



RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI – CONSTANTINE 1

FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE



N° d'ordre : 51/D3C/2023

N° de série : 03/GM/2023

## THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat Troisième Cycle  
en Génie Mécanique

Option  
Énergétique

## Thème

*Étude du transfert thermique convectif des nanofluides dans des problèmes bidimensionnels et tridimensionnels à géométrie variable*

Par : **KOREI ZAKARIA**

Soutenue le :20/07/2023

Devant le jury composé de :

Président :	Pr LANANI née BENCHABI Rahima	Université Frères Mentouri – Constantine 1
Rapporteur :	Pr BENISSAAD Smail	Université Frères Mentouri – Constantine 1
Examineurs :	Dr MERABET Abderrezak	Université Frères Mentouri – Constantine 1
	Pr KABAR Yaccine	École nationale polytechnique de Constantine
	Dr BOULAHIA Allaoua	Université Larbi Ben M'hidi. Oum El Bouaghi
Invités :	Dr BERRAHIL Farid	Centre Universitaire A. Boussouf –Mila
	Dr FILALI Abdelkader	École nationale polytechnique de Constantine

## **Remerciement**

*Tout d'abord je tiens à remercier ALLAH le tout puissant de m'avoir donné la santé, la volonté, le courage et la patience nécessaires pour accomplir ce travail humble.*

*Je tiens à remercier Mr. BENISSAAD Smail, Professeur à l'Université des frères Mentouri-Constantine 1, qui m'a encadré tout au long de cette thèse et pour ses conseils lucides et pertinents. Je souhaite également exprimer ma gratitude envers lui pour sa bienveillance, sa disponibilité, ainsi que les nombreux encouragements qu'il m'a prodigués.*

*Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Madame LANANI Rahima née Benchabi, Professeur à l'Université Frères Mentouri - Constantine 1, pour avoir accepté de présider le jury*

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux membres éminents du jury pour l'honneur qu'ils m'ont accordé en acceptant de participer :*

- *Mr. MERABET Abderrezak, MCA à l'Université Frères Mentouri - Constantine 1.*
- *Mr. KABAR Yaccine, Professeur à l'école nationale polytechnique de Constantine.*
- *Mr. BOULAHIA Allaoua, MCA à l'Université Larbi Ben M'hidi, Oum El Bouaghi.*

*Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance envers Monsieur BERRAHIL Farid et Monsieur FILALI Abdelkader pour leur soutien et leurs encouragements.*

*Un grand Merci pour toute personne qui de près ou de loin m'ont aidé par leur présence et leurs soutiens dans ce travail.*

**KOREI ZAKARIA**

## *Dédicace*

*Au nom D'Allah le plus grand merci lui revient de m'avoir guidé vers le droit chemin, de m'avoir aidé tout au long de mes années d'étude.*

*Du fond de mon cœur et avec l'intensité de mes émotions, je dédie ce travail :*

*A mes très chers et adorables parents qui ont toujours été là pour moi,*

*Que ce travail puisse être un témoignage de respect et attachement*

*Que DIEU vous accorde La santé et le bonheur*

*A mes chers frères pour leur amitié et leur encouragement*

*A toute la famille pour toute l'affection qu'ils m'ont donnée*

*A mes proches et A tous mes amis et mes connaissances*

*A tous mes enseignants ainsi que tous mes collègues*

*Enfin, je n'oublierai pas de dédier cet ouvrage à tous ceux ou celles qui ont participé de près ou de loin à l'élaboration de ce travail*

**KOREI ZAKARIA**

## ABSTRACT

Nanofluids are considered the working fluids of the future due to their improved thermophysical properties. However, the behavior of nanofluids in terms of improved heat transfer and flow characteristics remains a very interesting topic, whether for their various practical applications in industry or for the fundamental questions it raises.

Within the framework of this thesis, many numerical investigations have been carried out on the problem of convection in the presence of nanofluids in various situations and environments in order to acquire a solid understanding of this new type of working fluid.

The first part of the thesis deals with the study of the forced convection of (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Water) nanofluids flow through a three-dimensional 90° elbow using a two-phase model under turbulent conditions. The effects of Reynolds number, nanoparticle volume fraction and nanoparticle diameter were discussed.

The second part offers an in-depth analysis of the problem of mixed convection of (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Cu/Water) hybrid nanofluids with the presence of a magnetic field for a wide range of parameters in a cavity having two rounded corners.

The third part aims to perform an energetic and exergetic analysis of (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/Water) nanofluids flow in three different heat sink scenarios using the finite volume approach.

The fourth part presents a highly efficient hybrid approach to improve the thermal performance of the cooling system of an electronic component. The proposed research technique consists of incorporating a magnetic nanofluid, a magnetic field inducer and a porous medium into the system. The two-phase model is used in order to increase the accuracy of the results obtained.

The fifth and final part focuses on the impact of a magnetic source placed in the vicinity of the heater under mixed convection conditions in a novel cavity having two arc-shaped plates filled with (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/water) magnetic nanofluid.

**Keywords:** Heat transfer, Nanofluids, Thermodynamic, Multi-phase modeling, Hydrodynamic.

## RÉSUMÉ

Les nanofluides sont considérés comme les fluides de travail du futur en raison de leurs propriétés thermo-physiques améliorées. Cependant, le comportement des nanofluides en termes d'amélioration du transfert de chaleur et de caractéristique d'écoulement reste un sujet très intéressant, tant pour leurs diverses utilisations pratiques dans l'industrie, que pour les questions fondamentales qu'il soulève.

Dans le cadre de cette thèse, de nombreuses investigations numériques ont été menées sur le problème de la convection en présence de nanofluides dans des situations et des environnements variés afin d'acquérir une solide compréhension de ce nouveau type de fluide de travail.

La première partie de la thèse porte sur l'étude de la convection forcée de l'écoulement du ( $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$ ) nanofluides à travers un coude  $90^\circ$  tridimensionnel à l'aide d'un modèle à deux-phases dans des conditions turbulentes. Les effets du nombre de Reynolds, de la fraction volumique des nanoparticules et du diamètre des nanoparticules ont été discutés.

La deuxième partie propose une analyse approfondie du problème de la convection mixte de nanofluides hybrides ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu}/\text{Eau}$ ) avec la présence d'un champ magnétique pour une large gamme de paramètres dans une cavité à deux coins arrondis.

La troisième partie vise à effectuer une analyse énergétique et exergétique de l'écoulement du nanofluides ( $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ ) dans trois différents scénarios de dissipateur thermique en utilisant l'approche des volumes finis.

La quatrième partie présente une approche hybride hautement efficace pour améliorer les performances thermiques du système de refroidissement d'un composant électronique. La technique de recherche proposée consiste à incorporer un nanofluide magnétique, un inducteur de champ magnétique et un milieu poreux dans le système. Le modèle à deux phases est utilisé afin d'augmenter la précision des résultats obtenus.

La cinquième et dernière partie se concentre sur l'impact d'une source magnétique placée à proximité du réchauffeur dans des conditions de convection mixte dans une nouvelle cavité comportant deux plaques en forme d'arc remplies de nanofluide magnétique ( $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ ).

**Mots clés :** Transfert de chaleur, Nanofluide, Thermodynamique, Modélisation multi-phase, Hydrodynamique.

## ملخص

تعتبر الموائع النانوية سوائل عمل المستقبل بسبب خصائصها الحرارية الفيزيائية المحسنة. ومع ذلك ، فإن سلوك الموائع النانوية من حيث تحسين نقل الحرارة وخصائص التدفق يظل موضوعًا مثيرًا للاهتمام للغاية ، سواء بالنسبة لاستخداماتها العملية المختلفة في الصناعة ، أو بالنسبة للأسئلة الأساسية التي تثيرها.

في إطار هذه الأطروحة ، تم إجراء العديد من التحقيقات العديدة حول مشكلة الحمل الحراري في وجود السوائل النانوية في مواقف وبيئات مختلفة من أجل الحصول على فهم قوي لهذا النوع الجديد من سائل العمل.

يتناول الجزء الأول من الأطروحة دراسة الحمل الحراري الجبري للسوائل النانوية ( $Al_2O_3$ /الماء) التي تتدفق عبر كوع ثلاثي الأبعاد بزاوية 90 درجة باستخدام نموذج ثنائي الطور في ظل ظروف مضطربة. تمت مناقشة تأثيرات عدد رينولدز ، وكسر حجم الجسيمات النانوية وقطر الجسيمات النانوية.

يقدم الجزء الثاني تحليلًا متعمقًا لمشكلة الحمل الحراري المختلط للسوائل النانوية الهجينة ( $Al_2O_3-Cu$ /الماء) مع وجود مجال مغناطيسي لمجموعة واسعة من المعلمات في تجويف ذي زاويتين دائرتين.

يهدف الجزء الثالث إلى إجراء تحليل الطاقوي والإكسرجي لتدفق السوائل النانوية ( $Fe_3O_4$ /الماء) في ثلاثة سيناريوهات مختلفة للمشتت الحراري باستخدام نهج الحجم المحدود.

يقدم الجزء الرابع منهجًا هجينًا عالي الكفاءة لتحسين الأداء الحراري لنظام التبريد لمكون إلكتروني. تتكون تقنية البحث المقترحة من دمج مائع نانوي مغناطيسي ومحفز مجال مغناطيسي ووسط مسامي في النظام. يتم استخدام نموذج مرحلتين من أجل زيادة دقة النتائج التي تم الحصول عليها.

يركز الجزء الخامس والأخير على تأثير مصدر مغناطيسي تم وضعه بالقرب من المدفأة تحت ظروف الحمل الحراري المختلط في تجويف جديد به لوحتان على شكل قوس مملوءة بسائل ( $Fe_3O_4$ /ماء) نانوي مغناطيسي.

**الكلمات المفتاحية:** نقل الحرارة ، الموائع النانوية ، الديناميكا الحرارية ، النمذجة متعدد الأطوار ، الهيدروديناميكية.

## Table des matières

<b>Remerciement</b> .....	i
<b>Dédicace</b> .....	ii
<b>Abstract</b> .....	iii
<b>Résumé</b> .....	iv
<b>ملخص</b> .....	v
<b>Table de matière</b> .....	vi
<b>Liste des figures</b> .....	xii
<b>Liste des tableaux</b> .....	xxii
<b>Nomenclatures</b> .....	xxiii
<b>Introduction Générale</b> .....	1
<b>Objectifs</b> .....	3

### CHAPITRE I : GÉNÉRALITÉS ET SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Introduction .....	4
I.2 NOTIONS DE BASE .....	4
I.3 GÉNÉRALITÉS SUR LES NANOFUIDES .....	5
I.3.1 Définition .....	5
I.3.2 Classification .....	6
I.3.3 Modélisation.....	6
I.3.4 Applications.....	6
I.3.5 Les avantages et les inconvénients .....	7
I.4 SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE .....	8
I.5 CONCLUSION .....	59

---

**CHAPITRE II : Modélisation Du Problème**

II.1 Introduction .....	60
II.2 NANOFLUIDE NON MAGNÉTIQUE (Problème 1) .....	60
II.2.1 Description du problème.....	60
II.2.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique .....	61
II.2.3 Conditions aux limites .....	64
II.2.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules .....	64
II.2.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide.....	65
II.2.6 Résolution numérique .....	66
II.2.7 Schéma de discrétisation .....	66
II.2.8 Critère de convergence .....	67
II.2.9 Maillage .....	67
II.3 NANOFLUIDE NON MAGNÉTIQUE (Problème 2) .....	69
II.3.1 Description du problème .....	69
II.3.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique .....	70
II.3.3 Conditions aux limites .....	73
II.3.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules .....	73
II.3.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide .....	73
II.3.6 Résolution numérique .....	76
II.3.7 Schéma de discrétisation et critère de convergence .....	77
II.3.8 Maillage .....	77
II.4 NANOFLUIDE MAGNÉTIQUE (Problème 3) .....	78
II.4.1 Description du problème .....	78
II.4.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique .....	79
II.4.3 Conditions aux limites .....	80
II.4.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules .....	81

II.4.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide .....	81
II.4.6 Résolution numérique, schéma de discrétisation, critère de convergence et maillage .....	82
II.5 NANOFLUIDE MAGNÉTIQUE (Problème 4) .....	83
II.5.1 Description du problème .....	83
II.5.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique .....	84
II.5.3 Conditions aux limites .....	86
II.5.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules .....	87
II.5.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide .....	87
II.5.6 Résolution numérique, schéma de discrétisation, critère de convergence et maillage .....	87
II.6 NANOFLUIDE MAGNÉTIQUE (Problème 5) .....	88
II.6.1 Description du problème .....	88
II.6.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique .....	90
II.6.3 Conditions aux limites .....	93
II.6.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules .....	93
II.6.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide .....	93
II.6.6 Résolution numérique, schéma de discrétisation, critère de convergence et maillage .....	94
II.7 Conclusion .....	95

### **CHAPITRE III : Résultats Et Discussion (Nanofluide Non-Magnétique)**

III.1.1 INTRODUCTION .....	96
III.1.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES.....	96
III.1.3 ÉFFET DU MAILLAGE .....	96
III.1.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL .....	98

III.1.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION .....	100
III.1.5.1 Champs thermique .....	100
III.1.5.2 Champs dynamique .....	104
III.1.5.3 Nombre de Nusselt .....	114
III.1.5.4 Génération d'entropie .....	117
III.1.5.5 CONCLUSION .....	120
III.2.1 INTRODUCTION .....	122
III.2.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES .....	122
III.2.3 ÉFFET DU MAILLAGE .....	122
III.2.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL .....	123
III.2.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION .....	125
III.2.5.1 Effet de l'angle du champ magnétique .....	125
III.2.5.2 Effet des coins arrondis .....	131
III.2.5.3 Effet de la fraction volumique et du rapport de composition .....	138
III.2.5.4 Effet du nombre de Hartmann .....	144
III.2.5.5 Corrélations nombre de Nusselt et génération d'entropie .....	150
III.2.5.6 CONCLUSION .....	150

## **CHAPITRE IV : Résultats Et Discussion (Nanofluide Magnétique)**

IV.C.1 INTRODUCTION .....	152
IV.C.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES .....	152
IV.C.3 ÉFFET DU MAILLAGE .....	153
IV.C.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL .....	153
IV.C.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION .....	154
IV.C.5.1 Analyse des contours .....	154

IV.C.5.2 Analyse du coefficient de transfert de chaleur .....	158
IV.C.5.3 Analyse de chute de pression .....	160
IV.C.5.4 Analyse thermodynamique .....	162
IV.C.5.4.1 Efficacité de la première loi .....	162
IV.C.5.4.2 Génération d'entropie .....	164
IV.C.5.4.3 Efficacité de la deuxième loi .....	169
IV.C.6 CONCLUSION .....	171
IV.D.1 INTRODUCTION .....	171
IV.D.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES .....	172
IV.D.3 ÉFFET DU MAILLAGE .....	172
IV.D.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL .....	172
IV.D.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION .....	177
IV.D.5.1 Analyse thermique .....	177
IV.D.5.2 Analyse hydrodynamique .....	184
IV.D.5.3 Analyse de génération d'entropie .....	191
IV.D.6 CONCLUSION .....	198
IV.E.1 INTRODUCTION .....	200
IV.E.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES .....	200
IV.E.3 ÉFFET DU MAILLAGE .....	201
IV.D.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL .....	201
IV.E.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION .....	203
IV.E.5.1 Impact de la forme en arc de la cavité sur $Nu_M$ .....	203
IV.E.5.2 Lignes de courant et isothermes .....	205
IV.E.5.3 Nombre de Nusselt local .....	209
IV.E.5.4 Nombre de Nusselt moyen .....	211
IV.E.5.5 Amélioration du transfert de chaleur .....	214

IV.E.5.6 Corrélations nombre de Nusselt .....	216
IV.E.6 CONCLUSION .....	217
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES	219
RÉFÉRENCES	222

## Liste des Figures

Figure 1.1 :	Photos du liquide de base et de trois concentrations. (a) état avec excitation ultrasonique et (b) état sans excitation ultrasonique (0,5 %, 1,0 % et 2,0 % de nanoparticules d' $Al_2O_3$ ) (Kim et al., 2019).	9
Figure 1.2 :	Image de nanoparticules d' $Al_2O_3$ dispersées (Heyhat et al., 2013).	10
Figure 1.3 :	Schéma du problème considéré (Ansarpour et al., 2020).	11
Figure 1.4 :	Diagramme schématique du modèle physique (Mohseni-Gharyehsafa et al., 2018).	12
Figure 1.5 :	Représentation schématique de la géométrie (Saha et Paul, 2014).	13
Figure 1.6 :	Vue schématique du modèle géométrique (Sekrani et al., 2018).	13
Figure 1.7 :	Coupe transversale du tuyau horizontal (Hazeri-Mahmel et al., 2021).	14
Figure 1.8 :	Géométrie du tube en U (Mousavi et al., 2020).	15
Figure 1.9 :	Détails de la section de test (Sundar et al., 2022).	16
Figure 1.10 :	Vue en coupe du coude à $90^\circ$ (Barick et al., 2016).	17
Figure 1.11 :	Représentation schématique du tuyau courbé. (Lin et al., 2022).	18
Figure 1.12 :	Schéma du coude fermé. (Ebrahimi et al., 2022).	19
Figure 1.13 :	Diagramme schématique du problème. (Berrahil et al., 2021).	20
Figure 1.14 :	Représentation géométrique du problème. (Marzougui et al., 2020).	21
Figure 1.15 :	Représentation schématique de la cavité carrée ouverte. (Du et al., 2020).	22
Figure 1.16 :	La géométrie du problème. (Kumar Yadav et al., 2022).	23
Figure 1.17 :	Représentation schématique des conditions aux limites. (Parveen et Mahapatra, 2019).	24
Figure 1.18 :	Représentation schématique des conditions aux limites. (Sivaraj et al., 2022).	25
Figure 1.19 :	Géométrie du problème. (Aljaloud, 2023).	26
Figure 1.20 :	Géométrie du problème. (Reddy et al., 2023).	27
Figure 1.21 :	Description schématique du modèle physique et des conditions aux limites. (Selimefendigil et Öztöp, 2018).	28
Figure 1.22 :	Représentation schématique du système considéré. (Shahriari et al., 2018).	29
Figure 1.23 :	Description schématique du modèle physique 2D avec conditions aux	30

	limites (a) et vue 3D (b). <b>(Selimefendigil et Chamkha, 2019).</b>	
Figure 1.24 :	Le modèle physique 2D avec ses conditions aux limites (a) et une vue 3D du modèle (b). <b>(Chamkha et al., 2020).</b>	31
Figure 1.25 :	La cavité ondulée inclinée étudiée. <b>(Raizah et al., 2021).</b>	32
Figure 1.26 :	La géométrie étudiée. <b>(Alipour et al., 2023).</b>	33
Figure 1.27 :	Schéma du problème. <b>(Barnoon et al., 2019).</b>	34
Figure 1.28 :	Modèle physique et conditions aux limites. <b>(Tayebi et Chamkha, 2019).</b>	35
Figure 1.29 :	Esquisse du système considéré. <b>(Revnic et al., 2019).</b>	36
Figure 1.30 :	Vue schématique de l'enceinte prismatique. <b>(Islam et al., 2021).</b>	37
Figure 1.31 :	Paradigme physique. <b>(Jamshed et al., 2022).</b>	38
Figure 1.32 :	Schéma du problème physique. <b>(Hussain et al., 2022).</b>	39
Figure 1.33 :	Formes géométriques des dissipateurs thermiques. <b>(Bezaatpour et Goharkhah, 2019).</b>	40
Figure 1.34 :	Les formes géométriques des bandes torsadées à coupe variable en mm (a) bande torsadée (b) rayon de coupe $r=3$ , (c) rayon de coupe avec $r=6$ . <b>(Krishna Varma et al., 2017).</b>	41
Figure 1.35 :	Vue en coupe du tube à ailettes. <b>(Baba et al., 2018).</b>	42
Figure 1.36 :	Schéma du montage expérimental. <b>(Kelidari et Moghadam, 2019).</b>	43
Figure 1.37 :	Image montrant la distribution du diamètre des particules du nanoparticules de $Fe_3O_4$ . <b>(Tafakhori et al., 2020).</b>	44
Figure 1.38 :	Schéma du capteur solaire à plaque plane. <b>(Bezaatpour et Rostamzadeh, 2021).</b>	45
Figure 1.39 :	Géométrie de l'échangeur de chaleur. <b>(Najim et al., 2023).</b>	46
Figure 1.40 :	Géométrie des échangeurs de chaleur à mini-canaux en spirale et en serpent. <b>(Afshari et Muratçobanoğlu et al., 2022).</b>	47
Figure 1.41 :	Géométrie du problème. <b>(Larimi et al., 2016).</b>	48
Figure 1.42 :	Géométrie du problème. <b>(Sheikholeslami et al., 2018).</b>	49
Figure 1.43 :	Domaine numérique. <b>(Ghorbani et al., 2018).</b>	50
Figure 1.44 :	Modèle physique. <b>(Nessab et al., 2019).</b>	51
Figure 1.45 :	Schéma du modèle physique. <b>(Asadi et al., 2019).</b>	52
Figure 1.46 :	Une vue schématique du domaine de calcul. <b>(Malmir-Chegini et Amanifard, 2019).</b>	53
Figure 1.47 :	Schéma du mini échangeur de chaleur à double tube. <b>(Bezaatpour et</b>	54

	<b>Goharkhah, 2020).</b>	
Figure 1.48 :	La configuration étudiée. <b>(Hosseinizadeh et al., 2021).</b>	55
Figure 1.49 :	Modèle physique. <b>(Soltanipour, 2021).</b>	56
Figure 1.50 :	Configuration physique. <b>(Mehrez et Cafsi, 2021).</b>	57
Figure 1.51 :	Géométrie du problème. <b>(Mobadersani et Rezavand Hesari, 2021).</b>	58
Figure 1.52 :	Description géométrique du problème. <b>(Soltanipour et Pourfattah, 2021).</b>	59
Figure 2.1 :	Géométrie du problème. (Application A).	62
Figure 2.2 :	Vue rapprochée de la grille.	69
Figure 2.3 :	Schéma du modèle physique de la cavité.	70
Figure 2.4 :	Répartition de la grille $R=0.2$ .	78
Figure 2.5 :	Géométries du problème.	79
Figure 2.6 :	Le maillage utilisé.	83
Figure 2.7 :	Vue 3D du problème (a) et vue 2D dans le plan $z=0$ (b).	84
Figure 2.8 :	Vue 3D (a) et vue 2D du maillage.	88
Figure 2.9 :	Géométrie du problème.	89
Figure 2.10 :	Contours de champ magnétique.	90
Figure 2.11 :	Une vue de la distribution de la grille.	95
Figure 3.1 :	Variation du profil de vitesse axiale avec la distance radiale à l'angle de $90^\circ$ pour différentes tailles de mailles.	97
Figure 3.2 :	Variation du profil de température avec la distance radiale à l'angle de $90^\circ$ pour différentes tailles de mailles.	97
Figure 3.3 :	Comparaison du profil radial de la vitesse longitudinale normalisée le long d'une ligne horizontale dans la section circulaire à un angle de $90^\circ$ de la présente analyse avec les résultats expérimentaux et numériques publiés.	98
Figure 3.4 :	Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les différentes corrélations pour différents nombres de Reynolds.	99
Figure 3.5 :	Comparaison du facteur de frottement avec la corrélation pour différents nombres de Reynolds.	100
Figure 3.6 :	Distribution de la température à l'intérieur du coude pour différentes fractions volumiques de nanoparticules à $Re=50000$ , $dp=10$ nm.	101
Figure 3.7 :	Distribution de température à l'intérieur du coude pour différents diamètres de nanoparticules à $Re=50000$ , $\phi=0.06$ .	102

Figure 3.8 :	Distribution de température à l'intérieur du coude pour différents nombres de Reynolds, à $dp=10$ nm, $\phi=0.06$ .	103
Figure 3.9 :	Profils de température avec la distance radiale dans trois positions différentes dans le coude, a) Angle $10^\circ$ , b) Angle $40^\circ$ , c) Angle $80^\circ$ , à $Re = 50\ 000$ , $dp=10$ nm et $\phi=0,06$ .	104
Figure 3.10 :	Distribution de vitesse à l'intérieur du coude, a) effet du diamètre des nanoparticules à $Re=50000$ , $\phi=0.06$ , b) effet de la fraction volumique des nanoparticules à $Re=50000$ , $dp=10$ nm.	105
Figure 3.11 :	Profils de vitesse avec la distance radiale dans trois positions différentes dans le coude, a) Angle $10^\circ$ , b) Angle $40^\circ$ , c) Angle $80^\circ$ , à $Re = 50\ 000$ , $dp=10$ nm et $\phi=0,06$ .	106
Figure 3.12 :	Répartition de l'énergie cinétique turbulente à l'intérieur du coude, a) effet du diamètre des nanoparticules à $Re=50000$ , $\phi=0,06$ , b) effet de la fraction volumique des nanoparticules à $Re=50000$ , $dp=10$ nm.	107
Figure 3.13 :	Profils d'énergie cinétique turbulente avec la distance radiale dans trois positions différentes dans le coude, a) Angle $10^\circ$ , b) Angle $40^\circ$ , c) Angle $80^\circ$ , à $Re = 50\ 000$ , $dp=10$ nm et $\phi=0,06$ .	108
Figure 3.14 :	Développement de l'écoulement secondaire pour $\phi=0,06$ et $\phi=0,02$ , à $Re= 100000$ , $dp= 10$ nm.	109
Figure 3.15 :	Développement de l'écoulement secondaire pour $dp= 10$ nm et $dp= 40$ nm, à $Re= 100000$ , $\phi=0.06$ .	110
Figure 3.16 :	Développement de l'écoulement secondaire pour $Re= 10000$ , $100000$ , à $\phi=0.06$ , $dp=10$ nm.	111
Figure 3.17 :	Distribution de la pression à l'intérieur du coude, a) effet du diamètre des nanoparticules à $Re=50000$ , $\phi=0.06$ , b) effet de la fraction volumique des nanoparticules à $Re=50000$ , $dp=10$ nm.	112
Figure 3.18 :	Chute de pression en fonction de la fraction volumique pour différents diamètres de nanoparticules à $Re=50000$ .	113
Figure 3.19 :	Contours du coefficient de frottement, a) effet du diamètre des nanoparticules à $Re=50000$ , $\phi=0,06$ , b) effet de la fraction volumique des nanoparticules à $Re=50000$ , $dp=10$ nm.	114
Figure 3.20 :	Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, a) face externe, b) face latérale, c) face interne, à $\phi=0,06$ .	115

Figure 3.21 :	Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, a) face externe, b) face latérale, c) face interne, à $\phi=0,04$ .	116
Figure 3.22 :	Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, a) face externe, b) face latérale, c) face interne, à $\phi=0,02$ .	117
Figure 3.23 :	Variation de a) la génération d'entropie totale, b) la génération d'entropie par frottement, c) la génération d'entropie thermique, avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, à $\phi=0,06$ .	118
Figure 3.24 :	Variation de a) la génération d'entropie totale, b) la génération d'entropie par frottement, c) la génération d'entropie thermique, avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, à $\phi=0,04$ .	119
Figure 3.25 :	Variation de a) la génération d'entropie totale, b) la génération d'entropie par frottement, c) la génération d'entropie thermique, avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, à $\phi=0,02$ .	120
Figure 3.26 :	Comparaison des lignes de courant (à gauche) et des isothermes (à droite) avec les données précédemment publiées à $Ra=7\times 10^3$ , $Ha=25$ (a) et $Ra=7\times 10^5$ , $Ha=100$ (b).	124
Figure 3.27 :	Comparaison des lignes de courant (à gauche), des isothermes (à droite) avec les données numériques à $Ra=10^5$ et $Ha=25$ .	125
Figure 3.28 :	Lignes de courant (à gauche), isothermes (à droite) pour différents angles de champ magnétique et nombres de Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ ( $Al_2O_3$ 50 %, $Cu$ 50 %), $R=0,1$ .	127
Figure 3.29 :	Nombre de Nusselt local pour différents angles de champ magnétique et nombres de Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ ( $Al_2O_3$ 50 %, $Cu$ 50 %), $R=0,1$ .	129
Figure 3.30 :	Nombre moyen de Nusselt pour divers angles de champ magnétique et nombres de Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ ( $Al_2O_3$ 50 %, $Cu$ 50 %), $R=0,1$ .	130
Figure 3.31 :	Génération d'entropie totale pour différents angles de champ magnétique et nombres de Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ ( $Al_2O_3$ 50 %, $Cu$ 50 %), $R=0,1$ .	131
Figure 3.32 :	Lignes de courant (à gauche), isothermes (à droite) pour différents rayons et nombres de Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ ( $Al_2O_3$	133

	50%), $Ri=0,1$ , $\gamma=0^\circ$ .	
Figure 3.33 :	Variation du nombre de Nusselt moyen avec R pour différents rapports de composition et application des coins arrondis et des nombres de Richardson à $Ha = 50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 50%, Cu 50%), $\gamma=0^\circ$ .	135
Figure 3.34 :	Variation de la génération d'entropie totale avec R pour différents rapports de composition et application des coins arrondis et des nombres de Richardson à $Ha = 50$ , $Re=100$ , $\phi=0,04$ (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 50%, Cu 50%), $\gamma=0^\circ$ .	137
Figure 3.35 :	Lignes de courant (à gauche), isothermes (à droite) pour divers nombres $\phi$ et Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $R=0,01$ , $\gamma=0^\circ$ .	139
Figure 3.36 :	Variation du nombre moyen de Nusselt avec $\phi$ pour différents rapports de composition et nombres de Richardson à $Ha = 50$ , $Re = 100$ , $R = 0,01$ , $\gamma = 0^\circ$ .	141
Figure 3.37 :	Variation de la génération d'entropie totale avec $\phi$ pour différents rapports de composition et nombres de Richardson à $Ha=50$ , $Re=100$ , $R=0,01$ , $\gamma=0^\circ$ .	143
Figure 3.38 :	Lignes de courant (à gauche), isothermes (à droite), pour différents nombres $Ha$ et Richardson à $Re=100$ , $\phi=0,04$ (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 75%, Cu 25%), $R=0,01$ , $\gamma=0^\circ$ .	145
Figure 3.39 :	Variation du nombre moyen de Nusselt avec $\phi$ pour différents nombres $Ha$ et Richardson à $Re=100$ , $\phi=0.04$ (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 75%, Cu 25%), $R=0.01$ , $\gamma=0^\circ$ .	147
Figure 3.40 :	Variation de la génération d'entropie totale avec $\phi$ pour différents nombres $Ha$ et Richardson à $Re=100$ , $\phi=0.04$ (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 75%, Cu 25%), $R=0.01$ , $\gamma=0^\circ$ .	149
Figure 4.1 :	Le profil de température de paroi dans la coordonnée axiale pour différentes tailles de maille.	153
Figure 4.2 :	Comparaison de, a) le coefficient moyen de transfert de chaleur en fonction de $\phi$ de la présente étude avec le résultat numérique précédent, b) le nombre de Nusselt local le long du conduit de la présente étude avec des données expérimentales.	154
Figure 4.3 :	Contours de température dans le plan de symétrie (couche inférieure) pour différentes configurations à $\phi = 1\%$ , $Re_r = 1$ , a) HS monocouche, b) HS double couche (écoulement parallèle), c) HS double couche (contre-courant).	155

Figure 4.4 :	Contours de température à l'intérieur des dissipateurs de chaleur au milieu pour différentes configurations à $\phi = 1 \%$ , $Re_r = 1$ , a) HS à une couche, b) HS à double couche (écoulement parallèle), c) HS à double couche (contre-courant).	156
Figure 4.5 :	Génération d'entropie locale dans le plan de symétrie (couche inférieure) pour différentes configurations à $\phi = 1 \%$ , $Re_r = 1$ , a) HS monocouche, b) HS double couche (écoulement parallèle), c) HS double couche (contre-courant).	157
Figure 4.6 :	Lignes de courant avec contours de vitesse à l'intérieur des dissipateurs de chaleur au milieu pour différentes configurations à $\phi = 1 \%$ , $Re_r = 1$ , a) monocouche, b) double couche (écoulement parallèle), c) double couche (contre-courant)	158
Figure 4.7 :	Coefficient de transfert de chaleur moyen en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$	159
Figure 4.8 :	Coefficient de transfert de chaleur moyen en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	160
Figure 4.9 :	Chute de pression en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$ .	161
Figure 4.10 :	Chute de pression en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	162
Figure 4.11 :	Efficacité de 1ère loi en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$ .	163
Figure 4.12 :	Efficacité de 1ère loi en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	164
Figure 4.13 :	Génération d'entropie par frottement en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$ .	165
Figure 4.14 :	Génération d'entropie par frottement en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	165
Figure 4.15 :	Génération d'entropie thermique loi en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$ .	166
Figure 4.16 :	Génération d'entropie thermique en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	167
Figure 4.17 :	Génération totale d'entropie en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$ .	168

Figure 4.18 :	Génération totale d'entropie en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	169
Figure 4.19 :	Efficacité exergetique en fonction de $\phi$ pour différentes configurations à $Re_r = 1$ .	170
Figure 4.20 :	Efficacité exergetique en fonction de $Re_r$ pour différentes configurations du DLHS à $\phi = 1 \%$ .	170
Figure 4.21 :	Comparaison des contours de vitesse et de l'isotherme à $B=1600$ , $Re=260$ et $\phi=2\%$ (a) Bezaatpour et Goharkhah, 2019 (b) étude actuelle.	174
Figure 4.22 :	Comparaison des lignes de courant et des isothermes pour $Ri=0,01$ , $Da=10-3$ , $\varepsilon =0,9$ (a) Kumar et al., 2009 (b) étude actuelle.	175
Figure 4.23 :	Étude en cours et comparaison des données expérimentales publiées, nombre de Nusselt local le long du canal poreux $\varepsilon = 0,44$ .	176
Figure 4.24 :	Étude actuelle et comparaison des données expérimentales publiées, coefficient de transfert de chaleur local à $Re=600$ et $\phi=3 \%$ pour différentes intensités de champ magnétique.	176
Figure 4.25 :	Contours de température pour différentes intensités de champ magnétique à $Re=500$ , $\phi=2\%$ et $\varepsilon=1$ (cavité claire), a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.	178
Figure 4.26 :	Contours de température pour différentes porosités à $Re=500$ , $\phi=2\%$ et $B=500G$ , a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.	180
Figure 4.27 :	Nombre de Nusselt moyen par rapport aux nombres de Reynolds pour diverses intensités de champ magnétique, a) $\varepsilon=1$ (cavité claire), b) $\varepsilon=0,91$ (avec milieu poreux).	182
Figure 4.28 :	Nombre de Nusselt moyen par rapport à l'intensité du champ magnétique pour différentes porosités à $Re = 500$ .	183
Figure 4.29 :	Lignes de courant pour différentes intensités de champ magnétique à $Re=500$ , $\phi=2\%$ et $\varepsilon=1$ (cavité claire), a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.	185
Figure 4.30 :	Streamlines for different porosities at $Re=500$ , $\phi=2\%$ and $B=500G$ , a) in the xy plane, b) in the xz plane, c) in the xz plane.	187
Figure 4.31 :	Perte de charge en fonction de $Re$ pour différentes intensités de champ magnétique, a) $\varepsilon=1$ (cavité claire), b) $\varepsilon=0,91$ (avec milieu poreux).	189
Figure 4.32 :	Perte de charge par rapport à l'intensité du champ magnétique pour différentes porosités à $Re=500$ .	191

Figure 4.33 :	Contours de génération d'entropie locale pour diverses intensités de champ magnétique à $Re=500$ , $\phi=2\%$ et $\varepsilon=1$ (cavité claire), a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.	192
Figure 4.34 :	Contours de génération d'entropie locale pour différentes porosités à $Re=500$ , $\phi=2\%$ et $B=500G$ , a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.	194
Figure 4.35 :	Production totale d'entropie en fonction de $Re$ pour différentes intensités de champ magnétique, a) $\varepsilon=1$ (cavité claire), b) $\varepsilon=0,91$ (avec milieu poreux).	196
Figure 4.36 :	Production totale d'entropie par rapport à l'intensité du champ magnétique pour différentes porosités à $Re = 500$ .	198
Figure 4.37 :	Comparaison des lignes de courant sous l'effet de la Ferro hydrodynamique.	202
Figure 4.38 :	Comparaison des lignes de courant pour $\phi = 0,05$ (a) Talebi et al., 2010 (b) présente étude.	203
Figure 4.39 :	Nombre de Nusselt moyen en fonction des nombres de Richardson pour différents $b^*$ à $Mn=0$ et $\phi = 0,05$ .	204
Figure 4.40 :	Lignes de courant (côté gauche) et isothermes (côté droit) pour divers $Mn$ et $Ri$ à $\phi =0,05$ et $b^*=0,15$ .	206
Figure 4.41 :	Lignes de courant (côté gauche) et isothermes (côté droit) pour divers $b^*$ et différents $Ri$ à $\phi =0,05$ et $Mn=100$ .	208
Figure 4.42 :	Nombre de Nusselt local pour différents $Ri$ et différents $Mn$ à $\phi =0,05$ et $b^*=0,15$ .	210
Figure 4.43 :	Nombre de Nusselt local pour divers nombres de Richardson et divers $b^*$ à $\phi =0,05$ et $Mn=100$ .	211
Figure 4.44 :	Nombre de Nusselt moyen par rapport au $\phi$ pour différents nombres de Richardson et nombres magnétiques à $b^*=0,15$ .	212
Figure 4.45 :	Nombre de Nusselt moyen par rapport au $\phi$ pour différents nombres de Richardson et différents $b^*$ à $Mn=100$ .	213
Figure 4.46 :	Amélioration du transfert de chaleur en fonction du $Mn$ et du $Ri$ sous l'action de la configuration.	214
Figure 4.47 :	Amélioration du transfert de chaleur en fonction du $Mn$ et du $Ri$ sous l'action de la fraction volumique, ainsi que de l'intensité du champ magnétique.	215

Figure 4.48 : Amélioration du transfert de chaleur en fonction du  $Mn$  et du  $Ri$  sous 216  
l'action de la configuration, de la fraction volumique et de l'intensité du  
champ magnétique.

