frac{\rho_f m_f + \rho_s m_s}{v_f + v_s} \quad (2.14)$$

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad (2.15)$$

$$\rho_{hmf} = (1 - \phi_{Fe_3O_4} - \phi_{CNT})\rho_f + \phi_{Fe_3O_4}\rho_{Fe_3O_4} + \phi_{CNT}\rho_{CNT} \quad (2.16)$$

ρ_s : La masse volumique de la nanoparticule.

ρ_f : La masse volumique du fluide de base.

ρ_{hmf} : La masse volumique des nanofluide hybride.

ρ_{nf} : La masse volumique des nanofluide.

2.6.2. Coefficient de dilatation volumique :

$$(\rho\beta)_{nf} = (1 - \phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_s \quad (2.17)$$

$$(\rho\beta)_{hmf} = (1 - \phi_{Fe_3O_4} - \phi_{CNT})(\rho\beta)_f + \phi_{Fe_3O_4}\beta_{CNT} + \phi_{Fe_3O_4}\beta_{CNT} \quad (2.18)$$

β_{nf} : Le coefficient de dilatabilité du nanofluide.

β_{hmf} : Le coefficient de dilatabilité du nanofluide hybride

β_f : Le coefficient de dilatabilité du fluide.

β_s : Le coefficient de dilatabilité des nanoparticules.

2.6.3. La Chaleur Spécifique

Elle correspond à l'apport de la chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de substance lors de la transformation considérée pour déterminer la chaleur spécifique d'un nanofluide et un nanofluide hybride, nous avons utilisé le modèle :

$$Cp_{nf} = \frac{(1-\varphi)(\rho Cp)_f + \varphi(\rho Cp)_s}{(1-\varphi)\rho_s + \varphi\rho_s} \quad (2.19)$$

Une approche alternative basée sur le concept de capacité thermique telle que :

$$\begin{aligned} (\rho Cp)_{nf} &= (1-\varphi)(\rho Cp)_f + \varphi(\rho Cp)_s \\ (\rho Cp)_{Hnf} &= (1-\varphi_{Fe_3O_4} - \varphi_{CNT})(\rho Cp)_f + \varphi_{Fe_3O_4} Cp_{Fe_3O_4} + \varphi_{CNT} Cp_{CNT} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Cp_{nf} : Capacité thermique de nanofluide.

Cp_{hmf} : Capacité thermique de nanofluide hybride.

Cp_f : Capacité thermique de fluide de base.

Cp_s : Capacité thermique des nanoparticules.

2.6.4. La conductivité thermique :

Il existe plusieurs modèles de calcul de la conductivité thermique des nanofluides, on peut citer quelques-uns.

Ce modèle suppose qu'il n'y a pas de contact entre les nanoparticules solides sphériques.

$$\frac{K_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f - 2\phi(k_f - k_s)}{k_s + 2k_f + \phi(k_f - k_s)} \quad (2.21)$$

Le modèle de **Hamilton et Crosser** [16] qui concerne les particules de différentes forme

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + (n-1)k_f - (n-1)(k_f - k_s)\phi}{k_s + (n-1)k_f + (k_f - k_s)\phi} \quad (2.22)$$

k_{nf} : La conductivité thermique du nanofluide.

k_f : La conductivité thermique du fluide de base.

k_s : La conductivité thermique des nanoparticules solides.

Le facteur de forme : $n = \frac{3}{\Psi}$

Par exemple : $n=3$ pour des nanoparticules sphériques.

$n=4.9$ pour les nanoparticules cylindriques.

Le modèle de la conductivité thermique qui considère le mouvement Brownien le modèle de Corcione[17]

$$\frac{k_{nf1}}{k_f} = \frac{k_{Fe_3O_4} + 2k_f - 2\phi(k_f - k_{Fe_3O_4})}{k_{Fe_3O_4} + 2k_f + \phi(k_f - k_{Fe_3O_4})} + C(\rho C_p)_{nf1} \frac{2k_b T_0}{\pi \mu_{nf} d_p^2} \phi d_p \quad (2.23)$$

Pour les deux études sans et avec mouvement Brownien, la conductivité thermique du nanofluide hybride Fe_3O_4 -CNT /eau peut être calculée par la relation suivante :

$$k_{hnf} = \frac{\phi_{Fe_3O_4} k_{nf1} + \phi_{CNT} k_{nf2}}{\phi} \quad (2.24)$$

$$\phi = \phi_{Fe_3O_4} + \phi_{CNT}$$

2.6.5. La viscosité thermique :

La viscosité dynamique qui tient compte de la forme de la nanoparticule non sphériques selon ce modèle de Timoffiva et al[18]

$$\mu_{hnf} / \mu_f = 1 + A(\phi_{CNT} + \phi_{Fe_3O_4}) + B(\phi_{CNT} + \phi_{Fe_3O_4})^2 \quad (2.25)$$

Où A et B sont des constantes et dépendent de la forme des nanoparticules comme indiqué dans le tableau II.5

La viscosité dynamique qui tient compte des effets du diamètre de la nanoparticule.

le modèle de Corcione[17]

$$\frac{\mu_{hnf}}{\mu_f} = \frac{1}{1 - 34.87(d_p / d_f)^{-0.3} \phi^{1.03}} \quad (2.26)$$

La viscosité relative : $\frac{\mu_{hnf}}{\mu_f}$

$\phi = \phi_{CNT} + \phi_{Fe_3O_4}$ dans (CNT-Fe ₃ O ₄ /eau)	ϕ_{CNT} 50%	$\phi_{Fe_3O_4}$ 50%
1 %	1 %	1 %
4 %	2 %	2 %

Tableau 2.3. La fraction volumique pour le nanofluide hybride

Propriétés	eau	Fe ₃ O ₄	CNT
$\rho(kg / m^3)$	997.1	5200	2100
$K(W m^{-1} K^{-1})$	0.613	6	3007.4
$C_p(j / kgk)$	4179	670	410
$\beta(1 / k) \times 10^{-5}$	21	0.000013	0.0002
$\mu(kg / ms) \times 10^{-3}$	0.855	-	-

Tableau 2.4. Les propriétés physicochimiques du fluide de base et les nanoparticules

Modèle	Forme sphérique	Forme cylindrique
A	2.5	13.5
B	6.2	904.4

Tableau 2.5 Facteurs de forme empiriques des constantes A et B



Formes de nanoparticules	Structure de forme	Sphéricité ψ	Facteur de forme m
Cylindre		0.62	4.9
Sphérique		1	3

Tableau 2.6 Sphéricité ψ et facteur de forme des nanoparticules**2.7. Le Nombre de Nusselt :**

Le nombre de Nusselt Local :
$$Nu(z^* \theta) = \frac{k_{mf}}{k_f} \frac{(\partial T^* / \partial r^*)|_{r^*=0.5}}{(T^*(1, \theta, z^*) - T_p^*(z^*))} \quad (2.27)$$

Nu_{local} : états calculer entre la paroi du conduit et le nanofluide hybride.

Le nombre de Nusselt moyen pour toute la paroi du conduit :

$$Nu_{moy} = \frac{1}{2\pi L} \int_0^{2\pi} Nu(\theta, z^*) d\theta dz^* \quad (2.28)$$

Afin de valider nos résultats on a choisi l'équation de **Shah[19]**

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu = 1.953 \left(\text{Re Pr} \frac{D}{x} \right)^{1/3} \Rightarrow \text{Re Pr} \frac{D}{x} \geq 33.33 \\ Nu = 4.364 + 0.0772 \left(\text{Re Pr} \frac{D}{x} \right) \Rightarrow \text{Re Pr} \frac{D}{x} \leq 33.33 \end{array} \right\} \quad (2.29)$$

La température moyenne du mélange adimensionnelle dans une section est définie par :

$$T_m^*(z^*) = \frac{\int_0^{0.05} \int_0^{2\pi} v^*(r^*, \theta, z^*) T^*(r^*, \theta, z^*) r^* dr^* d\theta}{\int_0^{0.05} \int_0^{2\pi} v^*(r^*, \theta, z^*) r^* dr^* d\theta} \quad (2.30)$$

Le facteur de friction f pour différents fluides est :

$$f = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho v^2 \left(\frac{L}{D} \right)} \quad (2.31)$$

- Δp : est la chute de pression.
- v : La vitesse moyenne du fluide dans la direction de l'écoulement.
- L et D : longueur et diamètre du tube.

L'équation de **Hagen-Poiseuille** pour les valeurs théoriques : $f = \frac{64}{\text{Re}}$ (2.32)

2.8. Conclusion

Dans ce chapitre on a fait une modélisation pour les équations adimensionnelles gouvernantes et les conditions aux limites associées. Cette étape nous a permis de transformer les équations aux dérivées partielles en équations algébriques de second ordre plus simples à résoudre. Et c'était l'objet du troisième chapitre.

Chapitre3 Etude numérique

3.1. Introduction :

La résolution des équations gouvernantes établies au chapitre précédent par une méthode numérique semble la plus adaptée car ces équations sont trop complexes pour envisager la méthode analytique. Parmi ces méthodes, on peut citer la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis développée par Patankar [20] qui sera utilisée dans le présent travail.

3.2. Méthode des volumes finis

Dans notre travail, nous avons effectué des simulations numériques en utilisant un code FORTRAN qui est écrit et adapté par la méthode des volumes finis. Nous avons utilisé le pré-logiciel "Tec plot 360" pour montrer le maillage.

3.3. Le maillage

L'espace annulaire dans les directions radiale, azimutale et axiale est divisé en un ensemble de volumes finis ou "volumes de contrôle" dont les dimensions sont utilisées pour le volume typique $\Delta v^* = r^* \Delta r^* \Delta \theta \Delta z^*$. Les grandeurs scalaires tel que la pression P^* et la température T^* sont stockées au centre de chaque volume de contrôle, et les quantités vectorielles (telles que la vitesse radiale, axiale et azimutale (u^* , v^* , w^*)) sont situées au centre de chacun des six côtés de chaque volume de contrôle. Les figures (3.1) et (3.2) et (3.3) illustrent respectivement le domaine numérique en 3D, une coupe transversale, et le volume de contrôle typique avec ses nœuds voisins sont illustrés dans la figure (3.4). Le centre géométrique est associé au nœud P et est limité par les six faces : les centres radiaux nord et sud sont respectivement (n) et (s), et les centres angulaires est et ouest sont les côtés avant et arrière, respectivement ces centres (e) et (w) se déplacent dans la direction axiale. Dans la grille, il est important de connaître les différentes dimensions, ces dimensions seront bien expliquées sur les figures 3.5 (a, b et c) et donneront différents plans de vision du volume considéré. L'angle et les distances entre le nœud P et les nœuds adjacents E, W, N, S, T et B sont respectivement $d\theta_e, d\theta_w, dr_n, dr_s, dz_e, dz_w$ et l'angle et les distances entre les faces des nœuds adjacents N, S, E, W, T, B sont respectivement $\Delta r_N, \Delta r_S, \Delta \theta_E, \Delta \theta_W, \Delta z_T, \Delta z_B$.

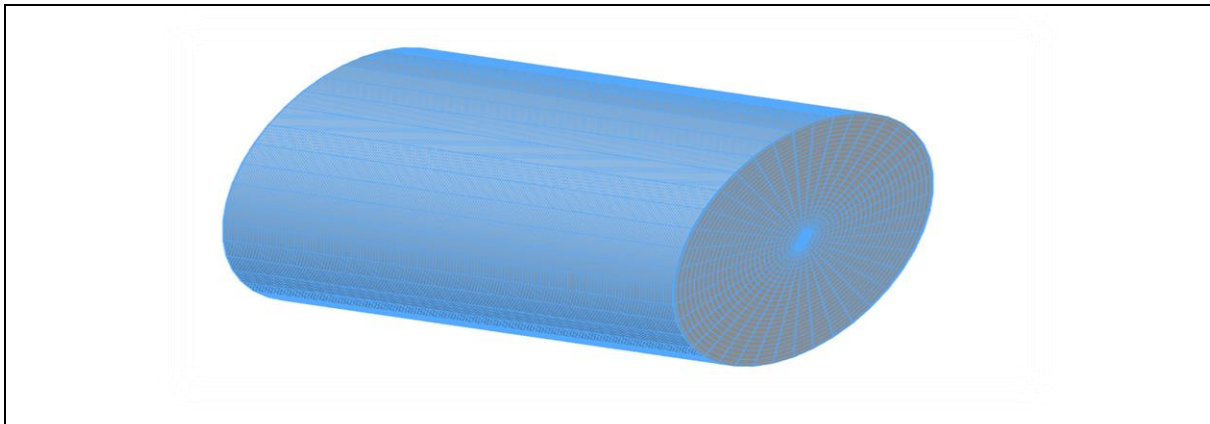


Figure 3.1 : le maillage du domaine physique

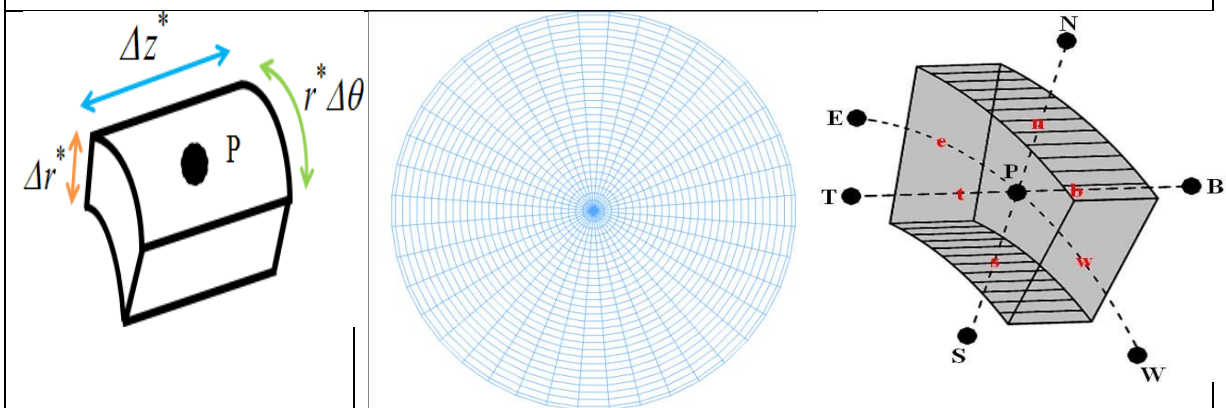


Figure 3.2: Volume typique

Figure 3.3 : Coupe transversale du domaine physique

Figure 3.4 : le nœud P et les nœuds voisins E, W, N, S, T et B dans le

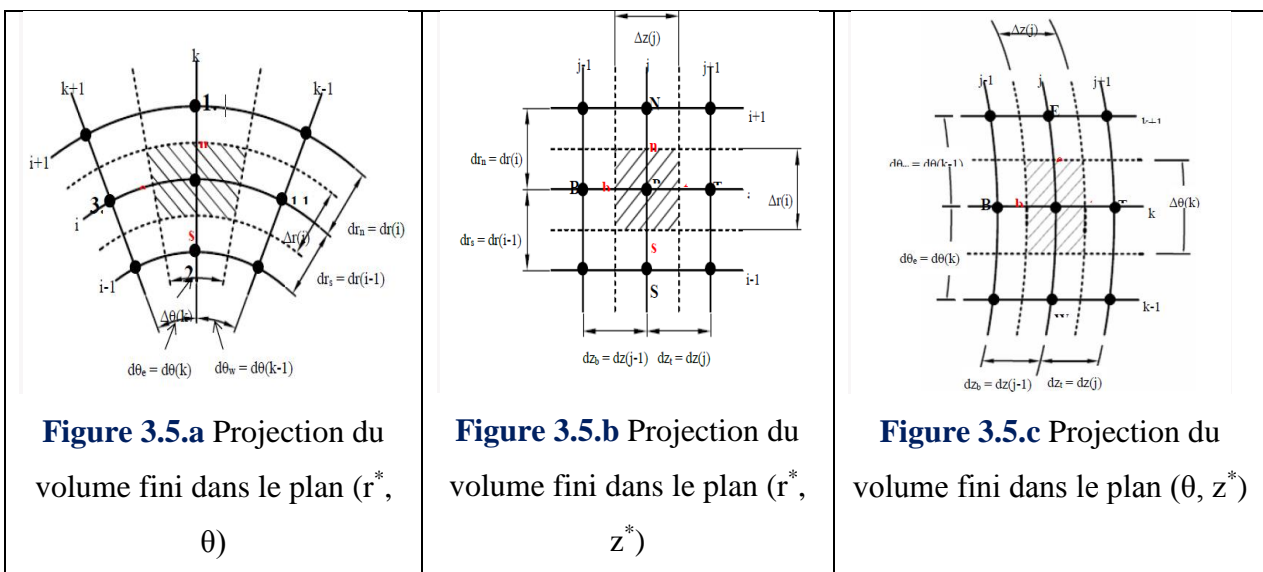


Figure 3.5.a Projection du volume fini dans le plan (r^* , θ)

Figure 3.5.b Projection du volume fini dans le plan (r^* , z^*)

Figure 3.5.c Projection du volume fini dans le plan (θ , z^*)

Figure 3.5 les projections du volume typique

3.4-Discrétisation des équations de conservation

La projection du volume typique suivant les trois plans : (r^*, θ) , (r^*, z^*) et (θ, z^*) sont présentées dans les figures (3.5.a) -(3.5.b) et (3.5.c).

Les équations de conservation peuvent être écrites sous la forme générale comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (\Gamma_\phi U^* \phi) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta} (W^* \phi) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial z^*} (V^* \phi) = \\ \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\Gamma_\phi r^* \frac{\partial \phi}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_\phi \frac{1}{r^*} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z^*} \right) \right] + S_\phi \end{aligned} \quad (3.1)$$

- **Les coefficients des équations de conservation**

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Variable généralisée} & \phi \\ \text{Terme source} & S_\phi \\ \text{Le Coefficient de diffusion (de quantité de mouvement ou bien de la chaleur)} & \Gamma_\phi \end{array} \right\}$$

En intégrant l'équation de conservation dans un volume fini on obtient l'équation de discrétisation d'une variable ϕ . Afin de simplifier l'écriture, on élimine les étoiles dans les exposants des variables non dimensionnelles.