## Liste des Tableaux

Tableau 2.1 :	Propriétés thermo physiques.....	66
Tableau 2.2 :	Schémas de discrétisation et algorithme.....	67
Tableau 2.3 :	Conditions aux limites.....	74
Tableau 2.4 :	Propriétés thermo physiques.....	74
Tableau 2.5 :	Spécifications de taille pour les dissipateurs thermiques (mm).....	79
Tableau 2.6 :	Propriétés thermo physiques.....	82
Tableau 2.7 :	Conditions aux limites.....	93
Tableau 2.8 :	Propriétés thermo physiques .....	93
Tableau 3.1 :	Indépendance du maillage à $Ri=0.1$ , $\phi=0.04$ , $Re=100$ , $Ha=0$ , $R=0.2$ .....	123
Tableau 3.2 :	Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats précédents.....	123
Tableau 4.1 :	La gamme des paramètres étudiés.....	152
Tableau 4.2 :	Indépendance du maillage pour $Re =500$ , $\varepsilon =0.88$ et $B=300G$ .....	172
Tableau 4.3 :	Indépendance du maillage.....	201
Tableau 4.4 :	Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats précédents.....	202

## NOMENCLATURE

$a$	Accélération ( $\text{m/s}^2$ )
$\beta_1, \beta_2, \alpha_1, \alpha^*$	Constantes du modèle
$B$	Vecteur de champ magnétique (T)
$B_0$	Intensité du champ magnétique (T)
$b$	Longueur large dimensionnelle de l'arc (m)
$b^*$	Longueur large sans dimension de l'arc
$c_p$	Capacité thermique spécifique ( $\text{J/kg K}$ )
$D$	Diamètre (m)
$Da$	Nombre de Darcy
$d_f$	diamètre moléculaire du fluide (m)
$d_p$	Diamètre des nanoparticules (nm)
$Ec$	Nombre d'Eckert
$F_K$	Force de Kelvin ( $\text{N/m}^3$ )
$F1, F2$	Fonctions de mélange
$f$	Facteur de frottement Darcy
$f_{drag}$	Fonction de glissement
$G_k$	Génération de K
$G_\omega$	Production de $\omega$
$Gr$	Nombre de Grashof
$h_L$	Coefficient de transfert thermique local ( $\text{W/m}^2 \cdot \text{K}$ )
$K$	Perméabilité ( $\text{m}^2$ )
$K$	Énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )
$Ha$	Nombre de Hartmann
$H$	Enthalpie ( $\text{J/kg}$ )
$I$	Intensité turbulente
$M$	Masse moléculaire
$M$	Magnétisation ( $\text{N/m.A}$ )
$Mn$	Nombre de Magnetic
$N$	Nombre d'Avogadro
$Nu_L$	Nombre de Nusselt (local)
$Nu_M$	Nombre de Nusselt (moyenne)
$p$	Pression ( $\text{N/m}^2$ )

P	Pression sans dimension
Pr	Nombre de Prandtl
$\dot{Q}$	Flux de chaleur (W/m <sup>2</sup> )
$Q_v$	Génération de chaleur volumétrique (W/m <sup>3</sup> )
r	Rayon d'angle dimensionnel (m)
R	Rayon d'angle sans dimension = $\frac{r}{L}$
Re	Nombre de Reynolds
Ra	Nombre de Rayleigh
Ri	Nombre de Richardson
$Re_r$	Rapport des nombres de Reynolds = $\frac{Re(\text{couche supérieure})}{Re(\text{couche inférieure})}$
$S_{vf}$	Production volumétrique d'entropie de frottement
$S_{vt}$	Production d'entropie thermique volumétrique
$S_{vg}$	Production volumétrique d'entropie totale
$S_g$	Production totale d'entropie (W/K)
$S_{gf}$	Production d'entropie de frottement (W/K)
$S_{gt}$	Production d'entropie thermique (W/K)
T	Température (K)
v	Vitesse (m/s)
$\nu$	Volume m <sup>3</sup>
U, V	Composantes de vitesse sans dimension
u <sub>0</sub>	Vitesse dans la direction x (m/s)
$\dot{W}_p$	Puissance de pompage (W)
$\dot{W}_{el}$	Puissance électrique (W)
x, y, z	Coordonnées (m)

**Variables Grecques**

$\lambda$	Conductivité thermique (W/m.K)
$\alpha$	Diffusivité thermique (m <sup>2</sup> /s)
$\beta$	Coefficient de dilatation thermique (1/K)
$\sigma$	Conductivité électrique (1/Ω.m)
J	Densité de courant (A/m <sup>2</sup> )
$\theta$	Température sans dimension
$\psi$	Fonction de courant sans dimension
$\nu$	Viscosité cinématique (m <sup>2</sup> /s)

$\mu$	Viscosité dynamique (kg/m.s)
$\mu_t$	Viscosité turbulente
$\rho$	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )
$\omega$	Taux de dissipation turbulent (m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> )
$\phi$	Fraction volumique des nanoparticules
$\sigma$	Conductivité électrique ( $\Omega$ /m)
$\gamma$	Angle de champ magnétique
$\chi_m$	Susceptibilité magnétique
$\chi_0$	Susceptibilité magnétique de référence

***Sous-scripts***

f	fluide
h	hydraulique
DLHS	Dissipateur de chaleur à double couche
HS	Dissipateur de chaleur
SLHS	Dissipateur thermique monocouche
M	variable moyenne
m	mélange
n	direction normale
nf	nanofluide
hnf	Nanofluide hybride
p	nanoparticule
s	Solide
0	Valeur de référence

## INTRODUCTION GÉNÉRALE ET OBJECTIFS

Au fil des décennies, la croissance de diverses unités d'ingénierie telles que les centrales électriques, les unités de climatisation, les appareils électroniques, les usines chimiques, les réacteurs nucléaires, les industries automobiles et les appareils à énergie renouvelable exige un transfert de chaleur plus élevé. Les fluides caloporteurs conventionnels tels que l'eau, d'éthylène glycol, l'huile et d'autres fluides thermiques ont une conductivité thermique faible et limitée. Le transfert de chaleur dans les fluides conventionnels peut être amélioré de diverses manières, y compris les ailettes et les micro-canaux, les vibrations de surface, les inserts, les turbulateurs, etc. Outre ces méthodes, l'un des moyens les plus efficaces d'augmenter le transfert de chaleur consiste à améliorer les propriétés thermo physiques de fluides de travail.

En **1995, Choi et Eastman** ont utilisé pour la première fois un nouveau type de fluide de travail connu sous le nom de **nanofluide** et ont confirmé sa capacité à améliorer le taux de transfert de chaleur. Les nanofluides sont une nouvelle classe de fluides caloporteurs basés sur la nanotechnologie fabriquée en dispersant et en suspendant de manière stable des nanoparticules dans des fluides caloporteurs conventionnels. Les échelles de longueur typiques des nanoparticules dans les fluides caloporteurs traditionnels sont de l'ordre de 10 nanomètres.

Au cours de la dernière décennie, une série d'expériences pionnières ont découvert que les nanofluides, lorsqu'ils sont correctement préparés ou affectés par un champ magnétique et un milieu poreux, présentent un certain nombre de nouveaux phénomènes de transport thermique et d'écoulement, qui doivent être étudiés et analysés. De plus, l'examen du problème sous l'angle de la seconde loi de la thermodynamique est de plus en plus intéressant ces dernières années.

La deuxième loi de la thermodynamique est appliquée pour la minimisation de la génération d'entropie afin de trouver des conceptions de systèmes d'ingénierie optimales. La génération d'entropie détermine le niveau d'irréversibilités accumulées au cours d'un processus. Par conséquent, la production d'entropie peut être utilisée comme critère pour évaluer les performances des dispositifs d'ingénierie. En d'autres termes, La production d'entropie est directement liée à la destruction de l'exergie ou de la disponibilité dans un système thermique. La minimisation de la destruction de l'exergie comme moyen de maximiser les performances thermodynamiques est désormais à la pointe des techniques de conception thermique modernes.

Les travaux de recherche que nous fournissons dans ce manuscrit présenté dans la présente thèse se concentre sur l'utilisation de méthodes numériques pour étudier le transfert de chaleur par convection en utilisant des nanofluides comme fluides de travail. Différentes configurations sont modélisées fonctionnant avec des nanofluides dans différents scénarios pour acquérir une

compréhension approfondie du comportement de ce nouveau type de fluide de travail. Ces différents scénarios incluent les écoulements laminaires et turbulents, la convection forcée et mixte, les conditions magnétohydrodynamiques (MHD) et ferrohydrodynamiques (FHD) et l'équipement du système avec des milieux poreux.

Les procédures suivies au cours de cette étude sont organisées en quatre chapitres comme suit :

Après cette introduction, le premier chapitre porte sur quelques notions fondamentales et de base des nanofluides, et propose une large synthèse bibliographique des travaux antérieurs concernant les écoulements internes en conditions laminaires et turbulentes avec différents modèles de nanofluides, les problèmes de convection naturelle et mixte dans les cavités avec et sans conditions MHD, les problèmes de dissipateurs thermiques travaillant avec des nanofluides, et plusieurs travaux concernant les problèmes de FHD et de milieux poreux avec des nanofluides.

Le deuxième chapitre de cette thèse est consacré à la présentation des géométries, des problèmes étudiés, aux formulations mathématiques, les conditions aux limites et les méthodes de résolution utilisées. Cette présentation comprend également une description des outils numériques qui ont été utilisés ainsi que l'analyse détaillée du maillage optimal et les validations de la fiabilité des solveurs utilisés.

La présentation des résultats concernant les nanofluides non-magnétiques dans deux différentes applications et conditions a été présentée dans le troisième chapitre. La première étude (Problème 1) analyse la convection forcée du nanofluide ( $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$ ) à travers un coude tridimensionnel (3D) à  $90^\circ$  à l'aide d'un modèle de mélange multi-phase. La deuxième étude (Problème 2) présente une recherche numérique sur la convection mixte avec des conditions MHD de nanofluides hybrides ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu}/\text{Eau}$ ) dans une cavité à deux coins arrondis avec chauffage partiel.

Dans le dernier chapitre, nous avons présenté trois analyses numériques du nanofluide magnétique dans trois configurations différentes, une analyse de l'énergie et de l'exergie dans des dissipateurs thermiques travaillant avec un nanofluide magnétique ( $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ ) (Problème 3), puis nous présentons une méthode hybride très efficace pour refroidir des composants électroniques à l'aide d'un nanofluide magnétique, d'un inducteur de champ magnétique et d'un milieu poreux (Problème 4), et nous terminerons par une étude qui examine le problème de la convection mixte du ferrofluide à l'intérieur d'une cavité ayant deux plaques en forme d'arc sous l'influence d'un champ magnétique non-uniforme (Problème 5)

Enfin, nous concluons cette thèse en fournissant une conclusion générale ainsi que quelques perspectives qui pourront être utilisées dans le futur.

Les principaux objectifs que cette étude vise à atteindre sont :

- Étant donné que le problème 1 est caractérisée par un écoulement secondaire appelé tourbillons de Dean et que cette configuration est couramment utilisée dans les industries, le premier objectif est d'étudier les effets de la fraction volumique des nanoparticules, du diamètre des nanoparticules et du nombre de Reynolds sur le tourbillon de Dean, ainsi que sur les champs thermiques et dynamiques et la génération d'entropie.
- Les effets du nombre de Richardson, du nombre de Hartmann, de l'angle de champ magnétique, de la fraction volumique solide, du rapport de composition des nanoparticules, du rayon des coins sur le champ dynamique et thermique et de l'irréversibilité dans une nouvelle cavité à couvercle à deux coins arrondis (Problème 2).
- Les effets de la structure du dissipateur thermique, du rapport du nombre de Reynolds, de la fraction volumique solide sur la génération d'entropie globale, la première loi de la thermodynamique et l'efficacité exergétique, le transfert de chaleur et la perte de charge (Problème 3).
- Les effets de l'intensité du champ magnétique, du nombre de Reynolds, de la porosité et de la fraction volumique sur le transfert de chaleur, l'écoulement et la génération d'entropie sont analysés (Problème 4).
- Au cours de la convection mixte avec la présence d'un champ magnétique non uniforme dans une nouvelle cavité entraînée par un couvercle ayant deux parois en forme d'arc, les effets du nombre magnétique, du nombre de Richardson, de la fraction volumique et de la grande longueur sans dimension de l'arc sont étudiés (Problème 5).

# 1. GÉNÉRALITÉS ET SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

## 1.1 INTRODUCTION

Le transfert de chaleur demeure un domaine d'intérêt majeur pour les chercheurs en ingénierie et en sciences, ainsi que pour les concepteurs, développeurs et fabricants. La convection est un phénomène physique qui intervient dans de nombreux problèmes liés au transfert de chaleur. Le transfert de chaleur par convection peut être amélioré de manière passive en modifiant la géométrie de l'écoulement, les conditions aux limites ou en augmentant la conductivité thermique du fluide.

Les fluides caloporteurs fournissent un environnement propice à l'ajout ou au retrait d'énergie dans les systèmes, leur efficacité dépendant de leurs propriétés physiques telles que la conductivité thermique, la viscosité, la densité et la capacité thermique. La faible conductivité thermique est souvent la principale limitation des fluides caloporteurs. Récemment, l'utilisation de nanoparticules comme additifs pour modifier les fluides et améliorer leurs performances a suscité l'intérêt. La dispersion ou la suspension de nanoparticules à haute conductivité thermique dans les fluides caloporteurs, appelés "nanofluides", est l'une des méthodes permettant d'améliorer la conductivité thermique des mélanges et donc d'augmenter leur coefficient de transfert de chaleur dans diverses applications.

Ce chapitre est divisé en trois sections. La première section présente les notions de base du transfert de chaleur par convection. La deuxième section fournit des informations générales sur les nanofluides. Enfin, la troisième section présente une revue de la littérature scientifique sur l'étude des transferts de chaleur par convection dans diverses configurations utilisant des nanofluides, qu'ils soient magnétiques ou non.

## 1.2 NOTIONS DE BASE

Le transfert de chaleur est le processus de mouvement de la chaleur à travers la frontière d'un système en raison d'une différence de température. Il existe plusieurs méthodes de transfert de chaleur, notamment la conduction, la convection et le rayonnement. Ces méthodes sont utilisées dans divers domaines tels que l'ingénierie automobile, la gestion thermique des appareils électroniques, la climatisation, l'isolation, le traitement des matériaux, l'ingénierie chimique et les centrales électriques.

Lorsqu'un fluide entre en contact avec une surface solide à une température différente, le processus d'échange thermique qui en résulte est appelé transfert de chaleur par convection. Ce processus est courant et joue un rôle important dans divers domaines, notamment dans les systèmes de chauffage et de refroidissement.

Il existe trois principaux modes de convection : la convection naturelle, la convection forcée et la convection mixte.

- ✓ La convection naturelle se produit en raison des différences de densité causées par les variations de température dans un fluide. Lorsqu'un fluide est chauffé, il devient moins dense et s'élève, tandis que le fluide plus froid et plus dense coule vers le bas. Cela crée un mouvement circulant qui transfère la chaleur de la zone plus chaude vers la zone plus froide.
- ✓ La convection forcée se produit lorsqu'une force extérieure, telle qu'un ventilateur ou une pompe, est utilisée pour déplacer le fluide. Le fluide est contraint de couler dans une direction spécifique, permettant ainsi un transfert de chaleur plus efficace d'un point à un autre. La convection forcée est largement utilisée dans de nombreuses applications industrielles et technologiques, telles que les systèmes de chauffage et de refroidissement, les échangeurs de chaleur et bien d'autres.

La convection mixte est un processus de transfert de chaleur qui combine à la fois la convection naturelle et la convection forcée. Elle se produit lorsque le fluide est à la fois entraîné par une force extérieure, telle qu'un ventilateur ou une pompe, et par la variation de densité due aux différences de température.

## **1.3 GÉNÉRALITÉS SUR LES NANOFLUIDES**

### **1.3.1 Définition**

Les nanofluides sont des fluides qui contiennent des particules de taille nanométrique, généralement fabriquées à partir de métaux, d'oxydes métalliques ou de matériaux à base de carbone. Ces particules ont un grand rapport surface/volume, ce qui augmente la conductivité thermique du fluide et permet un transfert de chaleur plus efficace. De plus, la petite taille des particules leur permet de se déplacer plus librement dans le fluide, augmentant encore davantage la capacité du fluide à transférer la chaleur. Cela rend les nanofluides attrayants pour une large gamme d'applications, notamment les systèmes de chauffage et de refroidissement, les systèmes d'énergie solaire thermique et le refroidissement des électroniques.

### 1.3.2 Classification

La classification des nanofluides en différentes catégories est un aspect essentiel, car elle permet une étude plus précise et spécifique. Il existe différentes façons de classer les nanofluides dans la littérature, comme par le nombre de nanoparticules en suspension, le type de nanoparticules, et le type de fluide de base. Cependant, classer les nanofluides en catégories magnétiques et non magnétiques est particulièrement utile et intéressant, surtout en présence d'un champ magnétique.

- ✓ Les nanofluides magnétiques sont des suspensions colloïdales de nanoparticules magnétiques dans un fluide de base. Ces nanoparticules sont généralement fabriquées à partir de matériaux tels que l'oxyde de fer ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), le cobalt (Co) et le nickel (Ni).
- ✓ Les nanofluides non magnétiques sont des suspensions de nanoparticules non magnétiques, comme le cuivre (Cu), l'aluminium (Al) et le dioxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ) dans un fluide de base.

### 1.3.3 Modélisation

Il existe deux modèles principaux qui peuvent être utilisés pour simuler les nanofluides dans les simulations de dynamique des fluides numérique (CFD) :

- Le modèle à une phase suppose que le nanofluide se comporte comme un seul fluide, avec les nanoparticules traitées comme une phase continue.
- Le modèle à deux phases, en revanche, traite le fluide et les nanoparticules comme des phases séparées et tient compte des interactions entre elles.

Les deux modèles ont leurs propres avantages et limites, et le choix de celui à utiliser dépend de l'application spécifique et du niveau de précision requis.

### 1.3.4 Applications

Les nanofluides ont une grande variété d'applications potentielles, notamment :

- **Systèmes de refroidissement** : Les nanofluides ont été utilisés comme refroidissants dans les dispositifs électroniques, les automobiles et d'autres applications où une dissipation de chaleur efficace est nécessaire.
- **Applications biomédicales** : Certains chercheurs étudient l'utilisation de nanofluides comme moyen de livrer des médicaments et d'autres thérapeutiques à des parties spécifiques du corps.
- **Remédiation environnementale** : Les nanofluides ont été proposés comme moyen de retirer les polluants de l'eau et d'autres liquides.
- **Production d'énergie** : Certains chercheurs étudient l'utilisation de nanofluides dans les systèmes d'énergie solaire thermique et d'autres formes d'énergie renouvelable.

- **Lubrification** : Les nanofluides ont été proposés comme moyen d'améliorer la lubrification des pièces mécaniques, réduisant l'usure et augmentant l'efficacité.
- **Traitement industriel** : Les nanofluides ont été proposés comme moyen d'améliorer les performances des processus industriels tels que le meulage et la découpe.
- **Nettoyage et dégraissage** : Certains chercheurs étudient l'utilisation de nanofluides comme moyen de nettoyer et dégraisser l'équipement industriel et d'autres surfaces.

### 1.3.5 Les avantages et les inconvénients

Les nanofluides ont plusieurs avantages potentiels et inconvénients :

- **Avantages :**

- Performance de transfert de chaleur améliorée : l'ajout de nanoparticules à un fluide peut considérablement augmenter sa conductivité thermique et sa capacité thermique, entraînant une performance améliorée de transfert de chaleur dans des systèmes tels que les échangeurs de chaleur, les radiateurs et les systèmes thermiques solaires. Cela peut entraîner une efficacité accrue et des économies d'énergie dans ces systèmes.
- Fluidité accrue : l'ajout de nanoparticules à un fluide peut augmenter sa fluidité, ce qui facilite la pompe et la circulation dans un système. Cela peut être particulièrement bénéfique dans les systèmes où des fluides à haute viscosité sont utilisés.
- Stabilité accrue : les nanoparticules en suspension dans un fluide peuvent agir comme des agents stabilisants, empêchant les particules de se déposer et de boucher le système. Cela peut entraîner une durée de vie prolongée du système et des coûts d'entretien réduits.
- Résistance à la corrosion améliorée : certaines nanoparticules, telles que celles fabriquées à partir de céramiques ou d'oxydes métalliques, peuvent agir comme des inhibiteurs de corrosion, protégeant les surfaces du système de la rouille et d'autres formes de corrosion. Cela peut entraîner une durée de vie accrue du système et des coûts de remplacement réduits.

- **Inconvénients :**

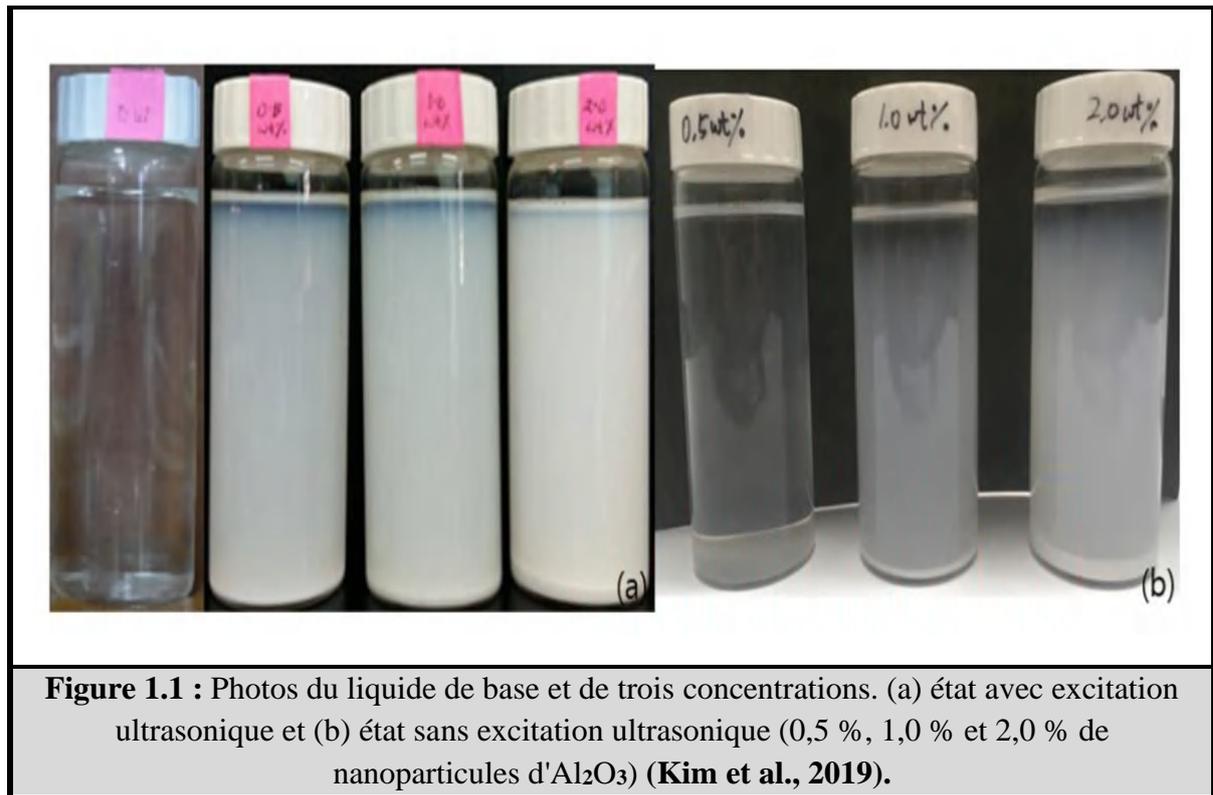
- ✓ Coût élevé : la production de nanofluides est actuellement coûteuse, ce qui peut les rendre plus chers à utiliser que les fluides traditionnels.
- ✓ Problèmes de stabilité : les nanoparticules dans les nanofluides peuvent se déposer au fil du temps, ce qui peut entraîner une performance réduite et un colmatage des systèmes.
- ✓ Toxicité : certaines nanoparticules utilisées dans les nanofluides peuvent être toxiques pour les humains et l'environnement, il faut donc être vigilant quant au choix des nanoparticules utilisées.

- ✓ Disponibilité limitée : les nanofluides ne sont pas largement disponibles et peuvent ne pas être adaptés à tous les types d'applications.

## 1.4 SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

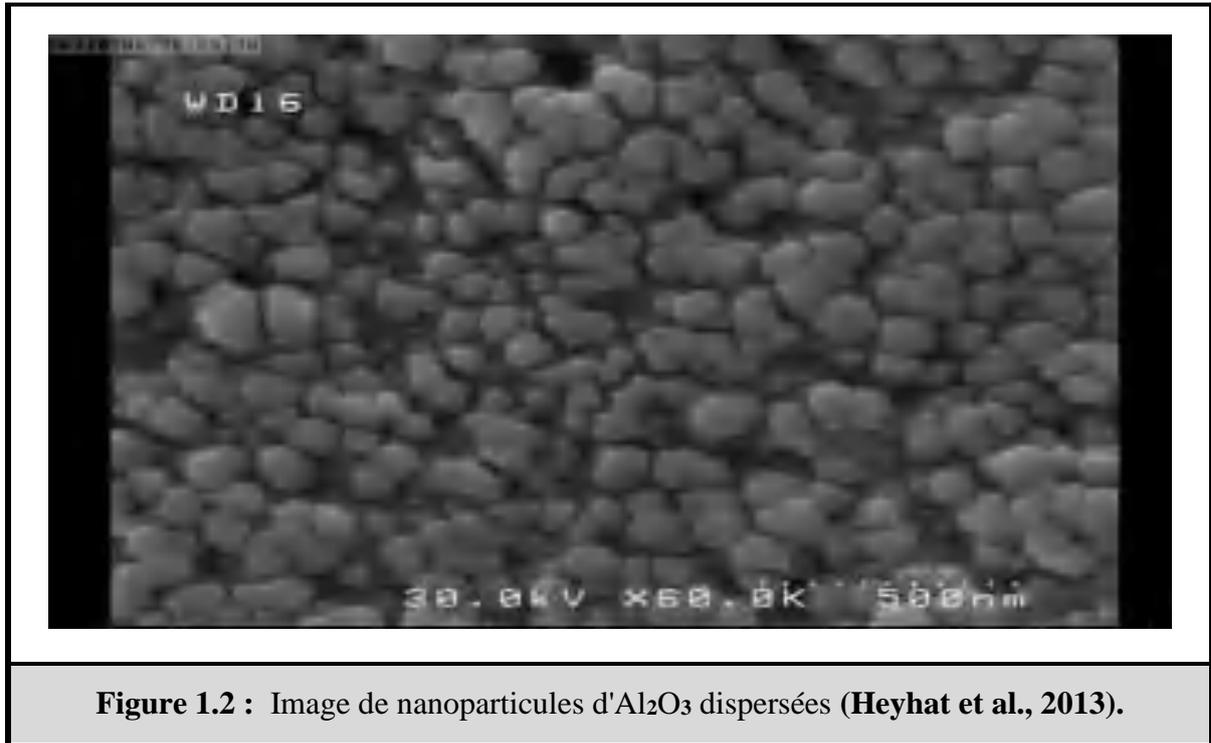
Plusieurs études disponibles dans la littérature ont été menées pour étudier l'impact de divers paramètres sur le transfert de chaleur, l'écoulement et la deuxième loi de la thermodynamique lors du transfert de chaleur par convection à l'aide de nanofluides non magnétiques et magnétiques dans une variété de géométries et de conditions. Ces études ont utilisé une large gamme de méthodes expérimentales, analytiques et numériques pour acquérir une compréhension globale de ces phénomènes.

L'étude des problèmes d'écoulement interne dans les conduites fonctionnant avec des nanofluides non magnétiques fait l'objet d'une attention croissante de la part des chercheurs. Par exemple, **Kim et al. (2019)** ont effectué une étude expérimentale visant à évaluer les coefficients de transfert de chaleur d'un nanofluide en utilisant des tubes en cuivre de petites dimensions. Ils ont appliqué une excitation ultrasonore pendant 3,0 h pour améliorer la dispersion et la distribution des nanoparticules d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  dans le liquide (fig. 1.1). Ils ont cherché à déterminer l'effet du nombre de Reynolds et des concentrations d'alumine sur les coefficients de transfert de chaleur. Au cours de leur expérimentation, ils ont constaté que lorsque la concentration d'alumine dans le nanofluide augmentait, la conductivité thermique augmentait également. De plus, ils ont observé que le coefficient de transfert de chaleur augmentait avec l'augmentation du nombre de Reynolds ou de la concentration d'alumine, et avec la diminution du diamètre du tube. Plus précisément, ils ont constaté que la réduction du diamètre du tube à un débit constant entraînait une augmentation considérable du coefficient de transfert de chaleur, lequel étant en moyenne d'environ 160% plus élevé pour un diamètre de 0,8 mm par rapport à un diamètre de 2,0 mm pour un nombre de Reynolds de 1588.

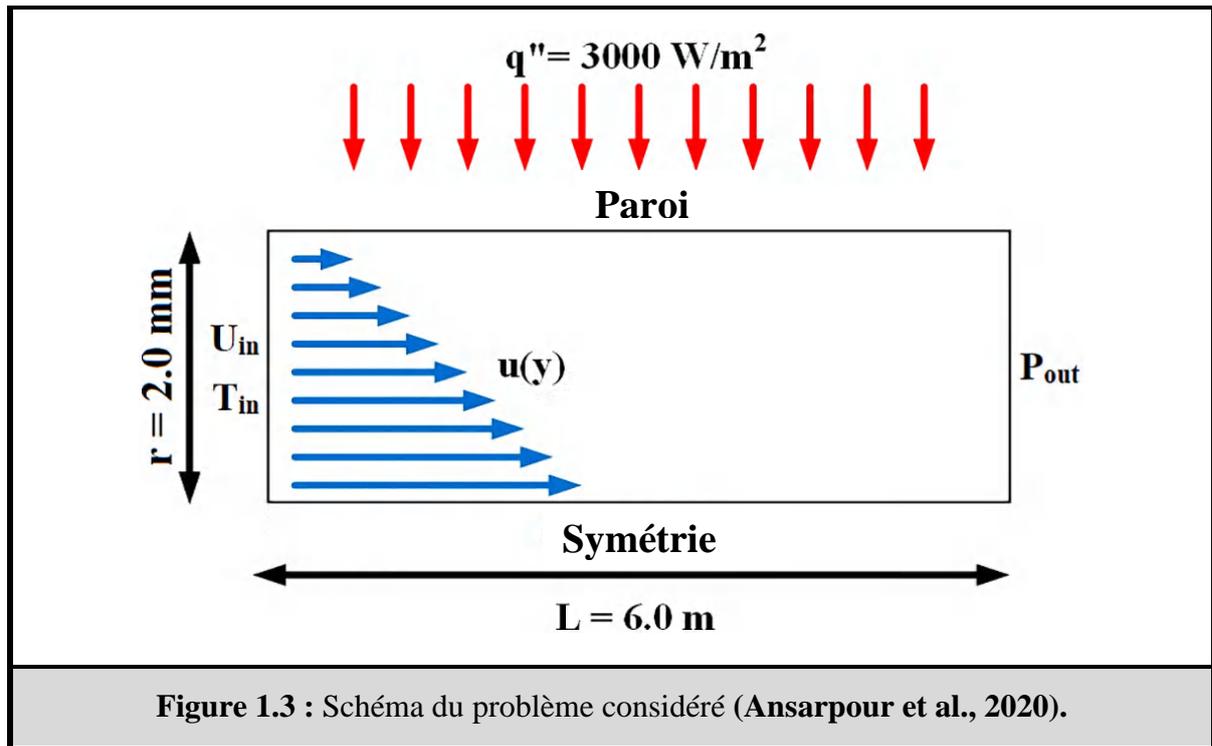


**Figure 1.1** : Photos du liquide de base et de trois concentrations. (a) état avec excitation ultrasonique et (b) état sans excitation ultrasonique (0,5 %, 1,0 % et 2,0 % de nanoparticules d' $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) (Kim et al., 2019).

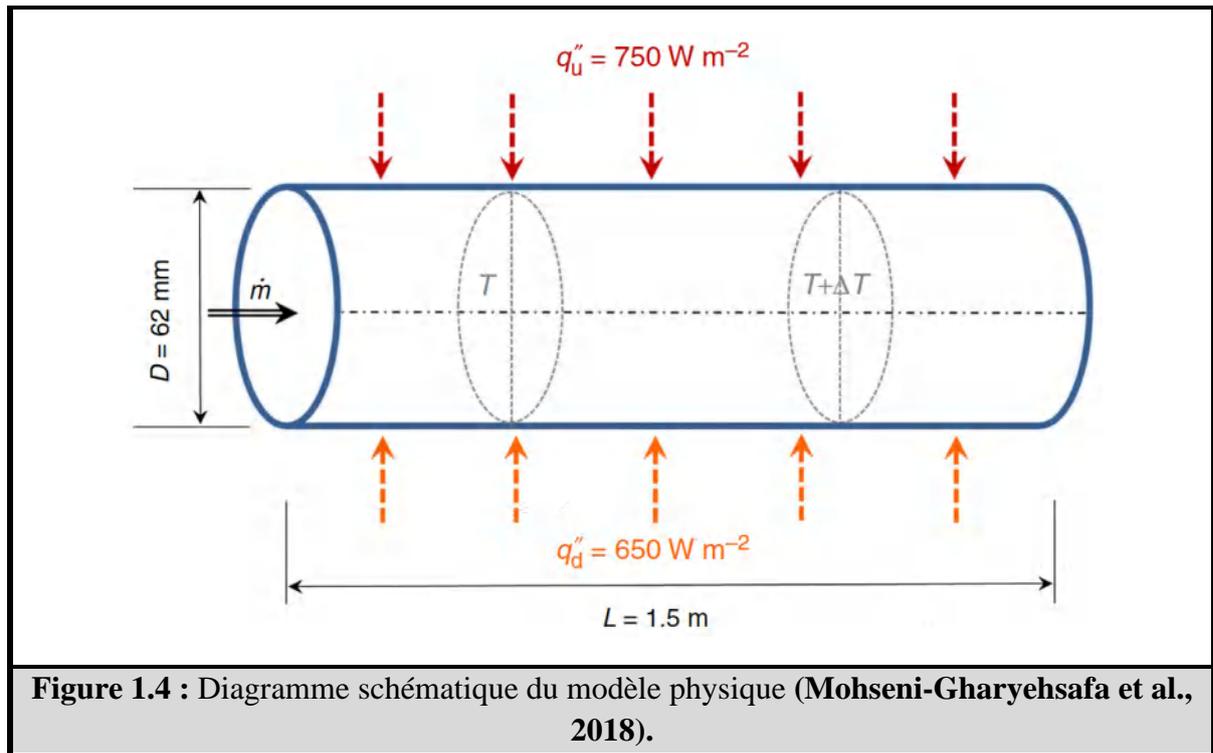
**Heyhat et al. (2013)** ont mené une enquête expérimentale sur le coefficient de transfert de chaleur et le facteur de frottement des nanofluides  $\text{Al}_2\text{O}_3$ /eau circulant dans un tube horizontal dans des conditions laminaire (fig. 1.2). Ils ont utilisé des nanoparticules  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dispersées dans l'eau avec des concentrations variables et ont mesuré les propriétés physiques des nanofluides. Ils ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur du nanofluide est supérieur à celui du fluide de base et augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et de la concentration en particules. En particulier, il a été constaté que le coefficient de transfert de chaleur a augmenté d'environ 32% à une concentration de 2% de nanofluide. De plus, la perte de pression pour les nanofluides a été constatée plus élevée que pour l'eau pure.



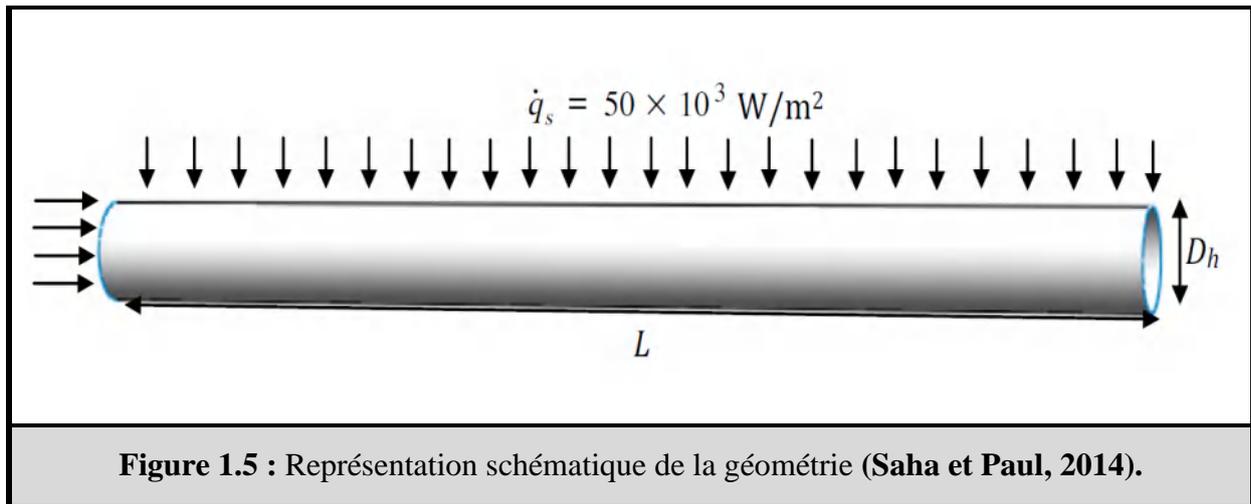
**Ansarpour et al. (2020)** ont investigué l'amélioration du transfert de chaleur en ajoutant des nanoparticules d'alumine à l'eau, à l'éthylène glycol et à un nanofluide à base de liquide ionique (fig. 1.3). Ils ont modélisé un tube horizontal et l'ont testé en variant les concentrations de nanoparticules, le nombre de Reynolds et la température d'entrée de fluide. Les résultats ont montré que le nanofluide à base de liquide ionique avait un coefficient de transfert de chaleur supérieur à des températures plus basses en raison de sa conductivité thermique et de sa viscosité élevée. Le coefficient de transfert de chaleur a augmenté avec une concentration plus élevée de nanofluide. Son maximum et l'amélioration ont été trouvés à une concentration de nanoparticules de 2,5% en poids.



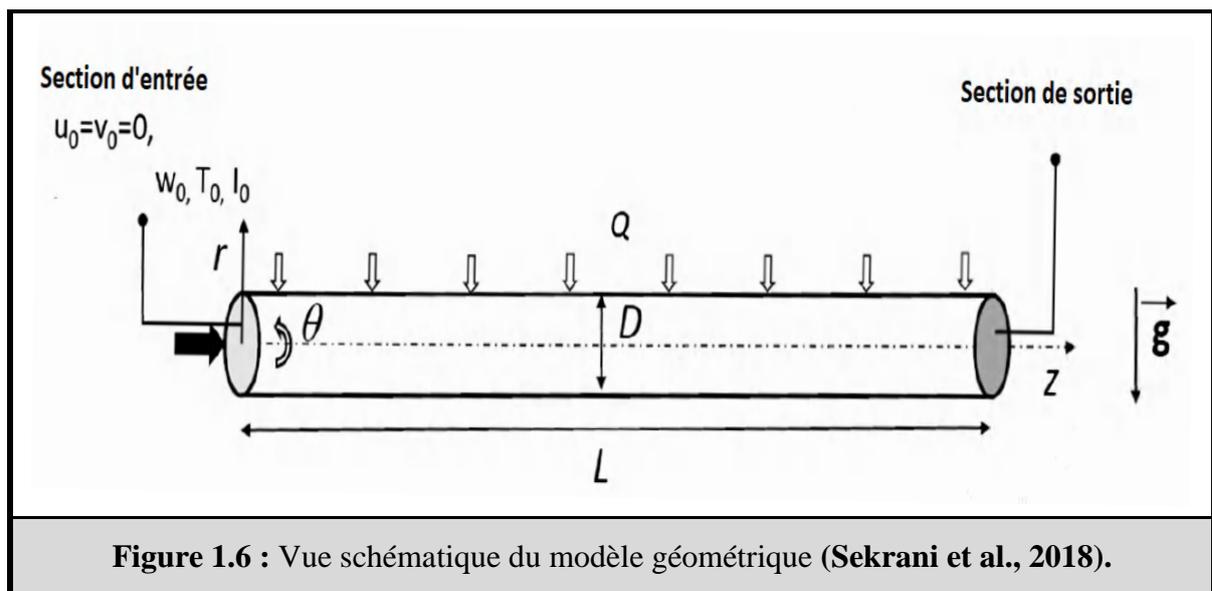
**Mohseni-Gharyehsafa et al. (2018)** se sont penchés sur les conditions optimales pour l'écoulement de nanofluides en convection forcée à l'intérieur d'un tube circulaire (fig. 1.4). Pour ce faire, ils ont adopté une approche basée sur la deuxième loi de la thermodynamique et la minimisation de la génération d'entropie. Les nanofluides utilisés dans cette étude étaient composés de trois types de particules ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$  et  $\text{SiO}_2$ ) dispersées dans un fluide de base composé d'éthylène glycol et d'eau à parts égales. Les résultats obtenus montrent que les nanofluides d'oxyde métallique ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  et  $\text{CuO}$ ) ont généré une quantité inférieure d'entropie par rapport au nanofluide d'oxyde non métallique ( $\text{SiO}_2$ ), avec une réduction maximale de la génération totale d'entropie atteignant 20% lors de l'utilisation de nanoparticules de  $\text{CuO}$  par rapport à  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .



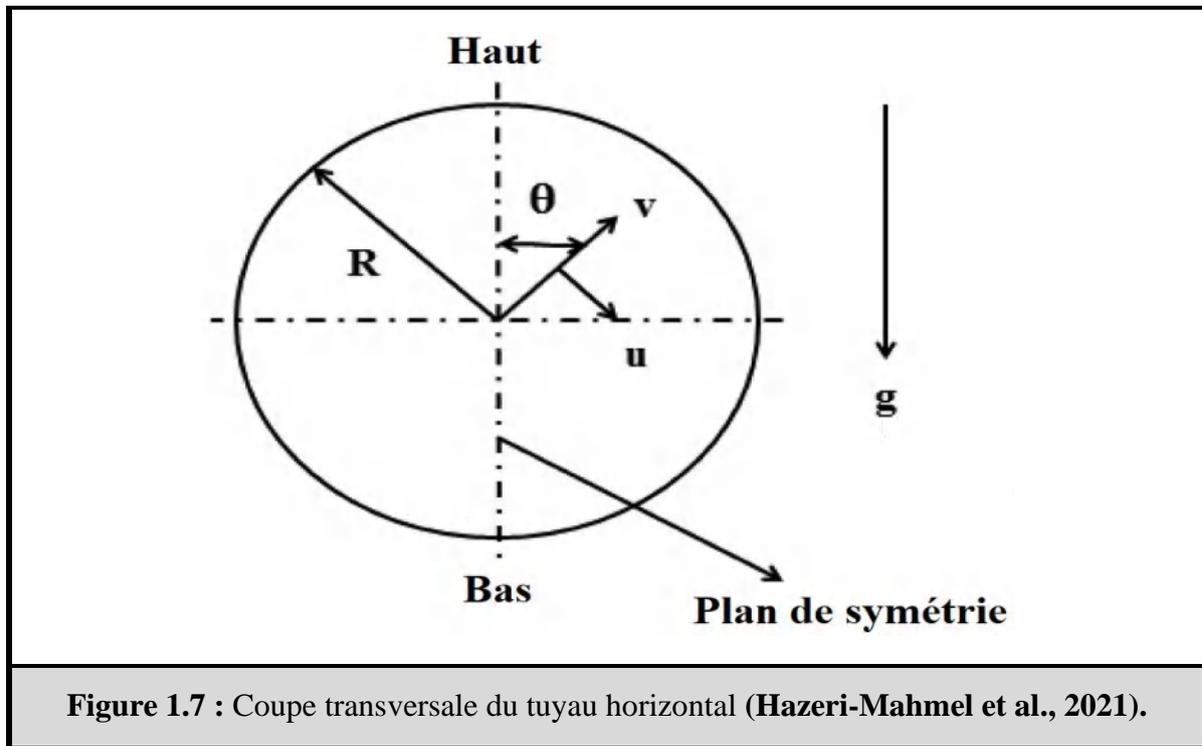
L'effet des fractions volumiques, du mouvement brownien et du diamètre des particules sur l'écoulement et le transfert de chaleur dans un tuyau circulaire horizontal (fig. 1.5) a été réalisée numériquement par **Saha et Paul (2014)**. Ils ont utilisé des nanofluides à base d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  et de  $\text{TiO}_2$  dans l'eau et ont appliqué une condition de flux de chaleur uniforme à la paroi. Ils ont examiné l'effet des concentrations en volume, du mouvement brownien et du diamètre des particules sur les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur des nanofluides. Les paramètres variés dans l'étude incluaient le nombre de Reynolds ( $10 \times 10^3$  à  $100 \times 10^3$ ), le nombre de Prandtl (7,04 à 20,29), la fraction volumique de nanoparticules (4% et 6%) et le diamètre des nanoparticules (10, 20, 30 et 40 nm). Les résultats ont montré que le rapport le plus élevé de la contrainte de cisaillement moyenne, le taux de transfert de chaleur et le facteur de performance thermique ont été obtenus lorsque la taille des particules était petite et que le mouvement brownien était présent. De plus, le taux de transfert de chaleur était plus élevé pour le nanofluide à base d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  par rapport au nanofluide à base de  $\text{TiO}_2$ . Les résultats ont été comparés à des données expérimentales disponibles et des corrélations et ont montré une bonne concordance. Dans l'ensemble, l'étude a conclu que la performance de transfert de chaleur dépend largement de la taille des particules et du mouvement brownien, et dans une moindre mesure de la conductivité thermique du nanofluide.



Sekrani et al. (2018) ont mené une étude numérique sur le transfert de chaleur convectif turbulent du nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$  circulant dans un tube circulaire sous un flux de chaleur uniforme sur la paroi (fig. 1.6). Quatre fractions volumiques jusqu'à 2% ont été analysées à l'aide de différents modèles de turbulence, en mettant l'accent sur les effets de la concentration en nanoparticules et du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt et le facteur de friction. Deux modèles numériques (monophasé et biphasé) ont été comparés aux résultats expérimentaux. Les résultats obtenus ont montré que le modèle biphasé était nécessaire pour une fraction volumique plus élevée. Le modèle SST  $k-\omega$  s'est avéré être le meilleur parmi huit modèles de turbulence, avec des erreurs de 0,44% et 1,82% pour le nombre de Nusselt et le coefficient de friction, respectivement.

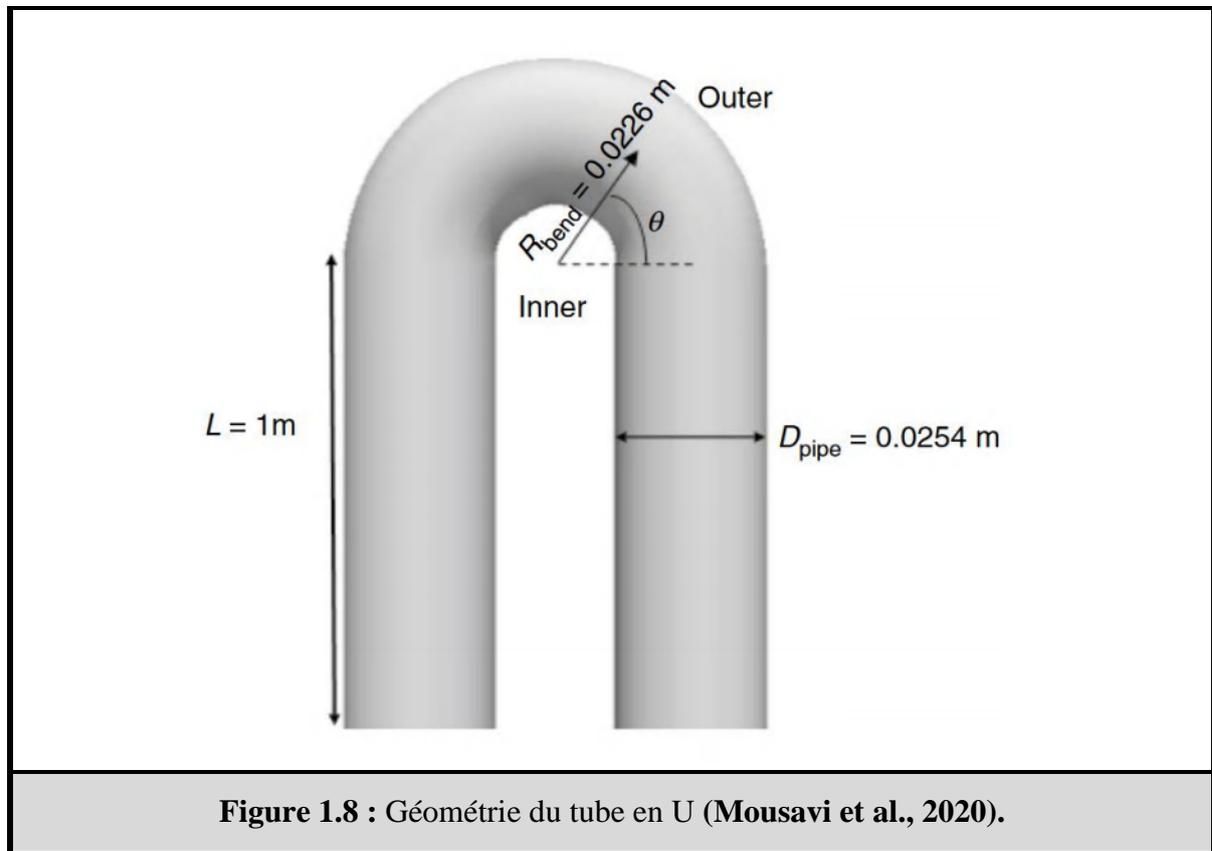


**Hazeri-Mahmel et al. (2021)** ont effectué une analyse en 3D de la convection forcée de nanofluides Newtoniens et non-Newtoniens dans un tuyau horizontal (fig. 1.7). Quatre modèles mathématiques ont été utilisés : modèle monophasé Newtonien, modèle monophasé non-Newtonien, modèle de mélange biphasé Newtonien et modèle de mélange biphasé non-Newtonien. Les auteurs ont examiné l'impact de la fraction volumique des particules et du nombre de Reynolds sur les caractéristiques de transfert de chaleur et d'écoulement de fluide dans un tuyau horizontal rempli de nanofluide  $Al_2O_3$ /eau. Les résultats obtenus ont montré qu'à mesure que la fraction volumique solide augmentait, les modèles biphasés présentaient des coefficients de transfert de chaleur plus élevés par rapport aux modèles monophasés correspondants. Cependant, aucune relation significative n'a été trouvée entre les modèles Newtoniens et non-Newtoniens. Ils ont également observé que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour tous les modèles.

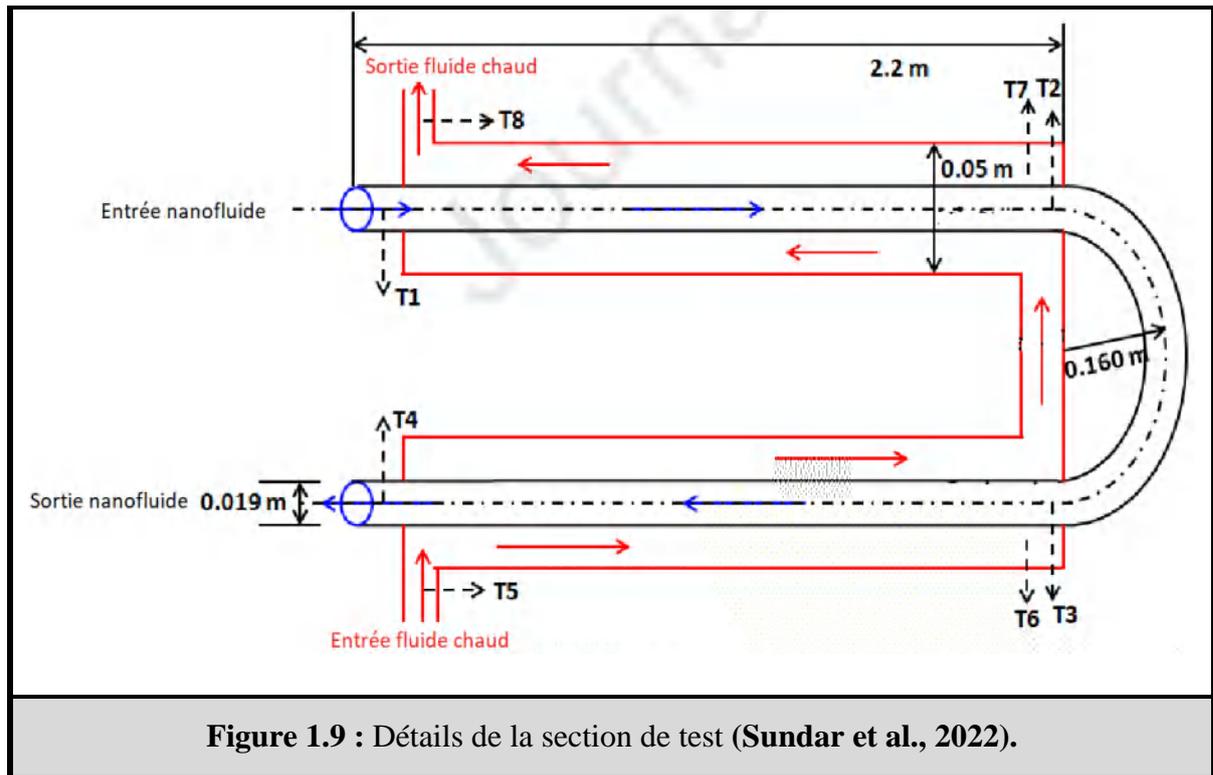


Le transfert de chaleur par convection forcée des nanotubes de carbone à parois multiples (MWCNT) nanofluides à base d'eau se comportant comme un fluide non-newtonien à l'intérieur de tubes courbes (fig. 1.8) a été étudié par **Mousavi et al (2020)**. Ils ont utilisé un modèle à quatre équations pour modéliser l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur du nanofluide, et la variation de viscosité a été approchée par la loi de puissance. Les équations régissant le système ont été résolues à l'aide de la méthode des volumes finis dans le package OpenFoam et validées par rapport aux données expérimentales. L'étude paramétrique montre que les

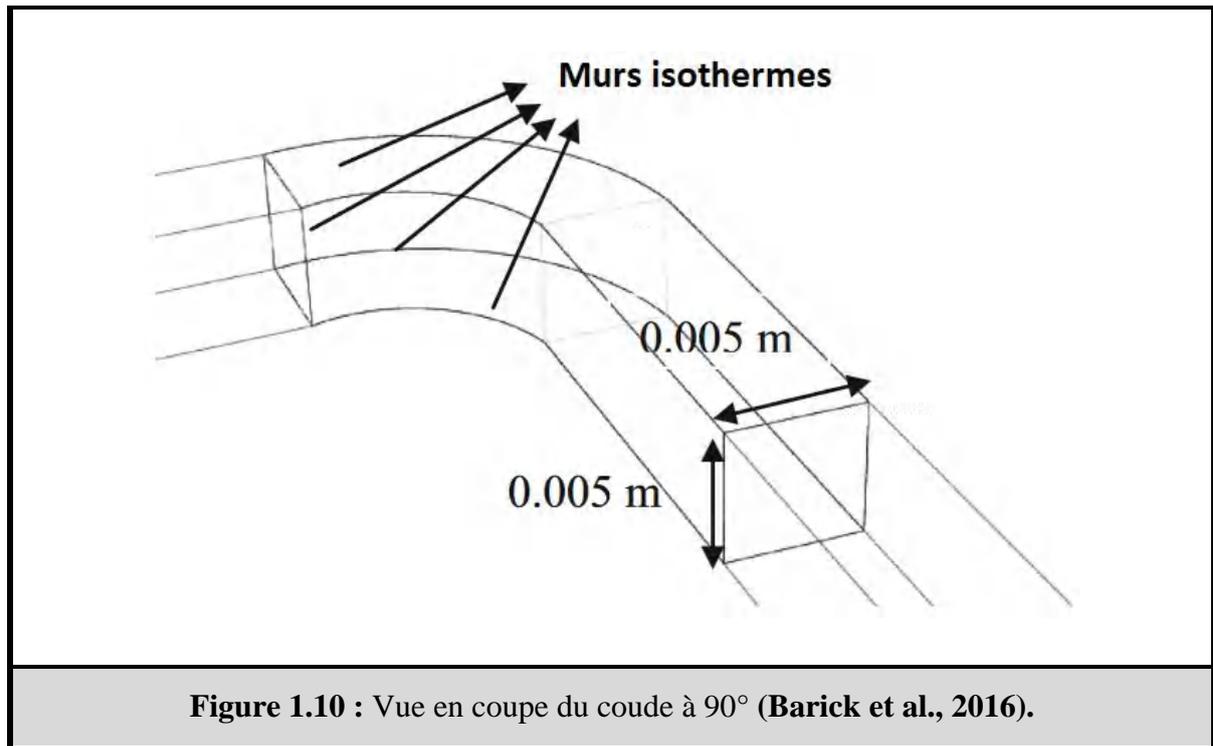
nanofluides à base de carbone peuvent offrir de bonnes performances thermiques même à des nombres de Reynolds faibles. Ils ont présenté une corrélation numérique précise pour le transfert de chaleur convectif non newtonien du nanofluide à l'intérieur de tubes incurvés.



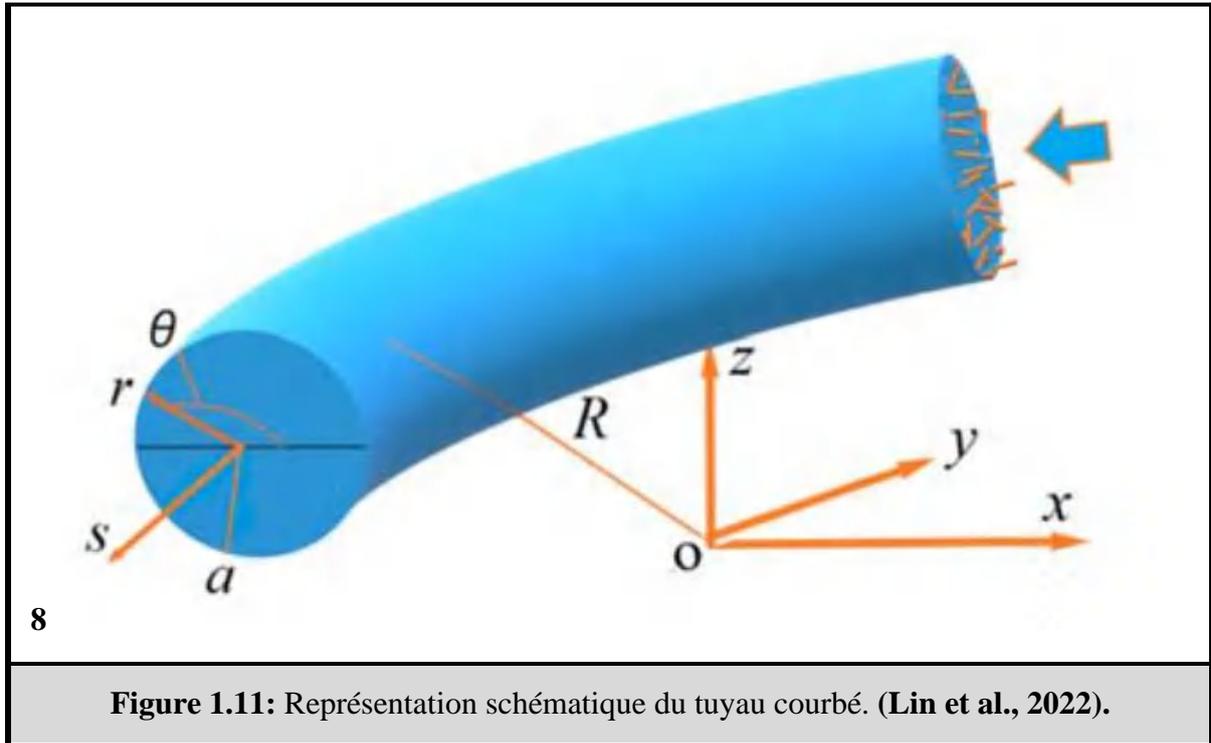
**Sundar et al. (2022)** ont analysé les performances de nanofluides MWCNT/eau dans un coude en U (fig. 1.9). Le coefficient de transfert de chaleur, le nombre de Nusselt, l'efficacité et le nombre d'unités de transfert ont été déterminés expérimentalement dans des conditions de Reynolds allant de 3 500 à 12 000 et des concentrations volumiques allant de 0% à 0,3%. Ces paramètres ont été ensuite prédits à l'aide d'un système d'inférence neuro-flou adaptatif (ANFIS) avec le nombre de Reynolds et le chargement volumique de particules en entrées et le coefficient de transfert de chaleur, le nombre de Nusselt, l'efficacité et le nombre d'unités de transfert en sorties. Les résultats ont montré qu'à une concentration volumique de 0,3% et un nombre de Reynolds de 10 005, le nombre de Nusselt, le coefficient de transfert de chaleur, l'efficacité et le nombre d'unités de transfert ont été améliorés de 31,3%, 44,17%, 2,51% et 2,76%, respectivement, par rapport au fluide de base.



**Barick et al. (2016)** ont mené une étude sur l'utilisation de nanofluides  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$  dans un coude de section carrée à  $90^\circ$  pour améliorer le transfert de chaleur (fig. 1.10). Le relevé numérique a été réalisé en utilisant la méthode des volumes finis et le solveur commercial Fluent 6.3. Le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  à deux équations avec une fonction de paroi standard a été utilisé pour fermer les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps. Le nombre de Reynolds du tuyau variait entre 2 500 et 6 000. Les résultats obtenus ont montré que la fraction volumique du nanofluide augmentait significativement le transfert de chaleur et que le transfert de chaleur augmentait avec le nombre de Reynolds. L'énergie cinétique turbulente près de la paroi extérieure s'est avérée supérieure à celle de la paroi intérieure du coude. Les auteurs ont également effectué une comparaison de l'amélioration du transfert de chaleur avec différents types de nanofluides et ont constaté que les résultats calculés des nombres de Nusselt moyens pondérés en fonction de la surface étaient en accord avec la littérature existante.



**Lin et al. (2022)** ont examiné la chute de pression, le transfert de chaleur et les performances énergétiques d'un nanofluide ZnO/eau circulant dans un tuyau incurvé (fig. 1.11) pour différents nombres de Reynolds, fraction volumique, nombre de Schmidt, rapport d'aspect des particules et nombre de Dean. Les résultats montrent une augmentation du frottement avec une augmentation de la fraction volumique, du nombre de Schmidt et du nombre de Dean, ainsi qu'une diminution du nombre de Reynolds et du rapport d'aspect des particules. En ce qui concerne les performances de transfert de chaleur, une augmentation a été constatée avec une augmentation du nombre de Reynolds, de la fraction volumique, du rapport d'aspect des particules et du nombre de Dean, et une diminution du nombre de Schmidt. Enfin, une formule du rapport de performance énergétique du nanofluide par rapport au fluide de base en fonction de ces variables a été dérivée.



**Figure 1.11:** Représentation schématique du tuyau courbé. (Lin et al., 2022).

Une étude de modélisation numérique du transfert de chaleur par convection mélangée laminaire de nanofluides à l'intérieur d'un coude fermé (fig. 1.12) a été menée par **Ebrahimi et al. (2021)**. Ils ont sélectionné le nanofluide Cu/eau avec des fractions volumiques allant de 0 à 6% comme fluide de travail pour l'étude. L'étude a été réalisée avec des nombres de Grashof allant de 10 000 à 100 000 et des nombres de Richardson de 0,1 ; 1 et 10. Ils ont constaté que les nanofluides à fraction volumique plus élevée entraînent une amélioration du transfert de chaleur. La présence de nanoparticules solides a entraîné une amélioration de la distribution de température et une augmentation de la force de poussée, selon leurs découvertes. Une augmentation du nombre de Grashof a entraîné une amélioration significative du mécanisme de circulation et une réduction de la génération d'entropie. La plus grande variation de température entre la surface et le fluide s'est produite au début de la collision du fluide avec la surface, entraînant une génération d'entropie minimale dans les zones inférieures de la surface chaude.

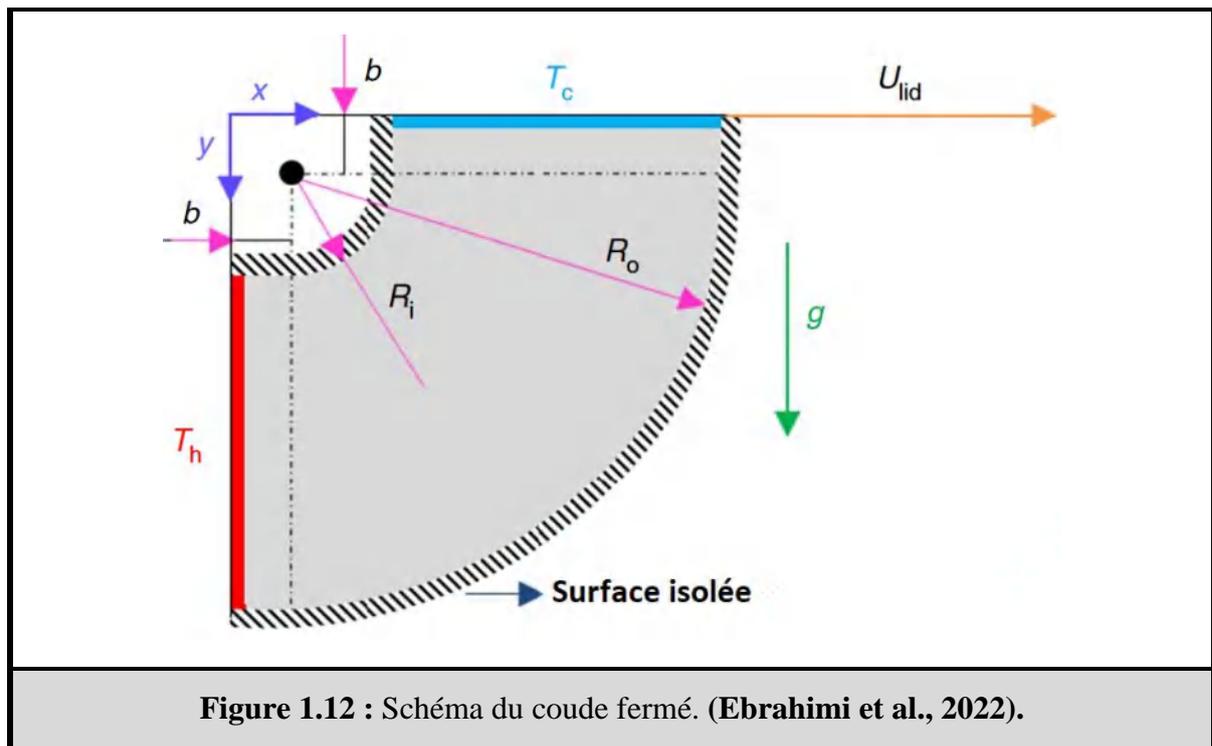


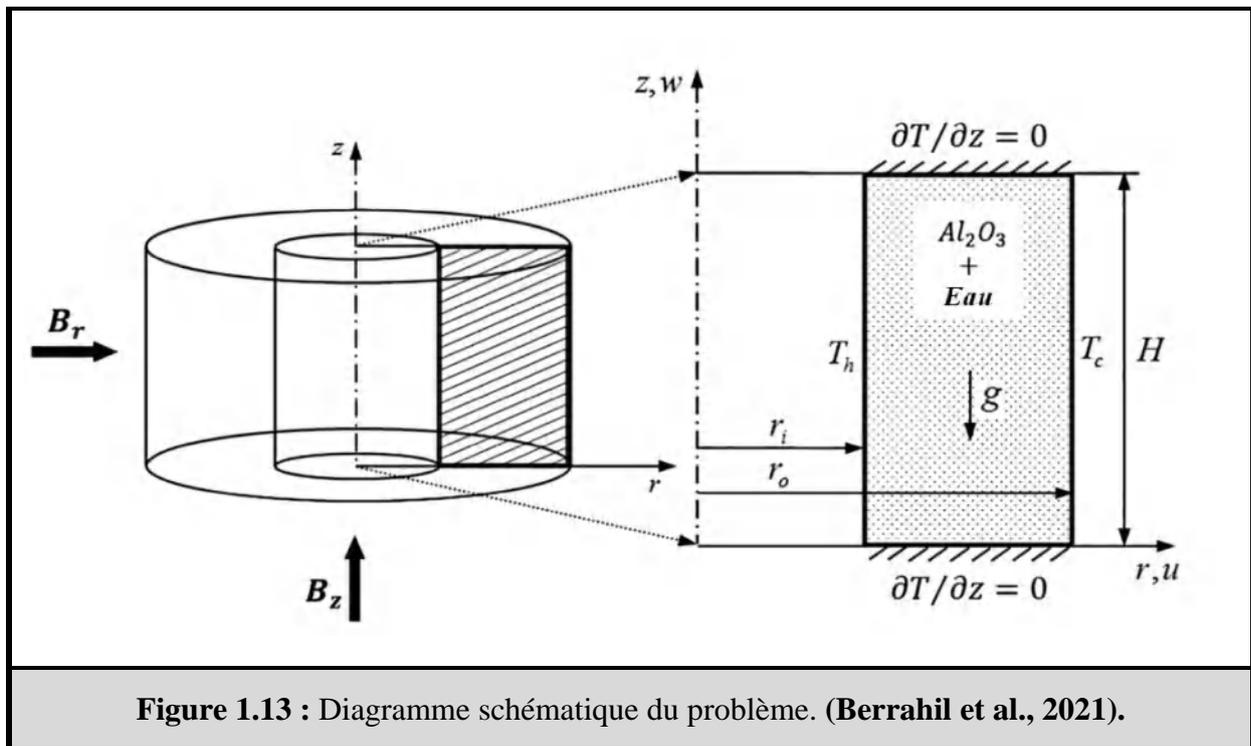
Figure 1.12 : Schéma du coude fermé. (Ebrahimi et al., 2022).

Lorsqu'un nanofluide non magnétique soumis à un champ magnétique externe peut être traité comme un fluide conducteur électrique, c'est le domaine de magnétohydrodynamique (MHD). C'est une branche scientifique importante pour une grande variété d'applications industrielles telles que le refroidissement de réacteur nucléaire, métal liquide, dispositifs microélectroniques, contrôle de la turbulence, contrôle des transferts de chaleur et de masse et autres. L'écoulement dans une cavité est largement considéré comme un problème de référence en dynamique des fluides numérique (CFD) en raison de sa capacité à tester différents phénomènes et conditions.

**Benos et Sarris (2019)** ont mené une étude analytique sur la convection naturelle bidimensionnelle laminaire en régime permanent d'un nanofluide dans une cavité peu profonde en présence d'un champ magnétique. Ils ont étudié le cas d'une cavité alimentée par des sources de chaleur internes et soumise à un champ magnétique vertical uniforme, les parois horizontales étant adiabatiques et les verticales isothermes. Le nanofluide utilisé dans l'étude était de l'eau partiellement remplie de nanoparticules de cuivre. La méthode des expansions asymptotiques appariées a été utilisée pour obtenir des solutions pour l'écoulement et le transfert de chaleur dans la région centrale de la cavité, en tenant compte du mouvement brownien des nanoparticules. Les résultats obtenus ont indiqué que le chauffage interne intensifie les phénomènes convectifs, avec un transfert de chaleur légèrement amélioré observé dans le régime hydrodynamique lorsque davantage de nanoparticules ont été ajoutées, mais avec une détérioration du transfert de chaleur dans le régime magnétohydrodynamique à mesure que le

champ magnétique augmente ou que des nanoparticules plus petites sont utilisées. Enfin, une amélioration du transfert de chaleur a été notée en ignorant la composante de mouvement brownien de la conductivité thermique effective.

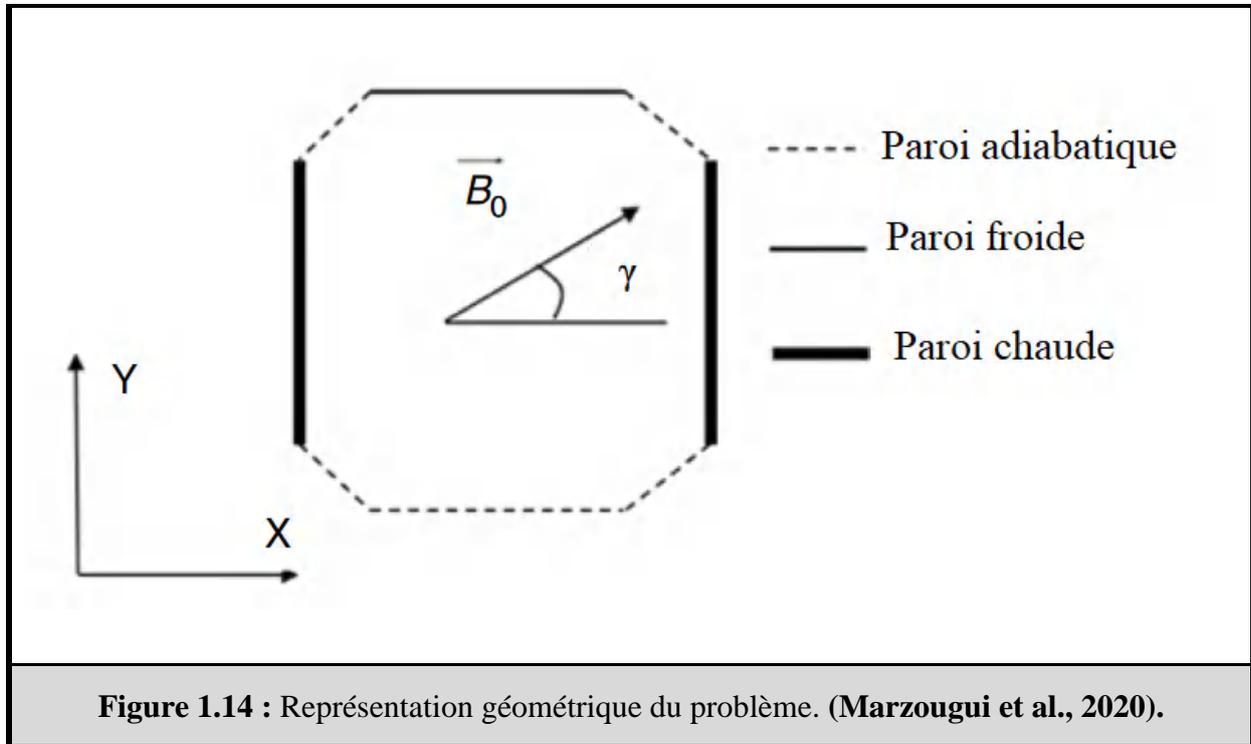
**Berrahil et al. (2021)** ont mené une étude sur la convection naturelle de nanofluide  $Al_2O_3$ /eau dans un annulus vertical chauffé de manière différentielle sous un champ magnétique uniforme (fig. 1.13). Avec l'aide d'un code Fortran, ils ont évalué l'effet de différents paramètres sur le nombre de Nusselt moyen, notamment le nombre de Rayleigh, les diamètres de nanoparticules, les fractions volumiques, les rapports de rayon et le nombre de Hartmann. Les résultats obtenus ont montré que la taille des nanoparticules avait un impact crucial sur les propriétés du nanofluide et que le nombre de Nusselt moyen était affecté par le nombre de Rayleigh, le nombre de Hartmann et l'orientation du champ magnétique. Des corrélations entre le nombre de Nusselt moyen et ces paramètres ont été dérivées pour les champs magnétiques axiaux et radiaux.



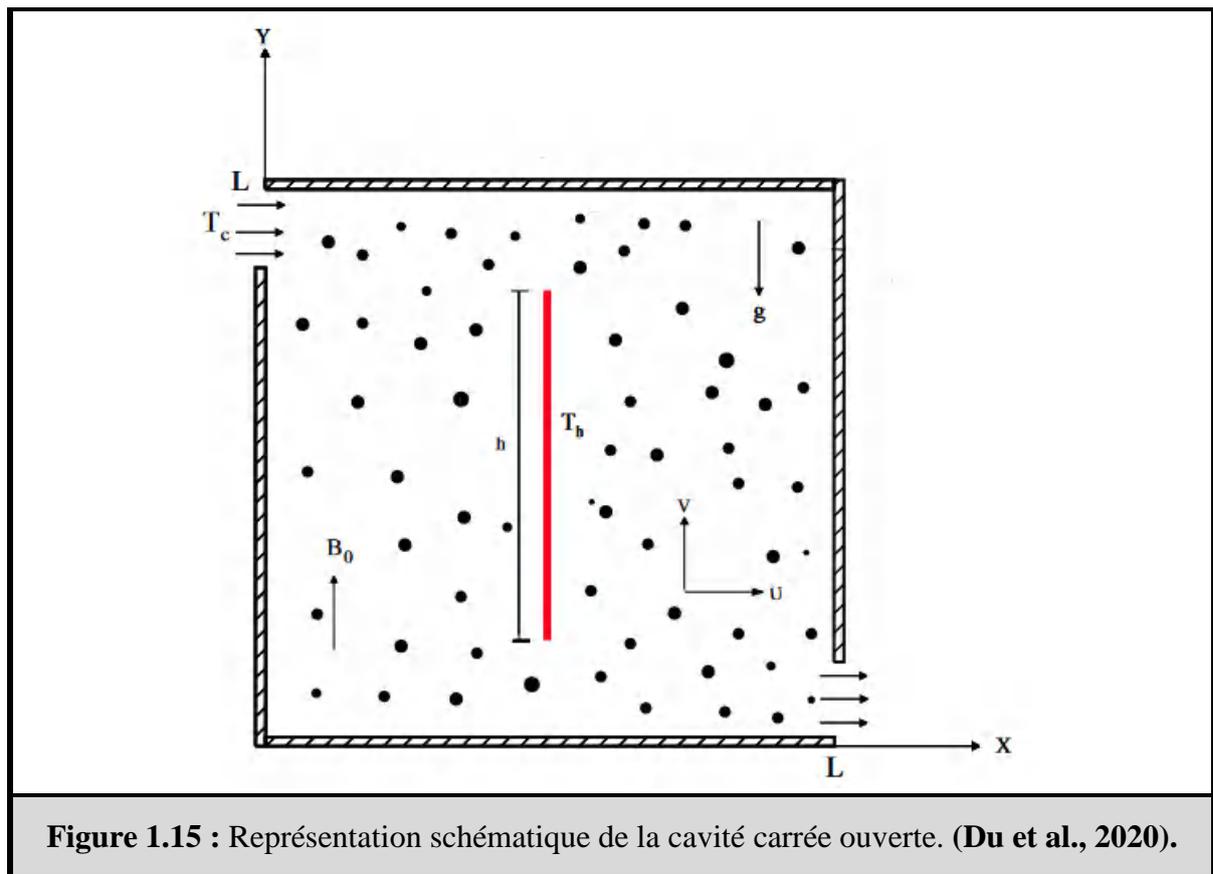
**Figure 1.13** : Diagramme schématique du problème. (Berrahil et al., 2021).

**Marzougui et al. (2020)** ont réalisé une étude sur l'irréversibilité de l'écoulement convectif de nanofluides en présence d'un champ magnétique dans une cavité à chanfreins (fig. 1.14). Ils ont utilisé une approche numérique et pris en compte les effets du champ magnétique et du gradient thermique sur l'écoulement du nanofluide. Les équations de continuité, de mouvement et d'énergie ont été résolues à l'aide du COMSOL Multiphysics. Les impacts du nombre de Hartmann, de l'élévation du champ magnétique, de la fraction volumique des nanoparticules ont

été discutés. Les résultats obtenus ont montré que les impacts de la fraction volumique et de la force magnétique sur l'irréversibilité étaient significatifs, ainsi que l'existence d'un nombre de Hartmann critique, qui représente la frontière entre les régions où le champ magnétique domine par son effet intrinsèque et son effet extrinsèque.



Une enquête a été menée par **Du et al. (2020)** afin de déterminer l'impact d'un champ magnétique sur la convection naturelle dans une cavité de ventilation remplie d'un nanofluide hybride Cu-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/eau (fig. 1.15). La cavité a été conçue avec un déflecteur vertical chauffé placé en son centre et des parois isolées, avec des orifices d'ouverture positionnés en diagonale sur les parois verticales. La méthode des différences finies a été employée pour résoudre numériquement les équations gouvernantes de Navier-Stokes, et les calculs ont été effectués en utilisant diverses valeurs des paramètres impliqués. Les résultats obtenus ont montré que le taux de transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité était significativement amélioré par une augmentation de la fraction volumique solide du nanofluide hybride. Cependant, la performance s'est avérée dépendante d'autres paramètres tels que le nombre de Rayleigh, le nombre de Reynolds, le nombre de Hartmann et la largeur des ouvertures. Les résultats ont été représentés sous la forme de lignes de courant, d'isothermes et de nombres de Nusselt, fournissant une compréhension complète de l'effet du champ magnétique sur le processus de convection naturelle dans la cavité de ventilation remplie du nanofluide hybride.



**Kumar Yadav et al. (2022)** ont réalisé une étude sur les phénomènes de transport convectif magnétohydrodynamique dans une cavité ouverte à l'aide d'un nanofluide CuO-eau (fig. 1.16). Ils se sont concentrés sur la dynamique convective dans cette géométrie complexe. Une technique numérique a été adoptée pour résoudre les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Une étude paramétrique a été réalisée en tenant compte des nombres de Rayleigh, Reynolds, Hartmann et de la concentration en nanoparticules. Les résultats obtenus ont montré que la modification des nombres de Rayleigh, Reynolds et Hartmann avait un impact significatif sur le schéma d'écoulement et les caractéristiques de transfert de chaleur. Des performances optimales de transfert de chaleur ( $Nu = 7,58$ ) ont été obtenues dans des conditions spécifiées. Le processus de séparation des écoulements était considéré comme plus complexe et dicté par l'intensité du champ magnétique.