3.4.1La Discrétisation temporelle du second ordre

La discrétisation des termes instationnaires dans les équations de mouvement et dans l'équation d'énergie suit un schéma spatiotemporel du second ordre pour avoir une bonne précision de nos résultats. Si on considère ϕ comme variable dépendante du temps, un développement limité en série de Taylor au deuxième ordre des variables ϕ^t et $\phi^{t+\Delta t}$ est :

$$\phi^t = \phi^{t+\Delta t} - \frac{\Delta t}{1!} \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} + \frac{(\Delta t)^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right|_{t+\Delta t} + 0(\Delta t)^2 \quad (3.2)$$

$$\phi^{t-\Delta t} = \phi^{t+\Delta t} - \frac{(2\Delta t)}{1!} \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} + \frac{(2\Delta t)^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right|_{t+\Delta t} + 0(\Delta t)^2 \quad (3.3)$$

On multiplie la relation (3.2) par 4, et on fait la différence entre le produit et la relation (3.3) on obtient :

$$4\phi^t - \phi^{t-\Delta t} = 3\phi^{t+\Delta t} - 2\Delta t \frac{\partial \phi^{t+\Delta t}}{\partial t} + 0(\Delta t)^2, D'ou$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} \approx \frac{3\phi^{t+\Delta t} - 4\phi^t + \phi^{t-\Delta t}}{2\Delta t} + 0(\Delta t)^2 \quad (3.4)$$

Et donc, la discrétisation de la variation temporelle locale avec erreur de troncature est d'ordre deux $(\Delta t)^2$:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} = \frac{3\phi^{t+\Delta t} - 4\phi^t + \phi^{t-\Delta t}}{2\Delta t} \quad (3.5)$$

Cette discrétisation est la discrétisation d'**Euler** retardée.

La discrétisation temporelle des termes diffusifs et des termes des gradients de pression dans l'ensemble des équations modélisées est implicite. La discrétisation temporelle de la poussée thermique radiale et azimutale, dans l'équation d'énergie, suit le schéma d'**Adams Bashforth**. Ce schéma est obtenu par le développement de Taylor au deuxième ordre de la variable $\phi^{t+\Delta t}$.

On multiplie l'équation (3.2) par 2 et retranche du produit l'équation (3.3), on peut montrer que :

$$\phi^{t+\Delta t} = 2\phi^t - \phi^{t-\Delta t} + \frac{(\Delta t)^2}{2} \frac{\partial^2 \phi^{t+\Delta t}}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

$$\phi^{t+\Delta t} \approx 2\phi^t - \phi^{t-\Delta t} + 0(\Delta t)^2$$

Et donc, une approximation, avec une erreur de troncature d'ordre deux $(\Delta t)^2$ d'une variable $\phi^{t+\Delta t}$ (la discrétisation de **d'Adam-Bashforth**) est :

$$\phi^{t+\Delta t} = 2\phi^t - \phi^{t-\Delta t} \quad (3.7)$$

3.4.2 La Discrétisation spatiale au deuxième ordre

Les discrétisations spatiales se feront selon un schéma des différences centrées qui est un schéma d'une précision du second ordre dans une direction donnée, radiale par exemple :

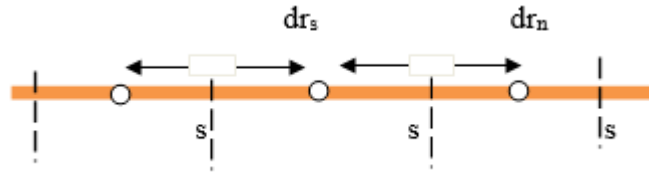


Figure 3. 6 : Maillage dans la direction radiale

Démonstration de la précision de second ordre Se référant à l'équation (3.7) et en utilisant l'expansion en série de Taylor de la fonction ϕ , on montre facilement que :

Les développements en série de Taylor suivant

$$\phi_p = \phi_n - \frac{(dr_n/2)}{1!} \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_n + \frac{(dr_n/2)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \Big|_n - \frac{(dr_n/2)^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi}{\partial r^3} \Big|_n + \dots \quad (3.8)$$

$$\phi_N = \phi_n - \frac{(dr_n/2)}{1!} \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_n + \frac{(dr_n/2)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \Big|_n - \frac{(dr_n/2)^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi}{\partial r^3} \Big|_n + \dots \quad (3.9)$$

On obtient par la différence de (3.8) et (3.9)

$$\begin{aligned} \phi_N - \phi_p &= dr_n \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_n - \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \Big|_n (dr_n)^2 \\ \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_n &= \frac{\phi_N - \phi_p}{dr_n} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \Big|_n (dr_n)^2 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Donc,

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_n = \frac{\phi_N - \phi_p}{dr_n} \quad (3.11)$$

➤ Avec erreur de troncature d'ordre $(dr_n)^2$

La même démonstration peut se faire dans les deux autres directions azimutale (θ) et axiale (z) donc notre discrétisation du second ordre, une discrétisation temporelle avec une erreur de troncature d'ordre deux $(\Delta t)^2$ et une discrétisation spatiale d'ordre deux avec une erreur de troncature $(\Delta r)^2, (\Delta \theta)^2, (\Delta z)^2$.

Quant à la discrétisation dans l'espace, elle lui sera appliquée le schéma des différences centrées qui est d'ordre deux.

3.5 Stockage des variables :

Comme présenté dans les (3.4), (3.5) et (3.6), le domaine d'étude est subdivisé en volume finis, au centre de chaque contrôle sont stockés les quantités scalaires de la pression (**P**) et la température (**T**) et les quantités vectorielles les vitesses, radiales (**U**), azimutales (**W**) et axiales (**V**) sont localisées aux faces des volumes de contrôle aux faces (**e**, **w**, **n** et **s**, **t**, **b**).

3.6 La discrétisation des équations :

3.6.1 Équation de continuité :

L'équation de continuité (2.1) est discrétisée dans le volume de contrôle typique (3.2) comme suit :

$$(r_n^* u_n^* - r_s^* u_s^*) \Delta \theta_p \Delta z_p^* + (w_e^* - w_w^*) \Delta r_p^* \Delta z_p^* + (v_t^* - v_b^*) \Delta r_p^* \Delta \theta_p^* \quad (3.12)$$

➤ Dans cette équation (3.12) tous les termes sont évalués à l'instant $t + \Delta t$

3.6.2 Équation de quantité de mouvement azimutale :

L'équation de quantité de mouvement radiale (2.2) est intégrée dans le volume de contrôle décalé suivant la direction azimutale (3.9). On regroupe tous les termes pour obtenir une équation de discrétisation finale sous la forme suivante :

$$A_p u_{Pw}^* = A_E u_{Ew}^* + A_W u_{Ww}^* + A_N u_{Nw}^* + A_S u_{Sw}^* + A_T u_{Tw}^* + A_B u_{Bw}^* + S_w \quad (3.13)$$

Ou les coefficients de l'équation de discrétisation et la source, sont donnés par les relations

$$\begin{aligned} A_E &= \frac{\mu_r}{\rho_r} \frac{1}{\text{Re}_f} \frac{dr_n^* \Delta z_z^*}{r_n^* d\theta_e} & A_W &= \frac{\mu_r}{\rho_r} \frac{1}{\text{Re}_f} \frac{dr_p^* \Delta z_p^*}{r_{ww}^* d\theta_w} \\ \text{suivantes : } A_N &= \frac{\mu_r}{\rho_r} \frac{1}{\text{Re}_f} \frac{dr_{nu}^* \Delta \theta_p \Delta z_p^*}{dr_n^*} & A_S &= \frac{\mu_r}{\rho_r} \frac{1}{\text{Re}_f} \frac{dr_{sw}^* \Delta \theta_p \Delta z_p^*}{dr_s^*} \\ A_T &= \frac{\mu_r}{\rho_r} \frac{1}{\text{Re}_f} \frac{r_n^* dr_n^* \Delta \theta_p}{r_n^* dr_t^*} & A_B &= \frac{\mu_r}{\rho_r} \frac{1}{\text{Re}_f} \frac{r_p^* dr_p^* \Delta \theta_e}{dz_b^*} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S + A_T + A_B + \frac{dr_p^* \Delta \theta_p \Delta z_p^*}{r_{pw}^*} + \frac{3 r_p^* dr_p^* \Delta \theta_e \Delta z_p^*}{2 \Delta t^*} \quad (3.15)$$

$$S_w = \frac{4w_{pw}^{*1} - u_{pw}^{*0}}{2\Delta t^*} r_p^* dr_p^* \Delta \theta_e \Delta z_p^* + (p_p^* - p_E^*) \Delta \theta_p \Delta z_p^* + \left(\frac{Gr_f}{Re_f^2} \frac{\beta_{nf}}{\beta_f} \sin \theta \right) (2T^{*1} - T^{*0}) r_p^* dr_p^* \Delta z_p^* + \left(2(w_{ew}^{*2} - w_{ww}^{*2})^1 - (w_{ew}^{*2} - w_{ww}^{*2})^0 \right) dr_p^* \Delta z_p^* + \left[2(r_{nw}^{*1} u_{nw}^{*1} w_{nw}^{*1} - r_{sw}^{*1} u_{sw}^{*1} w_{sw}^{*1}) - (r_{nw}^{*0} u_{nw}^{*0} w_{nw}^{*0} - r_{sw}^{*0} u_{sw}^{*0} w_{sw}^{*0}) \right] d\theta_e \Delta z_p^* + \left[2(v_{tw}^{*1} w_{tw}^{*1} - v_{sw}^{*1} w_{sw}^{*1}) - (v_{tw}^{*0} w_{tw}^{*0} - v_{sw}^{*0} w_{sw}^{*0}) \right] r_p^* \Delta \theta_e \Delta r_p^* + \left[(2u_p^{*1} w_p^{*1} - u_p^{*0} w_p^{*0}) \right] d\theta_e \Delta r_p^* \Delta z_p^* - \frac{w_{pw}^*}{r_{pw}^*} d\theta_e \Delta r_p^* \Delta z_p^* + \frac{2}{r_{pw}^*} \left[(u_{new}^{*1} - w_{sew}^{*1}) - (u_{nsw}^{*1} - w_{sww}^{*1}) - \left(\frac{u_{new}^{*0} - u_{sew}^{*0}}{2} - \frac{u_{nsw}^{*0} - u_{sww}^{*0}}{2} \right) \right] \Delta r_p^* \Delta z_p^*$$

Les coefficients de l'équation de discrétisation sont tous positifs (relation (3.14) et (3.15) que A_p est supérieur à la somme des coefficients).

Citons que les composantes de vitesse aux faces des volumes finis décalés suivant les directions radiales sont discrétisées par les différences (pour assurer la précision d'ordre deux) :

$$\begin{aligned} u_{nu}^* &= \frac{u_{new}^* + u_{nww}^*}{2} & u_{su}^* &= \frac{u_{sew}^* + u_{sww}^*}{2} \\ w_{eu}^* &= \frac{u_{pw}^* + u_{ew}^*}{2} & w_{wu}^* &= \frac{u_{pw}^* + u_{ww}^*}{2} \\ v_{tu}^* &= \frac{u_{tew}^* + u_{tww}^*}{2} & v_{bu}^* &= \frac{u_{bew}^* + u_{bww}^*}{2} \end{aligned} \quad (3.17)$$

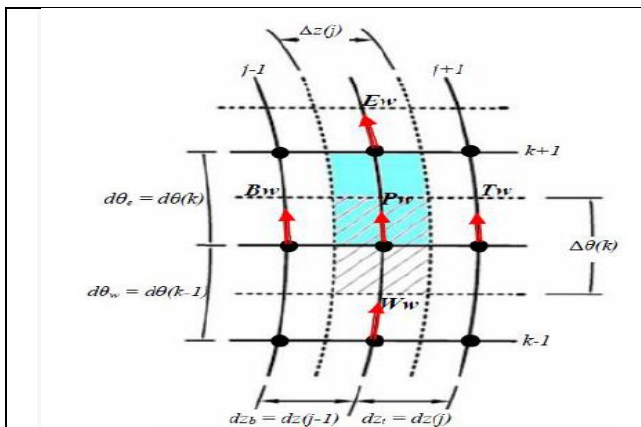


Figure 3.7.a : Projection suivant le plan (z^*, θ)

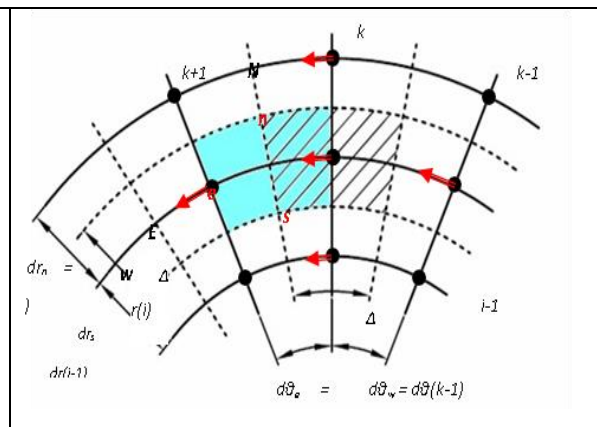


Figure 3.7.b : Projection suivant le plan (r^*, θ)

Figure 3.7 Le maillage décalé suivant la direction azimuthale

3.6.3L'équation de l'énergie

L'équation d'énergie (2.5), est intégrée dans le volume fini typique (3.2) Après on regroupe tous les termes on obtient l'équation suivante :

$$A_p T_p^* = A_E T_E^* + A_W T_W^* + A_N T_N^* + A_S T_S^* + A_T T_T^* + A_B T_B^* + S_u \quad (3.18)$$

Les coefficients de l'équation de discrétisation et la source sont :

$$\begin{aligned} A_W &= \frac{k_r}{(\rho C_p)} \times \frac{1}{\text{Re}_f \cdot \text{Pr}_f} \frac{\Delta r_p^* \Delta z_p^*}{r_w^* d\theta_w} \\ A_S &= \frac{k_r}{(\rho C_p)} \times \frac{1}{\text{Re}_f \cdot \text{Pr}_f} \frac{\Delta r_p^* \Delta \theta_p \Delta z_p^*}{dr_s^*} \\ A_T &= \frac{k_r}{(\rho C_p)} \times \frac{1}{\text{Re}_f \cdot \text{Pr}_f} \frac{r_p^* \Delta r_p^* \Delta \theta_p}{dz_b^*} \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S + A_T + A_B + \frac{dr_p^* \Delta \theta_p \Delta z_p^*}{r_{pw}^*} + \frac{3}{2} \frac{r_p^* dr_p^* \Delta \theta_e \Delta z_p^*}{\Delta t^*} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} S_w &= \frac{4w_{pw}^{*1} - u_{pw}^{*0}}{2\Delta t^*} r_p^* dr_p^* \Delta \theta_e \Delta z_p^* + (p_p^* - p_E^*) \Delta \theta_p \Delta z_p^* + \\ &\left(\frac{Gr_f}{\text{Re}_f^2} \frac{\beta_{nf}}{\beta_f} \sin \theta \right) (2T^{*1} - T^{*0}) r_p^* dr_p^* \Delta z_p^* + \left(2(w_{ew}^{*2} - w_{ww}^{*2})^1 - (w_{ew}^{*2} - w_{ww}^{*2})^0 \right) dr_p^* \Delta z_p^* + \\ &\left[2(r_{nw}^* u_{nw}^{*1} w_{nw}^{*1} - r_{sw}^* u_{sw}^{*1} w_{sw}^{*1}) - (r_{nw}^* u_{nw}^{*0} w_{nw}^{*0} - r_{sw}^* u_{sw}^{*0} w_{sw}^{*0}) \right] d\theta_e \Delta z_p^* + \\ &\left[2(v_{tw}^{*1} w_{tw}^{*1} - v_{sw}^{*1} w_{sw}^{*1}) - (v_{tw}^{*0} w_{tw}^{*0} - v_{sw}^{*0} w_{sw}^{*0}) \right] r_p^* \Delta \theta_e \Delta r_p^* + \\ &\left[(2u_p^{*1} w_p^{*1} - u_p^{*0} w_p^{*0}) \right] d\theta_e \Delta r_p^* \Delta z_p^* - \frac{w_{pw}^*}{r_{pw}^*} d\theta_e \Delta r_p^* \Delta z_p^* + \\ &\frac{2}{r_{pw}^*} \left[\left((u_{new}^{*1} - w_{sew}^{*1}) - (u_{nww}^{*1} - w_{sww}^{*1}) \right) - \left(\frac{u_{new}^{*0} - u_{sew}^{*0}}{2} - \frac{u_{nww}^{*0} - u_{sww}^{*0}}{2} \right) \right] \Delta r_p^* \Delta z_p^* \end{aligned} \quad (3.21)$$

3.7Discrétisation des équations aux limites

Toutes les conditions sur les champs de vitesse et de température et sur les flux seront chacune transformées en une forme discrète, conformément au maillage. Il s'agira toujours d'identifier pour chaque condition aux limites les coefficients des variables dépendantes ainsi que les termes de source correspondants.

Étant donné que la procédure est identique pour l'ensemble des conditions on l'explicitera seulement pour certaines conditions spécifiques tandis que les autres conditions seront directement données.

Les équations de discrétisation des conditions aux limites sont aussi écrites selon la forme générale de l'équation de discrétisation. Le domaine numérique est défini par :

$i=1$ à IL , $j=1$ à JL et $k=1$ à KL balayant les direction radial, axiale, et angulaire

3.7.1 A l'entrée de l'anneau : ($Z^*=0$)

Le domaine numérique correspondant $j=1, 1 \leq i \leq IL$ et $1 \leq k \leq KL$

- **Condition sur la vitesse**

La composante axiale de vitesse $v^*(r^*, \theta, 0, t^*) = 1$

$$\begin{aligned} A_p(i, j, k)v^*(i, j, k) &= A_N(i, j, k)v^*(i+1, j, k) + A_S(i, j, k)v^*(i-1, j, k) + \\ A_E(i, j, k)v^*(i, j, k+1) &+ A_W(i, j, k)v^*(i, j, k-1) + \\ A_T(i, j, k)v^*(i, j+1, k) &+ A_P(i, j, k)v^*(i, j-1, k) + S_V(i, j, k) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Qui devra donc s'écrire :

$$1.v^*(i, j, k) = 0.v^*(i+1, j, k) + 0.v^*(i-1, j, k) + 0.v^*(i, j, k+1) + 0.v^*(i, j, k-1) + 0.v^*(i, 2, k) + 1 \quad (3.23)$$

$$A_p(i, j, k) = 1$$

$$A_N(i, j, k) = A_S(i, j, k) = A_E(i, j, k) = A_W(i, j, k) = A_T(i, j, k) = A_B(i, j, k) = 0 \quad (3.24)$$

$$S(i, j, k) = 0$$

De même pour les composantes u^*, w^*, T^* qui sont nulles à l'entrer donc les coefficients et les termes de source seraient :

$$A_p^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = 1$$

$$A_N^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = A_S^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = A_B^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = 0 \quad (3.25)$$

$$A_W^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = A_T^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = A_B^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = 0$$

$$S_r^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = (\text{pour } u^* = 0) \quad S_\theta^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = (\text{pour } w^* = 0)$$

$$S_t^{t^*+\Delta t^*}(i, j, k) = (\text{pour } T^* = 0)$$

3.7.2 La sortie du conduit : $\left(Z^* = L/D_h \right)$

- **Condition sur les vitesses azimutale et axiale**

$$\frac{\partial w^*}{\partial z^*} \Big|_{z^*=100} = \frac{\partial v^*}{\partial z^*} \Big|_{z^*=100} = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{w^*(i, JL, k) - w^*(i, JL-1, k)}{dz^*(JL-1)} = 0 \Rightarrow w^*(i, JL, k) = w^*(i, JL-1, k) \quad (3.27)$$

$$\frac{v^*(i, JL, k) - v^*(i, JL-1, k)}{dz^*(JL-1)} = 0 \Rightarrow v^*(i, JL, k) = v^*(i, JL-1, k) \quad (3.28)$$

Et les coefficients de discrétisation sont :

$$A_p(i, j, k) = 1 \quad A_B(i, j, k) = 1$$

$$A_N(i, JL, k) = A_S(i, JL, k) = A_E(i, JL, k) = A_W(i, JL, k) = A_T(i, JL, k) = 0 \\ S(i, JL, k) = 0 \quad (3.29)$$

- **Condition sur la température :**

✦ Se discrétise selon la différence arrière à l'ordre 1 :

$$\frac{\partial T}{\partial r^*} \Big|_n = \frac{\partial T}{\partial r^*} \Big|_s = 0$$

$$\frac{T^*(IL-2, j, k) - T^*(IL, j, k)}{dr^*(IL)} = 1 \Rightarrow T^*(IL-2, j, k) = T^*(IL, j, k) + dr^*(IL) \quad (3.30)$$

3.7.3. Sur l'axe du conduit : $r^*=0$

Le problème traité n'est pas axisymétrique, Il est caractérisé par des gradients de vitesse et de température finis (non nuls) à travers l'axe du conduit traduisant une dynamique du champ de l'écoulement du fluide.

Les conditions dynamiques à l'axe du conduit sont :

$$0 \leq \theta \leq 2\pi \text{ et } 0 \leq Z^* \leq L/Z$$

$$\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) = \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right) = \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial v^*}{\partial r^*} \right) = \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) \quad (3.31)$$

La condition température est :

$$\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right)_{r^*=0} = 0 \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r^*} \Big|_n = \frac{\partial T}{\partial r^*} \Big|_s = 0 \quad (3.33)$$

$$\frac{T^*(3, j, k) - T^*(2, j, k)}{dr(2)} - \frac{T^*(2, j, k) - T^*(1, j, k)}{dr(1)} \quad (3.34)$$

$$dr(2) = r_p^*(3) - r_p^*(2)$$

$$dr(1) = r_p^*(2) - r_p^*(1)$$

$$T^*(1, j, k) = (1 + F)T^*(2, j, k) - FT^*(3, j, k)$$

$$ou F = \frac{r_p^*(2) - r_p^*(1)}{r_p^*(3) - r_p^*(2)} \quad (3.35)$$

On conclut les différents coefficients

$$A_p^{i+1}(1, JL, k) = 1$$

$$A_N^{i+1}(1, JL, k) = A_S^{i+1}(1, JL, k) = A_E^{i+1}(1, JL, k) = A_W^{i+1}(1, JL, k) = A_T^{i+1}(1, JL, k) = A_B^{i+1}(1, JL, k) = 0 \quad (3.36)$$

Le terme de source :

$$S^{i+\Delta i}(1, j, k) = 2 \left[(1 + F)T^{*i}(2, j, k) - FT^{*i}(3, j, k) \right] - \left[(1 + F)T^{*i+\Delta i}(2, j, k) - FT^{*i+\Delta i}(3, j, k) \right] \quad (3.37)$$

La condition sur la composante de la vitesse angulaire

$$S_\theta^{i+\Delta i}(1, j, k) = 2 \left[(1 + F)W^{*i}(2, j, k) - FW^{*i}(3, j, k) \right] - \left[(1 + F)W^{*i+\Delta i}(2, j, k) - FW^{*i+\Delta i}(3, j, k) \right] \quad (3.38)$$

3.7.4 Sur la paroi

$$i = IL, 1 \leq j \leq JL, 1 \leq k \leq KL$$

- Condition sur le flux

$$\frac{T^*(IL-2, j, k) - T^*(IL, j, k)}{dr^*(IL)} = 1 \Rightarrow T^*(IL-2, j, k) = T^*(IL, j, k) + dr^*(IL) \quad (3.39)$$

$$\begin{aligned} A_p(IL, j, k) &= 1, A_s(IL, j, k) = 1 \\ A_w(IL, j, k) &= A_e(IL, j, k) = A_T(IL, j, k) = A_B(IL, j, k) = \\ S(1, j, k) &= dr^*(IL) \end{aligned} \quad (3.40)$$

3.8. Effet du maillage :

Pour obtenir une bonne précision nous avons testé cinq grilles différentes : 20x20x200, 20x40x200, 30x30x200, 30x40x200, 30x40x240. Les paramètres de contrôle utilisés sont: Gr=12600 et (Re=500 ; Re=1000 ; Re=1500 ; Re=2000). La figure (3.1) l'effet de la grille sur le nombre de Nusselt est indiquée dans le tableau.

Cette figure nous montre que permis les cinq grilles, on a choisi celle de 30x40x240.

Maillage	21x21x200	21x40x200	30x30x200	30x40x200	30x40x240
Nombre de Nusselt moyen Nu _{moy}	8,6311	8.68009	8.6312	8.6311	8.64911

Tableau 3.1 : effet de maillage

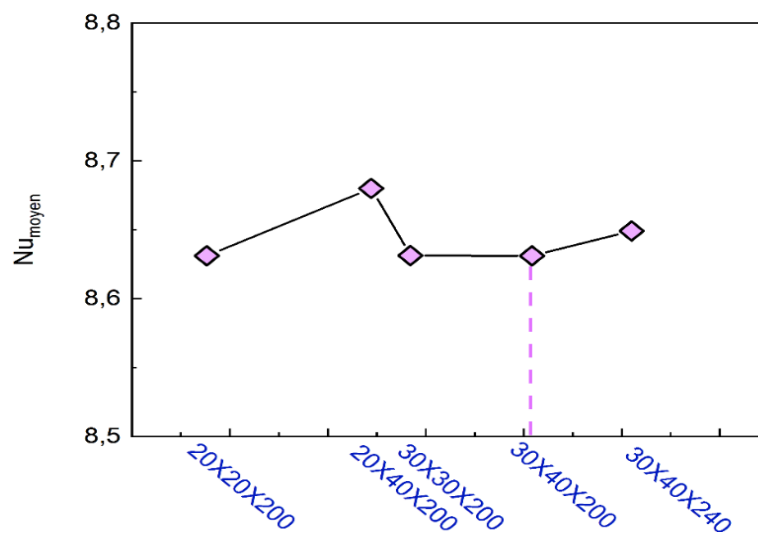


Figure 3.8 effet de maillage sur le nombre de Nusselt

3.9. Validation du code de calcul : Le code de calcul élaboré est validé en comparant nos résultats avec d'autres résultats. En premier lieu, la comparaison illustrer dans la **Figure 3.9** est avec le transfert de chaleur trouvé par **Takabi[21]** et al pour $\phi=4\%$, une

autre comparaison était faite pour le nombre de Nusselt axial trouvé par l'équation de **Shah et London** [19] et les résultats numériques trouvés par **Javad**[22] et al et aussi des résultats expérimentaux **Kim**[23] et al présenté dans la figure 3.12.

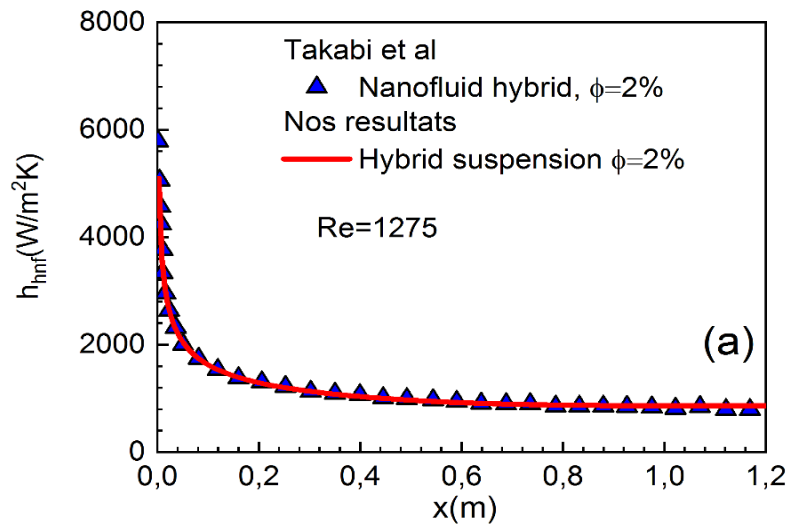


Figure 3.9 : Validation de code pour un conduit horizontal : Comparaison avec l'évolution de transfert de chaleur pour les nanofluid hybride $\phi=2\%$

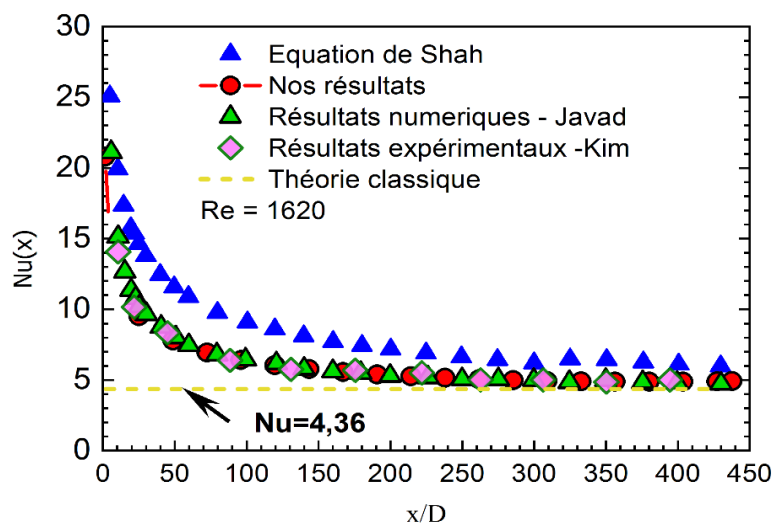


Figure 3.10 : Validation du code de calcul pour un conduit Horizontal (comparaison)

3.10 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des différentes étapes de discrétisation des équations de conservation de continue, de quantité de mouvement dans les trois directions (radiale, azimutale, axiale) et de l'équation de l'énergie par la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus par cette démarche numérique seront présentés et discutés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4 Résultats et discussions

4.1 Introduction

Ce dernier chapitre est destiné aux discussions des résultats issus de la simulation numérique de la convection forcée, laminaire au sein d'un conduit avec un flux de chaleur uniforme. Nous allons présenter l'influence des nanofluides hybrides sur le comportement hydrodynamique et thermique, il s'agit (Fe_3O_4 –CNT) à base d'eau. Les contours des vitesses, radiale, angulaire et axiale, les isothermes, et la performance du transfert de chaleur en terme en nombre de Nusselt axial et moyen, le facteur de frottement et la puissance de pompage ont été discutés. Les paramètres de contrôle, tel que le nombre de Reynolds, 500,1000,1500 et 2000, deux fractions volumiques 2% ,4% la conductivité thermique et la viscosité dynamique qui tiennent compte de l'effet du mouvement brownien et le diamètre des nanoparticules de la forme sphérique Fe_3O_4 .

Nous pouvons diviser ce chapitre en quatre parties dans la première partie nous allons représenter l'influence des nanoparticules sur le comportement hydrodynamique, tel que le profil de vitesse suivant les trois directions, axiale, radiale et azimutale. Après comme deuxième partie nous allons présenter le profil de température tel que, les isothermes. La troisième partie est consacrée pour la quantification du transfert de chaleur en termes de nombre de Nusselt axial et moyen, et l'amélioration du transfert de chaleur par rapport au fluide de base. Finissant ce chapitre par la présentation de la chute de la pression, la pression totale le long du cylindre, le facteur de frottement, et la quantification du critère de l'évaluation de la performance entre le transfert de chaleur et la chute de pression.

- **Les logiciels de graphisme utilisés sont :**

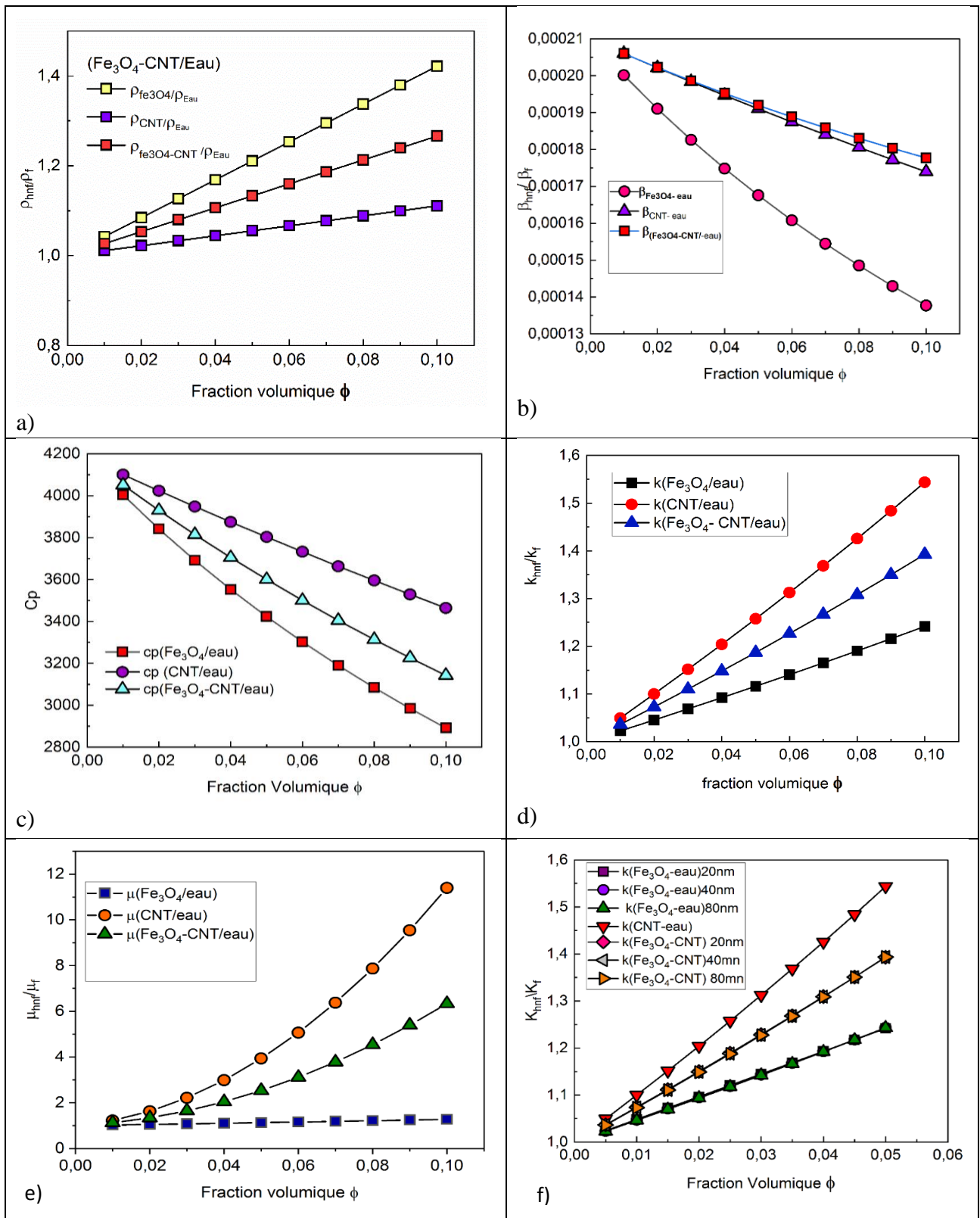
Tec plot 360 EX 2020 (pour la représentation en 3D surtout la distribution de la température et les contours de vitesse)

Origin 2021 pour la représentation en 2D.