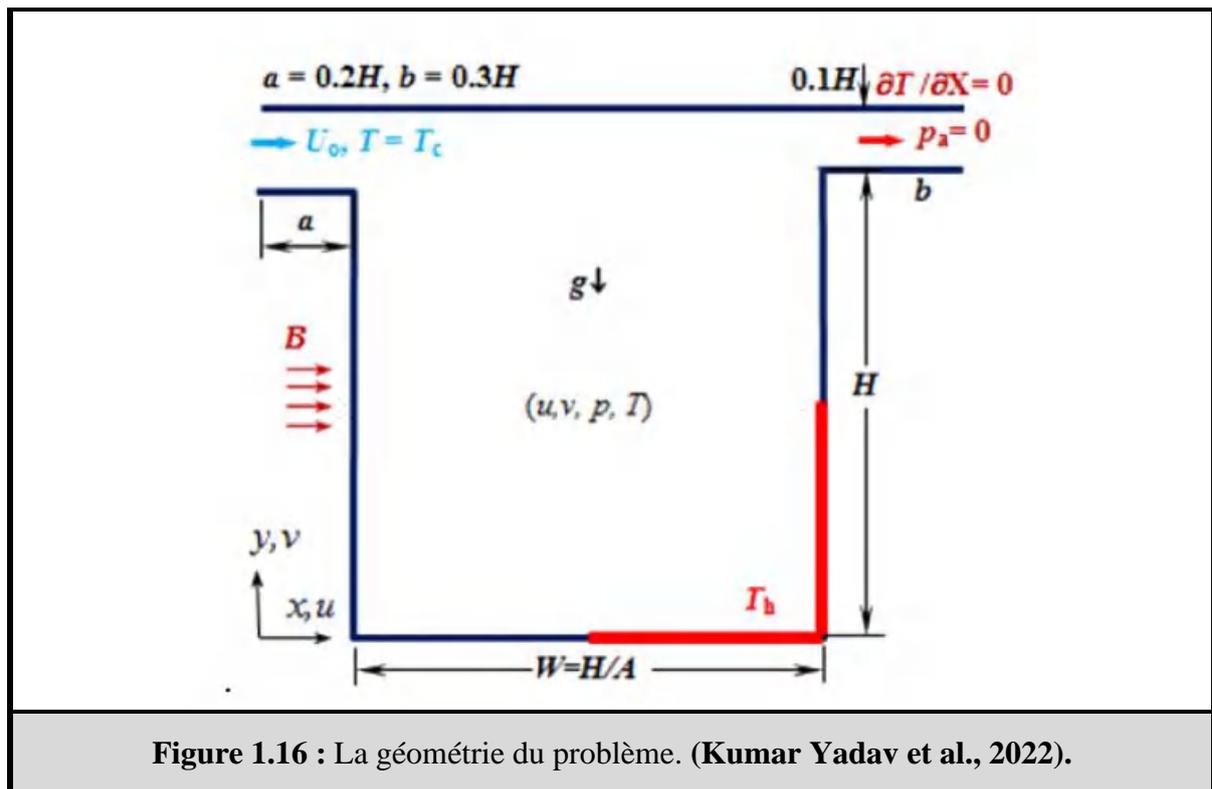
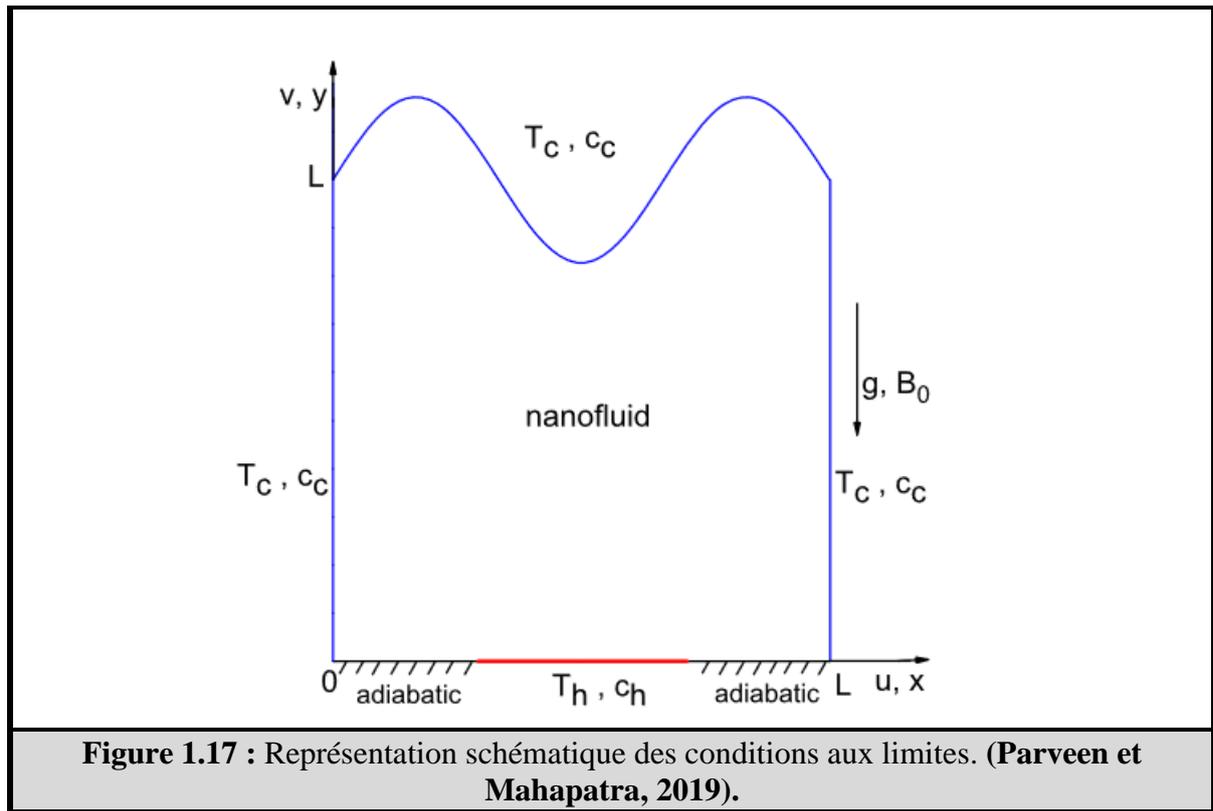
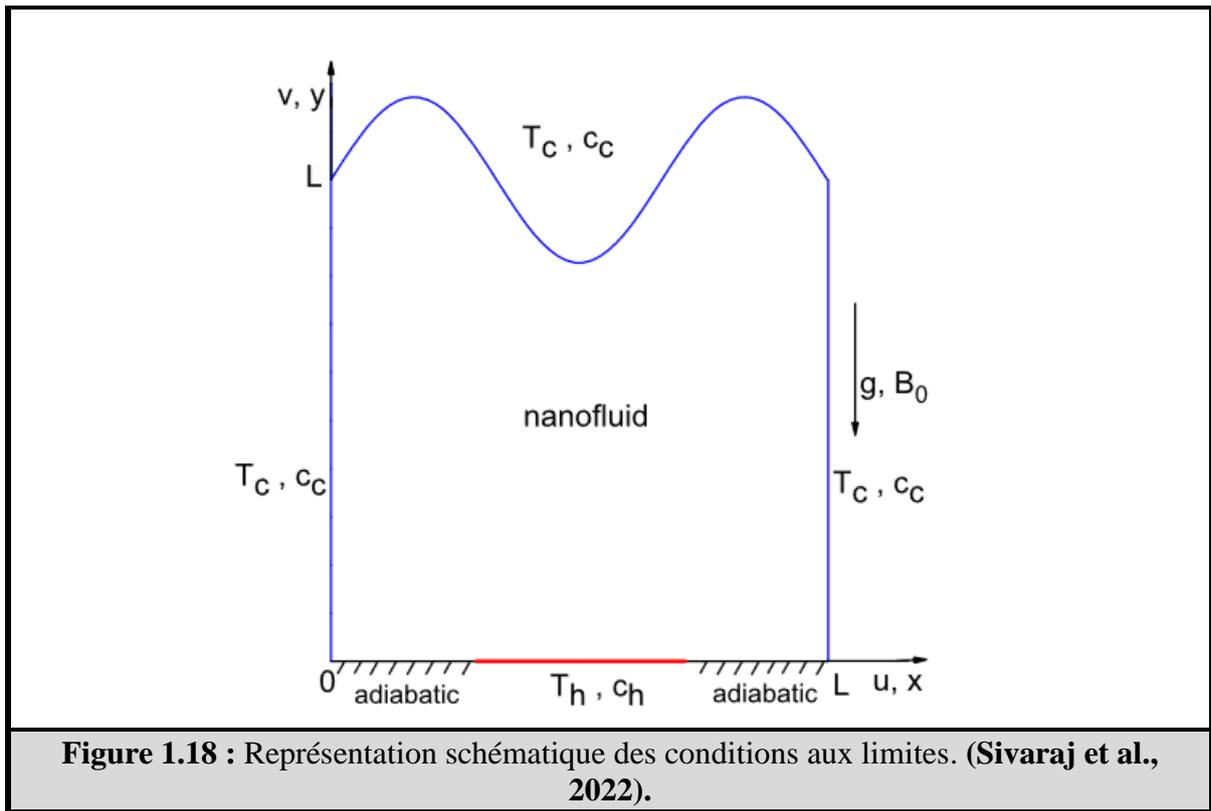


Figure 1.16 : La géométrie du problème. (Kumar Yadav et al., 2022).

Parveen et Mahapatra (2019) ont analysé la génération d'entropie, le transfert de chaleur et de masse d'un nanofluide à base d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  dans une cavité à paroi ondulée avec un élément chauffant central sous un champ magnétique vertical (fig. 1.17). Ils ont maintenu une température basse sur la paroi horizontale ondulée supérieure et verticale, une température élevée sur la partie centrale de la paroi inférieure et ont maintenu le reste adiabatique. L'étude a été menée pour des paramètres tels que le nombre de Rayleigh, le nombre de Hartmann, le nombre de rapport de flottabilité, la fraction volumique des nanoparticules et différents nombres d'ondulations de la paroi supérieure. Les résultats ont montré que le taux de transfert de chaleur et de masse augmentait avec le nombre de Rayleigh et la fraction volumique, et diminuait avec le nombre de Hartmann et le rapport de flottabilité.



Une étude sur l'effet des paramètres magnétiques sur la convection magnéto-naturelle et la génération d'entropie à l'intérieur d'une armoire ondulée (fig. 1.18) remplie de nanosuspension  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -eau a été menée par **Sivaraj et al. (2022)**. La conception de la cavité impliquait des plaques verticales ondulées et maintenues à basse température, tandis que les plaques horizontales étaient modélisées comme plates et considérées comme isolées thermiquement à l'exception de la paroi inférieure chauffée centralement. Les équations gouvernantes ont été résolues en utilisant la technique des volumes finis et le système a été optimisé pour plusieurs paramètres de contrôle. Les résultats ont été analysés pour le taux de transfert de chaleur, la production d'entropie et d'autres facteurs. Une augmentation du nombre d'ondulations a entraîné une réduction du taux de transfert de chaleur et de la production d'entropie, tandis qu'un paramètre magnétique plus élevé a entraîné une diminution de la production d'entropie et du taux de transfert de chaleur.



L'effet de la température de la barrière sur la convection mixte en présence d'un champ magnétique dans une chambre trapézoïdale remplie de nanofluid hybride soumis à l'absorption de chaleur ou à la génération de chaleur a été étudié par **Aljaloud (2023)** à l'aide de la méthode Lattice boltzmann (fig. 1.19). Selon ses résultats, il a constaté que l'augmentation des forces de flottabilité entraînait la formation d'un courant de convection plus fort à l'intérieur de la chambre. Il a été observé que l'application d'un champ magnétique réduit la vitesse d'écoulement du fluide et le gradient de température, entraînant une réduction des effets de convection et un affaiblissement des forces de flottabilité. La valeur de Nusselt moyenne la plus faible a été obtenue lorsque l'écoulement était sous l'influence de la production de chaleur. Une application de champ magnétique plus efficace s'est avérée réalisable avec des coefficients d'absorption de chaleur ou de génération de chaleur plus élevés. Les effets de l'absorption de chaleur ou de la génération de chaleur étaient plus prononcés lorsque le nombre de Richardson était faible.

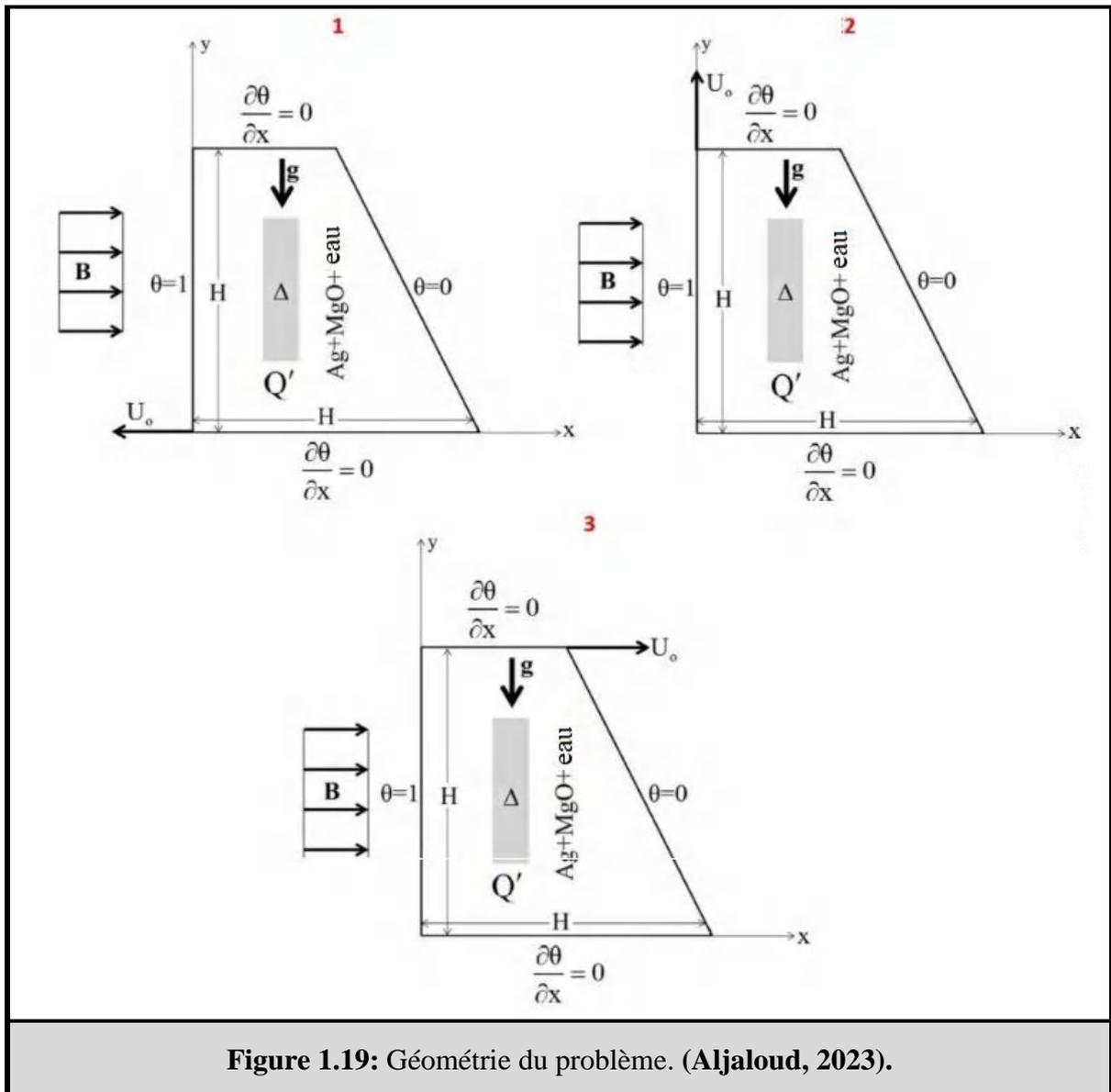


Figure 1.19: Géométrie du problème. (Aljaloud, 2023).

Reddy et al. (2023) ont réalisé une étude des processus de convection flottante et de dissipation thermique d'un nanoliquide hybride saturé dans un anneau poreux incliné (fig. 1.20). Ils ont utilisé le modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer pour modéliser le mouvement d'écoulement de fluide dans la région annulaire poreuse. Les parois verticales du cylindre ont été soumises à des profils de chauffage uniformes mais différents tandis que les surfaces horizontales ont été maintenues adiabatiques. Ils ont effectué des simulations numériques à l'aide de l'ADI à fractionnement temporel pour traiter les impacts de divers paramètres physiques et géométriques, tels que le nombre de Hartmann, l'angle d'inclinaison géométrique, le nombre de Darcy, le rapport d'aspect et la génération de chaleur interne. Les résultats obtenus ont montré qu'une augmentation du nombre de Darcy améliore le nombre moyen de Nusselt, avec un angle d'inclinaison géométrique de 30 degrés entraînant la quantité maximale de dissipation d'énergie

thermique. De plus, ils ont découvert qu'une enceinte annulaire peu profonde présentait un plus grand transport de chaleur par rapport aux autres rapports d'aspect, et un impact significatif du champ magnétique sur l'écoulement de fluide et le taux de transport thermique a été observé.

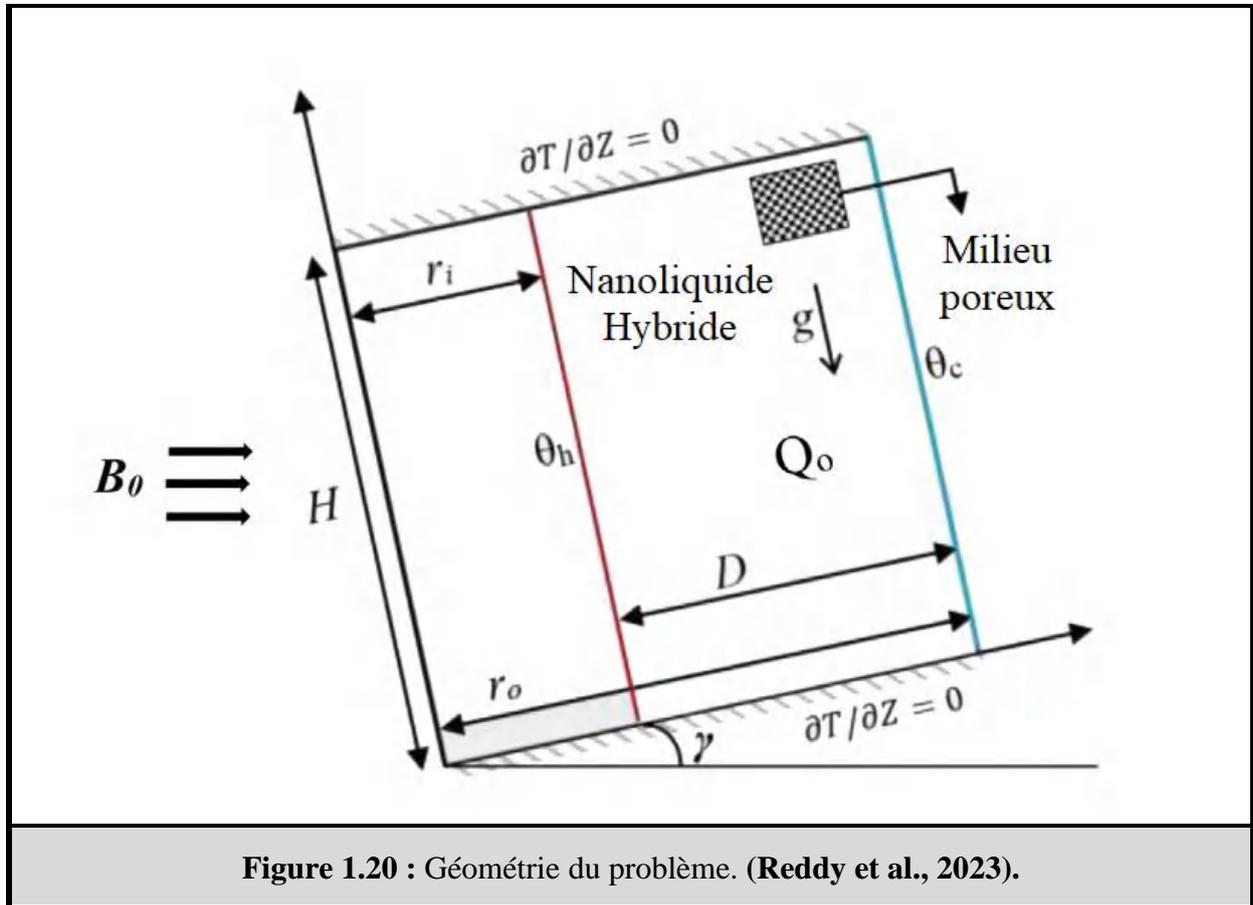
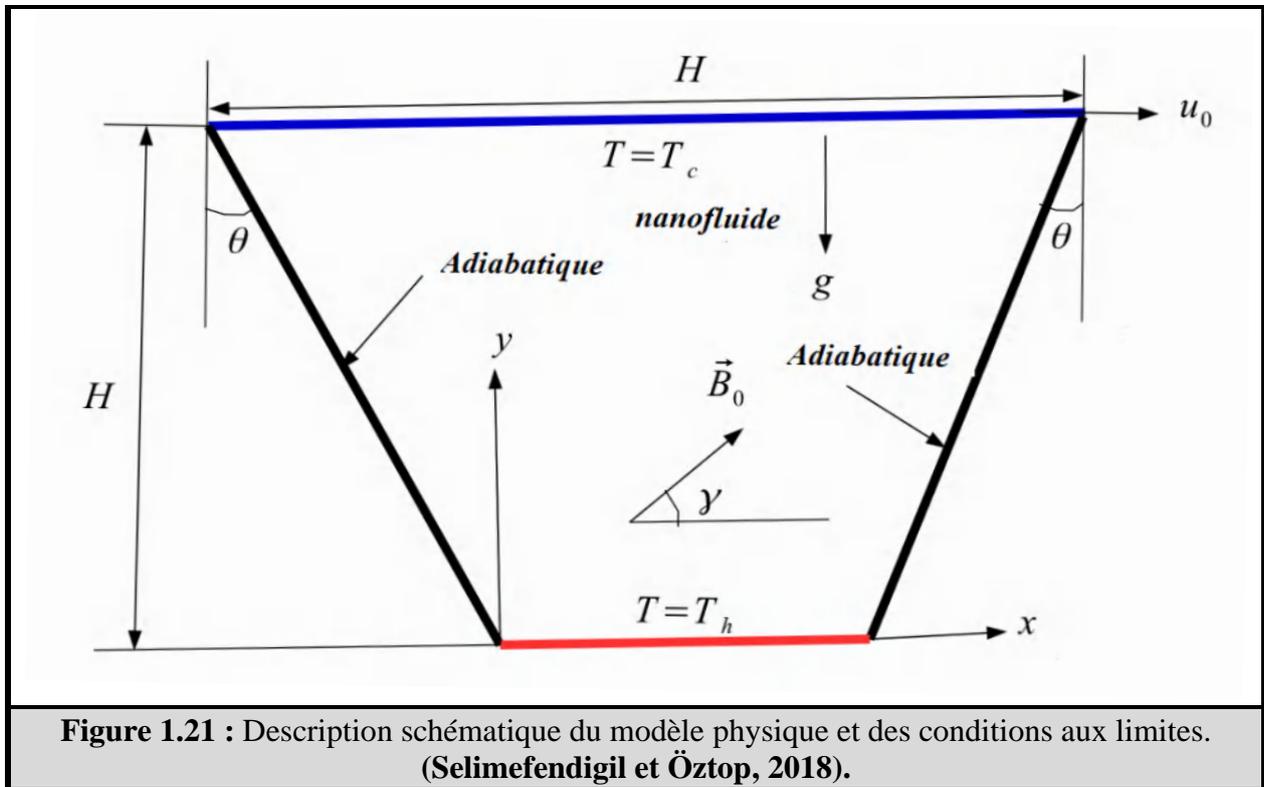


Figure 1.20 : Géométrie du problème. (Reddy et al., 2023).

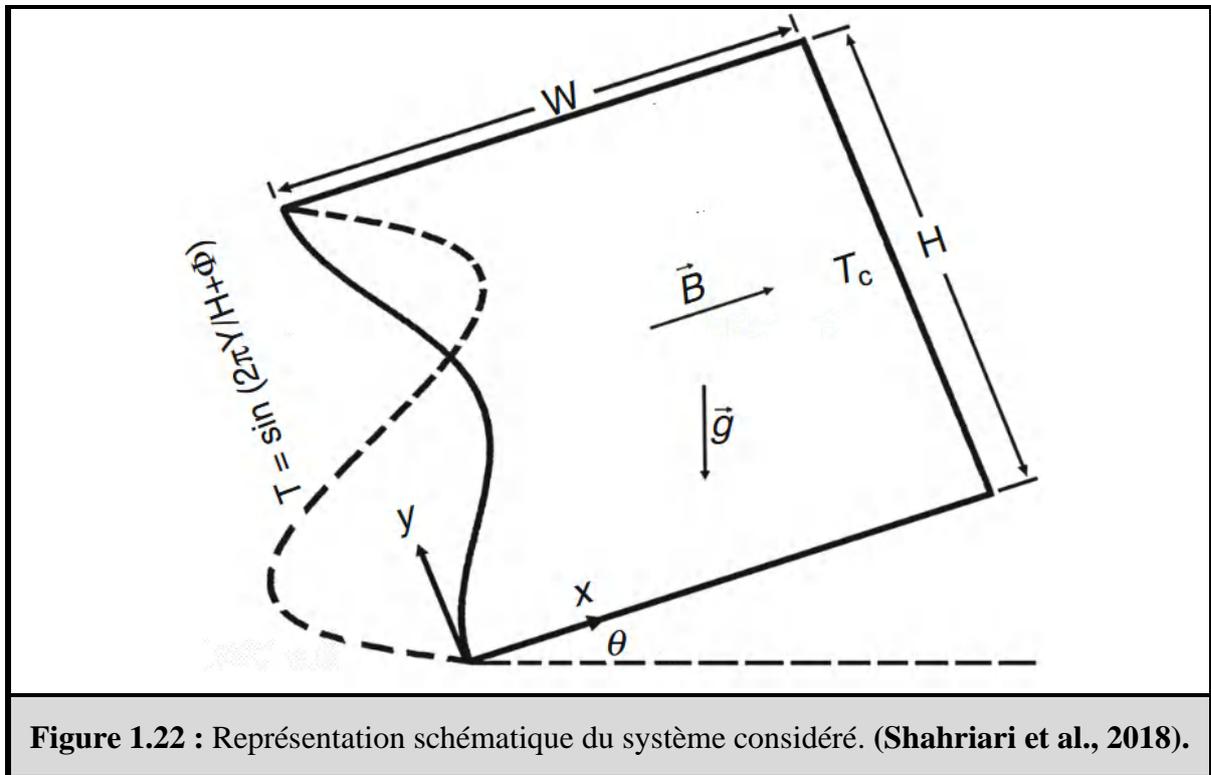
Selimefendigil et Öztop (2018) ont étudié la convection mixte dans une cavité trapézoïdale remplie de nanofluide  $Al_2O_3$ -eau sous l'influence d'un champ magnétique incliné et ont examiné différents modèles de conductivité électrique (fig. 1.21). La cavité avait des températures chaudes et froides constantes sur les parois supérieure et inférieure, et la paroi supérieure se déplaçait à une vitesse constante dans la direction  $x$  positive. Ils ont résolu les équations gouvernantes à l'aide de la méthode des éléments finis et effectué des simulations numériques avec divers paramètres tels que les nombres de Richardson et de Hartmann, les angles d'inclinaison magnétique et les fractions volumiques solides du nanofluide, pour différents modèles de conductivité électrique. Ils ont découvert qu'à mesure que la valeur du nombre de Richardson, de l'intensité du champ magnétique et des fractions volumiques des particules solides augmentait, l'écart entre le nombre moyen de Nusselt augmentait pour les systèmes

présentant différents modèles de conductivité électrique. En conclusion, l'angle d'inclinaison magnétique optimal dépendait du modèle de conductivité électrique.



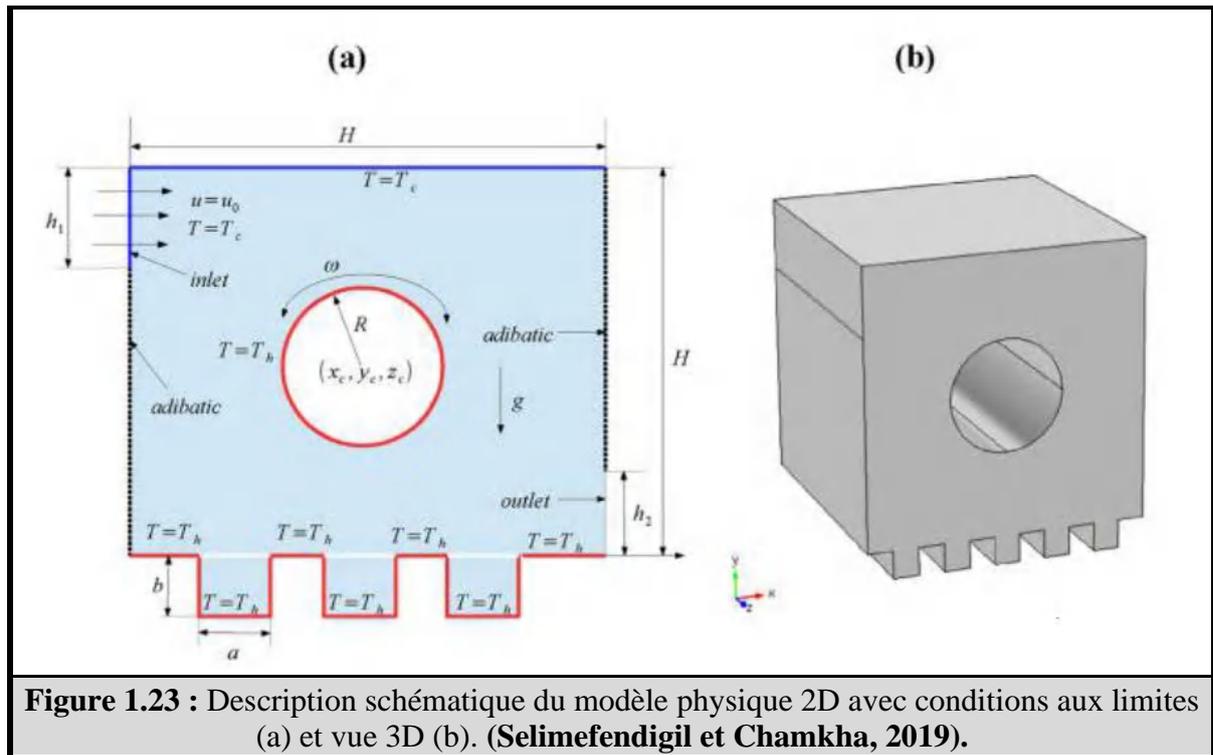
L'application de la méthode Boltzmann en réseau pour simuler le transfert de chaleur par convection naturelle magnétohydrodynamique (MHD) et la génération d'entropie d'un nanofluide CuO-eau à l'intérieur d'une cavité ondulée inclinée (fig. 1.22) a été étudiée par **Shahriari et al. (2018)**. Ils ont examiné les effets de plusieurs paramètres actifs, tels que la fraction volumique solide des nanoparticules, le nombre de Rayleigh, le nombre de Hartmann et les angles d'inclinaison, sur l'écoulement, le transfert de chaleur et la génération d'entropie. La paroi ondulée gauche a été chauffée de manière sinusoïdale, tandis que la paroi plate droite a été maintenue à une température constante. Les murs horizontaux supérieurs et inférieurs étaient lisses et isolés. Les résultats ont indiqué que le transfert de chaleur et la génération d'entropie diminuent de manière significative avec l'augmentation des nombres de Hartmann et augmentent avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Ils ont également découvert que l'effet de la fraction volumique des nanoparticules sur le nombre de Nusselt sans dimension et la génération d'entropie est plus prononcé à des nombres de Rayleigh élevés qu'à de faibles nombres de Rayleigh. Le nombre de Nusselt moyen et la génération d'entropie totale changent également

avec l'angle d'inclinaison, les valeurs minimales du nombre de Nusselt et de l'entropie appartenant respectivement à  $h = \pi/3$  et 0.



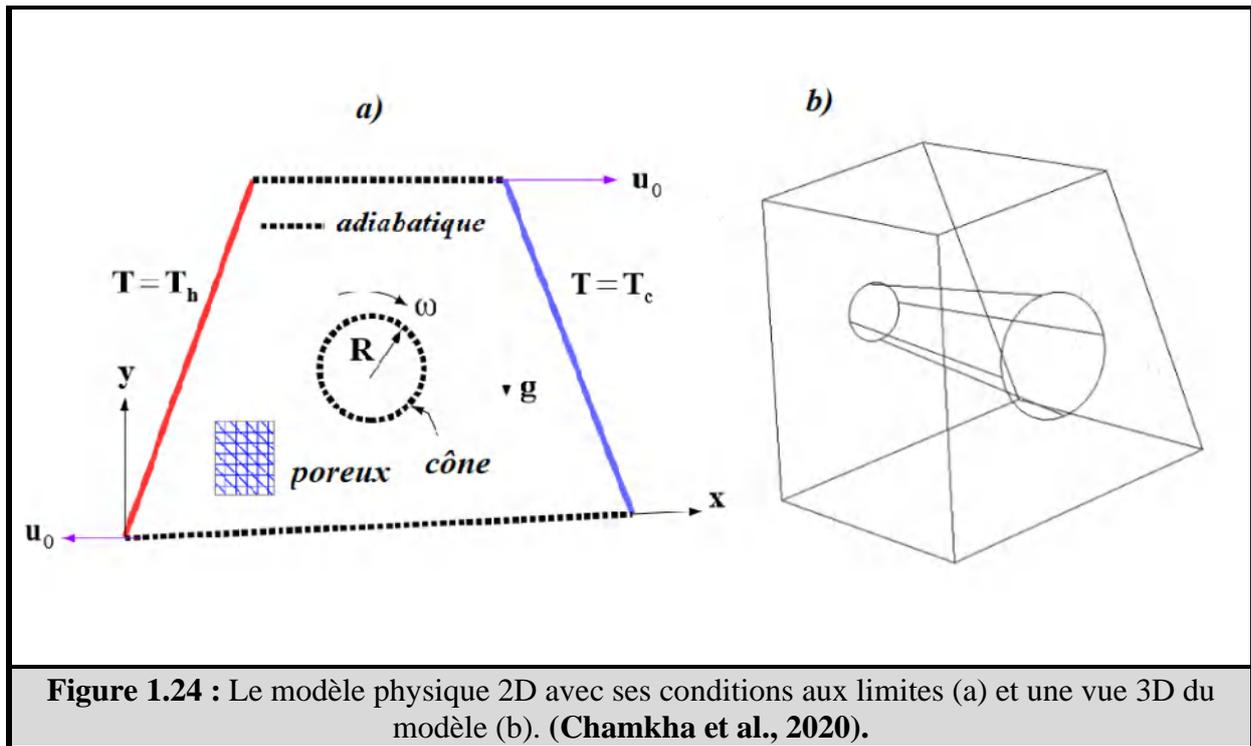
**Figure 1.22 :** Représentation schématique du système considéré. (Shahriari et al., 2018).

Une cavité ventilée tridimensionnelle a été étudiée pour la convection mixte d'un nanofluide CuO-eau par **Selimefendigil et Chamkha (2019)**, sous l'influence d'un cylindre en rotation, d'un champ magnétique et de surfaces ondulées (fig. 1.23). Ils ont utilisé la méthode des éléments finis pour simuler l'interaction entre la convection forcée et la convection entraînée par la flottabilité avec ces effets présents. L'impact de paramètres tels que le nombre de Richardson, le nombre de Hartmann, la vitesse de rotation, la fraction volumique de nanoparticules solides, la hauteur et le nombre d'ondulations sur le transfert de chaleur a été analysé. Les résultats ont montré que le champ magnétique améliore le transfert de chaleur et que la présence de nanofluide améliore la conductivité. Les surfaces ondulées améliorent également le transfert de chaleur et le nombre d'ondulations a un impact plus important sur le transfert de chaleur par rapport à la hauteur des ondulations. L'étude fournit des informations précieuses pour la conception, le contrôle et l'optimisation des systèmes d'ingénierie thermique.



**Figure 1.23 :** Description schématique du modèle physique 2D avec conditions aux limites (a) et vue 3D (b). (Selimefendigil et Chamkha, 2019).

Une enquête numérique a été menée par **Chamkha et al. (2020)** dans l'impact du champ magnétique sur la convection mixte du nanotubes de carbone nanofluides à base d'eau CNT-eau dans une cavité trapézoïdale poreuse à double couvercle qui comportait un cône rotatif (fig. 1.24). La méthode des éléments finis a été utilisée pour simuler les performances de transfert de chaleur par convection, en mettant l'accent sur l'effet de divers paramètres, notamment le nombre de Richardson, la vitesse de rotation angulaire, le nombre de Hartmann, le nombre de Darcy, le rapport d'aspect, l'emplacement horizontal et la fraction volumique des particules solides. Les résultats ont montré que le nombre de Nusselt moyen augmentait avec des nombres de Richardson plus élevés pour un cône stationnaire mais diminuait pour un cône en rotation. Un écart de 28,5 % a été observé entre les configurations de cylindre 2D et de cylindre 3D. Les particules de CNT ont augmenté le nombre moyen de Nusselt malgré le champ magnétique réduisant la convection. Le rapport d'aspect du cône s'est avéré être un outil utile pour l'amélioration du transfert de chaleur, avec une amélioration de 95 % du nombre de Nusselt moyen. L'emplacement horizontal du cône a eu un léger effet sur les variations du nombre de Nusselt.



**Figure 1.24 :** Le modèle physique 2D avec ses conditions aux limites (a) et une vue 3D du modèle (b). (Chamkha et al., 2020).

**Raizah et al. (2021)** ont étudié les effets des champs magnétiques sur la convection mixte dans une cavité ondulante remplie de nanofluides hybrides et de milieux poreux (fig. 1.25). L'étude a pris en compte la condition de non-équilibre thermique due à la génération de chaleur et au rayonnement thermique. La cavité a été définie avec des parois verticales ondulées et des parois planes adiabatiques. Les équations sans dimension de contrôle ont été résolues en utilisant la méthode des volumes finis et la technique SIMPLE. Les paramètres variés étaient : la longueur de chaleur partielle, le coefficient de génération/absorption de chaleur, le paramètre de rayonnement thermique, le nombre de Hartmann, le paramètre de porosité, le coefficient de transfert de chaleur entre les phases, la fraction volumique du nanofluide, le rapport de conductivité modifié, le paramètre de Darcy et la position de la source de chaleur. Les résultats obtenus ont montré que la longueur et la position de l'élément chauffant ont un impact sur les mouvements des nanofluides et le transfert de chaleur. Les isothermes de la phase solide sont affectées par les variations des paramètres considérés. Une augmentation du coefficient de génération/absorption de chaleur et du rayonnement thermique a amélioré les isothermes. Une augmentation du paramètre poreux a amélioré le transfert de chaleur entre les phases fluide et solide.