4.2 Les propriétés thermophysiques du nanofluides et son nanofluides hybrides

Le graphe 4.1 (a-g) représente les propriétés thermophysiques du nanofluides et son nanofluides hybrides par rapport à différents paramètres comme la fraction volumique, l'effet du mouvement brownien et le diamètre des nanoparticules de Fe_3O_4 de la forme sphérique contribue par 50% de fraction volumique et le nanotube de carbone de forme cylindrique, et qui contribue aussi par 50% de chaque fraction volumique. La présentation de ces propriétés va nous aider à la discussion et plus de clarifications de

nos résultats obtenus dans ce travail.



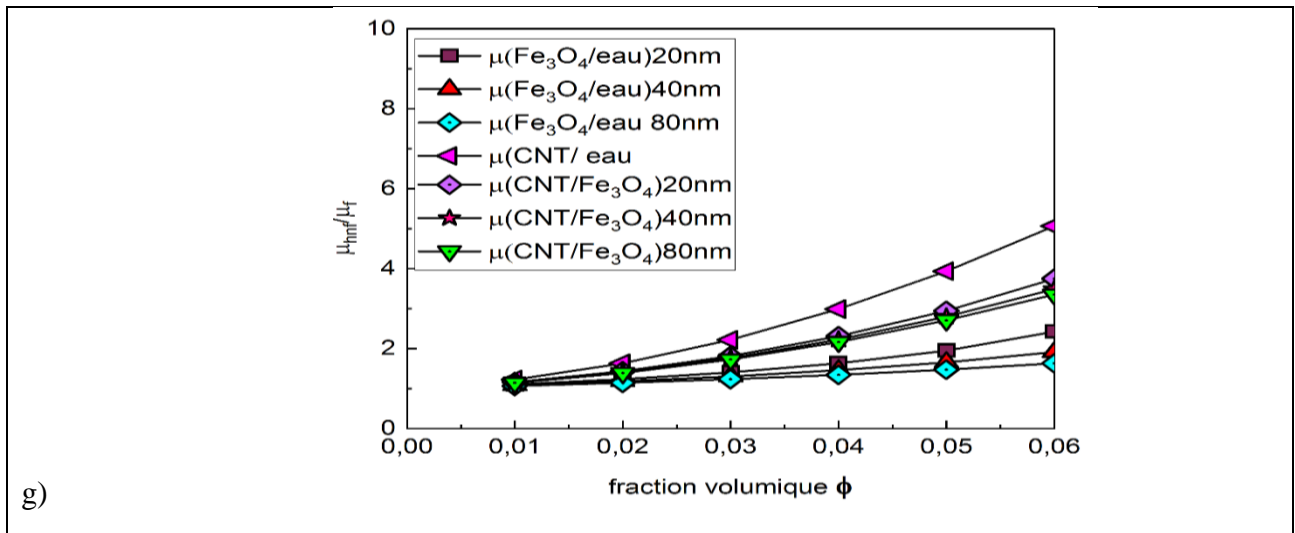


Figure 4.1. Les propriétés thermophysiques des nanofluides et son hybride nanofluides (a) densité (b) coefficient de dilatation (c) la chaleur spécifique (d) conductivité (e) viscosité, (f) conductivité et (g) viscosité avec sous l'effet de mouvement brownien

4.3 cas sans mouvement brownien

4.3.1 Les contours de vitesse axiale, radiale et angulaire :

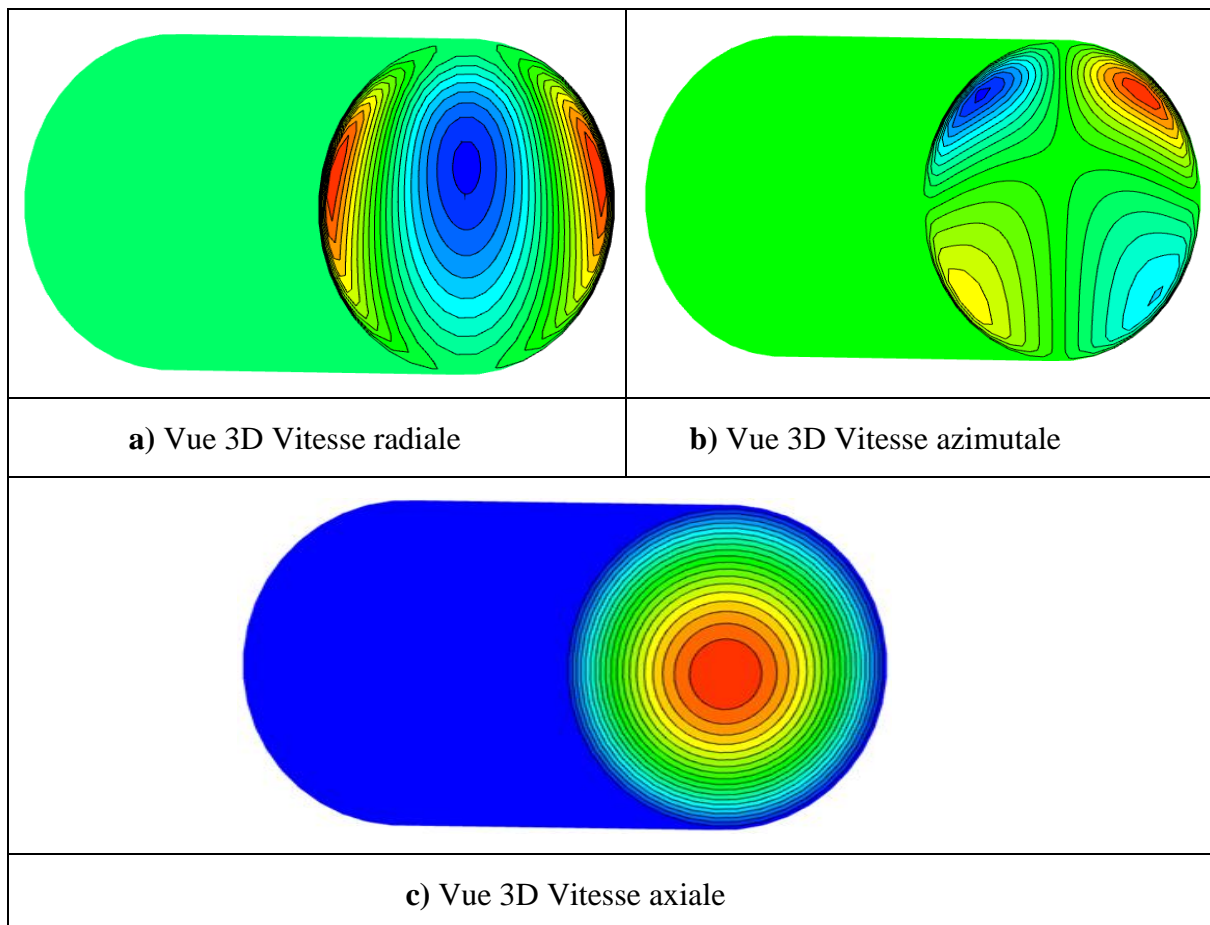
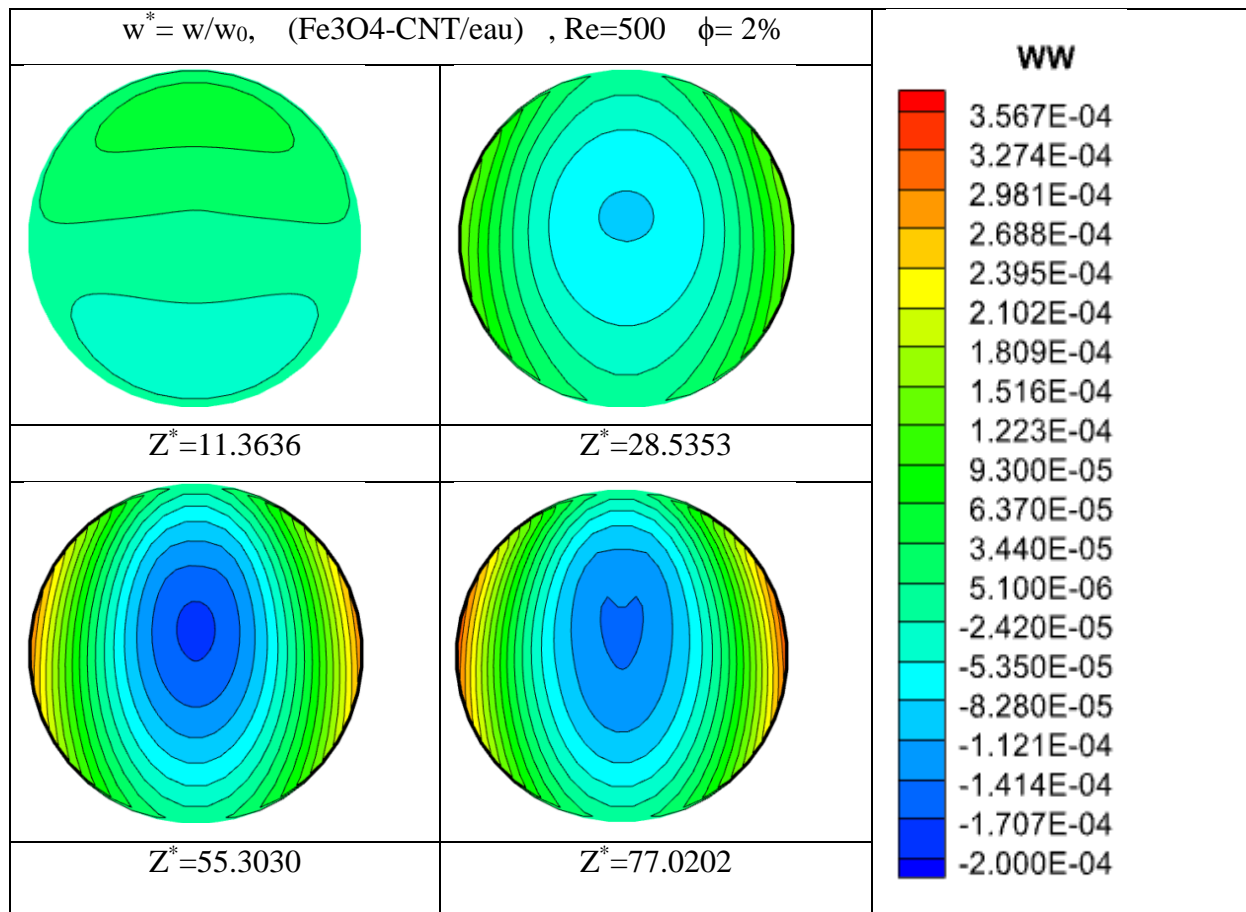


Figure 4.2 Les contours de vitesse axiale à la sortie du conduit pour 2% du nanofluides hybrides et un nombre de Reynolds $Re=500$.

Figure 4.3 Représente la distribution de la composante azimutale de la vitesse du nanofluide hybride dans différentes sections transversales correspondants à des positions axiales du cylindre pour deux nombres de Reynolds $Re= 500$ et $Re =2000$ et une fraction volumique 2%. De ces figures, on observe qu'il y'a une similarité qualitative qui apparaît surtout dans les trois positions axiale $Z^*=28.5353$, $Z^*=55.3030$ et $Z^*=77.0202$, mais dans la position axiale $Z^*= 11.36$ qui est relativement proche de l'entrée du cylindre, une distribution de la vitesse différente par rapport aux autres positions ceci est due à la couche limite qui n'est pas encore former et la force de flottabilité son rôle est relativement très faible. Deux cellules apparaissent sur les deux côtes du cylindre qui suit une symétrie par rapport à un plan vertical, où le maximum de la vitesse azimutale se situe près de la paroi intérieure du cylindre chauffée au centre de chaque cellule. On remarque la même interprétation pour le nombre de Reynolds $Re=2000$, la forme des cellules est moins intenses que celle observée pour le cas du nombre de Reynolds $Re=500$, et la valeur maximale diminue à $v_{\max}^* =6.509 \times 10^{-5}$, ce résultat est due à la diminution de la force de flottabilité. Cette dernière devenue faible quand on augmente le nombre de Reynolds avec un nombre de Grashof fixe à $Gr=12600$ qui va diminuer à son tour le nombre de Richardson (Gr/Re^2), Donc, on peut dire, que l'effet de la convection naturelle diminue et favorise l'effet de la convection forcée.



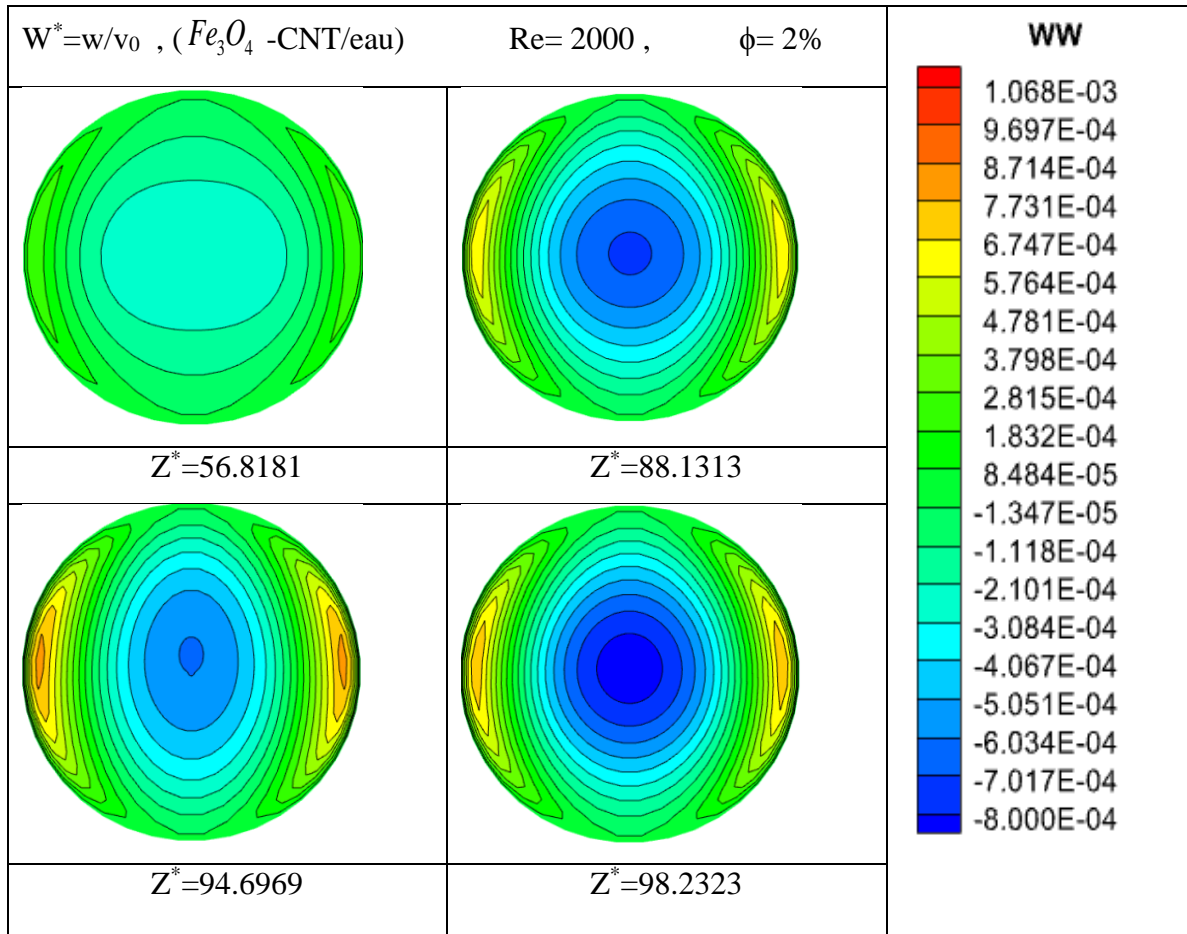


Figure 4.3 distribution de la composante de la vitesse azimutale du nanofluide hybride aux différentes positions axiales du conduit pour Re=500 et Re=2000 pour une fraction volumique de 2%

La figure 4.4 Représente les contours de la vitesse radiale dans différentes positions axiales. On remarque pour Re = 500 et la fraction volumique $\phi = 2\%$ une apparition de quatre vortex des vortex à $Z^* = 33.08$ et pour les trois positions $Z^* = 54.2$, $Z^* = 79.04$, $Z^* = 86.11$ des vortex concentriques. Le maximum de la vitesse radiale adimensionnelle égale $u_{\max}^* = 2,29 \times 10^{-3}$. A Re=2000 et la même fraction volumique l'apparition est pour $Z^* = 42.17$, une augmentation des cellules a été observée dans la position axiale $Z^* = 79.68$ près de la sortie du cylindre horizontal. L'augmentation de nombre de Reynolds n'augmente pas la vitesse radiale car les nanoparticules n'influencent pas sur le champ de vitesse dans cette direction.

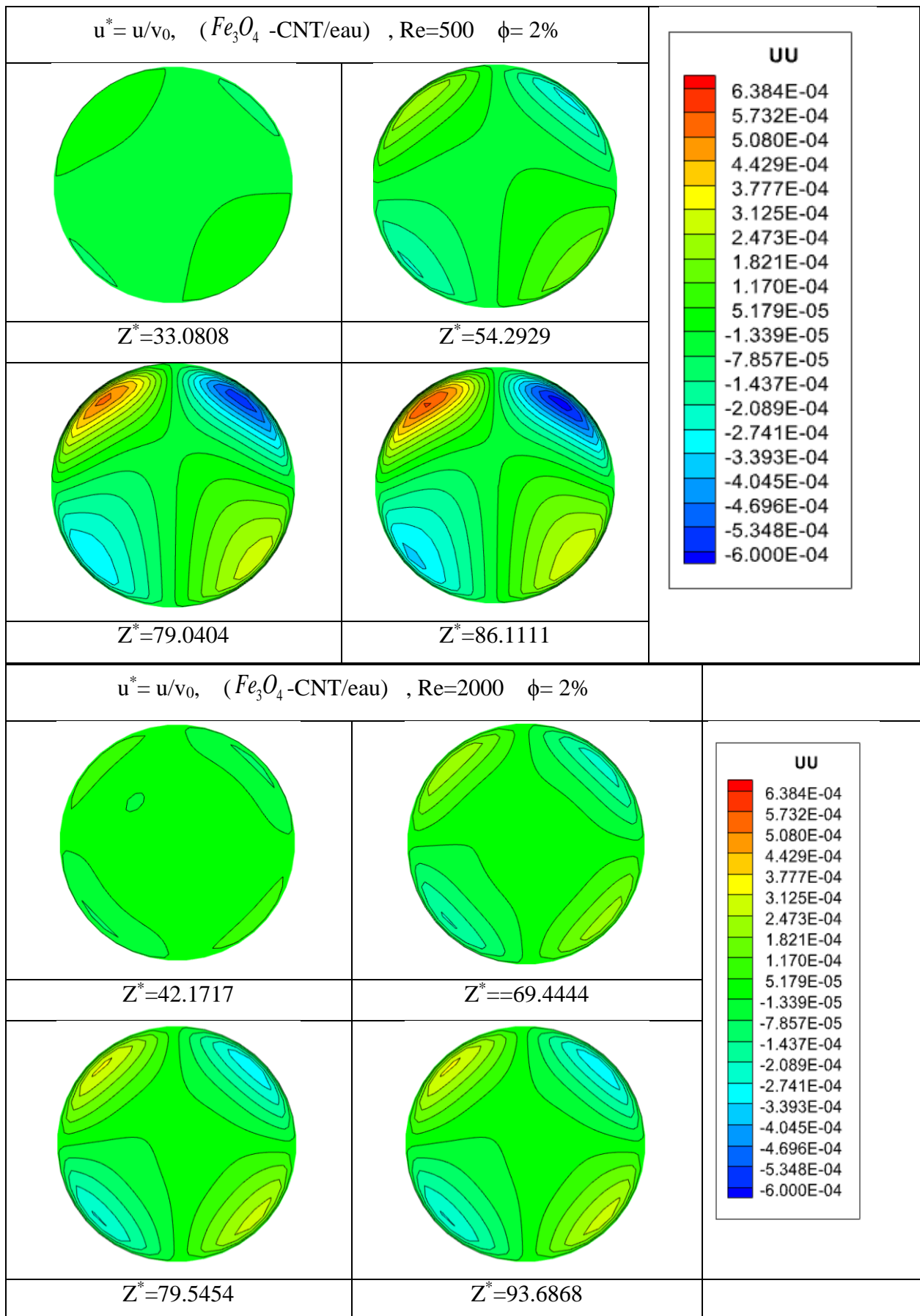
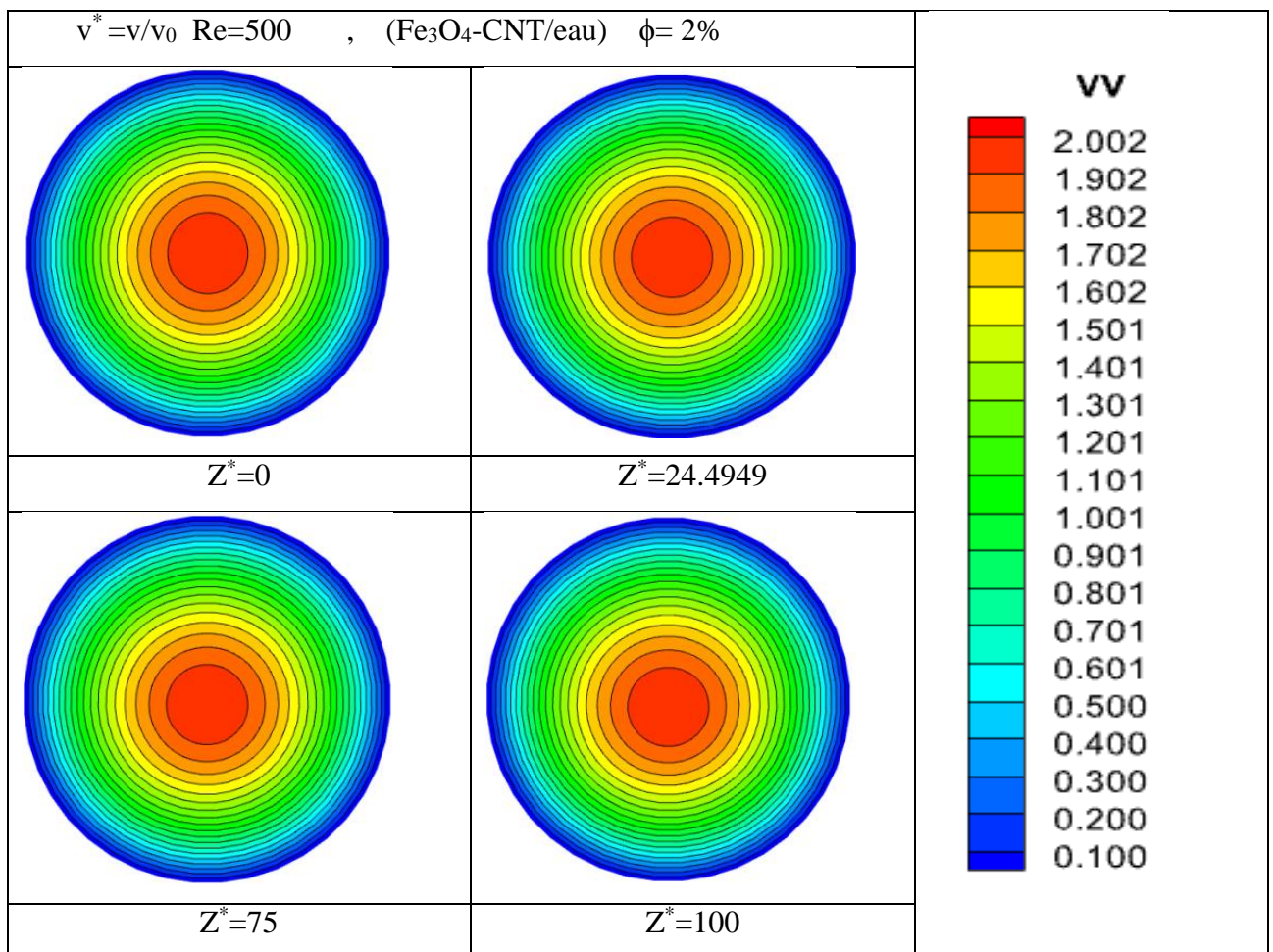
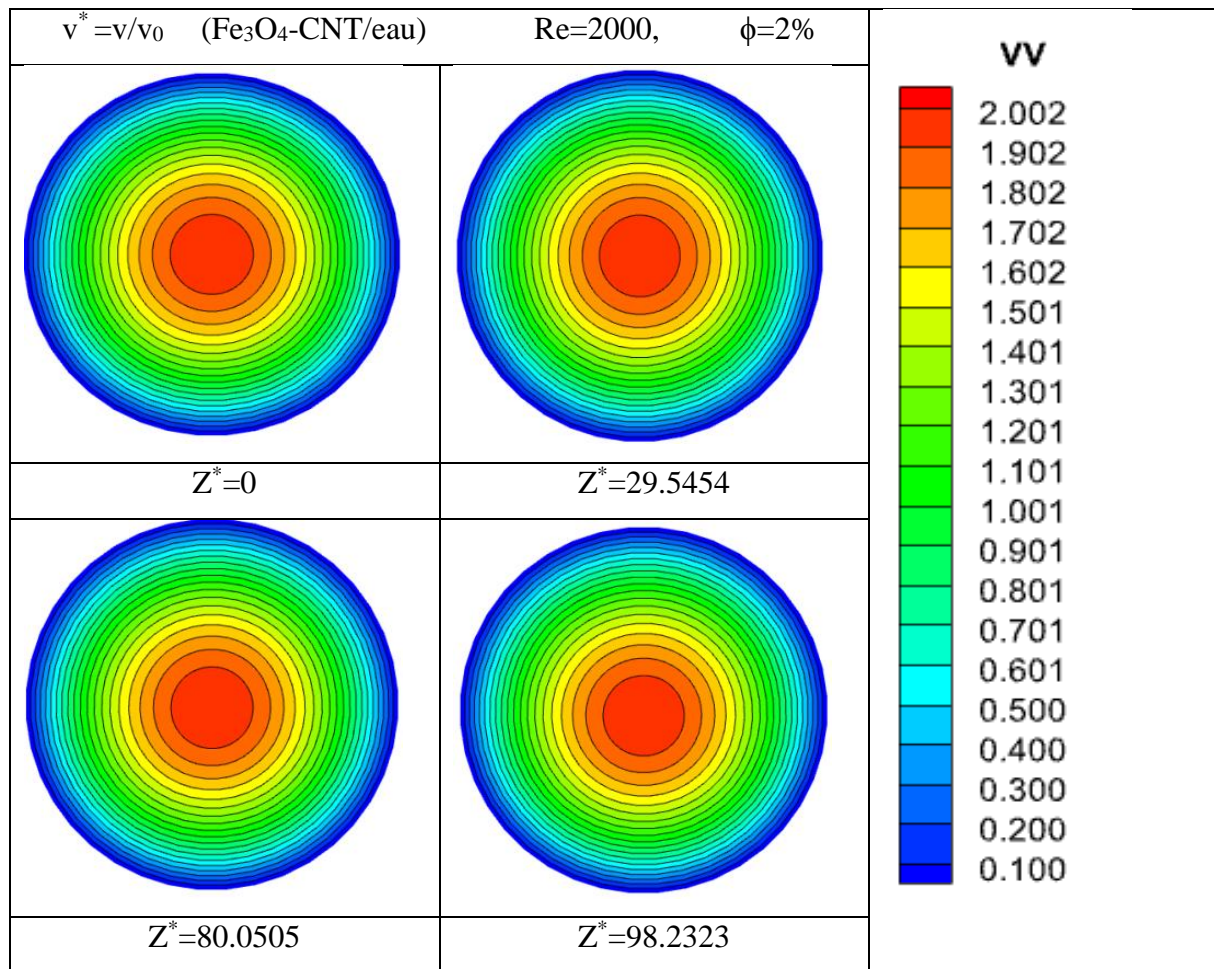


Figure 4.4 Distribution de la composante de vitesse radiale du nanofluide hybride aux différentes positions axiales du conduit annulaire pour Re=500 et Re=2000 pour une fraction volumique de 2%

La figure 4.5 Représente la distribution de la vitesse axiale dans quatre position axiales, $Z^*=0$, $Z^*=24.4949$, $Z^*=75$ et $Z^*=100$. Il est clair que ce profil est axisymétrique et radialement parabolique le long du conduit à partir de la position axiale où le régime d'écoulement est devenu complètement développé avec une vitesse nulle sur la paroi du conduit cylindrique (condition de non-glissement).

Les contours de la vitesse axiale sont soumis à une légère déformation qui se traduit par un léger déplacement du maximum de la vitesse vers la partie inférieure en bas du cylindre, et ceci est plus évident pour le nombre de Reynolds $Re=500$ correspondant à un nombre de Richardson relativement important par rapport au nombre de Reynolds $Re=2000$, donc la force de flottabilité relativement grande avec le cas du nombre de Reynolds $Re=500$.

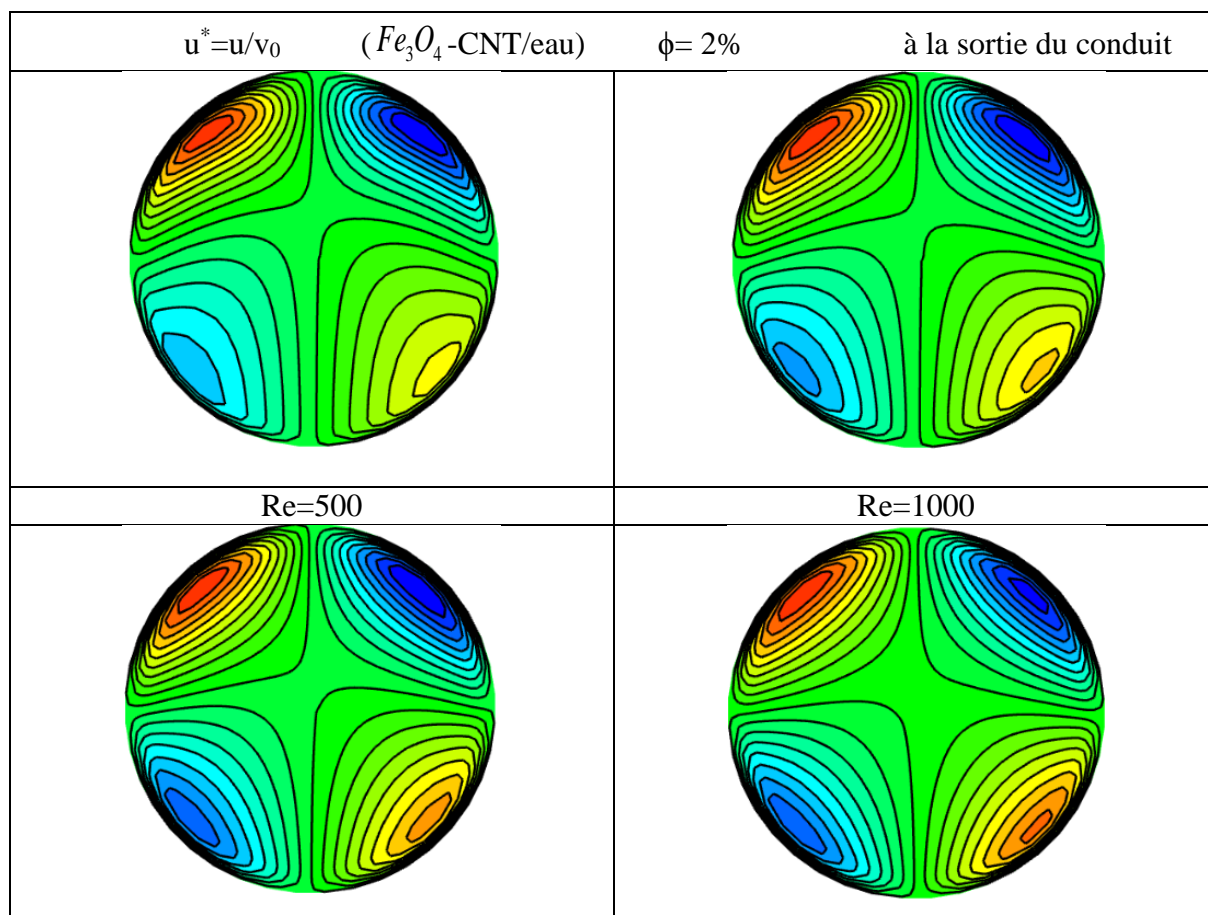


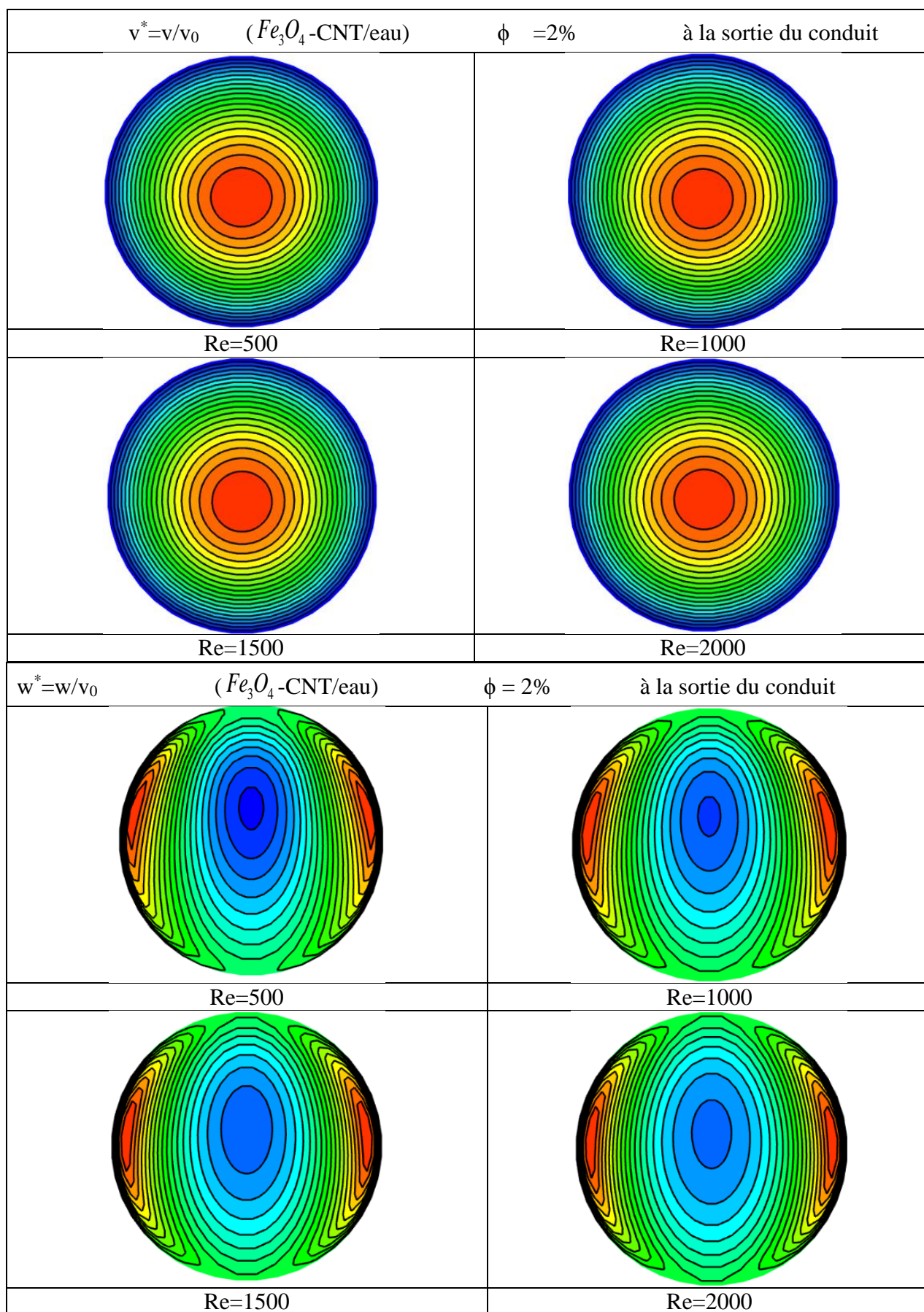


La figure 4.5 : la distribution de la vitesse axiale pour deux nombre de Reynolds 500 et 2000
 Dans différents positions

La figure 4.6 représentent une comparaison des vitesses radiales, axiales et azimutales pour les quatre nombre de Reynolds $\text{Re}=500$ et $\text{Re}=1000$, $\text{Re}=1500$ et $\text{Re}=2000$, et la fraction volumique 2%. concernant le profil de ces composantes de vitesse radiale, axiale et azimutale qualitativement on remarque qu'il y a pas de changement significative avec l'augmentation du nombre de Reynolds à une fraction volumique constante égale à 2%. Pour la vitesse radiale il existe une symétrie diagonale pour les vortex ou se situe le maximum et le minimum de la vitesse radiale, ils sont plus intense dans la partie supérieure du conduit horizontale. En ce qui concerne la composante de la vitesse axiale, il est clair que les contours sont presque des cercles concentriques avec une stratification des contours de vitesse et la vitesse diminue en allant de la paroi intérieure vers le centre du conduit où il se situe le maximum de la vitesse axiale. Pour la vitesse azimutale qui explique les écoulements secondaires et provoquée par la résultante des forces de flottabilités, et donc la convection naturelle. L'augmentation du nombre de Reynolds diminue l'effet de la force de flottabilité puis on a une diminution sur l'effet du processus de la convection naturelle et donc une augmentation sur l'effet de la

convection forcée. Nous concluons que, le nanofluide hybride influence légèrement sur les vitesses surtout la vitesse axiale. Donc, l'effet des nanoparticules sur le champ de la vitesse est moins intense avec l'augmentation du nombre de Reynolds.