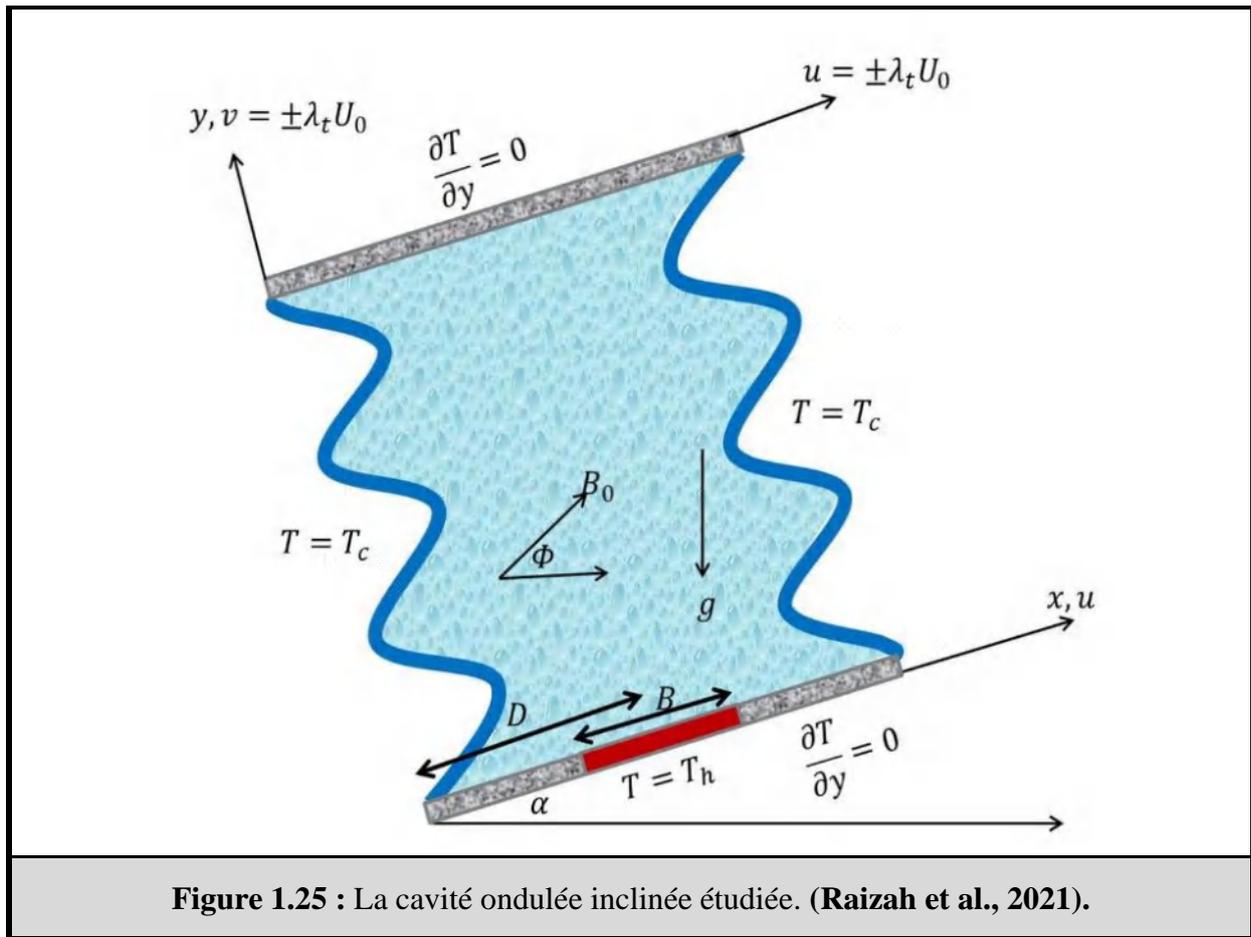
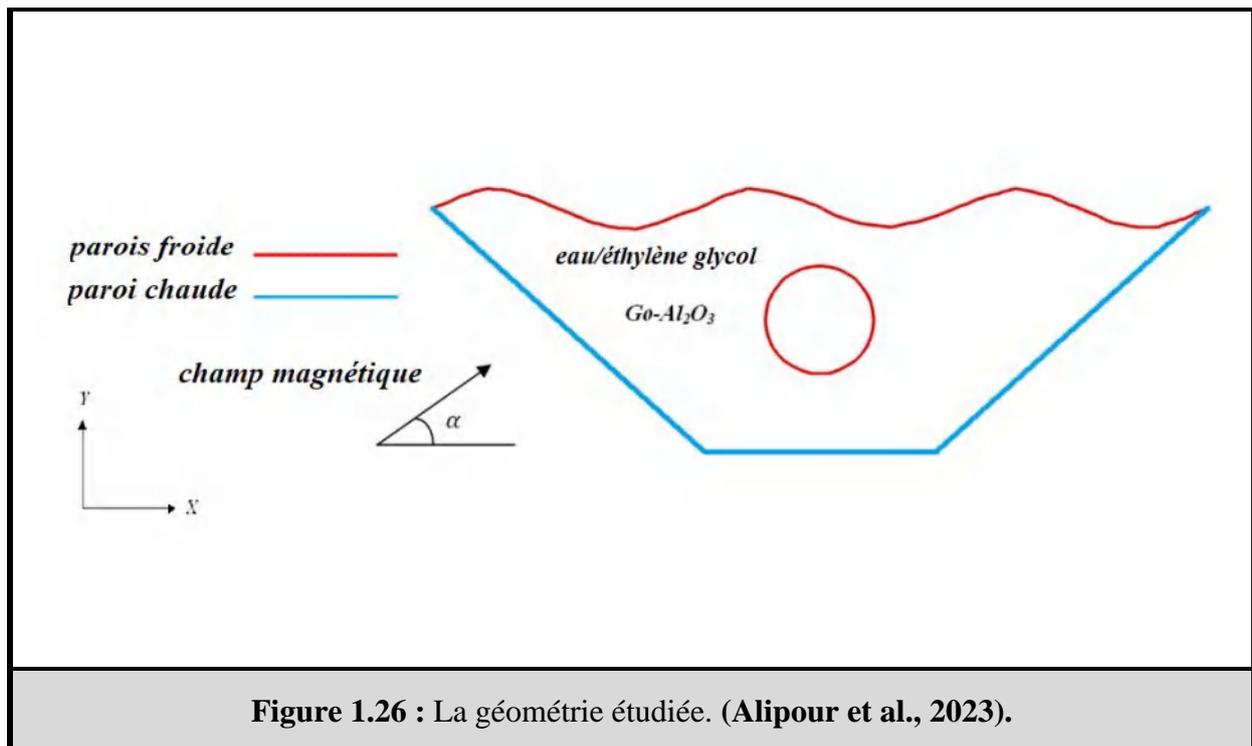
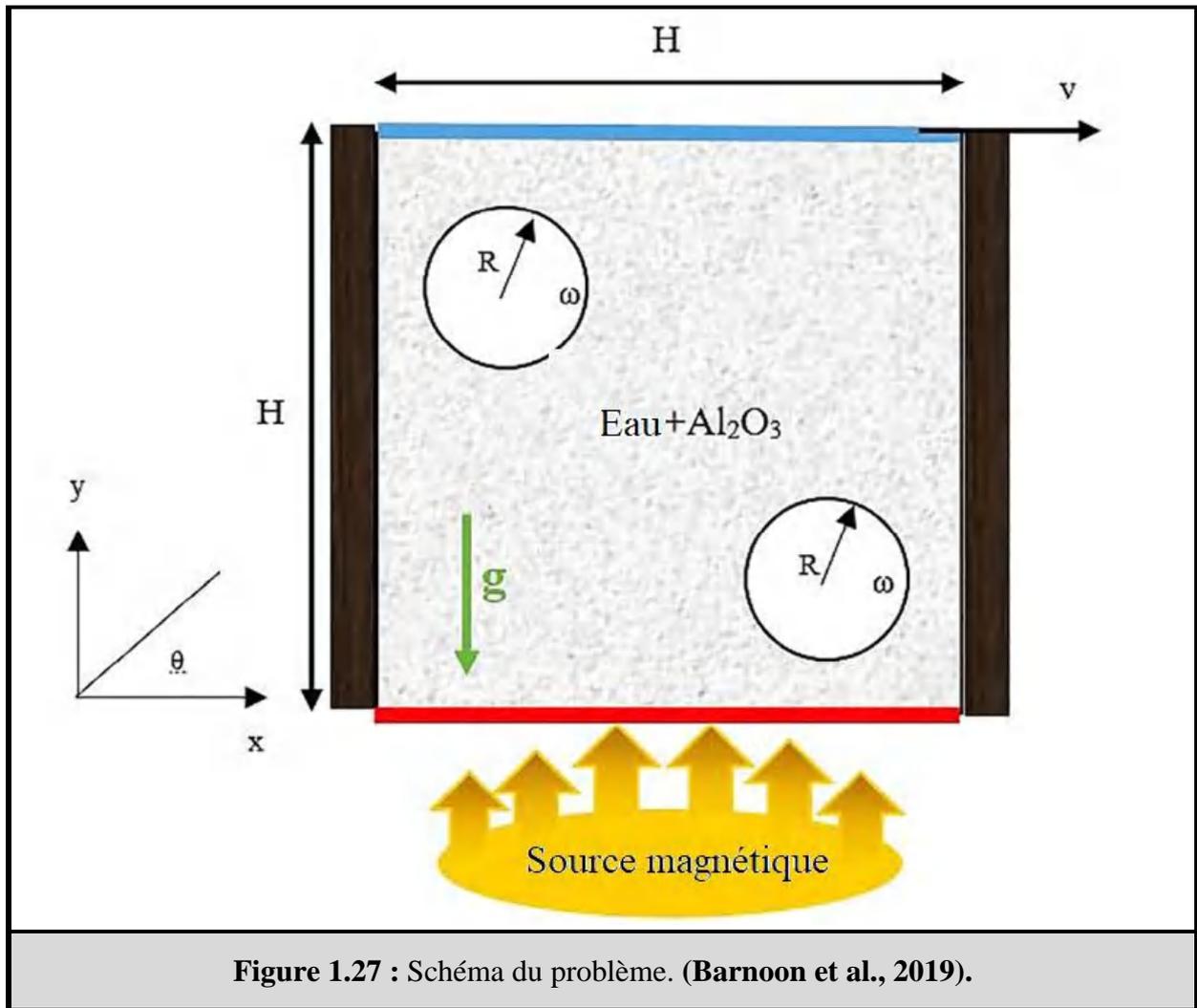


Figure 1.25 : La cavité ondulée inclinée étudiée. (Raizah et al., 2021).

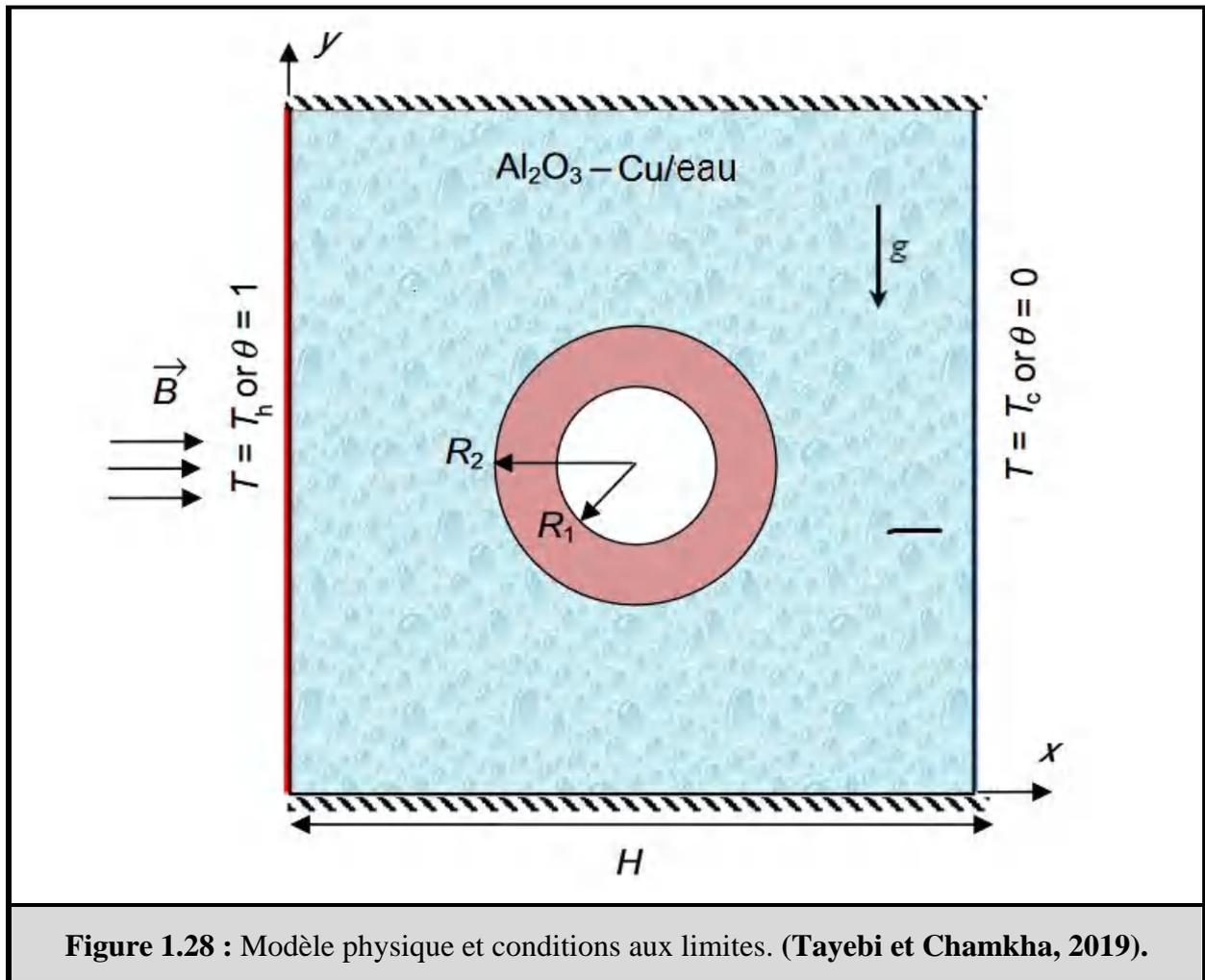
Alipour et al. (2023) ont mené une étude sur les performances thermiques et l'écoulement des fluides dans une cavité trapézoïdale contenant un nanofluide eau/éthylène glycol GO- $\text{Al}_2\text{O}_3$  avec une paroi supérieure ondulée (fig. 1.26). Ils ont utilisé la méthode des éléments finis de Galerkin pour étudier les effets de paramètres physiques tels que la porosité, le rayonnement thermique, l'angle de champ magnétique, le nombre de Rayleigh et le nombre de Hartmann sur les performances thermiques et l'écoulement du fluide. Ils ont trouvé les valeurs optimales des paramètres physiques considérés. Ils ont également constaté que les changements de rayonnement avaient peu d'effet sur les lignes de courant et les lignes isothermes. En optimisant avec RSM et l'intégration de Taguchi, ils ont détecté le nombre de Nusselt optimal et ont fourni une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen sur la base des déterminants étudiés. Enfin, ils ont calculé le nombre de Nusselt moyen le plus élevé de 3,07, ce qui a conduit à la conclusion que la conception idéale améliore les performances thermiques.



La génération d'entropie et le transfert de chaleur dans une cavité carrée remplie de nanofluide sous l'influence d'un champ magnétique ont été étudiés par **Barnoon et al. (2019)**. Un modèle à deux phases a été utilisé pour simuler l'écoulement de fluide newtonien et le transfert de chaleur dans une cavité contenant des cylindres rotatifs (fig. 1.27), en tenant compte des écoulements laminaires, 2D, stables et newtoniens, avec une gamme de nombres de Richardson et Hartman. L'impact de la présence de cylindres isothermes et adiabatiques sur le champ d'écoulement et le transfert de chaleur a également été étudié. La distribution des nanoparticules dans la cavité pour différents nombres de Hartman et de Richardson a été étudiée, et l'effet de l'intensité du champ magnétique sur la génération d'entropie totale a été exploré. L'étude a révélé qu'une augmentation du transfert de chaleur était observée avec une diminution des nombres de Hartmann et de Richardson et une augmentation de la fraction volumique, et que la présence et la vitesse angulaire des cylindres amélioraient le transfert de chaleur.



**Tayebi et Chamkha (2019)** ont étudié la génération d'entropie et la convection naturelle sous un champ magnétique dans une enceinte carrée remplie de nanofluide hybride Cu-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/eau. Un cylindre creux conducteur a été installé dans l'enceinte, créant un écoulement convectif libre à travers une différence de température horizontale (fig. 1.28). Ils ont utilisé la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations sans dimension de l'écoulement de convection naturelle laminaire stationnaire pour un mélange newtonien et incompressible. Les corrélations de Corcione ont été utilisées pour calculer la conductivité thermique et la viscosité effectives du nanofluide hybride. Des solutions numériques ont été obtenues pour différents paramètres. Les résultats obtenus indiquent que l'utilisation d'un cylindre conducteur creux est cruciale pour contrôler les caractéristiques d'écoulement, le taux de transfert de chaleur et les irréversibilités dans la cavité.



L'effet combiné du champ magnétique et du transfert de chaleur à l'intérieur d'une cavité carrée contenant un nanofluide hybride (Cu- $\text{Al}_2\text{O}_3$ -eau) avec des parois ondulées a été examiné par **Revnic et al. (2020)** (fig.1.29). Ils ont utilisé la technique des éléments finis pour différencier le nombre de Rayleigh, le nombre de Hartmann, la fraction volumique des nanoparticules et l'orientation du champ magnétique. Les résultats obtenus ont montré qu'une augmentation de l'influence magnétique entraînait une diminution du transfert d'énergie et qu'une augmentation du nombre de Rayleigh entraînait une augmentation du nombre de Nusselt. Pour les nombres de Rayleigh modérés, le rapport maximal de transfert de chaleur s'est produit pour le nanofluide hybride, suivi du nanofluide Cu et du nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

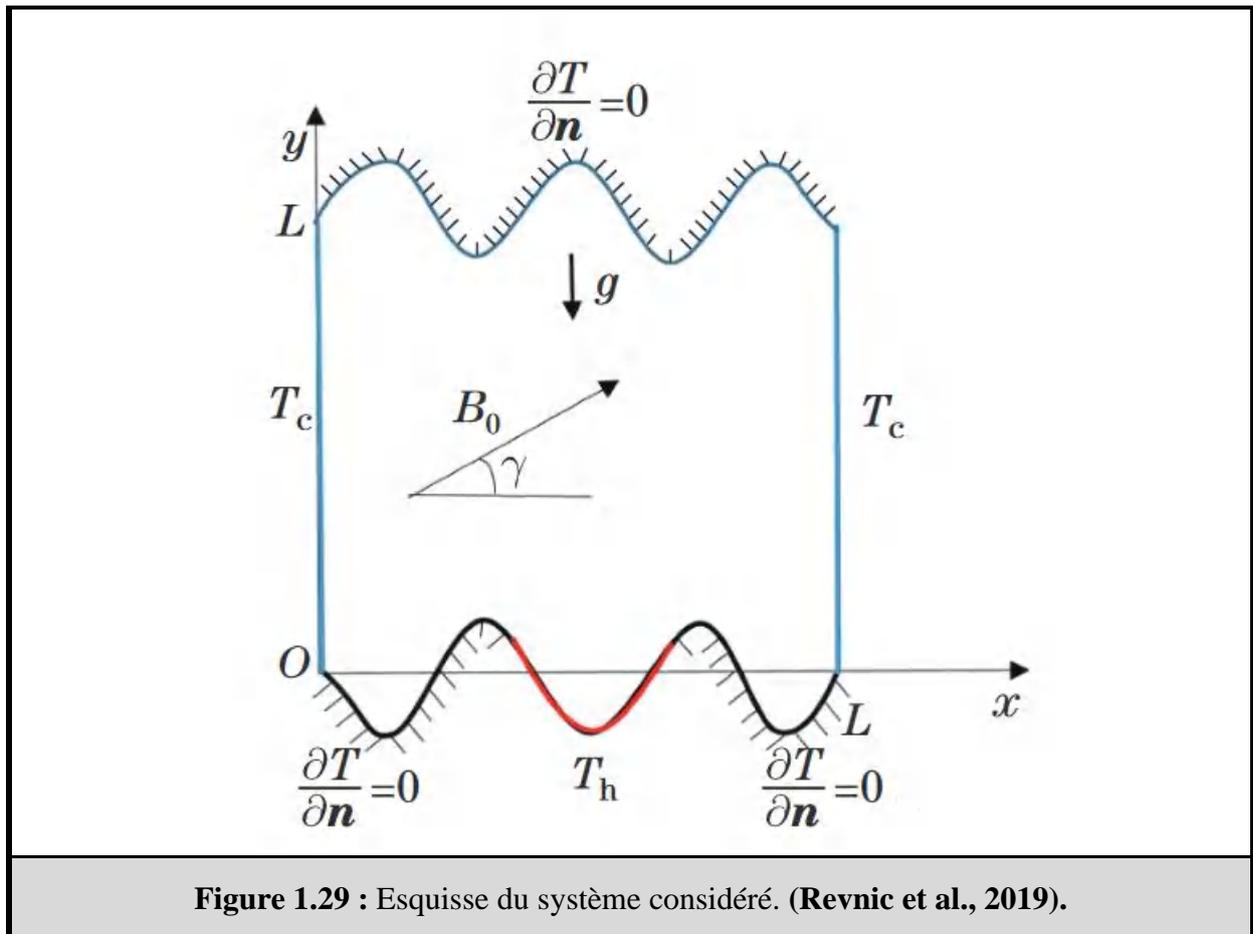
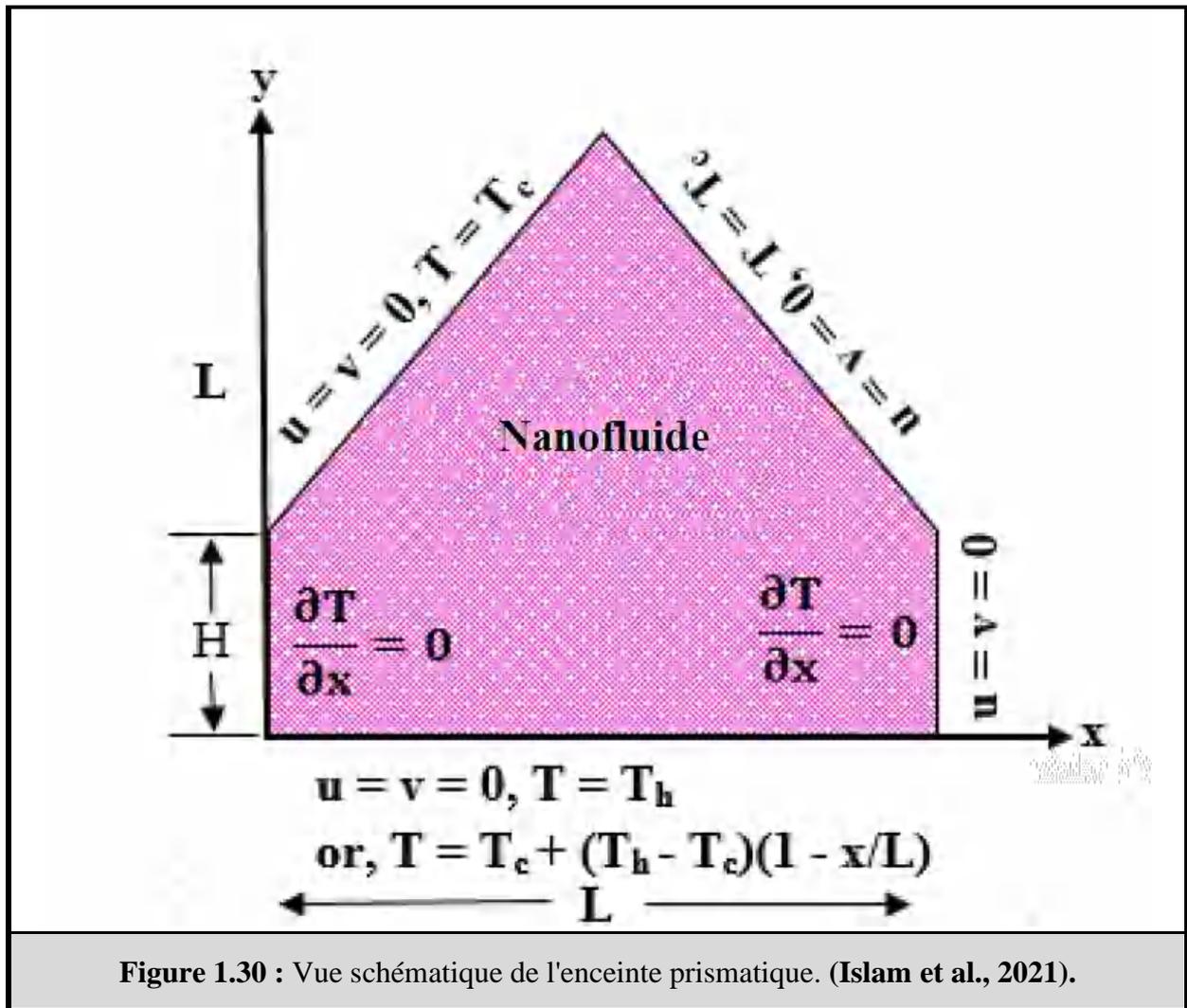
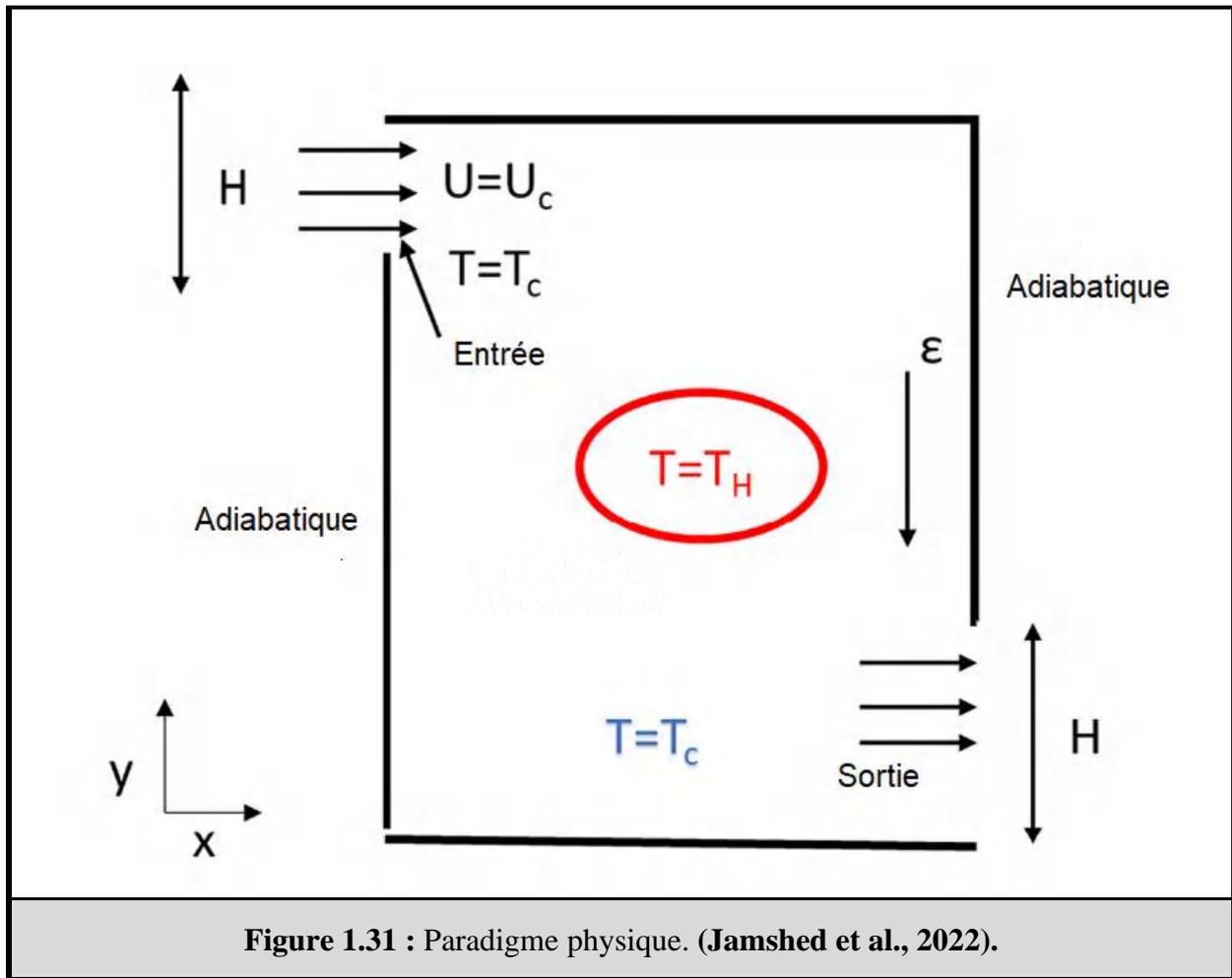


Figure 1.29 : Esquisse du système considéré. (Revnic et al., 2019).

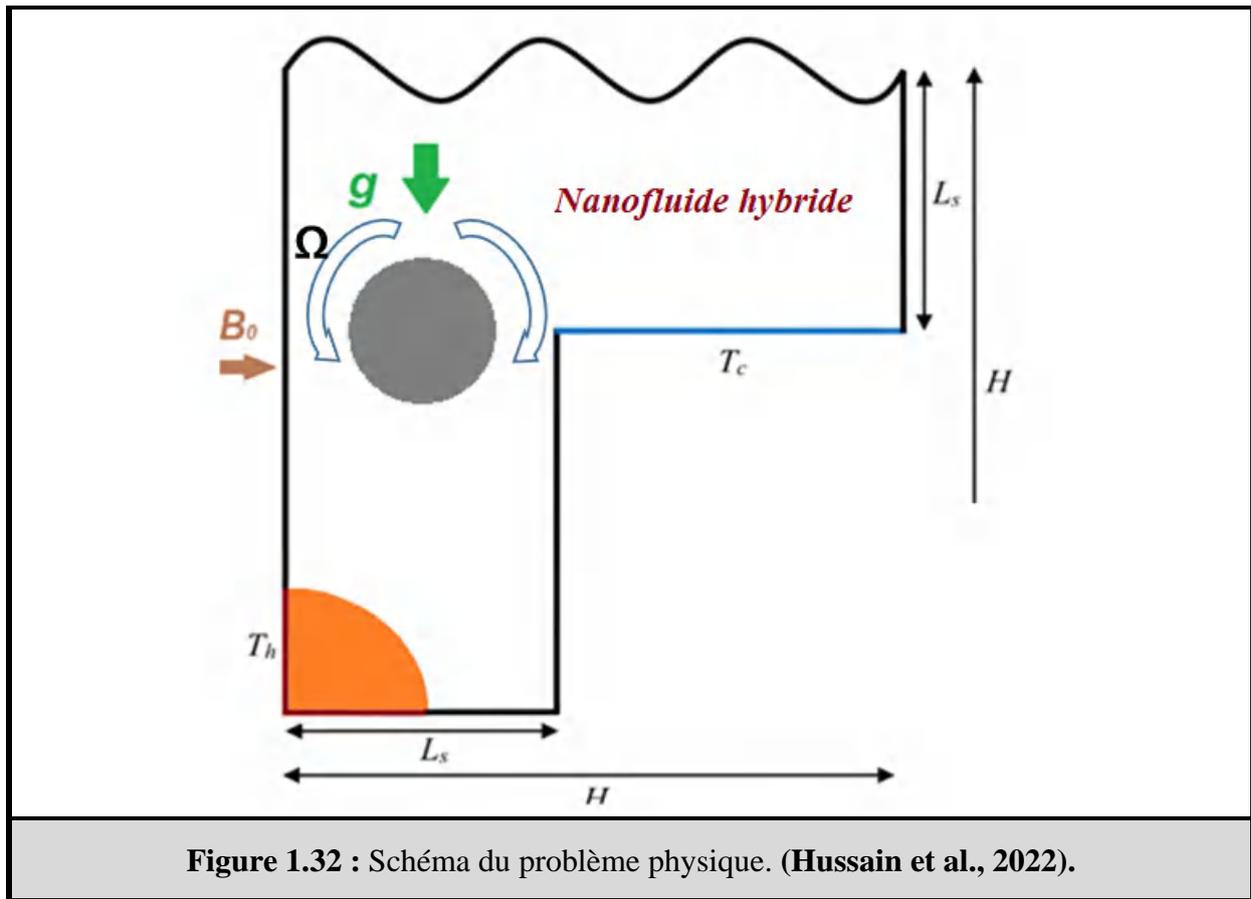
Islam et al. (2021) ont analysé les caractéristiques de transport de chaleur dans une cavité prismatique remplie de nanofluide Cu-eau. Deux conditions aux limites de température différentes ont été considérées, avec les parois inclinées supérieures chauffées à basse température et la paroi inférieure chauffée dans des conditions de température uniformes et linéaires. Deux murs verticaux étaient adiabatiques (fig 1.30). Ils ont utilisé la technique des éléments finis de la forme résiduelle pondérée de Galerkin pour résoudre les équations aux dérivées partielles non linéaires pour le calcul numérique. Les résultats obtenus ont montré que le taux de transfert de chaleur a un impact significatif sur la condition aux limites thermiques et la forme des nanoparticules. La valeur de transfert de chaleur s'est considérablement améliorée pour un nombre de Rayleigh et une fraction volumique de nanoparticules plus élevés.



La transmission de chaleur et l'écoulement convectif magnétohydrodynamique mixte stable dans un espace fermé poreux ventilé avec un cylindre intérieur elliptique chauffé rempli de nanofluid MWCNT / CMC ont été étudiés par **Jamshed et al. (2022)**. L'enceinte était soumise à un champ magnétique homogène (fig. 1.31). Les équations gouvernantes ont été résolues en utilisant la méthode des éléments finis de Galerkin (GFEM). Ils ont effectué les simulations pour diverses gammes de paramètres pertinents, tels que l'indice de loi de puissance, le nombre de Hartmann, l'inclinaison du cylindre elliptique et le nombre de Richardson. Les principales données ont montré que le nombre de Nusselt augmentait lorsque le nombre de Richardson et le rapport de porosité augmentaient. De plus, la forme elliptique du cylindre intégré lui-même fournit un effet favorable dans l'amélioration du transfert de chaleur à travers l'enceinte en fournissant un contact de surface supplémentaire avec le fluide en circulation.



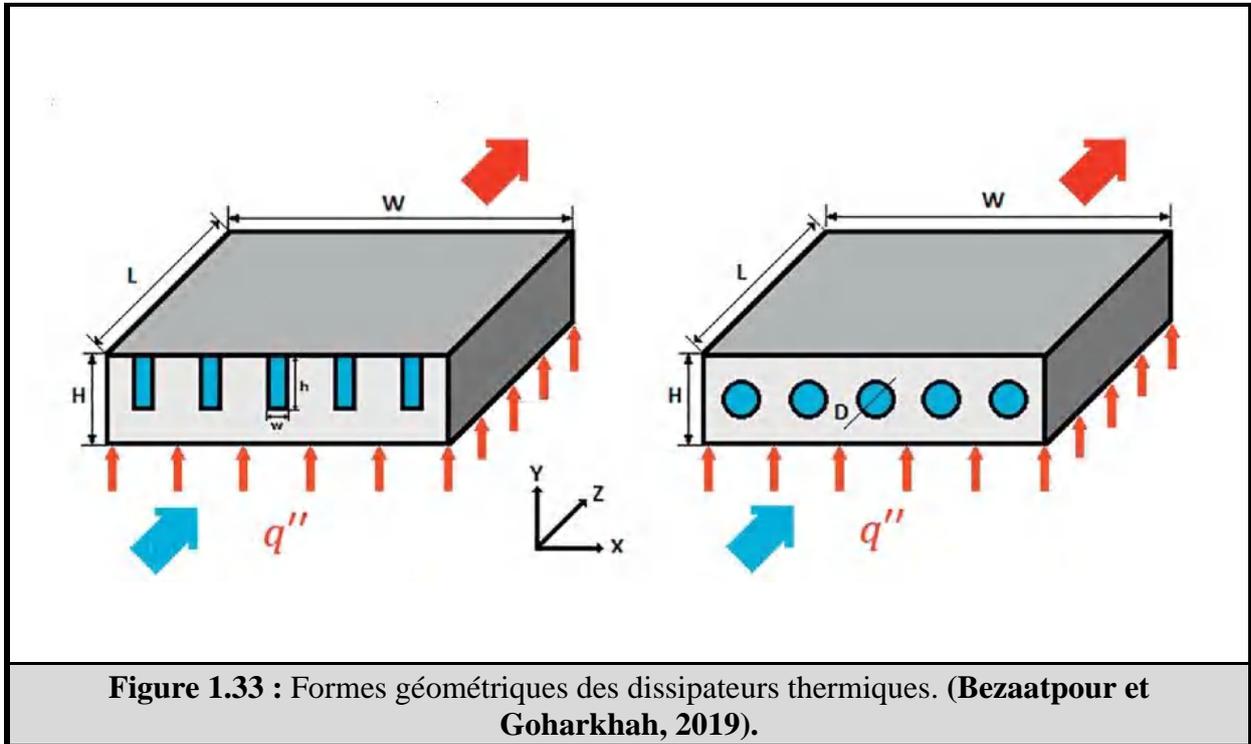
L'analyse magnétohydrodynamique de la convection mixte et de l'entropie à l'aide d'un nanofluide hybride en loi de puissance dans une cavité en forme de coude ondulé avec un bloc chaud en quart de cercle et un cylindre rotatif a été étudiée numériquement par **Hussain et al. (2022) (fig. 1.32)**. L'étude a utilisé une méthode d'éléments finis Galerkin pour examiner un cylindre adiabatique rotatif, qui était entouré d'une cavité en forme de coude. Le comportement thermique et hydrodynamique de la cavité spécifique a été étudié en comparant les nombres de Nusselt. De plus, une comparaison a été faite pour différents rapports d'aspect, le nombre de Hartmann, la fraction volumique du nanofluide et l'indice de loi de puissance pour la cavité en forme de coude. Les résultats ont démontré que le nombre de Nusselt augmentait avec une augmentation de l'indice de loi de puissance. Il a également été observé que la rotation dans le sens des aiguilles d'une montre améliorait le taux de transfert de chaleur et que le taux de transfert de chaleur augmentait avec une augmentation du rapport d'aspect. De plus, la génération d'entropie pour la géométrie actuelle et les paramètres mentionnés ci-dessus a été entièrement étudié.



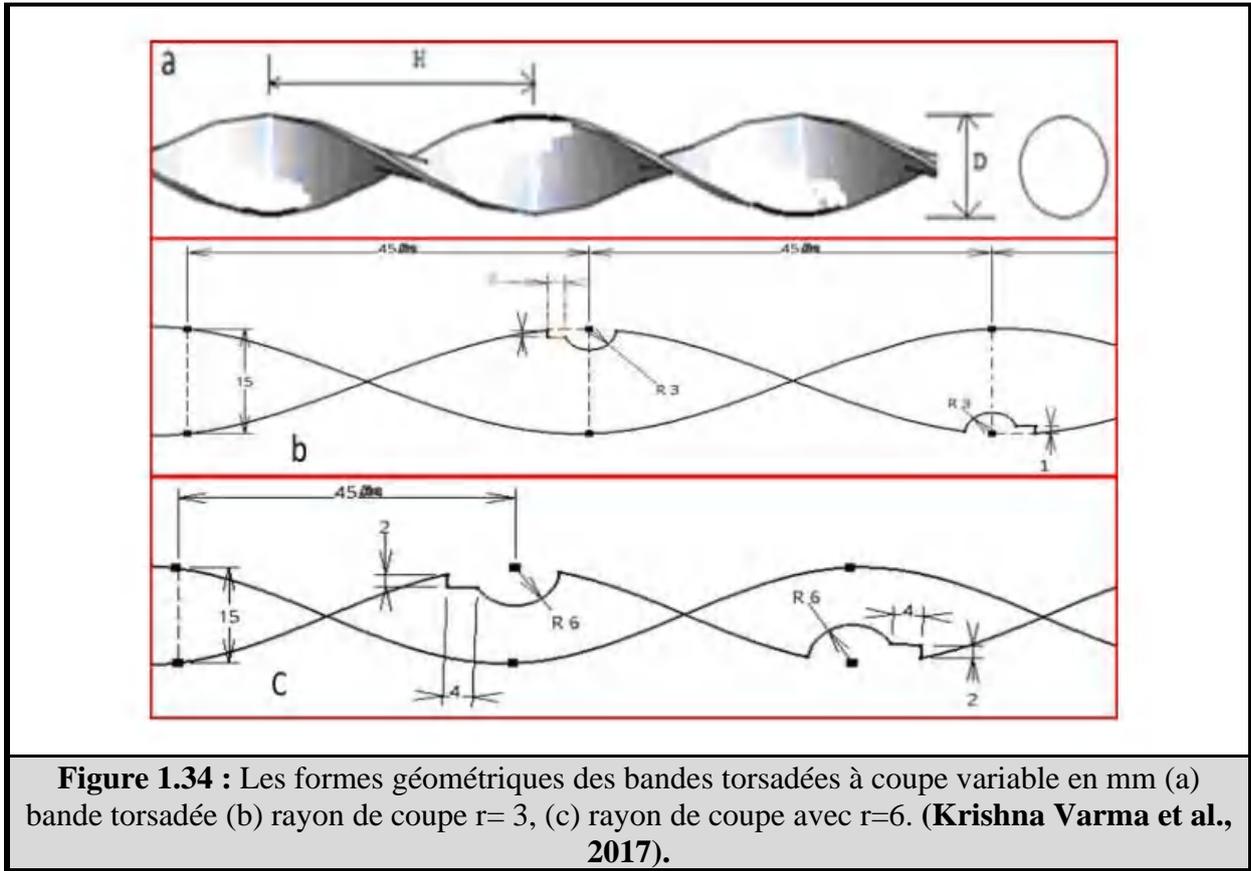
En plus des études mentionnées précédemment sur l'utilisation du nanofluide non magnétique, le nanofluide magnétique a également fait l'objet d'un nombre important de recherches. Cela est dû à son impact positif sur l'amélioration du transfert de chaleur, ce qui en fait une option intéressante pour un large éventail d'applications. Lorsque les nanofluides magnétiques sont exposés à un champ magnétique externe, ils induisent un moment dipolaire magnétique dans chaque particule, ce qui les attire vers les régions où l'intensité du champ magnétique est la plus forte, provoquant la formation de chaînes ou d'amas dans le fluide. Cela est dû à la force Kelvin. Plusieurs études publiées ont utilisé le nanofluide magnétique avec et sans champ magnétique dans diverses configurations et circonstances.