La Figure 4.6 distribution de vitesse radiale, axiale et azimutale pour différents nombres de Reynolds et fraction volumique $\phi = 2\%$

Le tableau 4.1 présente les positions ou se situe le maximum des vitesses radiales et azimutales pour les deux nombres de Reynolds $Re=500$ et $Re=1000$. Du tableau on remarque que la position de la vitesse azimutale pour le nombre de Reynolds $Re=500$ est supérieur par rapport au nombre de Reynolds $Re=1000$. Ceci explique ce qu'on a déjà mentionné précédemment à propos du déplacement du maximum de la vitesse azimutale vers la partie supérieure près du conduit sur les deux côtés qui traduit l'effet de la force de flottabilité qui est supérieure dans le cas du nombre de Reynolds $Re=500$ comparé au cas du nombre de Reynolds $Re=1000$. En ce qui concerne la vitesse radiale, on a une différence importante de la position de son maximum, donc elle est moins influencée par le nombre de Reynolds.

2%	Re=500	Re=1000
u_{\max}	$r^*=4.37499 \times 10^{-1}$ $Z^*=100$, $\theta^*=11/2 \pi$	$r^*=4.37499$ $Z^*=99.7474$ $\theta^*=11/2 \pi$
w_{\max}	$r^*=4.5535$ $Z^*=99.7474$ $\theta^*=39/2 \pi$	$r^*=2.05357$ $Z^*=89.1414$ $\theta^*=3 \pi$
4%	Re=500	Re=1000
u_{\max}	$r^*=4.73214$ $Z^*=100$ $\theta^*=11/2 \pi$	$r^*=4.9107$ $Z^*=100$ $\theta^*=11/2 \pi$
w_{\max}	$r^*=4.91074$ $Z^*=100$ $\theta^*=9/2 \pi$	$r^*=4.9107$ $Z^*=99.74$ $\theta^*=9/2 \pi$

Le tableau 4.1 montre les positions des vitesses maximales pour les deux nombres de Reynolds

Tableau 4.2 montre les maximums des vitesses axiale, radiale, et azimutale

		500	1000	1500	2000
v_{\max}	2%	2.002	2.002	2.002	2.002
	4%	2.002	2.002	2.002	2.002
w_{\max}	2%	0.003104	0.002266	0.001448	0.001068
	4%	0.003567	0.001565	8.994×10^{-5}	6.509×10^{-5}
u_{\max}	2%	0.002299	0.001585	0.0009123	0.0006384
	4%	0.002298	8.967×10^{-5}	4.855×10^{-5}	3.471×10^{-5}

Le tableau 4.2 montre les maximums des vitesses axiale, radiale et azimutale pour différentes nombre Reynolds à deux fractions volumiques.

4.3.2 Profil de vitesse axiale

D'après **La Figure 4.7** la vitesse axiale de Nanoparticule Hybride ($\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-CNT/eau}$) augmente en augmentant le nombre de Reynolds pour une fraction volumique égale à 2% et $\text{Pr}=6.2$ mais cette vitesse diminue selon l'axe radial.

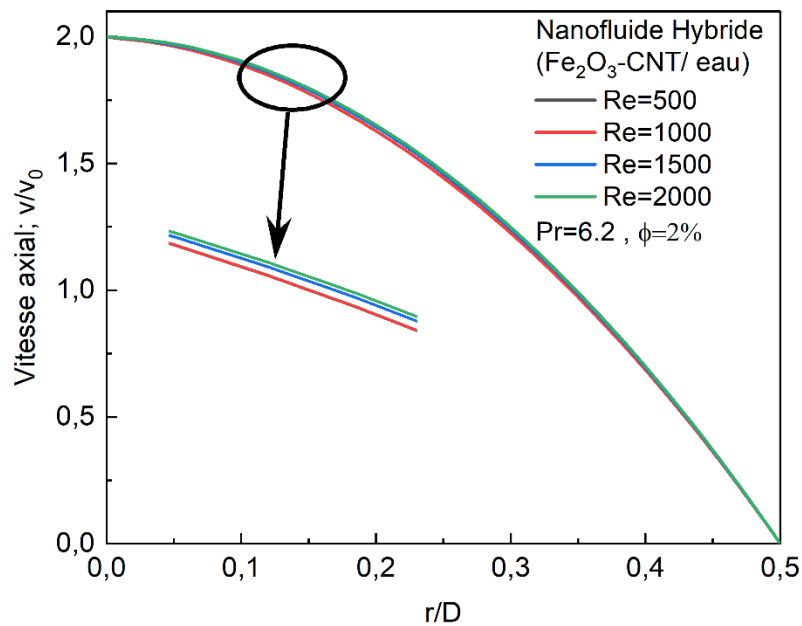
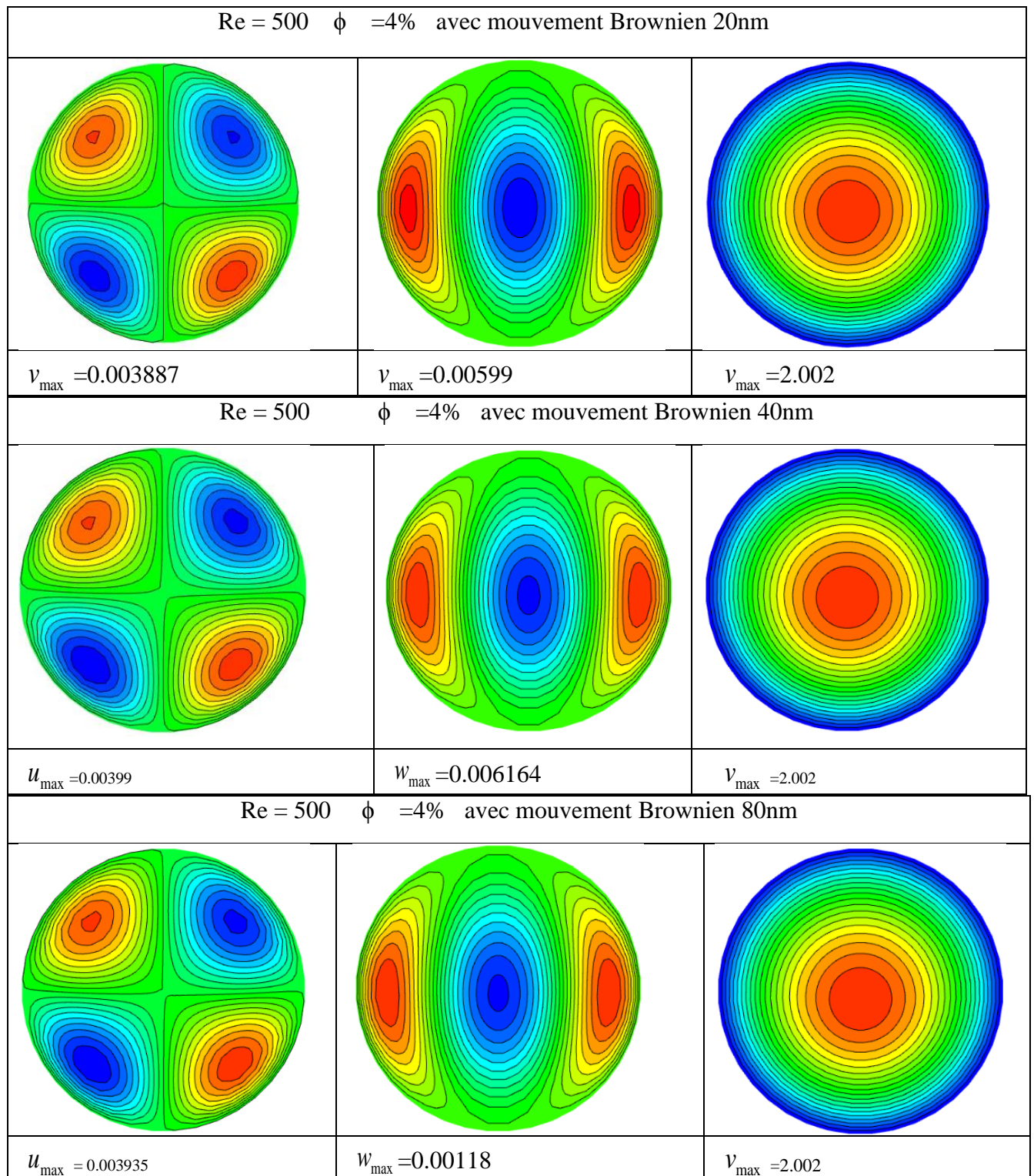


Figure 4.7 la vitesse axiale, $\phi=2\%$ pour différents nombres de Reynolds.

4.4 Le cas du mouvement brownien :

La figure 4.8 Représente une comparaison, de la distribution du champ de vitesse pour les trois composantes axiale, radiale et azimutale à un nombre de Reynolds $\text{Re}=500$ et une fraction volumique de 4%. Une application de l'effet du mouvement Brownien a été prise en compte pour trois diamètres 20nm, 40nm et 80nm de la nanoparticule de la forme sphérique Fe_3O_4 . Pour la vitesse axiale, on remarque des cercles concentriques avec un maximum situé au centre du conduit cylindrique. Concernant la vitesse azimutale trois cellules concentriques une centrale qui représente le nanofluide hybride relativement froid, et deux cellules pour chaque côté du cylindre au voisinage de la paroi intérieure chauffé uniformément ou le maximum de la vitesse angulaire se situe. Pour la composante de la vitesse radiale on remarque l'apparition de quatre vortex concentriques, apparaissent, et qui sont diagonalement symétrique.



La Figure 4.8 : la distribution du champ de vitesse pour Re=500 ; $\phi=4\%$ avec mouvement Brownien

Le tableau 4.3 montre les vitesses et la température maximales pour les trois diamètres 20nm, 40nm et 80nm. Les vitesses et la température sont tous presque constantes, aucun changement à signaler. L'effet du mouvement brownien n'influence pas sur les vitesses et la température.

	Re=500 ; $\theta=4\%$		
Différent diamètre utilisé	20nm	40nm	80nm
v_{\max}	0.003887	0.003935	0.003935
w_{\max}	2.002	2.002	2.002
u_{\max}	0.005999	0.006164	0.006118
T_{\max}	0.4407	0.4425	0.4394

Tableau4.3 : maximum des vitesses et températures Re=500 ; $\theta^*=4\%$

Avec effet de mouvement Brownien.

4.4 Champ de température : sans mouvement Brownien

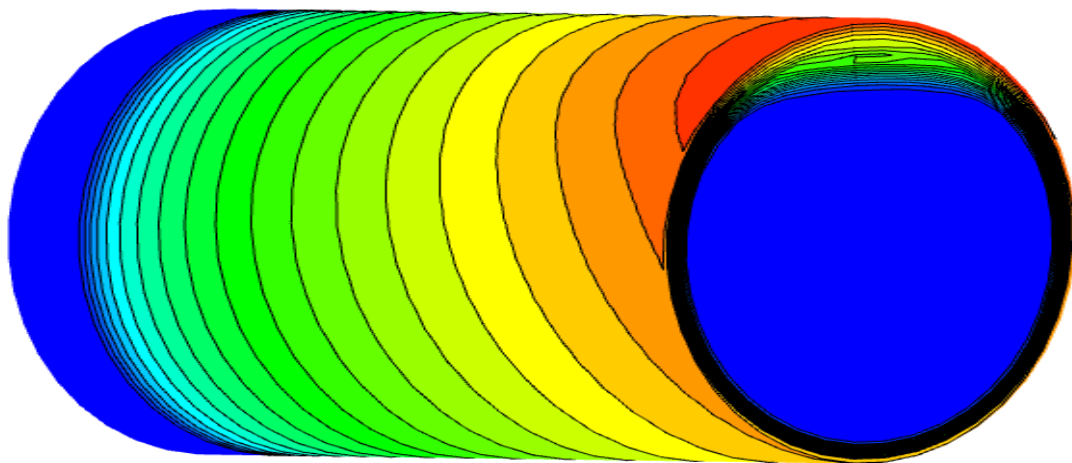
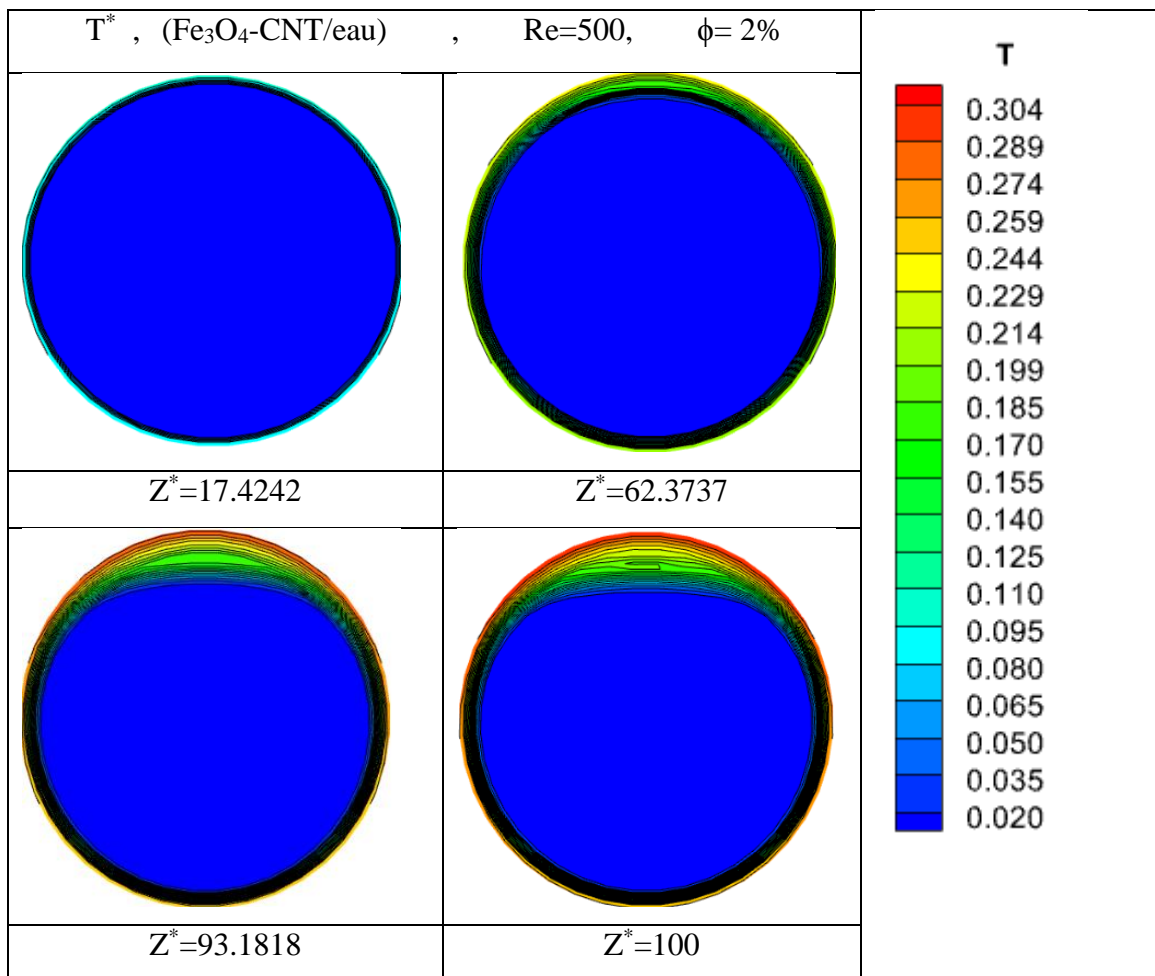
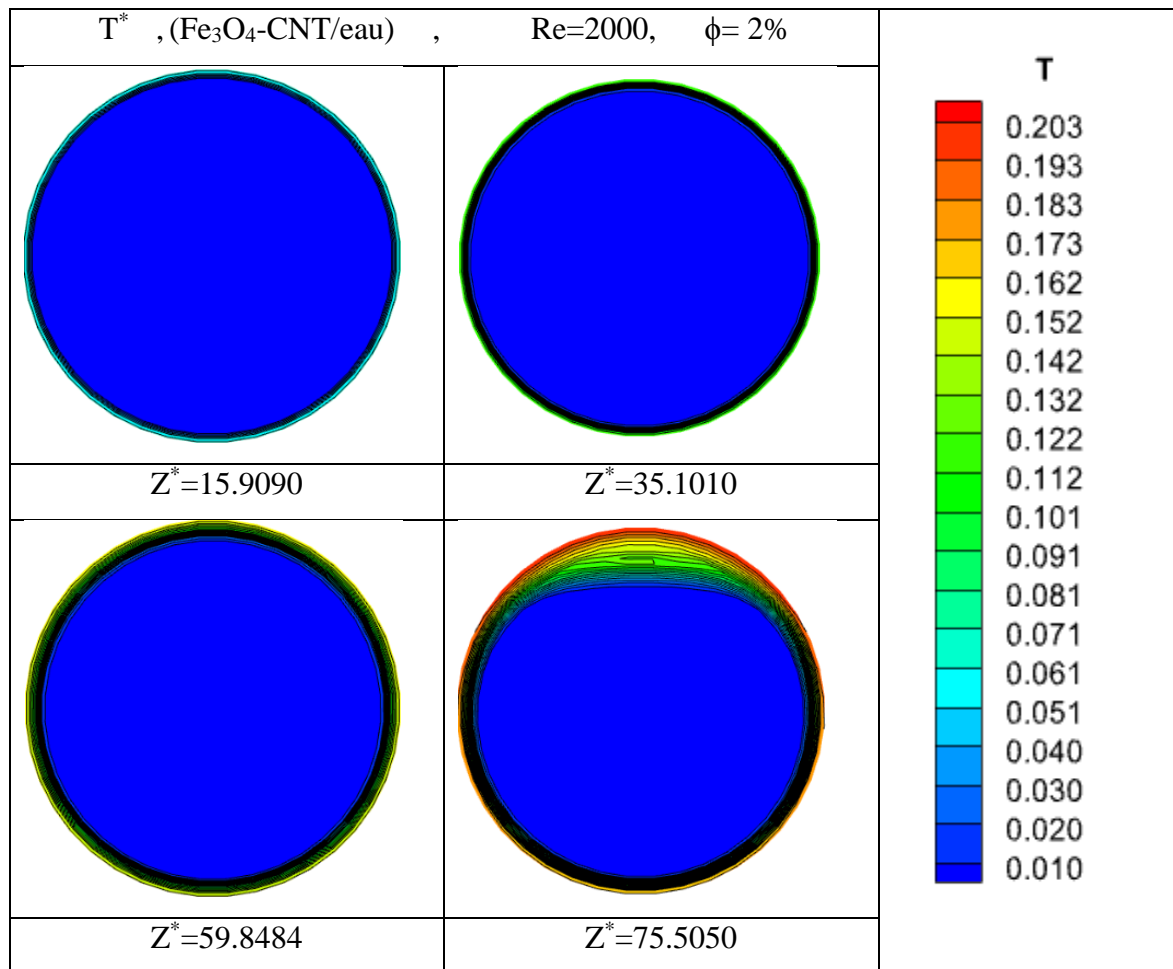


Figure4.9 Contours de variation des isothermes en 3D.

La figure 4.10 montre le profil de température pour quatre positions axiales du conduit cylindrique horizontal $Z^*=17.4242$, $Z^*=62.3737$, $Z^*=93.1818$, $Z^*=100$ pour le nanofluide hybride (Fe_3O_4 -CNT/eau) de forme sphérique pour Fe_3O_4 et la forme cylindrique de la nanoparticule de nanotube de carbone CNT, les deux nanoparticules contribuent 50 % dans le nanofluide hybride pour chacune. Dans la position $Z^* = 17.4242$, les isothermes semblent comme des cercles concentriques. Au-delà de cette zone, une petite déformation apparaît à la position $Z^*=63.37$ et elle devient de plus en plus remarquable pour le nombre de Reynolds $Re= 500$ et la fraction volumique $\phi=2\%$. Pour le cas du nombre de Reynolds $Re=2000$, les isothermes sont des cercles concentriques de l'entrée jusqu'à la position $Z^*=15$ où elle commence à subir une déformation et cette déformation continuera jusqu'aux positions axiales $Z^* =35$, $Z^*=59.8$. Le maximum de la température se situe près de la paroi intérieure dans la partie supérieure du conduit et la température diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ceci est due à l'effet de la force de flottabilité qui est relativement importante et qui induit l'écoulement secondaire, surtout dans le cas du nombre de Reynolds

Re=500, donc amélioration de l'effet de la convection naturelle est devient relativement négligeable avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Le tableau 4.2 présente le maximum de température pour les quatre nombres de Reynolds et les deux fractions volumiques 2 et 4%. D'après ce tableau, on peut voir que le maximum de température augmente avec l'augmentation de la fraction volumique alors qu'il se diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.





La Figure 4.10 : La distribution de température pour Re=500 et Re=2000 avec une fraction volumique $\phi=2\%$

T_{\max}	2%	0.3042	0.2642	0.2175	0.2031
	4%	0.893	0.23	0.1818	0.1671

Tableau 4.4 : Le maximum des températures

4.5 Température avec mouvement Brownien

La figure 4.11 présente la variation du maximum de la température en fonction du diamètre des nanoparticules Fe₃O₄ de la forme sphérique. Trois diamètres ont été choisis 20nm, 40nm et 80nm pour voir cette évolution de la température. On observe que le maximum de la température augmente pour 20nm à 40 nm, après la température diminue d'une manière remarquable et elle atteint une valeur inférieure à celle du cas du diamètre de 20nm. Rappelons que l'augmentation du diamètre de la nanoparticule augmente la viscosité dynamique (voir graphe des propriétés thermophysiques (**figure 4.1**)). L'augmentation réduit la force de flottabilité qui devienne moins importante dans le cas du diamètre 80nm et d'autre part elle augmente la chute de pression et donc le facteur de frottement.

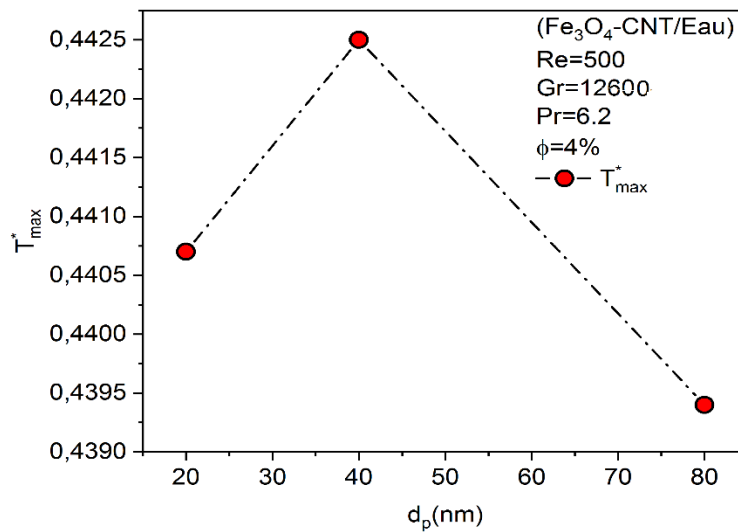


Figure 4.11 : Le maximum de températures

4.6 Nombre de Nusselt local :

La figure 4.12 (a, b) représente l'évolution de nombre de Nusselt axial pour différents nombres de Reynolds et deux fraction volumique 2% et 4%. De cette illustration, nous pouvons observer que le nombre de Nusselt augmente pour les deux fractions volumiques, qualitativement sont les mêmes, tandis que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. De plus, le nombre de Nusselt subit une chute brutale de l'entrée jusqu'à une zone $Z^*=10$, c'est un signe que la couche limite n'est pas encore formée et la force de flottabilité est relativement faible. Après, le nombre de Nusselt continue la diminution lentement jusqu'à la position axiale $Z^*=40$, c'est un signe que la couche limite commence à se former et la force de flottabilité commence à jouer son rôle, au-delà de cette zone il se stabilise pour atteindre sa valeur finale à la sortie du conduit horizontal. Une comparaison a été faite pour les deux fractions volumiques 2% et 4%. **La figure 4.13** montre également que le nombre de Nusselt axiale augmente avec l'augmentation de la fraction volumique, car l'ajout des nanoparticules au sein de fluide de base l'eau affecte les propriétés thermophysiques notamment la conductivité thermique du nanofluide hybride.

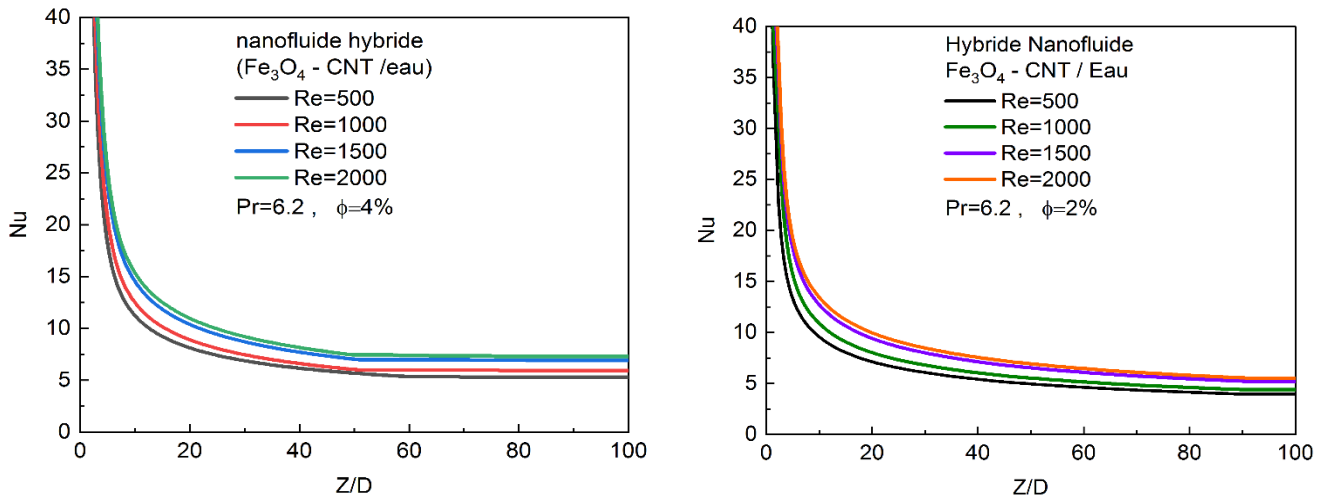


Figure 4.12 : Nombre de Nusselt local ‘‘Nu’’ le long du conduit cylindrique

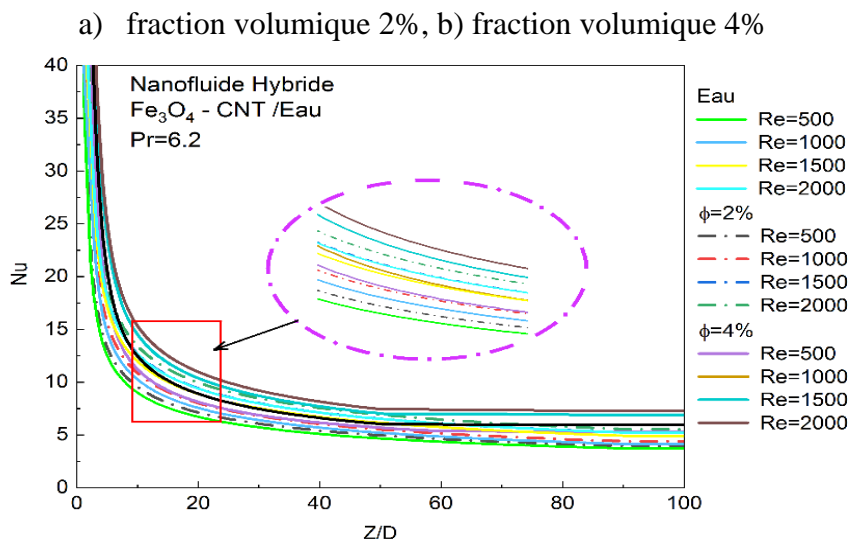
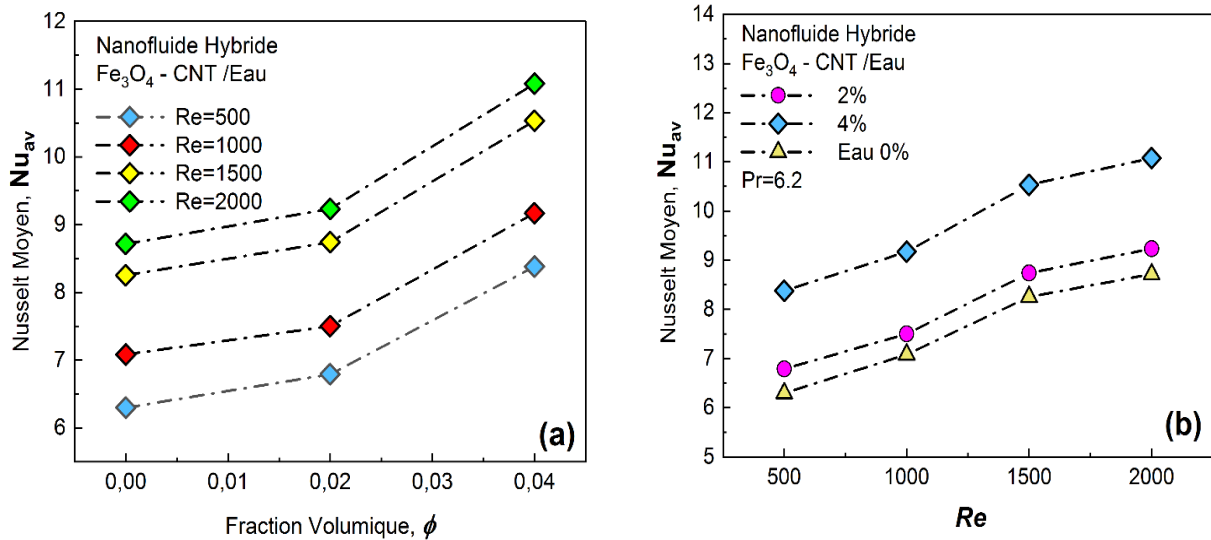


Figure 4.13 comparaison du Nombre de Nusselt local entre les fractions volumiques 2% et 4% pour différent nombre de Reynolds

4.7Nombre de Nusselt moyen :

La figure 4.14 Représente la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds 500 à 2000 et également en fonction de la fraction volumique 2 % et 4 %. Le nombre de Nusselt moyen augmente avec l’augmentation du nombre de Reynold et également avec la fraction volumique à cause de l’amélioration de la conductivité thermique des nanofluides hybrides. Les valeurs du nombre de Nusselt les plus élevées sont obtenues avec le nombre de Reynolds et la fraction volumique les plus grands.



La figure 4.14 Nombre de Nusselt moyen "Nu"

a) en fonction de la fraction volumique, b) en fonction du nombre de Reynolds

4.8Le coefficient de transfert de chaleur :

La figure 4.15 (a, b) montre la variation du coefficient de transfert de chaleur moyen en fonction de la fraction volumique et également en fonction du nombre de Reynolds. Le coefficient de transfert de chaleur moyen augmente avec l'augmentation de la fraction volumique 2% et 4% et aussi avec l'augmentation du nombre de Reynolds de $Re=500$ à $Re=2000$. L'augmentation de la fraction volumique est responsable de l'augmentation de la conductivité thermique du nanofluid hybride et donc responsable de l'amélioration du transfert de chaleur. L'existence de nanoparticule de nanotube de carbone CNT est la cause principale pour avoir un meilleur transfert de chaleur du à ça conductivité thermique très élevée plus de 3000 W/m.K (voir tableau des propriétés thermophysiques).

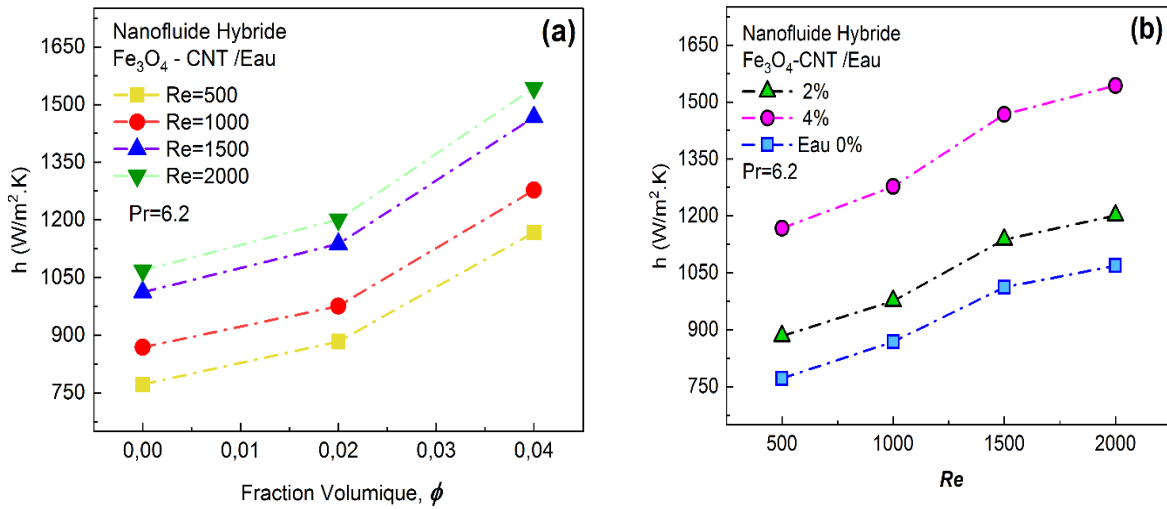


Figure 4.15 : Coefficient du transfert de chaleur h

a) en fonction de la fraction volumique, b) en fonction du nombre de Reynolds

4.9. Amélioration du transfert de chaleur :

La figure 4.16 Représente l'amélioration du transfert de chaleur en termes du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds dans un tube cylindrique horizontal chauffé uniformément par un flux de chaleur constant le long du conduit cylindrique pour le cas d'un écoulement laminaire d'un nanofluide hybride (Fe₃O₄-CNT/eau) avec différents nombres de Reynolds, allant de 500 à 2000, pour des fractions volumiques de 2 et 4%.