Le transfert de chaleur et la chute de pression de l'écoulement de nanofluide magnétique ( $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ ) dans deux dissipateurs thermiques poreux conventionnels circulaires et rectangulaires ont été étudiés par **Bezaatpour et Goharkhah (2019)** (fig. 1.33). Les performances des dissipateurs thermiques ont été examinées en fonction de divers paramètres tels que la fraction volumique du nanofluide, le débit et la porosité du canal. Ils ont découvert que l'utilisation de nanofluides entraînait une amélioration maximale du transfert de chaleur de 13 % et 14 % dans les dissipateurs thermiques à canaux rectangulaires et circulaires,

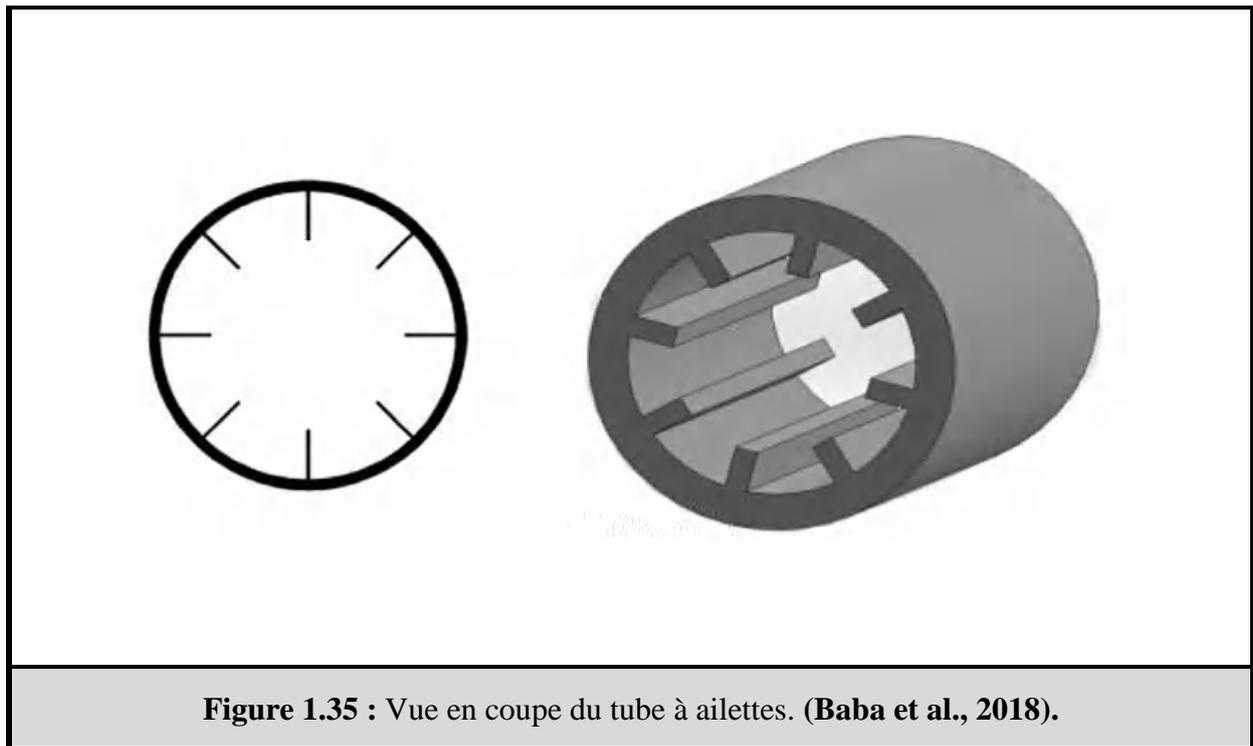
respectivement. Cependant, lorsque les dissipateurs thermiques étaient remplis de support poreux, ces valeurs augmentaient à 450 % et 547 %, respectivement. L'augmentation du transfert de chaleur s'est accompagnée d'une augmentation substantielle de la perte de charge. Les résultats suggèrent que les performances globales du dissipateur thermique s'améliorent à de faibles débits et porosités et à des concentrations élevées du nanofluide.



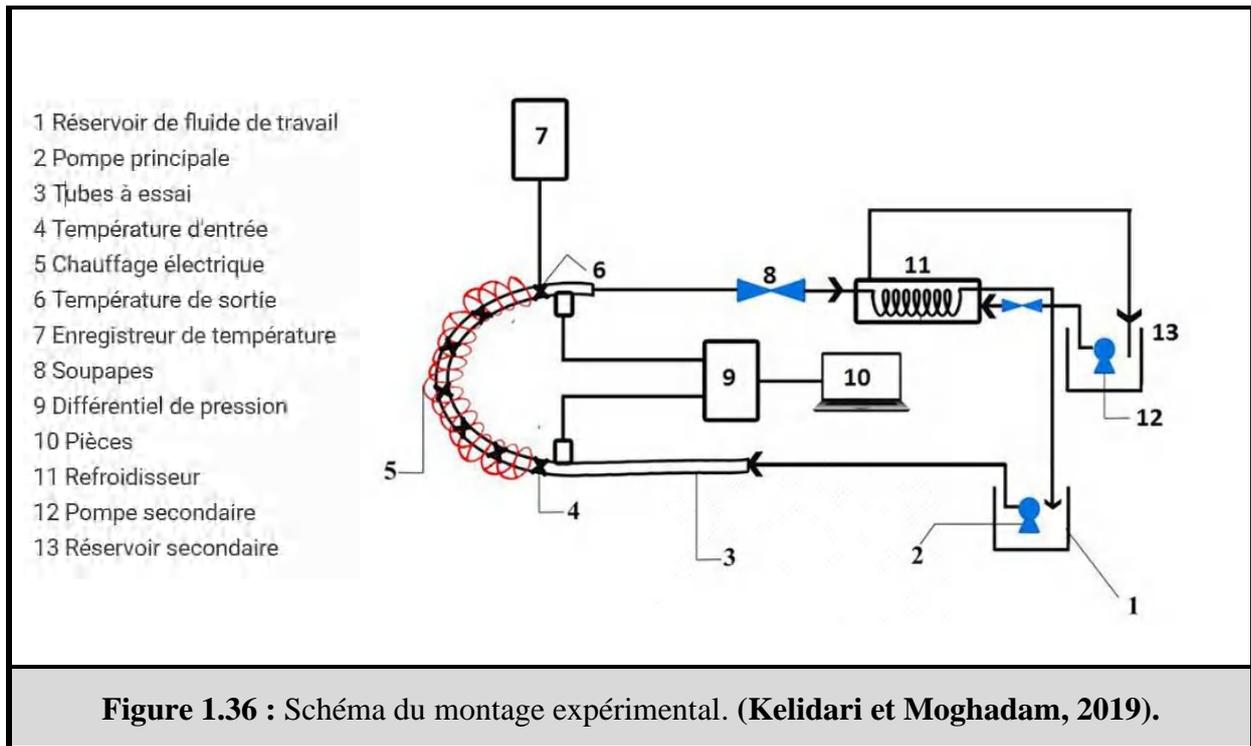
Une analyse expérimentale sur un échangeur de chaleur à barre torsadée à rayon de coupe variable utilisant un nanofluide à base d'eau  $Fe_3O_4$  a été étudiée par **Krishna Varma et al. (2017)** (fig. 1.34). Les débits massiques variaient entre 0,05 Kg/s et 0,25 Kg/s, et le nombre de Reynolds était maintenu dans la plage de 3 000 à 25 000, tandis que le débit du fluide chaud dans l'espace annulaire était maintenu constant à 0,1 Kg/s. L'analyse des performances a été effectuée en déterminant le coefficient de transfert de chaleur et les facteurs de frottement correspondants pour diverses concentrations volumiques de particules de 0,01 % et 0,03 %. Il a été constaté que le nombre de Nusselt de l'ensemble du tuyau pour des concentrations de 0,03 % de nanofluide avec un rayon de coupe de 6 était amélioré de 32,01 % par rapport à l'eau. Les résultats de l'investigation ont montré une amélioration des paramètres de performance de l'échangeur de chaleur, à savoir le coefficient de transfert de chaleur et le facteur de frottement, avec une augmentation de la concentration volumique du nanofluide.



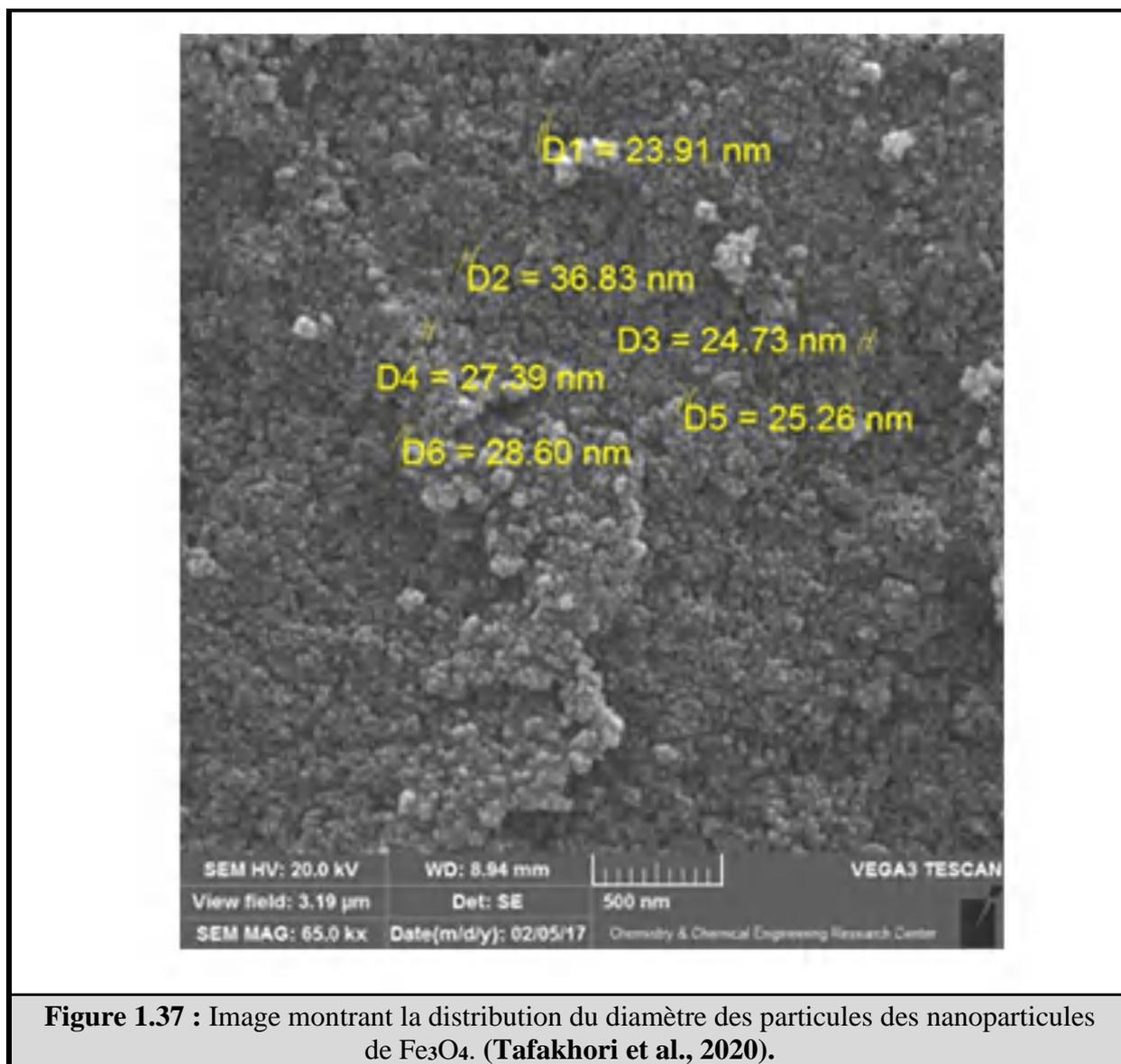
Baba et al. (2018) ont étudié l'utilisation d'ailettes longitudinales internes dans des échangeurs de chaleur à contre-courant à double tube pour améliorer le transfert de chaleur par convection à l'aide d'un nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ . Ils ont mené une étude expérimentale pour étudier le transfert de chaleur par convection et la chute de pression dans un tube circulaire horizontal avec des ailettes longitudinales internes dans des conditions turbulentes (fig. 1.35). La concentration volumétrique des nanoparticules de  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  variait de 0 à 0,4 %. Les résultats ont montré que le taux de transfert de chaleur était de 80 à 90 % plus élevé dans l'échangeur de chaleur à tube à ailettes par rapport à l'échangeur de chaleur à tube simple, en particulier pour les concentrations volumétriques plus élevées de nanofluide. Le rapport du nombre de Nusselt du nanofluide avec le fluide de base augmentait avec le nombre de Reynolds, tandis que le facteur de frottement diminuait avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cependant, la chute de pression était plus élevée dans l'échangeur de chaleur à tube à ailettes en raison de l'effet de la géométrie des ailettes, qui offrait une résistance à l'écoulement.



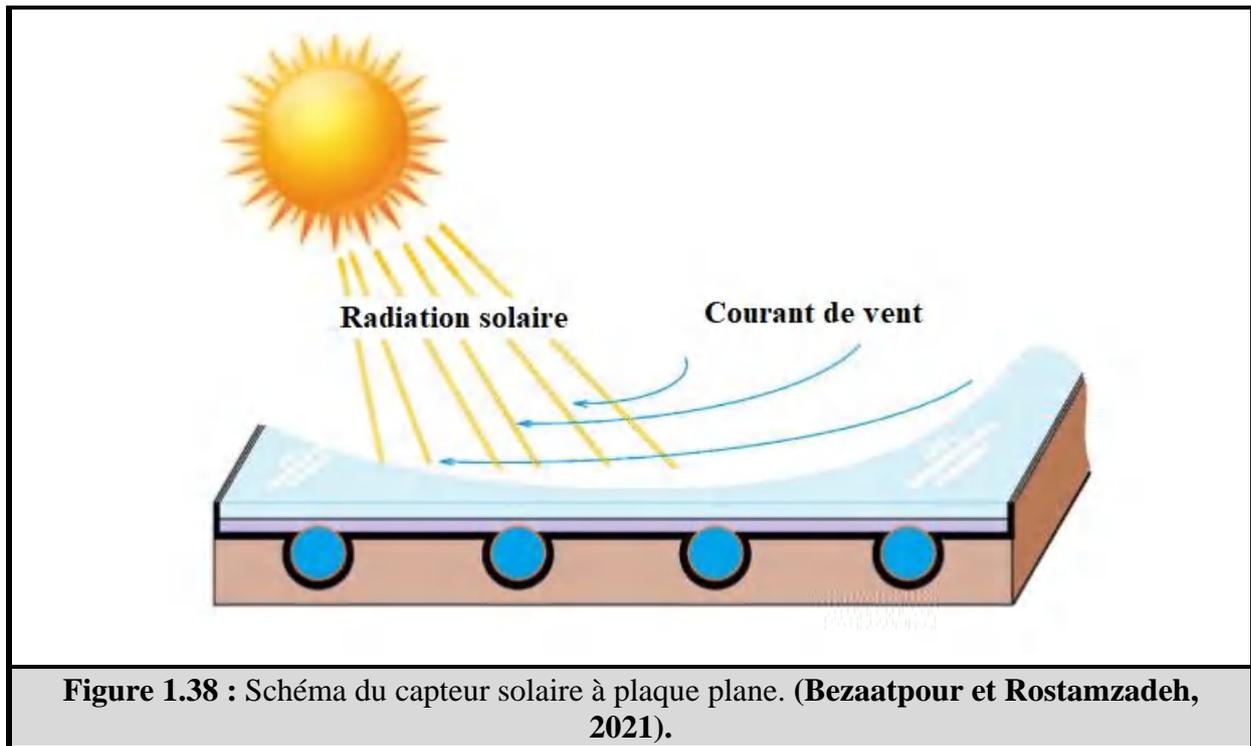
**Kelidari et Moghadam (2019)** ont mené une enquête expérimentale sur des tuyaux avec différents rayons de courbure en utilisant de l'eau distillée et un nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -eau avec des fractions volumiques variables de nanoparticules (fig. 1.36). L'étude s'est concentrée sur des conditions d'écoulement laminaire avec un flux de chaleur de paroi constant et un débit massique variant approximativement entre 0,2 et 0,7 kg/min. Les résultats obtenus ont montré que l'utilisation du nanofluide augmentait le coefficient de transfert de chaleur par convection et le nombre de Nusselt par rapport à l'eau. Cet effet a également été observé lorsque le rayon de courbure a été réduit et/ou le débit massique a été augmenté (ce qui a entraîné un nombre de Dean plus élevé). Cependant, une augmentation de la concentration en nanoparticules et/ou du nombre de Dean a entraîné un gradient de pression intensifié.



**Tafakhori et al. (2020)** ont réalisé une étude sur l'utilisation de nanofluides  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -eau comme liquide de refroidissement pour les radiateurs de voiture, dans le but d'améliorer les taux de transfert de chaleur et de réduire les dimensions requises du radiateur. Les chercheurs ont synthétisé des nanofluides avec des diamètres de particules nominaux de 28 nm et ont réalisé des expériences à différents pourcentages de volume, températures d'entrée de radiateur et vitesses de ventilateur de radiateur (fig. 1.37). Les résultats obtenus ont montré que les conditions de fonctionnement optimales du radiateur étaient atteintes à une concentration de 0,1 % en volume, avec des concentrations de nanoparticules plus élevées entraînant une détérioration du transfert de chaleur due à l'agglomération des particules et une réduction du nombre de Reynolds. À 0,1 vol. %, les performances d'échange de chaleur du radiateur ont été améliorées en moyenne de 21% par rapport à l'eau pure.



L'utilisation du nanofluide Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/eau pour remédier aux mauvaises caractéristiques thermiques du fluide de travail dans les capteurs solaires à plaques planes a été étudiée par **Bezaatpour et Rostamzadeh (2021)** (fig. 1.38). L'étude a proposé d'équiper le collecteur de tubes absorbants rotatifs et de nanofluide, ce qui a amélioré le mécanisme de convection, réduit les pertes d'énergie et les besoins en puissance de pompage. Les résultats obtenus ont montré que l'utilisation de 2 % de Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> dans l'eau et les conduites rotatives rétablissait la perte d'énergie jusqu'à 10,44 %. L'équipement du collecteur avec des tuyaux rotatifs et un nanofluide a entraîné une amélioration de 5,83 % et 3,21 % des efficacités énergétique et exergetique, respectivement. La méthode proposée s'est avérée rentable car la puissance requise peut être fournie par le collecteur lui-même.



**Najim et al. (2023)** ont étudié l'effet du nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$  sur les performances d'un échangeur de chaleur à calandre et tube (fig. 1.39). Ils ont utilisé ANSYS FLUENT pour étudier numériquement le transfert de chaleur en sortie du nanofluide. L'étude s'est concentrée sur divers facteurs, notamment le taux de transfert de chaleur, le coefficient de transfert de chaleur total, l'influence du frottement, le nombre de Nusselt moyen et le facteur d'efficacité thermique. Ils ont fait varier les nombres de Reynolds entre 200 et 1 400 et ont utilisé des fractions volumiques de 0,2 % et 0,35 %. Les résultats obtenus ont indiqué que l'augmentation de la concentration de nanofluide à 0,35 % entraînait un nombre de Nusselt supérieur d'environ 19 %, un taux de transfert de chaleur supérieur de 25 % et une efficacité améliorée de 12 %. De plus, l'étude a révélé que la friction diminuait à mesure que le nombre de Reynolds augmentait.

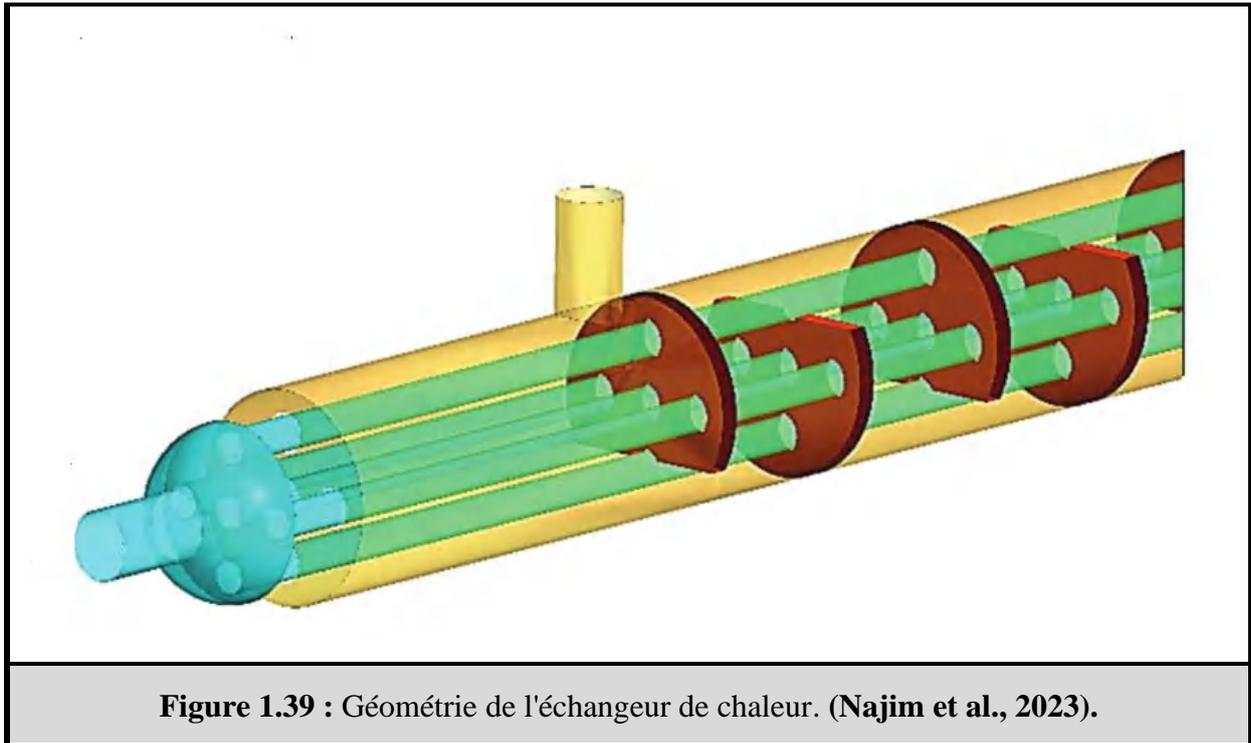
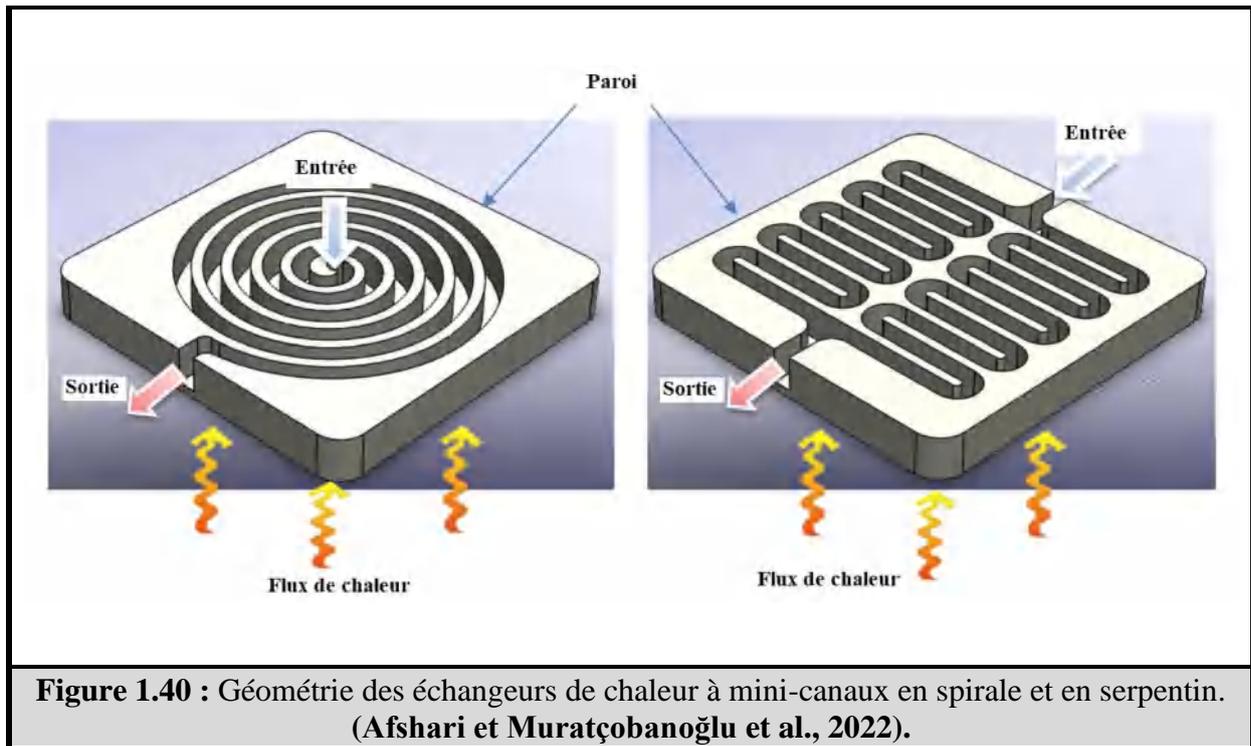
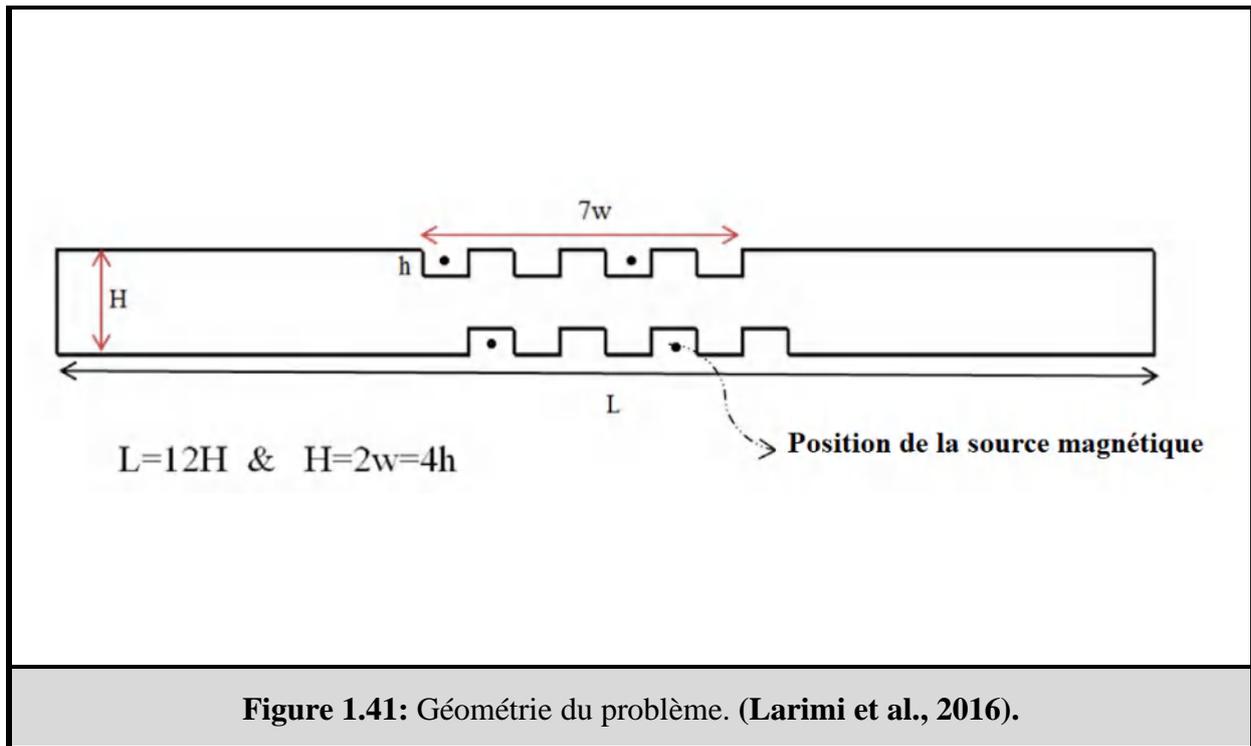


Figure 1.39 : Géométrie de l'échangeur de chaleur. (Najim et al., 2023).

**Afshari et Muratçobanoğlu (2022)** ont mené une enquête numérique complète sur les dissipateurs thermiques en bloc avec deux conceptions différentes, en spirale et en serpentin, en utilisant un nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$  avec une concentration volumique de 0,2 % (fig. 1.40). L'étude visait à analyser les propriétés thermo physiques du nanofluide et à comparer son taux de transfert de chaleur et son efficacité avec l'eau. Ils ont utilisé des données expérimentales et des équations théoriques pour analyser les propriétés du nanofluide et ont utilisé le logiciel ANSYS-Fluent comme méthode CFD pour résoudre le problème et effectuer des simulations. Ils ont découvert que l'utilisation de nanofluides améliorerait les performances thermiques des minicanaux en spirale et en serpentin. De plus, le nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$  est prioritaire comme fluide caloporteur par rapport à l'eau pure. Enfin, les baisses de température dans les blocs conçus ont montré que le mini canal de type serpentin proposé peut réduire la température d'environ 2 % de plus que le type en spirale.



**Larimi et al. (2016)** ont réalisé une étude sur les caractéristiques hydro-thermiques d'un ferrofluide constitué d'eau et de nanoparticules de  $Fe_3O_4$  dans un canal nervuré. Le ferrofluide a été exposé à divers champs magnétiques transversaux non uniformes générés par des courants électriques traversant des fils situés perpendiculairement dans l'écoulement entre les nervures (fig. 1.41). Ils ont utilisé un modèle de mélange à deux phases et une technique de volume de contrôle pour étudier les effets du champ magnétique sur le transfert de chaleur, la perte de pression et la contrainte de cisaillement de la paroi dans le canal, ainsi que l'influence de différents arrangements de champ magnétique. Les résultats ont montré que le champ magnétique avait un impact significatif sur l'augmentation du nombre de Nusselt dans le canal, en particulier dans les régions des côtes, et que l'augmentation de la force du champ magnétique entraînait une augmentation des nombres de Nusselt locaux minimum et maximum. De plus, l'application d'un champ magnétique externe a eu un effet notable sur le refroidissement du fluide à faible nombre de Reynolds.



**Figure 1.41:** Géométrie du problème. (Larimi et al., 2016).

L'impact du champ magnétique non uniforme sur le transfert de chaleur du nanofluide magnétique à l'intérieur d'un canal coudé à  $90^\circ$  (fig. 1.42) a été examiné **Sheikholeslami et al. (2018)**. Les auteurs ont utilisé la méthode des volumes finis avec l'algorithme SIMPLEC pour simuler l'écoulement et déterminer les effets du champ magnétique sur le facteur thermique et de frottement du ferrofluide, lequel a été supposé être monophasé et laminaire, avec un flux de chaleur constant appliqué à la paroi, et un seul fil a été utilisé comme source du champ magnétique non uniforme au centre du coude. Les auteurs ont examiné les caractéristiques d'écoulement et la distribution de température à proximité de la source magnétique et ont mené des études paramétriques complètes pour étudier l'influence de facteurs tels que l'intensité du champ magnétique et le nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur. Les résultats obtenus ont montré que l'application d'un champ magnétique au voisinage du coude augmentait le nombre de Nusselt moyen du ferrofluide de plus de 28,6 %. De plus, comme le nombre de Reynolds à l'intérieur du coude est passé de 50 à 100, le transfert de chaleur a augmenté d'environ 18 %.

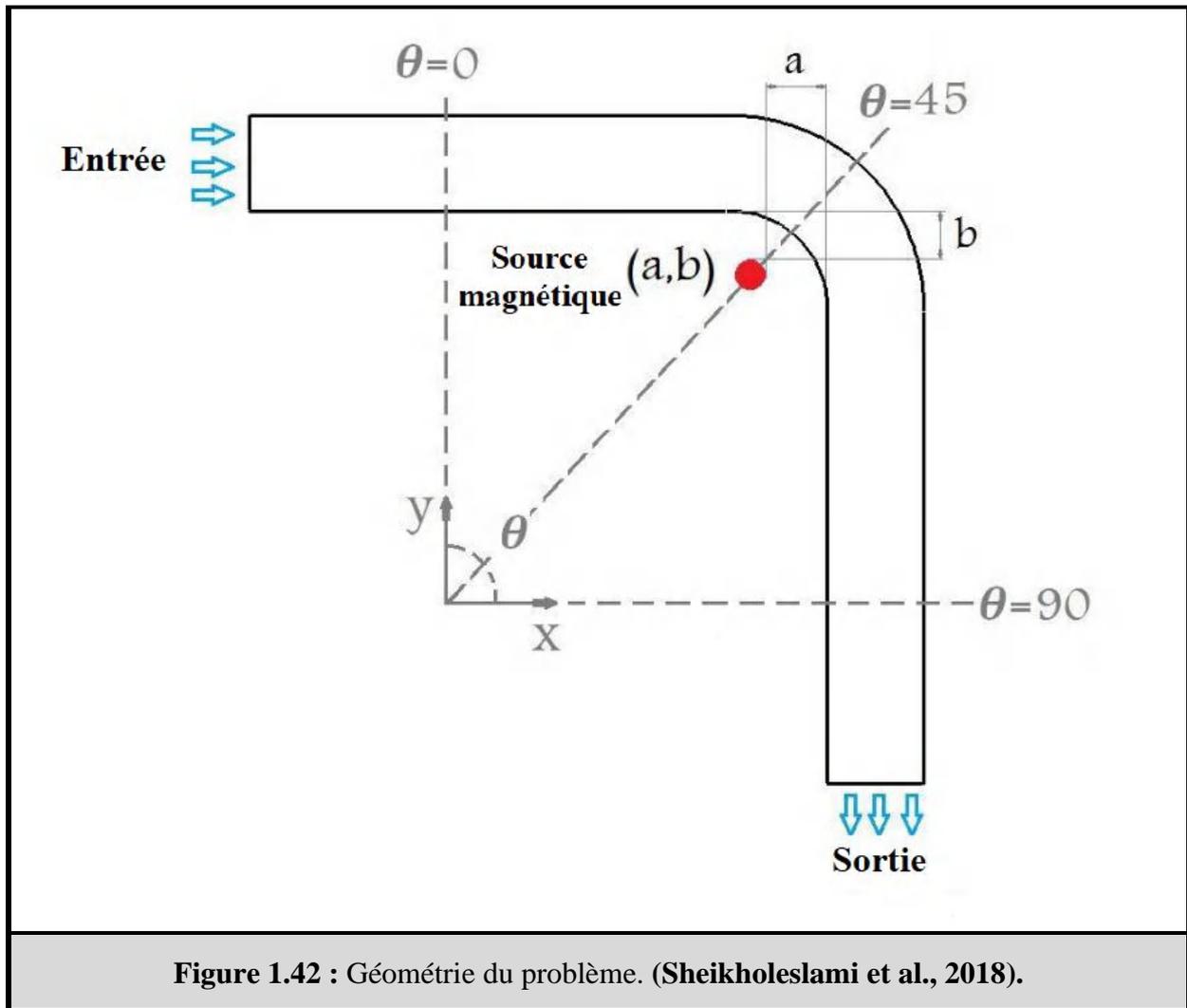
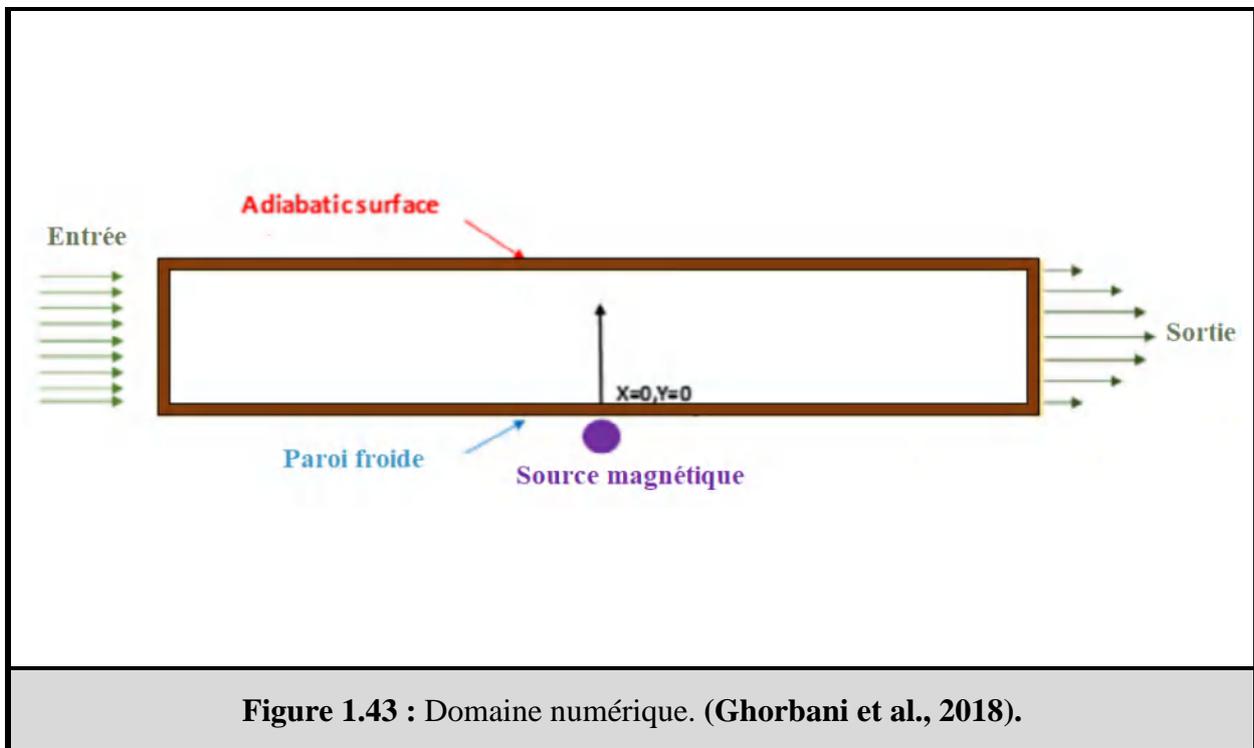


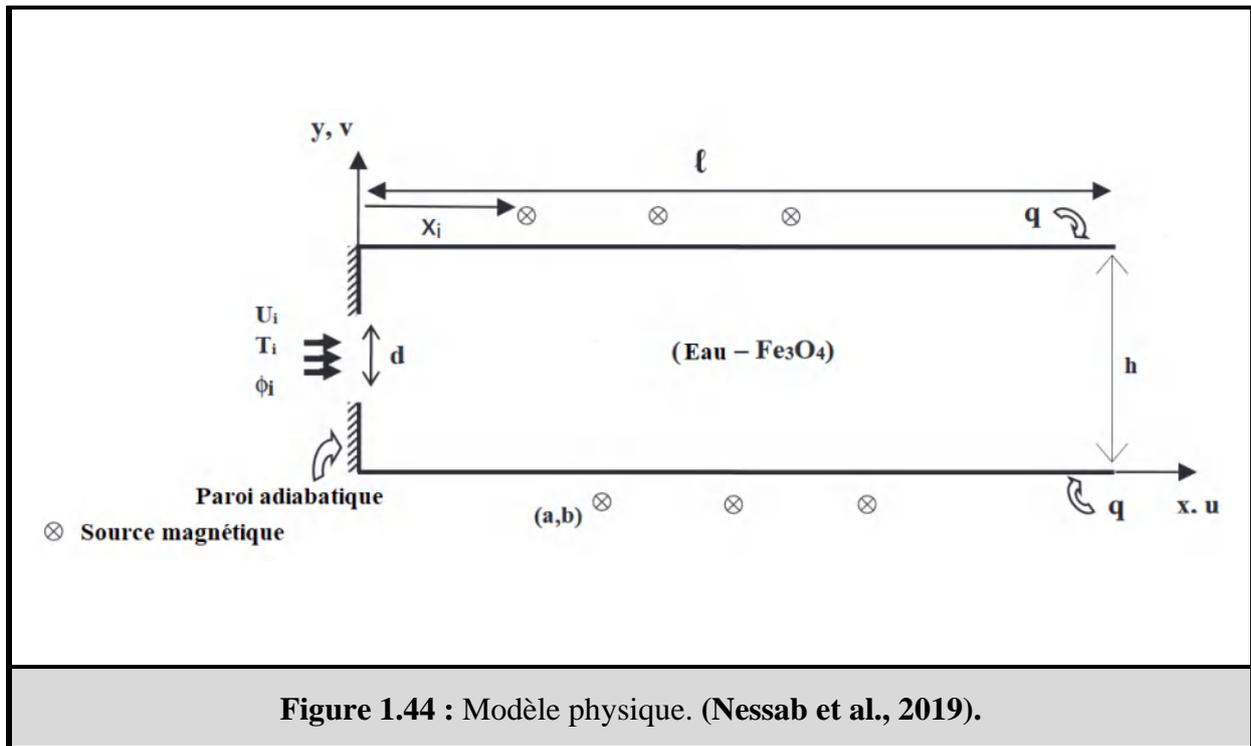
Figure 1.42 : Géométrie du problème. (Sheikholeslami et al., 2018).