Selon la figure mentionnée, l'augmentation du nombre de Reynolds, augmente l'amélioration du transfert de chaleur. Par conséquent, on peut dire que pour la fraction volumique 2%, nous remarquons que l'amélioration du transfert de chaleur est presque la même pour le cas des nombres de Reynolds 1000, 1500 et 2000 sont égales à 5.9%, tandis que pour le nombre de Reynolds arrive à 7.8%. De plus, pour le cas de la fraction volumique 4% l'amélioration du transfert de chaleur arrive à une valeur maximale jusqu'à 33.1%, pour le nombre de Reynolds $Re=500$, cette valeur est relativement diminuée en augmentant le nombre de Reynolds de 1000, 1500 et 2000 qui est égale à 29.5%, 27,6% et 27.1% respectivement.

Comme on peut le voir, dans le cas du même nombre de Reynolds, quand la fraction volumique des binaires nanoparticules Fe₃O₄ et CNT dans l'eau fluide de base, une amélioration du transfert de chaleur importante a été obtenue, par exemple, pour le cas du nombre de Reynolds $Re=500$ l'amélioration du transfert de chaleur arrive à 7.8% et 33.1% pour les fractions volumiques 2% et 4% respectivement.

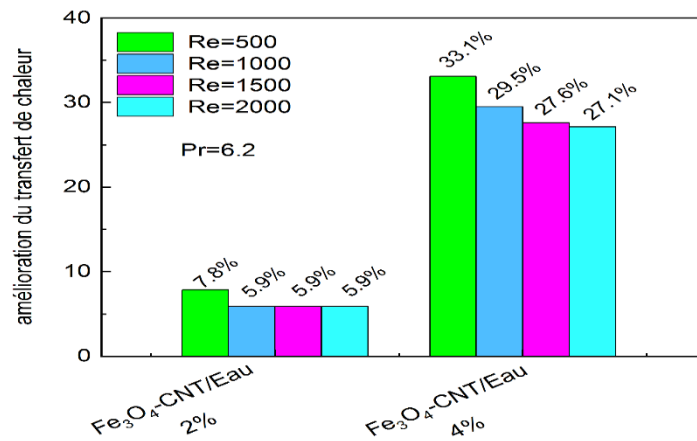


Figure 4.16 : Amélioration du transfert de chaleur en fonction du nombre de Reynolds pour les fractions volumiques 2 et 4%

4.10 Chute de pression :

La figure 4.17 représente l'évaluation de chute de pression le long du cylindre pour le nanofluid hybrides ($\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-CNT/eau}$) de fraction volumique $\phi=2\%$. De cette figure nous avons remarqué une diminution linéaire de la chute de pression de l'entre jusqu'à la sortie du conduit horizontal. On autre, il est évident que la chute de pression diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et elle est moins importante pour un fort nombre de Reynolds.

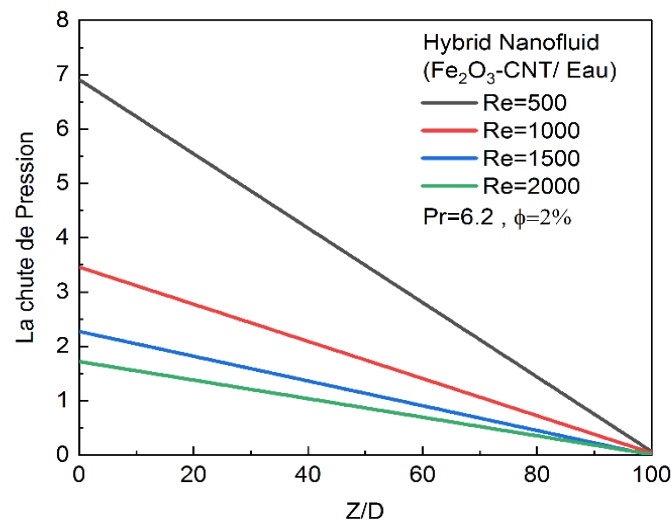


Figure 4.17 : effet du nombre de Reynolds sur la chute de pression

4.11 La pression totale moyenne :

La figure 4.18 présente la pression totale moyenne le long du conduit horizontal. La figure 4.26 présente la pression totale moyenne le long du conduit horizontal. Il est illustré de cette figure que la pression moyenne, diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds, mais il augmente avec l'augmentation de la fraction volumique d'une manière remarquable.

L'augmentation de la fraction volumique augmente la viscosité dynamique surtout avec la présence des nanoparticules de forme cylindrique, il s'agit du nanotube de carbone CNT qui est l'une des causes important de la chute de pression. Les forces visqueuses deviennent importantes avec l'augmentation de la fraction volumique, ce qui entraîne l'augmentation du facteur de frottement le long du cylindre.

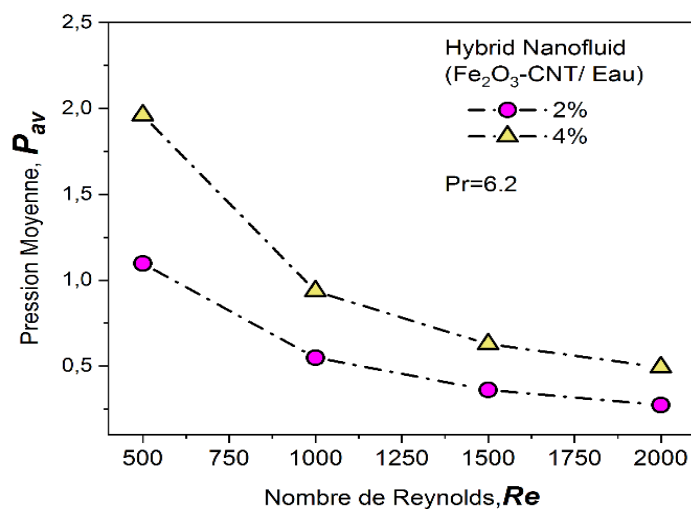


Figure 4.18 : effet de nombre de Reynolds sur la pression moyenne

4.12 Facteur de frottement :

Le facteur de frottement numérique est comparé aux valeurs théoriques obtenues par la relation de Hagen-Poiseuille. La figure 4.19 montre un excellent accord avec nos résultats, et elle montre également que le facteur de frottement diminue avec l'augmentation de la fraction volumique et du nombre de Reynolds aussi. L'augmentation de la fraction volumique cause une augmentation sur la viscosité dynamique. La présence des nanoparticules de type nanotube de carbone CNT de forme cylindrique contribue de 50% de la fraction volumique totale joue un rôle très important sur la chute de pression et donc une augmentation du facteur de frottement bien que ce type de nanoparticule possède une conductivité thermique très grande par rapport à celle du type sphérique la nanoparticule de Fe_3O_4 .

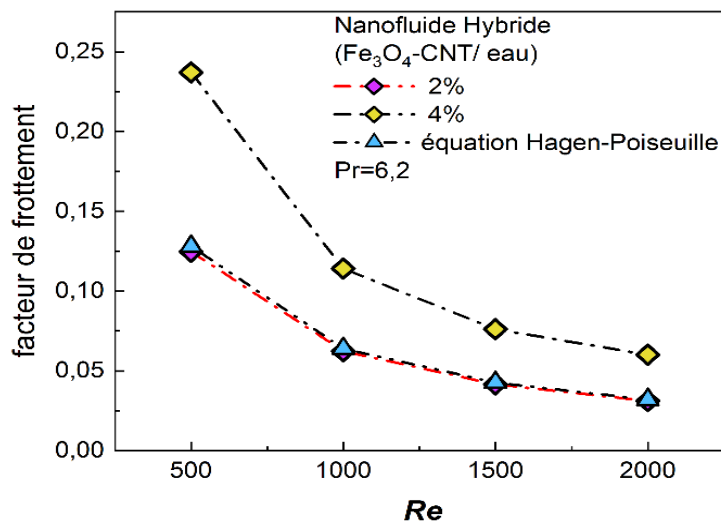


Figure 4.19 : Effet de nombre de Reynolds sur le facteur de frottement.

4.13 Critères d'évaluation de la performance

Le **figure 4.20** montre l'effet de différents nombres de Reynolds allant de 500 à 2000 pour le nanofluide hybride et les différentes fractions volumiques des nanoparticules sur le critère de l'évaluation des performances. Il a été mentionné dans les sections précédentes que l'augmentation de la fraction volumique des nanofluides hybrides augmente à la fois le transfert de chaleur et aussi le facteur de frottement. Les valeurs du critère d'évaluation de performance nous permettent de vérifier si le transfert de chaleur et le facteur de frottement est dominant. Si le critère d'évaluation de la performance est supérieur à le transfert de chaleur est dominant ; s'il est inférieur à 1, le facteur de frottement est dominant. À la lumière de ces informations, la première chose qui ressort du graphique est les valeurs du critère d'évaluation des performances de toutes les fractions volumiques du nanofluide hybride (0%, 2% et 4%) et les nombres de Reynolds sont supérieur à 1, sauf le cas de Reynolds 2000 il est relativement égale à 1.

Dans ce cas, nous concluons que l'augmentation du nombre de nanoparticules de deux types différents (50% -50%), sphérique (Fe_3O_4) et cylindrique (CNT) a un effet bénéfique sur le critère d'évaluation de la performance pour toutes les fractions volumiques, surtout le cas du nombre de Reynolds $Re=2000$ et la fraction volumique 4%. En d'autres termes, on peut déduire que le nanofluide hybride pour toutes les fractions volumiques est contribué au transfert de chaleur, alors même que le facteur de frottement a contribué contrairement.

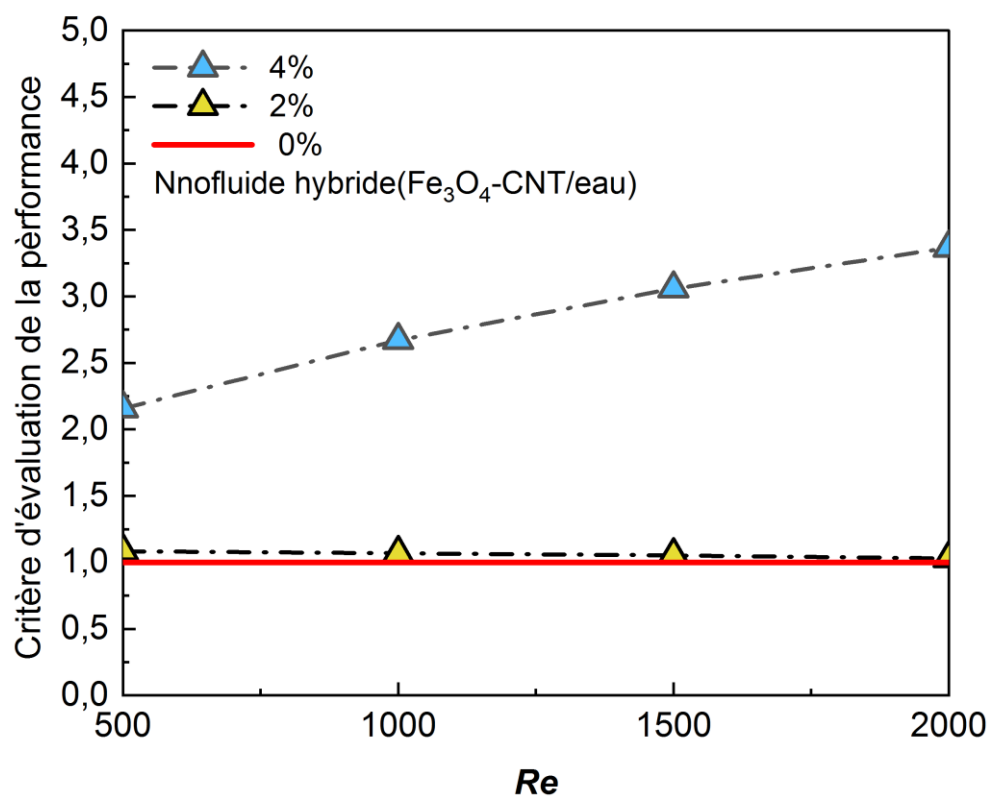


Figure 4.20 : effets de nombre de Reynolds sur les critères de performances

Conclusion générale

Dans ce travail de recherche, on a étudié numériquement le transfert de chaleur par convection forcée combinés aux écoulements laminaires dans un conduit cylindrique horizontal, parcourus par un nanofluide hybride, newtonien et incompressible. Il s'agit d'un cylindre plein d'une longueur de $L=1$ m et un diamètre de $D=10$ mm et d'une épaisseur négligeable de sa paroi. Ce dernier est soumis à un flux de chaleur uniforme. A l'entrée du conduit, la température et la vitesse sont constantes T_0 et v_0 . Nous considérons que le conduit est assez long pour que l'écoulement sera considéré complètement développé. Les équations différentielles aux dérivées partielles, de conservation de la masse, des trois quantités de mouvement et de l'énergie dans un système de coordonnées cylindriques sont résolues numériquement par **la méthode des volumes finis**. Les solutions sont obtenues avec un code de calcul FORTRAN basé sur l'algorithme de SIMPLER. Le maillage utilisé pour la résolution numérique des équations différentielles : $30 \times 40 \times 200$ nœuds suivant les directions radiales, azimutales et axiales respectivement pour un conduit horizontal. Les résultats montrent que l'augmentation de la fraction volumique et le nombre de Reynolds augmente le transfert de chaleur en termes de nombre de Nusselt et le coefficient de transfert convectif. Le facteur de frottement et la chute de pression augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et diminuent avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Le critère d'évaluation de la performance montre que le transfert de chaleur est favorisé par rapport à la chute de pression. L'effet de mouvement Brownien n'influent, pas sur le champ de vitesse contrairement au profil de température.

References

- [1] Stephen U. S. Choi, J. A. Eastman, ASME Fluids Engineering Division 231, (1995) 99-105.
- [2] M. Benkhedda, T. Boufendi, T. Tayebi, A.J. Chamkha, Journal of Thermal Analysis and Calorimetry (2019).
- [3] M. Nuim Labib, M.J. Nine, H. Afrianto, H. Chung, H. Jeong, International Journal of Thermal Sciences 71 (2013) 163-171.
- [4] S. Anitha, T. Thomas, V. Parthiban, M. Pichumani, Advanced Powder Technology 30 (2019) 3107-3117.
- [5] R. Ben Mansour, N. Galanis, C.T. Nguyen, International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow 19 (2009) 146-164.
- [6] A. Moghadassi, E. Ghomi, F. Parvizian, International Journal of Thermal Sciences 92 (2015) 50-57.
- [7] A.H. Abdelaziz, W.M. El-Maghlany, A. Alaa El-Din, M.A. Alnakeeb, Alexandria Engineering Journal 61 (2022) 9495-9508.
- [8] M. Jamali, D. Toghraie, Journal of Thermal Analysis and Calorimetry 139 (2019) 685-699.
- [9] E. Ebrahimnia-Bajestan, H. Niazmand, W. Duangthongsuk, S. Wongwises, International Journal of Heat and Mass Transfer 54 (2011) 4376-4388.
- [10] A.A. Hussien, N.M. Yusop, M.d.A. Al-Nimr, M.Z. Abdullah, A.A. Janvekar, M.H. Elnaggar, Iranian Journal of Science and Technology, Transactions A: Science 43 (2019) 1989-2000.
- [11] A. Mokmeli, M. Saffar-Avval, International Journal of Thermal Sciences 49 (2010) 471-478.
- [12] D. Wen, Y. Ding, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 5181-5188.
- [13] L. Syam Sundar, M.T. Naik, K.V. Sharma, M.K. Singh, T.C. Siva Reddy, Experimental Thermal and Fluid Science 37 (2012) 65-71.
- [14] A.A. Minea, Renewable and Sustainable Energy Reviews 71 (2017) 426-434.
- [15] A.I. Ramadhan, W.H. Azmi, R. Mamat, K.A. Hamid, Case Studies in Thermal Engineering 22 (2020).
- [16] R.L. Hamilton, O. Crosser, Industrial & Engineering chemistry fundamentals 1 (1962) 187-191.
- [17] M. Corcione, International Journal of Thermal Sciences 49 (2010) 1536-1546.
- [18] E.V. Timofeeva, J.L. Routbort, D. Singh, Journal of applied physics 106 (2009) 014304.
- [19] R.K. SHAH, Laminar Flow Forced Convection Heat Transfer and Flow Friction in Straight and Curved Ducts--A Summary of Analytical Solutions, Stanford University, 1972.
- [20] S.V. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, CRC press, 2018.
- [21] B. Takabi, A.M. Gheitaghy, P. Tazraei, Journal of Thermophysics and Heat Transfer 30 (2016) 523-532.
- [22] J. Bayat, A.H. Nikseresht, Heat and mass transfer 47 (2011) 1089-1099.
- [23] D. Kim, Y. Kwon, Y. Cho, C. Li, S. Cheong, Y. Hwang, J. Lee, D. Hong, S. Moon, Current Applied Physics 9 (2009) e119-e123.