**Ghorbani et al. (2018)** ont étudié l'effet d'un champ magnétique externe sur le transfert de chaleur par convection d'un écoulement de ferrofluide dans un conduit rectangulaire (fig. 1.43). Ils ont développé un modèle numérique bidimensionnel, en régime permanent, laminaire et incompressible en utilisant une méthode de volume fini pour résoudre les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Les auteurs ont observé que le mouvement des particules de ferrofluide le long du champ magnétique d'un dipôle linéaire modifiait les modèles de ligne de courant et améliorait le transfert de chaleur. Une analyse de sensibilité a également été effectuée pour examiner l'impact du nombre de Reynolds, de l'intensité du champ magnétique, de l'emplacement et du nombre de dipôles linéaires sur le transfert de chaleur par convection. Ils ont découvert que des nombres de Reynolds plus élevés entraînaient des taux de refroidissement plus élevés, mais que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique n'entraînait pas nécessairement une amélioration significative du transfert de chaleur. Ils ont également déterminé que l'intensité du champ magnétique devait être suffisante pour fusionner

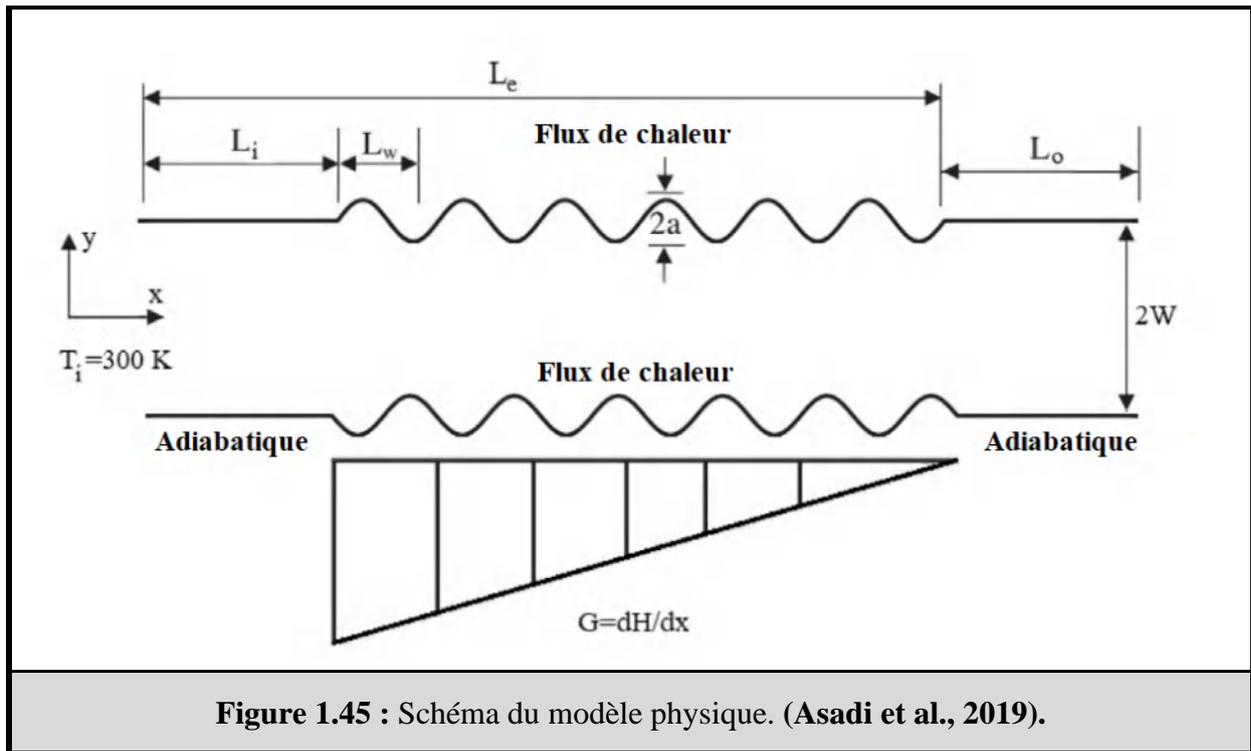
de petits vortex et créer de grandes zones de circulation dans le conduit afin d'augmenter le transfert de chaleur.



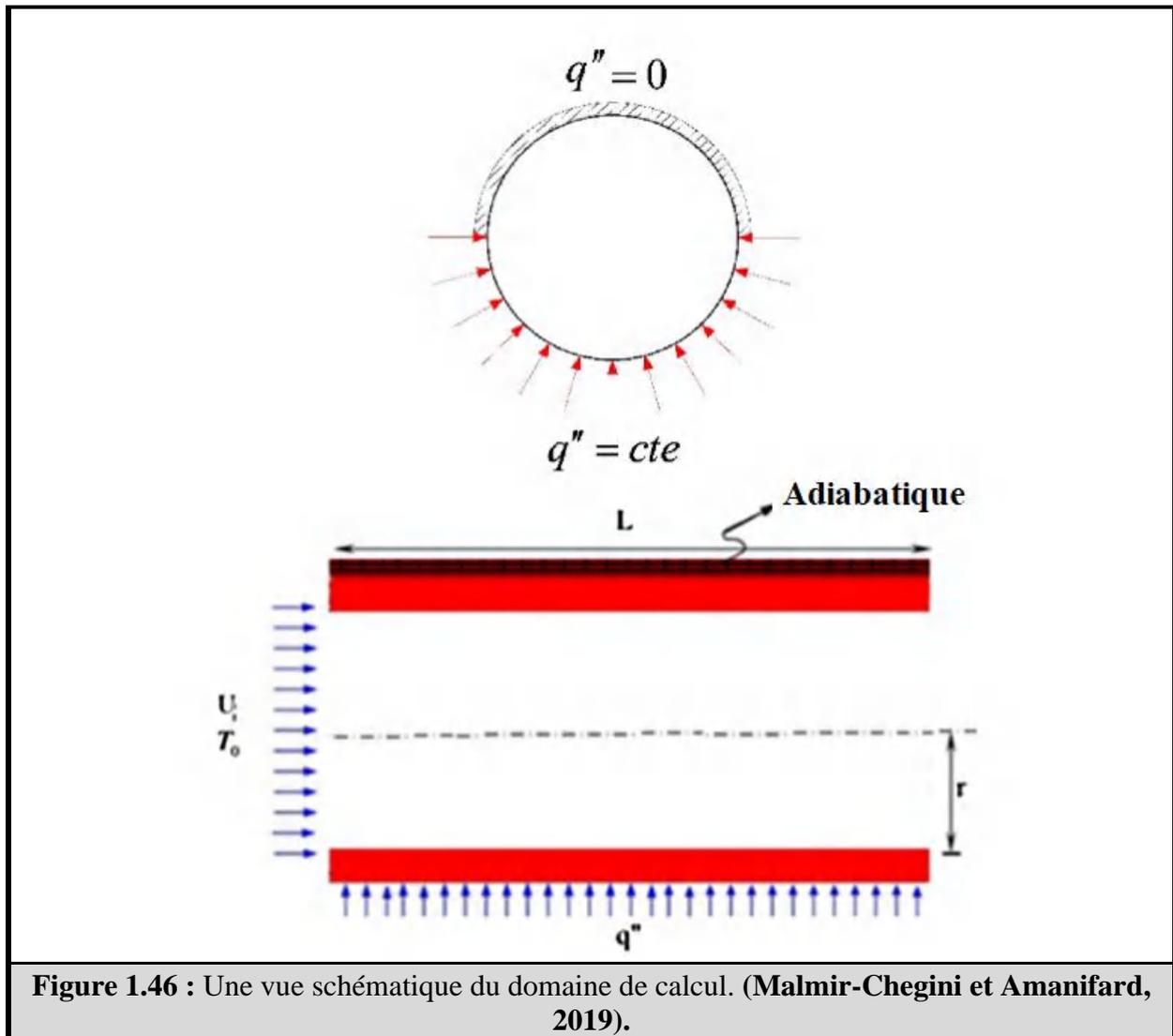
Nessab et al. (2019) ont effectué une étude numérique du transfert de chaleur par convection et de l'écoulement de jet de nanofluide magnétique confiné à travers un canal sous l'influence de six sources magnétiques placées à l'extérieur du système et disposées de manière échelonnée (fig. 1.44). Ils ont utilisé la méthode des volumes finis avec l'algorithme SIMPLE pour résoudre les équations gouvernantes. Ils ont analysé l'influence du nombre magnétique, de la position des sources et de la hauteur d'entrée du jet sur les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur. Ils ont constaté que la présence de sources magnétiques et le rétrécissement à l'entrée du canal perturbaient fortement la structure de l'écoulement et le développement des couches limites thermiques. De plus, ils ont découvert que l'augmentation du nombre magnétique et la réduction du taux d'ouverture amélioraient le transfert de chaleur. L'étude a également montré que plus les sources étaient proches de l'entrée du canal, plus l'échange de chaleur était important, avec une position optimale dépendant du nombre magnétique et de la hauteur d'entrée du jet.



Une étude numérique du transfert de chaleur par convection forcée laminaire bidimensionnelle d'un nanofluide magnétique composé d'eau et de  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  dans un canal à paroi ondulée sinusoïdale, en présence d'un champ magnétique non uniforme, a été réalisée par **Asadi et al. (2019)** (fig. 1.45). Ils ont utilisé le modèle de mélange et la méthode des volumes finis pour examiner le comportement hydrodynamique et thermique du ferrofluide. Les effets de plusieurs paramètres, y compris l'amplitude du canal ondulé, la fraction volumique des nanoparticules, le nombre de Reynolds et le gradient de champ magnétique négatif, ont été étudiés et discutés. Ils ont découvert qu'une augmentation de l'amplitude des ondes, de la fraction volumique des nanoparticules, du nombre de Reynolds ou du gradient de champ magnétique négatif entraînait une augmentation du nombre de Nusselt. De plus, il a été constaté que le gradient de champ magnétique négatif augmentait le travail de la pompe, avec un effet plus important à des nombres de Reynolds inférieurs.



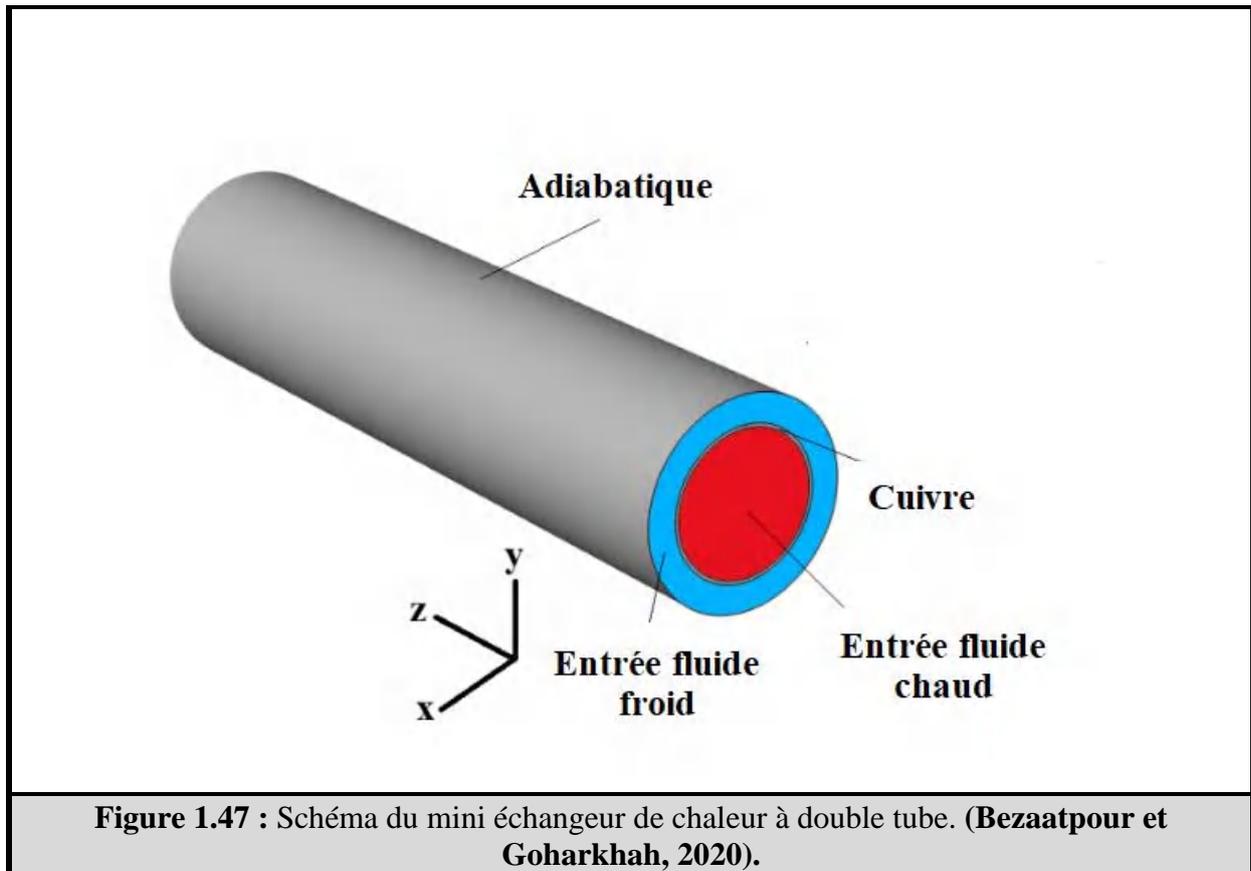
**Malmir-Chegini et Amanifard (2019)** ont effectué une enquête numérique sur le comportement hydrodynamique et hydrothermique d'un nanofluide magnétique laminaire dans un tube semi-isolé horizontal (fig. 1.46). Le fluide a été actionné par un champ magnétique non uniforme, et l'impact de paramètres clés tels que le nombre de Reynolds, l'intensité du champ magnétique, le flux de chaleur de la paroi et l'emplacement du fil sur les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur ont été examinés et comparés au cas non magnétique. Les résultats obtenus ont montré que l'utilisation d'un champ magnétique entraînait une augmentation significative du transfert de chaleur et de la chute de pression par rapport au cas non magnétique. Ils ont également évalué le paramètre d'efficacité dans différentes situations vitales et ont présenté une corrélation générale pour le nombre de Nusselt en fonction de la longueur non dimensionnelle, du nombre magnétique et du flux de chaleur non dimensionnel. Les résultats suggèrent que l'utilisation d'un champ magnétique peut améliorer le transfert de chaleur dans des applications pratiques.



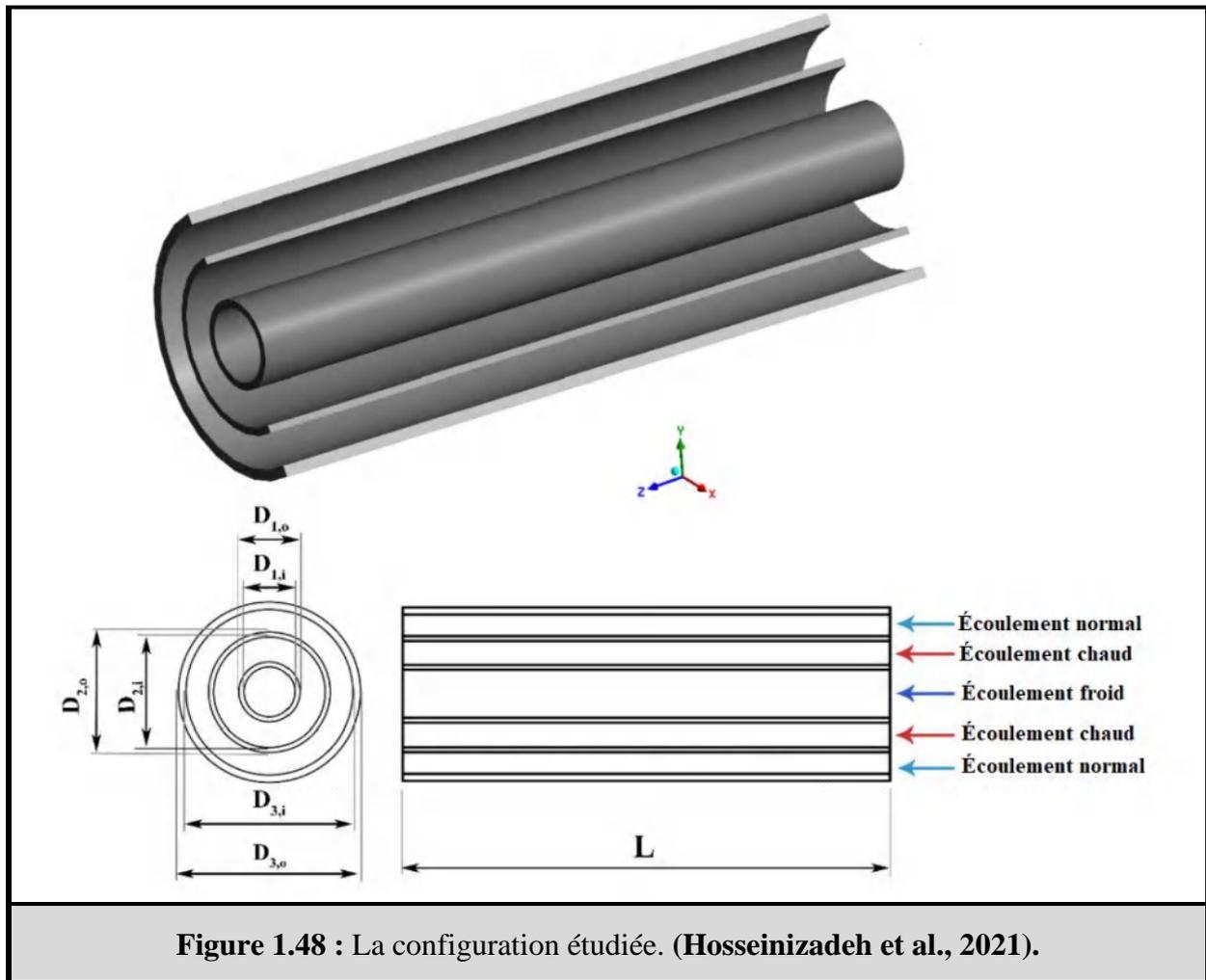
**Figure 1.46** : Une vue schématique du domaine de calcul. (Malmir-Chegini et Amanifard, 2019).

Une approche innovante pour améliorer le transfert de chaleur par convection et réduire la perte de charge dans les échangeurs de chaleur a été proposée par **Bezaatpour et Goharkhah (2020)**. La méthode proposée consiste à appliquer un champ magnétique externe pour générer un écoulement tourbillonnant dans le fluide de travail magnétique (fig. 1.47). Ils ont réalisé une simulation numérique tridimensionnelle, faisant varier les concentrations et les débits du nanofluide magnétique, ainsi que les intensités de champ magnétique. Les résultats de l'étude indiquent que l'application d'un champ magnétique externe peut augmenter l'amélioration du transfert de chaleur jusqu'à 320 %, avec seulement une légère augmentation de la chute de pression. L'écoulement tourbillonnant induit améliore le taux de transfert de chaleur en perturbant la couche limite thermique et en augmentant le mélange de flux dans l'échangeur de chaleur, tandis que l'absence de tout obstacle supplémentaire dans le passage d'écoulement minimise la résistance à l'écoulement et la chute de pression. Les auteurs ont conclu que la

méthode est plus efficace à de faibles nombres de Reynolds, à des intensités de champ magnétique élevées et à des concentrations élevées de nanofluide.



Les performances d'un échangeur de chaleur à triple tube exposé à un champ magnétique uniforme (fig. 1.48) ont été étudiées par **Hosseinizadeh et al. (2021)**. L'étude a couvert des nombres de Reynolds de 400 à 2 000, des intensités de champ magnétique de 800 G, 1 600 G et 2 400 G et des fractions volumiques de nanoparticules de 0 % ; 1,5 % ; 3 % et 4,5 %. Selon leurs résultats, le champ magnétique a provoqué des écoulements tourbillonnants dans les zones ferrofluides, augmentant le coefficient de transfert de chaleur et la puissance de pompage. Malgré l'affaiblissement de l'effet du champ magnétique avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les performances globales de l'échangeur de chaleur se sont améliorées, en particulier lorsque le champ magnétique a influencé toutes les zones d'écoulement. La présence du champ magnétique a entraîné une diminution de l'efficacité de la deuxième loi de la thermodynamique, mais en compensation, l'indice de performance global a augmenté jusqu'à 68 % à une intensité de 2 400 G et un nombre de Reynolds de 400. La concentration de nanoparticules a également augmenté l'indice de performance et la puissance de pompage. Par conséquent, l'application d'un champ magnétique peut améliorer le taux de transfert de chaleur et l'efficacité d'un échangeur de chaleur à trois tubes.



**Figure 1.48 :** La configuration étudiée. (Hosseinizadeh et al., 2021).

Une analyse a été réalisée à l'aide de techniques numériques pour étudier les caractéristiques de transfert de chaleur et d'écoulement du nanofluide magnétique dans un anneau exposé à plusieurs sources magnétiques par **Soltanipour (2021)**. Le tube intérieur de l'espace annulaire était uniformément chauffé, tandis que le tube extérieur était isolé (fig. 1.49). L'auteur a examiné l'influence de divers paramètres tels que le nombre magnétique, la position angulaire relative, le nombre de sources magnétiques et le rapport de rayon de l'anneau sur l'amélioration du transfert de chaleur et des pertes de pression. Il a découvert que les champs magnétiques appliqués induisaient un fort écoulement secondaire d'une amplitude plusieurs fois supérieure à celle de la vitesse d'entrée. Il a observé aussi que dans le cas de deux fils conducteurs de courant, le taux de transfert de chaleur augmentait à mesure que la distance angulaire relative entre les deux sources magnétiques augmentait et présentait un maximum à  $\Delta\theta=180^\circ$ . L'étude a également révélé qu'il existe un nombre optimal de champs magnétiques qui maximise le taux de transfert de chaleur.

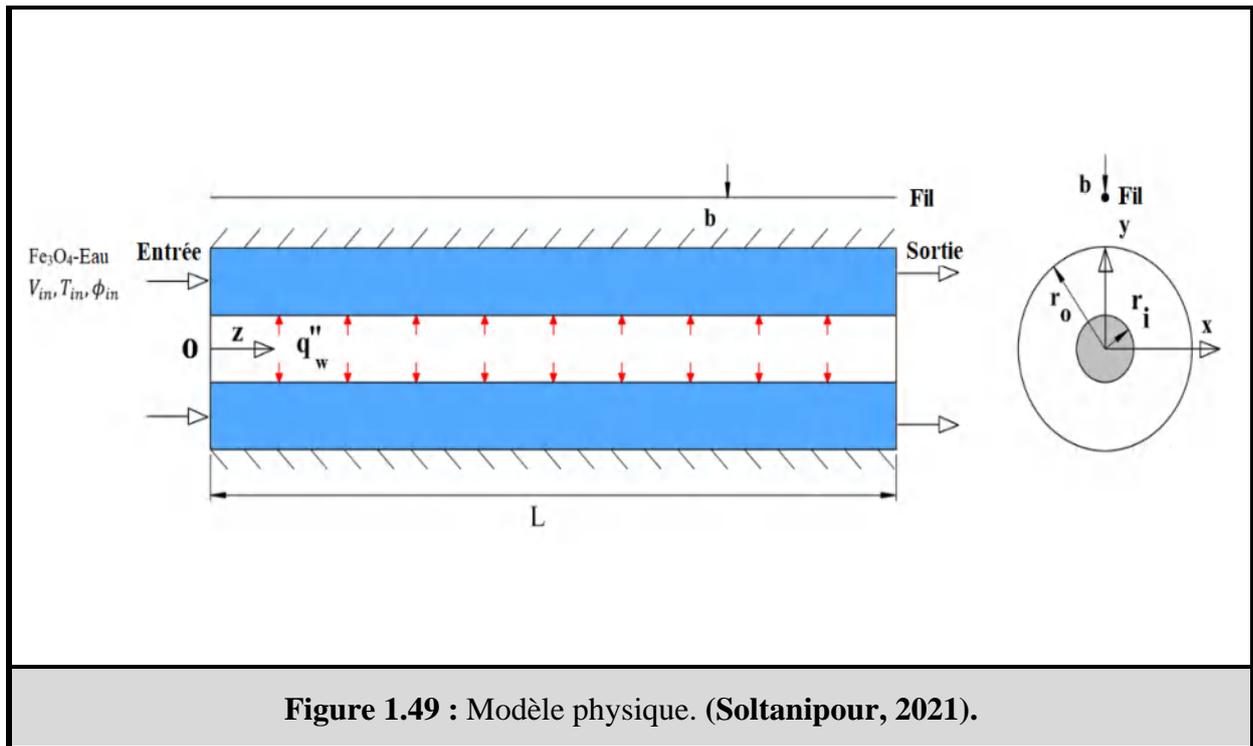
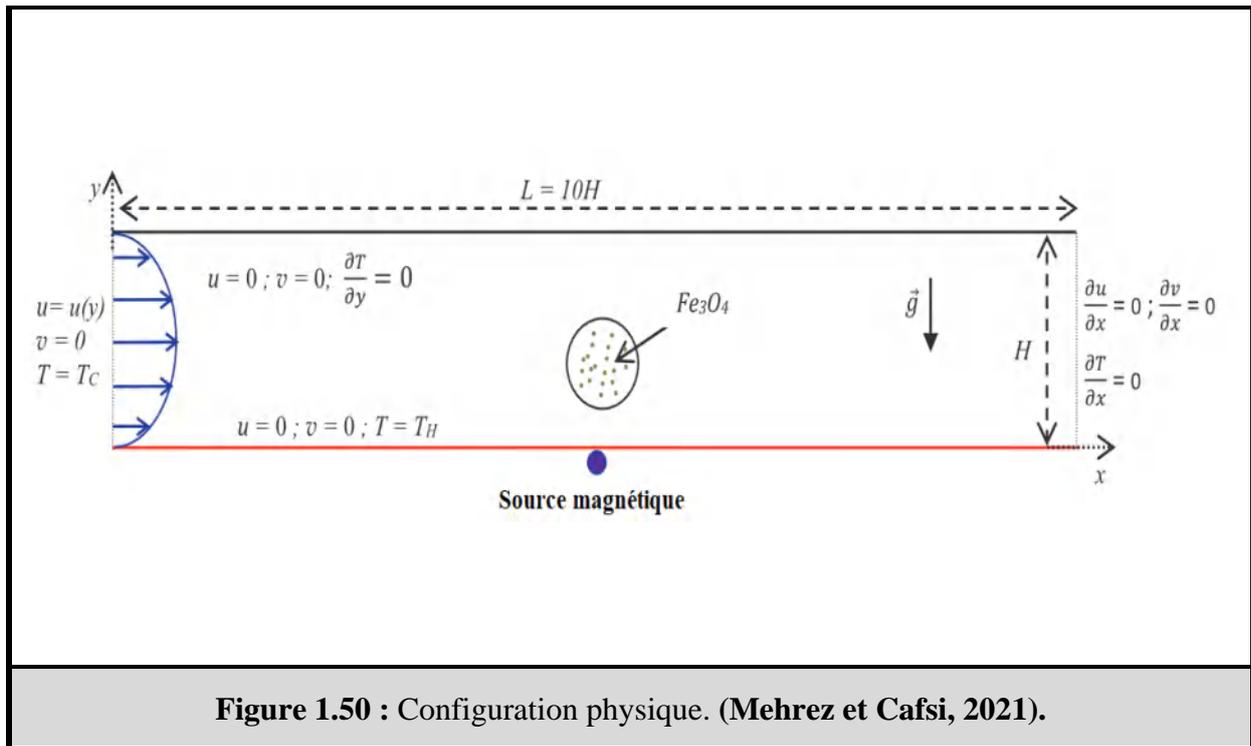
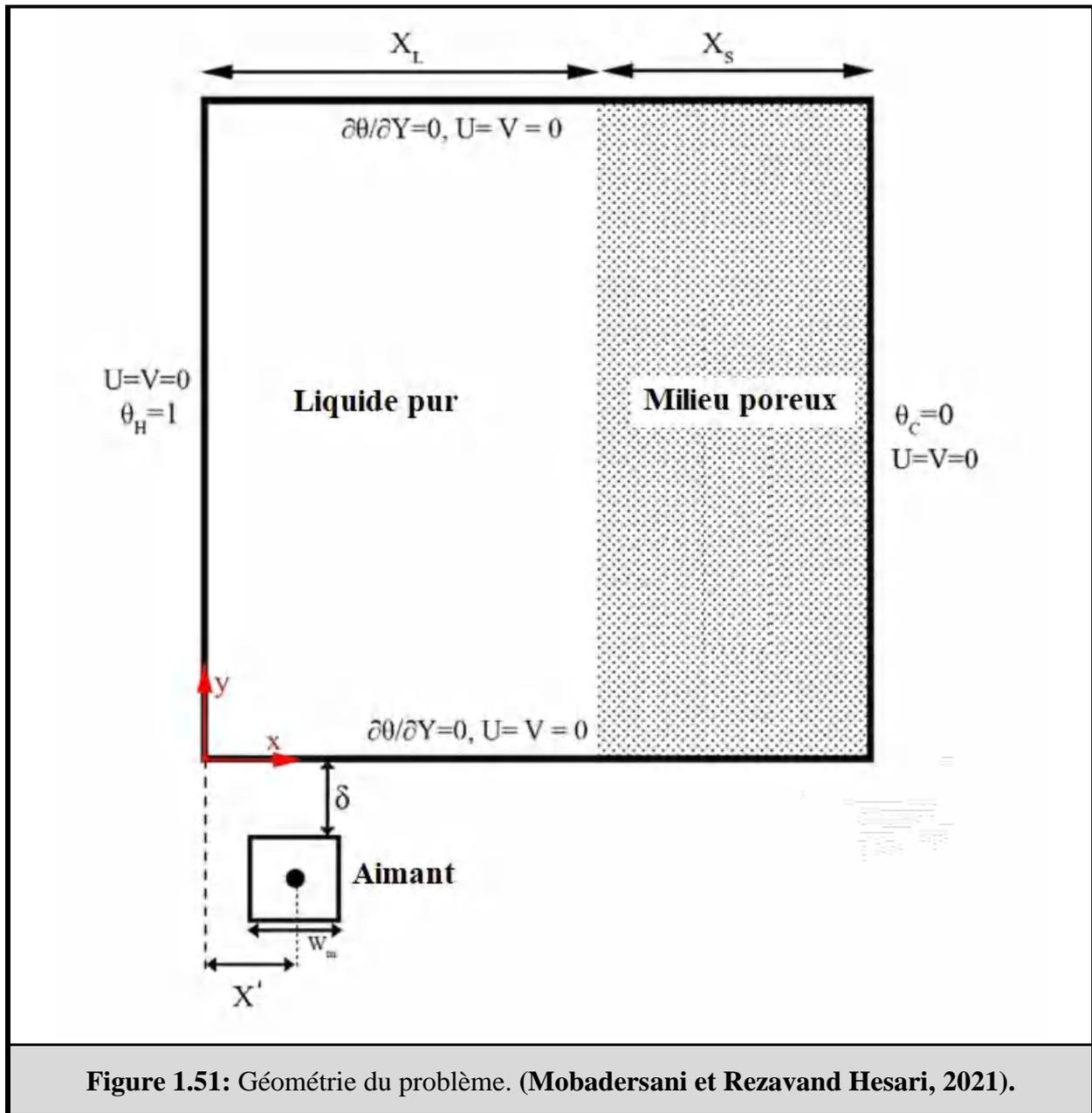


Figure 1.49 : Modèle physique. (Soltanipour, 2021).

**Mehrez et Cafsi (2021)** ont étudié l'impact d'un champ magnétique sur le comportement d'échange thermique et d'écoulement du nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ /eau dans un canal horizontal (fig. 1.50). Ils ont utilisé la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de base et explorer les effets des fractions volumiques des nanoparticules, des nombres de Reynolds et des nombres magnétiques. Les résultats ont révélé que l'application d'un champ magnétique modifie les isothermes, les lignes de courant et les taux d'échange de chaleur, conduisant à une région de recirculation qui améliore l'échange de chaleur local en supprimant la couche limite thermique. L'étude a révélé que la suspension de nanoparticules et l'augmentation de l'intensité du champ magnétique amélioreraient les taux d'échange de chaleur. L'amélioration maximale de l'échange de chaleur observée était de 86 %.

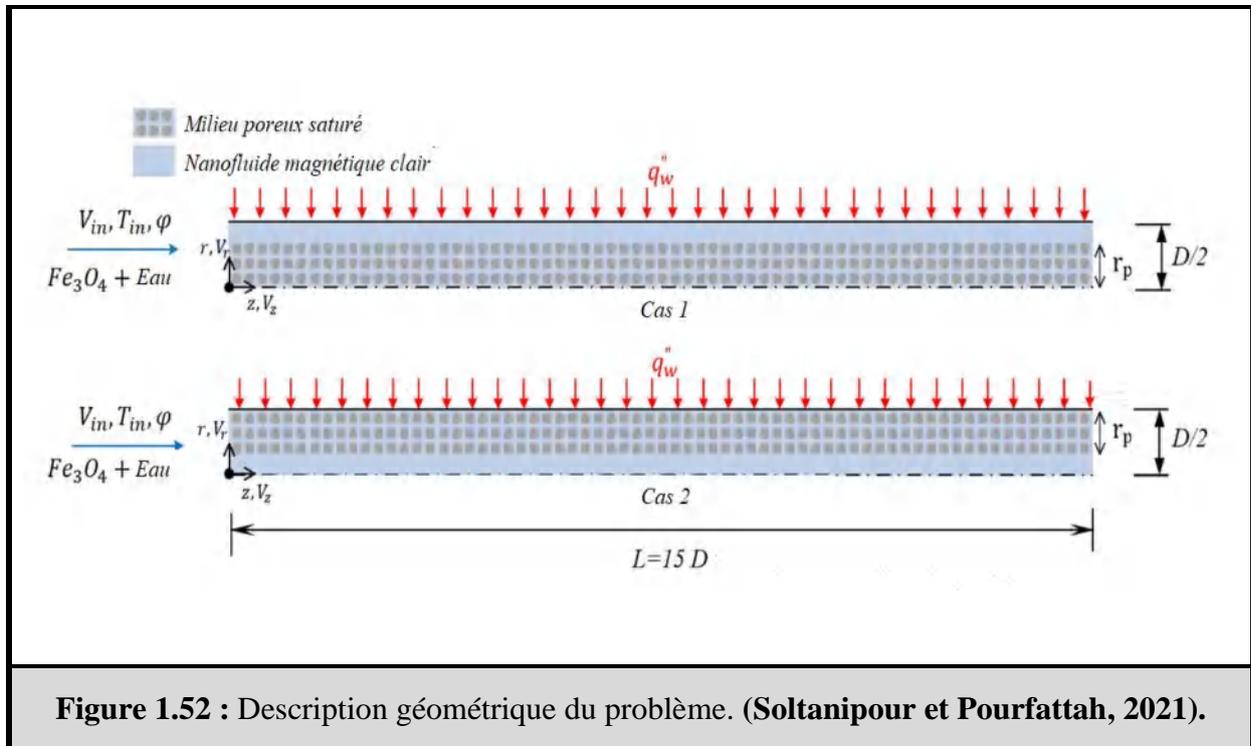


Les effets de la Ferro-hydrodynamique sur l'écoulement des fluides et le transfert de chaleur dans une cavité moyenne poreuse partiellement remplie ont été examinés par **Mobadersani et Rezavand Hesari (2021)** (fig. 1.51). Ils ont exploré l'impact de différents paramètres magnétiques, de débit et de porosité, notamment le nombre magnétique, la position de l'aimant, le nombre de Rayleigh, le nombre de Darcy et le taux de remplissage du milieu poreux. Ils ont découvert que l'amélioration optimale du transfert de chaleur se produisait lorsque l'aimant était positionné près du mur, ce qui entraînait une augmentation de 12 % du nombre de Nusselt moyen. De plus, ils ont observé que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique et de la taille de l'aimant pouvait entraîner une augmentation significative du nombre de Nusselt moyen. Cependant, ces améliorations se sont avérées s'estomper à des nombres de Rayleigh élevés. Il a également été démontré que le rapport du fluide à la région poreuse avait un effet significatif sur les taux de transfert de chaleur, qui pouvaient augmenter jusqu'à 150 %. Enfin, l'imperméabilité du milieu poreux s'est avérée altérer les taux de transfert de chaleur jusqu'à 80 %.



L'influence d'un champ magnétique sur les caractéristiques de la convection forcée dans un tube semi-poreux rempli de ferrofluide a été étudiée par **Soltanipour et Pourfattah (2021)** (fig. 1.52). Ils ont utilisé la méthode des volumes finis et le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer pour simuler l'écoulement diphasique. Ils ont considéré deux cas : l'un avec un milieu poreux situé au centre du tube et l'autre avec une couche poreuse au voisinage de la paroi du tube. Ils ont examiné l'influence de plusieurs paramètres, notamment les nombres magnétiques et de Darcy, ainsi que l'épaisseur et la conductivité thermique du milieu poreux, sur la chute de pression et l'amélioration du transfert de chaleur dans les deux cas. Les résultats ont montré que dans le premier cas, l'application d'un champ magnétique entraînait une augmentation de 78 %, tandis que l'utilisation d'un milieu poreux seul provoquait une amélioration similaire. Cependant,

l'utilisation combinée des deux techniques a entraîné une amélioration du taux de transfert de chaleur d'environ 120 %.



## 1.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons fourni un aperçu sur l'état de l'art des concepts fondamentaux du transfert de chaleur par convection, avec des informations de base sur les nanofluides. De plus, nous avons présenté une revue de la littérature des études expérimentales, théoriques et numériques sur le transfert de chaleur par convection de nanofluides magnétiques et de nanofluides non magnétiques dans un large éventail de conditions et de scénarios.

## 2. GÉOMÉTRIES ET MODÈLES MATHÉMATIQUES

### 2.1 INTRODUCTION

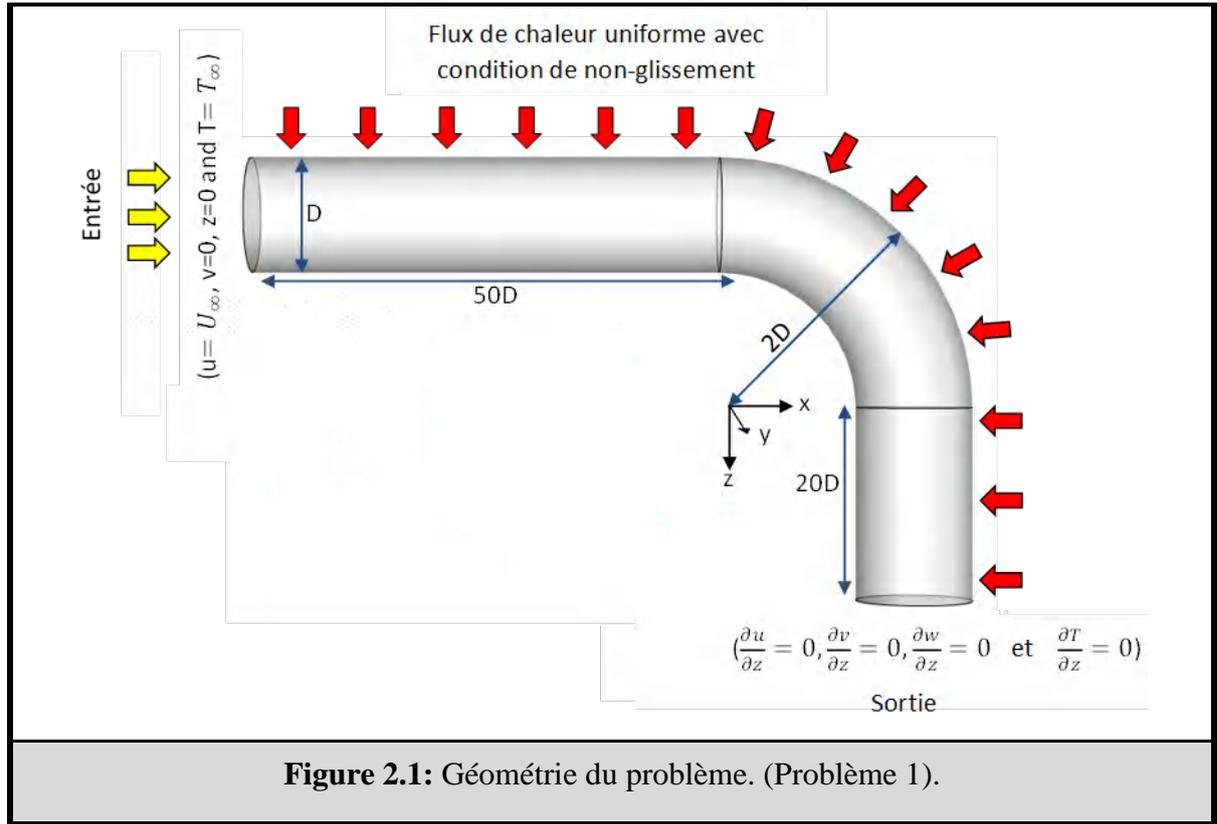
Dans ce chapitre, nous présentons cinq études différentes. Chacune de ces études décrites ci-dessous comprend une présentation de la géométrie utilisée, des conditions aux limites, des hypothèses et des systèmes d'équations régissant le problème (écoulement, transfert de chaleur et génération d'entropie). Enfin, nous présenterons les méthodes de résolution utilisées, notamment Ansys-Fluent, ainsi que des solveurs développés à partir des bibliothèques OpenFoam, qui ont été adaptés pour répondre aux besoins spécifiques des sujets étudiés.

- ✓ La première section traite l'écoulement d'un nanofluide non magnétique (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Eau) à travers un coude à 90°.
- ✓ La deuxième partie présente l'étude de l'écoulement du nanofluide hybride non magnétique (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Cu/Eau) en présence d'un champ magnétique dans une cavité à couvercle à deux coins arrondis.
- ✓ La troisième partie consiste en une analyse énergétique et exergetique de l'écoulement du nanofluide magnétique (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/Eau) dans des dissipateurs thermiques.
- ✓ La quatrième partie aborde une approche hybride très efficace pour améliorer les performances thermiques d'un système de refroidissement de composants électroniques en utilisant un nanofluide magnétique, un inducteur de champ magnétique et un milieu poreux.
- ✓ Enfin, la cinquième partie se concentre sur l'effet d'une source magnétique placée près du réchauffeur d'une cavité avec deux plaques en forme d'arc remplies de nanofluide magnétique (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/Eau).

### 2.2 NANOFLUIDE NON MAGNÉTIQUE (Problème 1)

#### 2.2.1 Description du problème

La géométrie considérée est un coude 3D à 90° avec une section circulaire similaire à celle de (Sudo et al., 1998). La figure 1 présente la géométrie considérée dans notre travail. Le problème considéré ici est l'écoulement du nanofluide dans un coude à 90° ayant un diamètre  $D = 0.01 \text{ m}$  avec un rapport de courbure  $Rc/D = 2$  ( $Rc$  est le rayon de courbure), la longueur du tuyau d'entrée droit  $50D$ , et celle du sortie  $20D$ . L'étude a été réalisée après que l'écoulement ait atteint le régime développé dans la zone courbe entre 0° et 90°.



**Figure 2.1:** Géométrie du problème. (Problème 1).

## 2.2.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique

On considère un écoulement tridimensionnel, permanent et turbulent, incompressible d'un nanofluide newtonien à propriétés constantes. L'écoulement est modélisé à l'aide d'un modèle multi-phase, où la vitesse de glissement entre le fluide de base et la nanoparticule est considérée. Les nanoparticules sont sphériques. La turbulence est modélisée à l'aide du modèle SST K-Omega.

Les équations dimensionnelles gouvernantes basées sur les hypothèses précédentes sont les suivantes (**Saha et Paul, 2015**) :

Équation de continuité :

$$\nabla \cdot (\rho_m \vec{V}_m) = 0 \quad (2.1)$$

Équation de la quantité de mouvement :

$$\nabla \cdot (\rho_m \vec{V}_m \vec{V}_m) = -\nabla P_m + \nabla \cdot \left[ \mu_m \nabla \vec{V}_m - \sum_{s=1}^n \phi_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s \right] + \nabla \cdot \left( \sum_{s=1}^n \phi_s \rho_s \vec{V}_{dr,s} \vec{V}_{dr,s} \right) \quad (2.2)$$

Équation d'énergie :

$$\nabla \cdot \left( \sum_{s=1}^n \phi_s \vec{V}_s (\rho_s H_s + P_m) \right) = \nabla \cdot (k_m \nabla T - C_p \rho_m \vec{v} t) \quad (2.3)$$

Équation de la fraction volumique :

$$\nabla \cdot (\phi_s \rho_s \vec{V}_m) = -\nabla \cdot (\phi_s \rho_s \vec{V}_{dr,s}) \quad (2.4)$$

Où  $\vec{V}_m$ ,  $\rho_m$ ,  $\mu_m$  et  $k_m$  sont respectivement la vitesse moyenne en masse, la masse volumique du mélange, la viscosité du mélange et la conductivité thermique du mélange, et sont définis comme suit :

$$\vec{V}_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_{s=1}^n \phi_s \rho_s \vec{V}_s \quad (2.5)$$

$$\rho_m = \sum_{s=1}^n \phi_s \rho_s \quad (2.6)$$

$$\mu_m = \sum_{s=1}^n \phi_s \mu_s \quad (2.7)$$

$$k_m = \sum_{s=1}^n \phi_s k_s \quad (2.8)$$

Où  $n$  est le nombre de phases,  $\phi_s$  est la fraction volumique de la phase  $s$  et  $H_s$  est l'enthalpie sensible pour la phase  $s$ . La vitesse de dérive ( $\vec{V}_{dr,s}$ ) pour la phase secondaire  $s$  est définie comme

$$\vec{V}_{dr,s} = \vec{V}_s - \vec{V}_m \quad (2.9)$$

La vitesse relative ou de glissement est définie comme la vitesse de la phase secondaire ( $s$ ) par rapport à la vitesse de la phase primaire ( $f$ ) :

$$\vec{V}_{sf} = \vec{V}_s - \vec{V}_f \quad (2.10)$$

La vitesse de dérive est liée à la vitesse de glissement comme suit :

$$\vec{V}_{dr,s} = \vec{V}_{sf} - \sum_{s=1}^n \vec{V}_{sf} \frac{\phi_s \rho_s}{\rho_m} \quad (2.11)$$

La vitesse relative  $\vec{V}_{sf}$  et de la fonction de traînée ( $f_{drag}$ ) sont calculées comme suit :

$$\vec{V}_{sf} = \frac{\rho_s d_s^2}{18 \mu_f f_{drag}} \frac{\rho_s - \rho_m}{\rho_s} \vec{a} \quad (2.12)$$

$$f_{drag} = \begin{cases} 1 + 0.15Re_s^{0.687} , & \text{if } Re_s \leq 1000 \\ 0.0183Re_s & , \text{if } Re_s > 1000 \end{cases} \quad (2.13)$$

Où  $Re_s = \frac{V_m d_s}{v_{eff}}$  et l'accélération ( $\vec{a}$ )  $\vec{a} = g - (\vec{V}_m \cdot \nabla) \vec{V}_m$

Les équations pour les  $k$  et  $\omega$  utilisées dans le modèle SST  $k$ - $\omega$  sont données par (**Saha et Paul, 2018**) :

$$div(\rho_m k \vec{V}_m) = div\left\{\left(\mu_m + \frac{\mu_{t,m}}{\sigma_k}\right) grad k\right\} + G_k - \rho_m k \omega \beta_1 \quad (2.14)$$

$$div(\rho_m \omega \vec{V}_m) = div\left\{\left(\mu_m + \frac{\mu_{t,m}}{\sigma_\omega}\right) grad \omega\right\} + G_\omega - \rho_m \omega^2 \beta_2 + 2(1 - F_1)\rho_m \sigma_{\omega,2} \frac{grad \omega grad k}{\omega} \quad (2.15)$$

Où  $\mu_{t,m}$  représente la viscosité turbulente et est modélisé comme :

$$\mu_{t,m} = \frac{\rho_m k}{\omega} \frac{1}{max\left(\frac{1}{\alpha^*} \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega}\right)} \quad (2.16)$$

- Équation de la génération d'entropie :

La génération d'entropie peut être divisée en deux termes (**Ji et al., 2017**) :

- Génération d'entropie volumétrique par frottement

$$S_{vf} = \frac{\mu}{\bar{T}} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + C_\mu \frac{\rho k \omega}{\bar{T}} \quad (2.17)$$

- Génération d'entropie volumétrique thermique

$$S_{vt} = \frac{k}{\bar{T}^2} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{\alpha^* k}{\omega Pr_t} \frac{\rho c_p}{\bar{T}^2} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \quad (2.18)$$

Et la génération d'entropie volumétrique totale est définie comme suit :

$$S_{vg} = S_{vf} + S_{vt} \quad (2.19)$$

L'intégration dans l'ensemble du domaine de calcul dans la zone courbe des trois équations ci-dessus, permet d'obtenir la génération d'entropie de frottement, la génération d'entropie thermique et la génération d'entropie totale, respectivement :

$$S_{gf} = \int S_{vf} d\mathcal{V} \quad (2.20)$$

$$S_{gt} = \int S_{vt} d\mathcal{V} \quad (2.21)$$

$$S_g = \int S_{vg} d\mathcal{V} \quad (2.22)$$

- Nombre de Nusselt :

Le nombre de Nusselt local est calculé à l'aide de l'équation suivante :

$$Nu_L = \frac{hD_h}{k_f} \text{ où } h = \frac{q''}{T_w - T_m} = \frac{-k_{nf} \frac{\partial T}{\partial n}}{T_w - T_m} \quad (2.23)$$

Où  $T_w$ ,  $T_m$  et  $\frac{\partial T}{\partial n}$  désignent, respectivement, la température moyenne, la température de la paroi et le gradient de température dans la direction normale.

Le nombre de Nusselt moyen ( $Nu_M$ ) est déterminé en prenant la moyenne du nombre de Nusselt local.

### 2.2.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites appropriées utilisées dans cette étude pour résoudre les équations gouvernantes sont :

- À l'entrée : Vitesse uniforme (basée sur le nombre de Reynolds) et température  $T_{in}=293K$ , intensité turbulente  $I_{in} = 5\%$  et diamètre hydraulique  $D_h = 0.01$  m.
- À la sortie : Outflow (les gradients nuls).
- Au niveau de la paroi du tuyau : Un flux de chaleur uniforme ( $\dot{Q} = 50 \times 10^4$  w/m<sup>2</sup>) et la condition de non-glissement a été mise en œuvre.

### 2.2.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules

Les propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules sont présentées dans le tableau suivant (Albojamal et Vafai, 2017).

Tableau 2.1 : Propriétés thermo physiques

Substance	$\rho(\text{m}^3/\text{kg})$	$cp(\text{j}/\text{kg}\cdot\text{K})$	$\mu(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$k(\text{w}/\text{m}\cdot\text{K})$
Eau	998.2	4182.0	0.001003	0.6
$\text{Al}_2\text{O}_3$	3880	773	-	36

### 2.2.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide (Saha et Paul, 2015)

- Masse volumique effective

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (2.24)$$

- Chaleur spécifique effective

$$(\rho c_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_p \quad (2.25)$$

- Conductivité thermique effective (Corcione, M. (2011))

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = 1 + 4.4Re_p^{0.4}Pr_f^{0.66} \left(\frac{T}{T_{fr}}\right)^{10} \left(\frac{k_p}{k_f}\right)^{0.03} \phi^{0.66} \quad (2.26)$$

Où,  $Re_p$  est le nombre de Reynolds des nanoparticules dû au mouvement brownien et est défini comme suit :

$$Re_p = \frac{2\rho_f K_B T}{\pi\mu_f^2 d_p} \quad (2.27)$$

Et  $T_{fr}$  est le point de congélation de l'eau et  $K_B=1.38\times 10^{-23}\text{J/K}$ .

- Viscosité dynamique effective (Corcione, M. (2011))

$$\frac{\mu_f}{\mu_{nf}} = 1 - 34.87 \left(\frac{d_p}{d_f}\right)^{-0.3} \phi^{1.03} \quad (2.28)$$

Où  $d_f$  est défini comme suit :

$$d_f = 0.1 \left( \frac{6M}{N\pi\rho_f} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.29)$$

## 2.2.6 Résolution numérique

Le solveur ANSYS Fluent est utilisé pour la solution numérique. ANSYS Fluent est un logiciel commercial de dynamique des fluides numérique (CFD) largement utilisé développé par ANSYS, Inc. Fluent est capable de simuler des écoulements de fluides, des transferts de chaleur, des réactions chimiques et d'autres phénomènes connexes. Il utilise la méthode des volumes finis (FVM) pour discrétiser et résoudre les équations gouvernant l'écoulement des fluides, qui comprennent les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

La méthode des volumes finis est une technique numérique de résolution d'équations aux dérivées partielles (EDP) dans laquelle les EDP sont discrétisées en divisant le domaine de solution en petits volumes de contrôle. Les volumes de contrôle sont utilisés pour calculer les valeurs moyennes des variables d'écoulement sur chaque volume, et les flux de ces variables à travers les faces des volumes et sont calculés à l'aide d'une approximation numérique des opérateurs différentiels dans les EDP. La conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie est ensuite appliquée à chaque volume de contrôle, ce qui donne un système d'équations algébriques qui peut être résolu numériquement.

## 2.2.7 Schéma de discrétisation

Le tableau 2.2 Résume les schémas de discrétisation utilisés pour les termes de conservation et de l'algorithme utilisé pour le couplage pression-vitesse dans notre travail.

Tableau 2.2 : Schémas de discrétisation et algorithme

<b>Couplage vitesse-pression</b>	Simple
<b>Gradient</b>	Least squares cellbased
<b>Quantité de mouvement</b>	Second Ordre Upwind
<b>Energie cinétique turbulente</b>	Second Ordre Upwind
<b>Dissipation de l'énergie</b>	Second Ordre Upwind
<b>Energie</b>	Second Ordre Upwind

### 2.2.8 Critère de convergence

Le critère de convergence est une partie importante de la simulation dans ANSYS Fluent. Il permet de déterminer si la solution numérique est suffisamment précise pour être considérée comme fiable. Le choix du critère de convergence peut avoir un impact significatif sur le temps de calcul et la précision de la solution, il est donc important de choisir un critère approprié en fonction des besoins de l'analyse.

Pour définir le résidu de la variable dépendante dans chaque volume de contrôle, la formule suivante est utilisée :

$$R_{\phi} = a_p \phi_p - \sum_i a_p \phi_p - S_{\phi} \quad (2.30)$$

La valeur de  $R_{\phi}$  tendra vers zéro si le calcul est convergent.

Dans le présent travail, les valeurs des critères de convergence sont prises inférieures à  $10^{-6}$ .

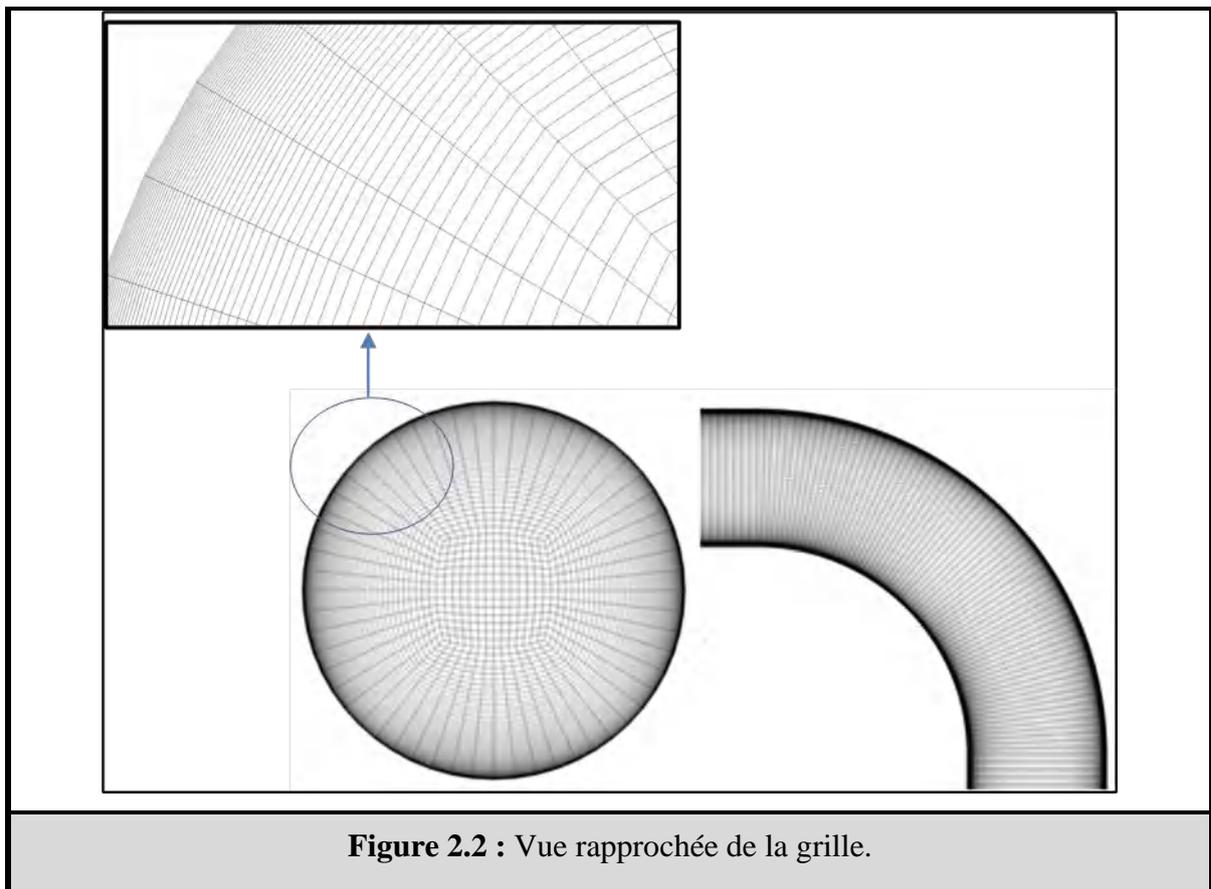
### 2.2.9 Maillage

Il existe plusieurs types de maillages qui peuvent être utilisés, notamment les maillages structurés, non structurés et hybrides. Chaque type a ses avantages et ses inconvénients, et le choix du type de maillage dépend de l'application spécifique et de la géométrie étudiée.

- **Maillages structurés** : Ces maillages sont composés de cellules qui sont disposées selon un modèle régulier et bien défini. Ils conviennent mieux aux géométries simples, telles que des formes rectangulaires ou cylindriques, et fournissent des résultats précis avec des ressources de calcul minimales. Cependant, les maillages structurés peuvent être difficiles à générer pour des géométries plus complexes, et ils ne sont pas très flexibles.
- **Maillages non structurés** : Ces maillages sont composés de cellules de forme irrégulière qui ne suivent pas un modèle particulier. Ils conviennent mieux aux géométries complexes, telles que celles trouvées dans les applications automobiles et aérospatiales, et offrent plus de flexibilité dans la génération de maillage. Cependant, les maillages non structurés nécessitent plus de ressources de calcul et peuvent ne pas fournir des résultats aussi précis que les maillages structurés.
- **Maillages hybrides** : Ces maillages combinent les meilleures caractéristiques des maillages structurés et non structurés. Ils sont composés de cellules à la fois structurées et non structurées et conviennent mieux aux géométries comportant des caractéristiques simples et

complexes. Les maillages hybrides peuvent fournir des résultats précis avec moins de ressources de calcul que les maillages non structurés purs.

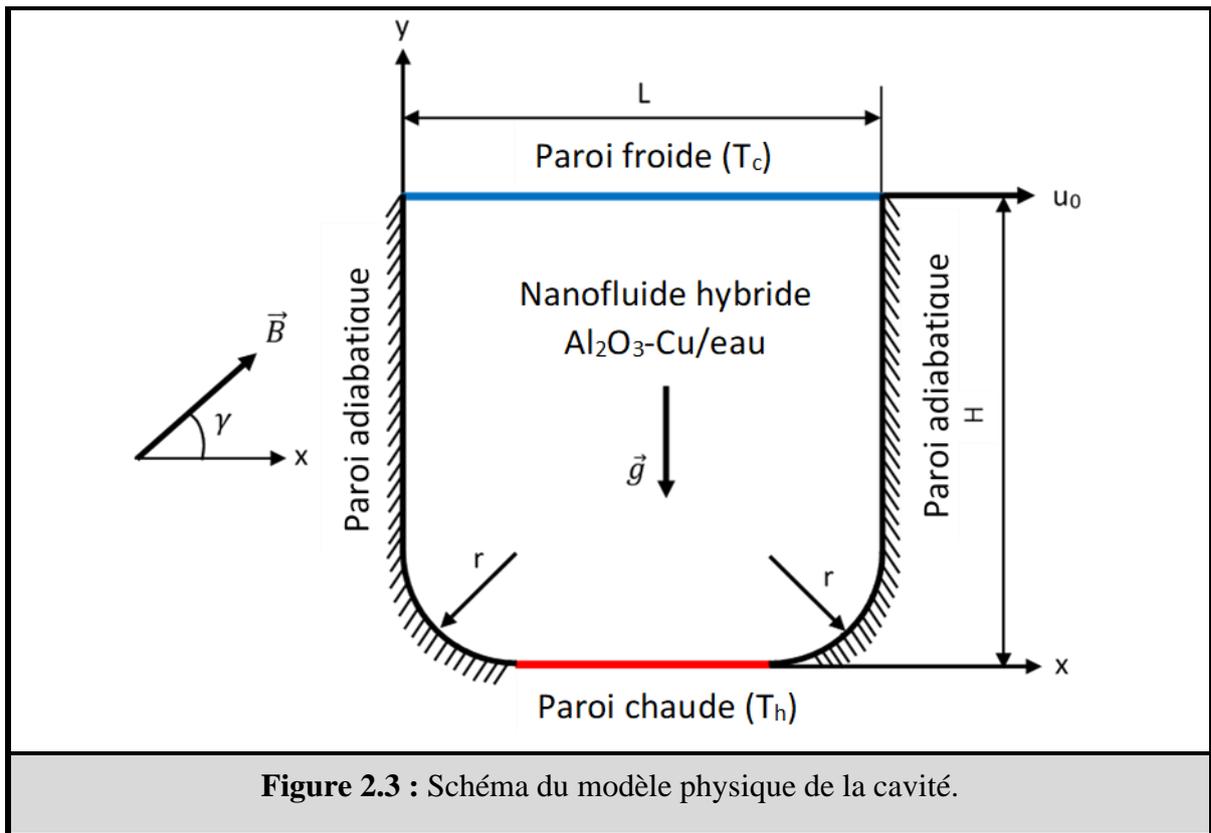
Un maillage structuré a été utilisé dans cette étude, comme le montre la Figure 2.2, plus raffiné dans la paroi, pour augmenter la précision et minimiser le temps de calcul.



## 2.3 NANOFUIDE NON MAGNÉTIQUE (Problème 2)

### 2.3.1 Description du problème

La géométrie du problème considéré est illustrée sur la figure 2.3. Il s'agit d'une cavité carrée à couvercle entraîné de côté L, partiellement chauffée, ayant deux coins arrondis. La paroi supérieure est la paroi mobile dans la direction x, et elle est maintenue à basse température constante ( $T_c$ ), tandis que la paroi inférieure est la paroi partiellement chauffée ( $T_h$ ). Cependant, les autres parois ont été prises adiabatiques. Le fluide dans la cavité est un nanofluide hybride à base d'eau contenant deux nanoparticules :  $Al_2O_3$ , Cu. La configuration est soumise à un champ magnétique dans l'orientation :  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ .



### 2.3.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique

L'écoulement est supposé être un écoulement laminaire bidimensionnel en régime permanent, alors que HBNF est considéré comme newtonien et incompressible. La force de flottabilité est déterminée à l'aide de l'approximation de Boussinesq, et elle est censée être précise. En conséquence, le nombre de Reynolds magnétique est faible ( $Re_m = \mu\sigma u_0 L \ll 1$ ), permettant d'ignorer le champ magnétique généré par l'écoulement par rapport au champ magnétique appliqué.

La force de flottabilité et la force de Lorentz sont définies comme suit :

$$\mathbf{F}_B = (\rho\beta)_{hnf}(T - T_c)\mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_y \quad (2.31)$$

$$\mathbf{F}_{EM} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \sigma_{hnf} \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.32)$$

Les équations dimensionnelles régissant la convection mixte MHD basées sur l'hypothèse précédente et les projections de la force de Lorentz sur x et y sont les suivantes :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.33)$$

Équations de quantité de mouvement :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{hnf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu_{hnf}}{\rho_{hnf}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\sigma_{hnf}}{\rho_{hnf}} B_0^2 (v \sin \gamma \cos \gamma - u \sin^2 \gamma) \quad (2.34)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{hnf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu_{hnf}}{\rho_{hnf}} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\sigma_{hnf}}{\rho_{hnf}} B_0^2 (u \sin \gamma \cos \gamma - v \cos^2 \gamma) + \frac{(\rho\beta)_{hnf}}{\rho_{hnf}} g(T - T_c) \quad (2.35)$$

Équation d'énergie :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{hnf} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.36)$$

La génération d'entropie locale est définie comme suit (**Mehrez et al., 2015**) :

$$s = \frac{K_{hnf}}{T_0^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\mu_{hnf}}{T_0} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{\sigma_{hnf} B_0^2}{T_0} (u \sin \gamma - v \cos \gamma)^2 \quad (2.37)$$

Où :

$$s_{ht} = \frac{K_{hnf}}{T_0^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (2.38)$$

$$s_{ff} = \frac{\mu_{hnf}}{T_0} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (2.39)$$

$$s_{mf} = \frac{\sigma_{hnf} B_0^2}{T_0} (u \sin \gamma - v \cos \gamma)^2 \quad (2.40)$$

Dans les équations ci-dessus,  $s_{ht}$ ,  $s_{ff}$ ,  $s_{mf}$  désignent la production d'entropie due au transfert de chaleur, au frottement du fluide et au champ magnétique, respectivement.

Pour obtenir les équations gouvernantes sans dimension, les variables sans dimension utilisées sont les suivantes :

$$(X, Y) = \frac{(x, y)}{L}, \quad (U, V) = \frac{(u, v)}{u_0}, \quad P = \frac{p}{\rho_f u_0^2}, \quad \theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}, \quad S_g = \frac{T_0^2 L^2}{K_f (T_h - T_c)^2} \quad (2.41)$$

Les nombres sans dimension obtenus sont les nombres de Reynolds, Rayleigh, Richardson, Hartmann et Prandtl définis par :

$$Re = \frac{\rho_f u_0 L}{\mu_f}, \quad Ra = \frac{g \beta_f (T_h - T_c) L^3}{\nu_f \alpha_f}, \quad Ri = \frac{g \beta_f (T_h - T_c) L}{u_0^2} = \frac{Ra}{Pr Re^2}, \quad (2.42)$$

$$Ha = B_0 L \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}}, \quad Pr = \frac{\nu_f}{\alpha_f}$$

Les équations gouvernantes sans dimension sont :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = 0 \quad (2.43)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\rho_f}{\rho_{hnf}} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \frac{\rho_f}{\rho_{hnf}} \frac{\mu_{hnf}}{\mu_f} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{hnf}} \frac{\sigma_{hnf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (V \sin \gamma \cos \gamma - U \sin^2 \gamma) \quad (2.44)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\rho_f}{\rho_{hnf}} \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \frac{\rho_f}{\rho_{hnf}} \frac{\mu_{hnf}}{\mu_f} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{hnf}} \frac{\sigma_{hnf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (U \sin \gamma \cos \gamma - V \cos^2 \gamma) + \left( \frac{(\rho \beta)_{hnf}}{\rho_{hnf} \beta_f} \right) Ri \cdot \theta \quad (2.45)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\alpha_{hnf}}{\alpha_f} \frac{1}{Re Pr} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (2.46)$$

- Génération d'entropie locale sans dimension :

$$S_g = \frac{K_{hnf}}{K_f} \left[ \left( \frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right] + \chi \frac{\mu_{hnf}}{\mu_f} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right] + \chi Ha^2 \frac{\sigma_{hnf}}{\sigma_f} (U \sin \gamma - V \cos \gamma)^2 \quad (2.47)$$

Où :  $\chi = \frac{\mu_f T_0}{k_f} \left( \frac{u_0}{T_h - T_c} \right)^2$  est le facteur d'irréversibilité.

La production d'entropie moyenne adimensionnelle est obtenue en intégrant la production d'entropie locale dans tout le domaine de calcul :

$$S_g = \frac{1}{\nu} \int s \, d\nu \quad (2.48)$$

Le nombre de Nusselt local est calculé par l'équation suivante :

$$Nu_L = - \frac{K_{hnf}}{K_f} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (2.49)$$

Le nombre de Nusselt moyen est calculé en intégrant le  $Nu_L$  :

$$Nu_m = \frac{1}{L_h} \int_0^{L_h} Nu_L \, dX \quad (2.50)$$

### 2.3.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites appropriées utilisées dans cette étude pour résoudre les équations différentielles déterminantes sont représentées dans le Tableau 2.3.

Tableau 2.3 : Conditions aux limites.

	$\theta$	P	U	V
Paroi froide	0	Gradient zéro	1	0
Paroi chaude	1	Gradient zéro	Non-glissement	Non-glissement
Paroi adiabatique	Gradient zéro	Gradient zéro	Non-glissement	Non-glissement

### 2.3.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules

Les propriétés thermo physiques du fluide de base et les nanoparticules sont données dans le tableau 2.4 (Hussain et al., 2017).

Tableau 2.4 : Propriétés thermo physiques.

Propriétés physiques	Eau	Alumine	Cuivre
$\rho(\text{Kg m}^{-3})$	997.1	3970	8933
$c_p(\text{J Kg}^{-1}\text{K}^{-1})$	4179	765	385
$K(\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1})$	0.613	40	401
$\beta(\text{K}^{-1})$	$21 \times 10^{-5}$	$0.85 \times 10^{-5}$	$1.67 \times 10^{-5}$
$\sigma(\Omega \text{ m})^{-1}$	0.05	$1 \times 10^{-10}$	$5.96 \times 10^7$
$\mu(\text{Kg m}^{-1}\text{s}^{-1})$	$8.9 \times 10^{-4}$	--	--

### 2.3.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide (Hussain et al., 2017).

Les propriétés thermo-physiques des nanofluides hybrides, la masse volumique, la capacité thermique, la dilatation thermique, la diffusivité thermique, la conductivité thermique, la conductivité électrique et la viscosité dynamique ont été calculées à l'aide des équations suivantes :

$$\rho_{hnf} = (1 - \phi_{Al_2O_3} - \phi_{Cu})\rho_f + \phi_{Al_2O_3}\rho_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}\rho_{Cu} \quad (2.51)$$

$$(\rho c)_{hnf} = (1 - \phi_{Al_2O_3} - \phi_{Cu})(\rho c)_f + \phi_{Al_2O_3}(\rho c)_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}(\rho c)_{Cu} \quad (2.52)$$

$$(\rho\beta)_{hnf} = (1 - \phi_{Al_2O_3} - \phi_{Cu})(\rho\beta)_f + \phi_{Al_2O_3}(\rho\beta)_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}(\rho\beta)_{Cu} \quad (2.53)$$

$$\alpha_{hnf} = \frac{K_{hnf}}{(\rho c_p)_{hnf}} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned} \frac{K_{hnf}}{K_f} = & \left[ \frac{\phi_{Al_2O_3}K_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}K_{Cu}}{\phi} + 2K_f + 2(\phi_{Al_2O_3}K_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}K_{Cu}) \right. \\ & \left. - 2\phi K_f \right] \left[ \frac{\phi_{Al_2O_3}K_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}K_{Cu}}{\phi} + 2K_f - (\phi_{Al_2O_3}K_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}K_{Cu}) \right. \\ & \left. + \phi K_f \right]^{-1} \quad (2.55) \end{aligned}$$

$$\frac{\sigma_{hnf}}{\sigma_f} = \left[ 1 + \frac{3 \left( \frac{\phi_{Al_2O_3} \sigma_{Al_2O_3} + \phi_{Cu} \sigma_{Cu}}{\sigma_f} - (\phi_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}) \right)}{\left( \frac{\phi_{Al_2O_3} \sigma_{Al_2O_3} + \phi_{Cu} \sigma_{Cu}}{\phi \sigma_f} + 2 \right) - \left( \frac{\phi_{Al_2O_3} \sigma_{Al_2O_3} + \phi_{Cu} \sigma_{Cu}}{\sigma_f} - (\phi_{Al_2O_3} + \phi_{Cu}) \right)} \right] \quad (2.56)$$

$$\mu_{hnf} = \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad (2.57)$$

Où :

$$\phi = \phi_{Al_2O_3} + \phi_{Cu} \quad (2.58)$$

### 2.3.6 Résolution numérique

OpenFOAM® est utilisé pour résoudre les équations gouvernantes. OpenFOAM® est un progiciel open-source basé sur le langage orienté objet C++. Tous les solveurs sont accessibles au public et peuvent être modifiés ou développés pour des besoins spécifiques. Cependant, tous les solveurs existants sont basés sur des équations dimensionnelles. Par conséquent, dans la présente étude, un solveur a été développé pour le problème de convection mixte MHD basé sur la forme sans dimension des équations gouvernantes.

Les équations gouvernantes sont discrétisées en appliquant les procédures standards de volumes finis disponibles dans OpenFOAM®. Le processus de discrétisation des volumes finis utilisé par OpenFOAM® peut être brièvement décrit comme suit :

La première étape du processus est la suivante : les équations gouvernantes sont intégrées sur les volumes finis du domaine, et le théorème de Gauss est utilisé pour convertir les intégrales de volume des termes de convection et de diffusion en intégrales de surface, comme indiqué ci-dessous pour une variable scalaire générale :

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{V}\Phi) = \nabla(\Gamma\phi\nabla\Phi) + Q^\Phi \quad (2.59)$$

La suppression du terme transitoire donne la forme en régime permanent de l'équation, qui est donnée comme suit :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \Phi) = \nabla(\Gamma^\Phi \nabla \phi) + Q^\Phi \quad (2.60)$$

L'intégration de l'équation 2.60 sur l'élément P devient :

$$\int_{\nu_P} \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \Phi) d\nu = \int_{\nu_P} \nabla(\Gamma^\Phi \nabla \Phi) d\nu + \int_{\nu_P} Q^\Phi d\nu \quad (2.61)$$

Avec l'utilisation du théorème de divergence pour remplacer les intégrales de volume des termes de convection et de diffusion par des intégrales de surface, l'équation 2.61 est transformée en :

$$\oint_{\Gamma_P} (\rho \mathbf{V} \Phi) dS = \oint_{\Gamma_P} (\Gamma^\Phi \nabla \Phi) dS + \int_{\nu_P} Q^\Phi d\nu \quad (2.62)$$

Où S est un vecteur de surface.

En remplaçant les intégrales sur la cellule P par une sommation des termes de flux sur les faces de la cellule et en considérant un point d'intégration (**Moukalled et al., 2016**) :

$$\sum_f (\rho \mathbf{V} \Phi - \Gamma^\Phi \nabla \Phi)_f \cdot S_f = Q^\Phi \nu_P \quad (2.63)$$

Où l'indice f indique le calcul aux faces du volume de contrôle.

Les flux entre la cellule P et un voisin N peuvent être linéarisés et décomposés en :

$$(\rho \mathbf{V} \Phi - \Gamma^\Phi \nabla \Phi)_f \cdot S_f = FluxP_f \Phi_P + FluxN_f \Phi_N + FluxV_f \quad (2.64)$$

$$Q^\Phi \nu_P = FluxP \Phi_p + Fluxv \quad (2.65)$$

Où  $FluxP_f$  et  $FluxN_f$  sont des coefficients de linéarisation utilisés dans la représentation des contributions de la cellule P et N. Le terme  $FluxV_f$  décrit une contribution non linéaire qui ne peut être exprimée en termes de  $\Phi_P$  et  $\Phi_N$ . Les valeurs de  $FluxP_f$ ,  $FluxN_f$  et  $FluxV_f$  dépendent des schémas de discrétisation utilisés.

En insérant les équations 2.64 et 2.65 dans l'équation 2.63, on obtient :

$$a_p \Phi_p + \sum_F (a_N \Phi_N) - b_p = 0 \quad (2.66)$$

Où les coefficients sont :

$$a_p = \sum_f FluxP_f - FluxP \quad (2.67)$$

$$a_N = FluxN_f \quad (2.68)$$

$$b_p = - \sum_f FluxP_f + FluxP \quad (2.69)$$

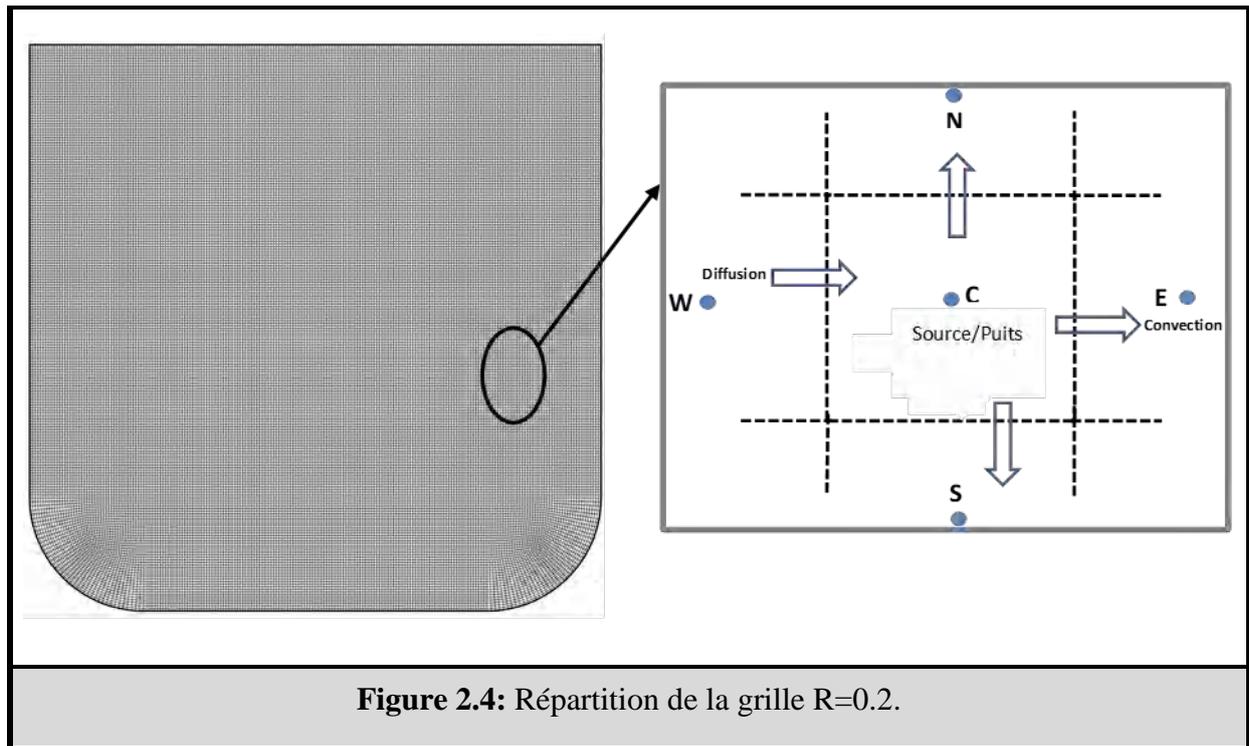
Chaque volume de contrôle a une équation sous la forme de 2.66 reliant la valeur de  $\Phi$  en son centre à  $\Phi$  au centre des cellules voisines. Puisqu'il y a une équation pour chaque volume de contrôle et une inconnue par centre de volume de contrôle, le nombre d'équations et d'inconnues est égal et un système d'équations bien posé est formé.

### 2.3.7 Schéma de discrétisation et critère de convergence

Les discrétisés pour la convection et la diffusion sont discrétisés à l'aide d'un schéma du second ordre et d'une différence centrale précise du second ordre décrite en détail par **(Moukalled et al., 2016)**. Le couplage pression-vitesse est réalisé en utilisant l'algorithme SIMPLE (approche semi-implicite) défini par **(Patankar, 1980)**. En outre, une description de l'organigramme de l'algorithme SIMPLE peut être trouvée sur **(Moukalled et al., 2016)**. Les critères de convergence de  $10^{-6}$  sont sélectionnés pour toutes les variables.

### 2.3.8 Maillage

Une grille structurée a été utilisée dans la présente étude (forme de cellule quadrilatérale pure) et optimisée pour acquérir une qualité élevée, comme le montre la Figure 2.4. Le maillage considéré assure la précision et la stabilité des solutions numériques.



## 2.4 NANOFUIDE MAGNÉTIQUE (Problème 3)

### 2.4.1 Description du problème

La figure 2.5 illustre le schéma de trois cas de dissipateurs thermiques en aluminium. Chaque couche est constituée de cinq canaux de section rectangulaire. La longueur, la largeur et la hauteur de la couche inférieure sont égales à 40 mm, 40 mm et 10 mm. Ainsi, l'épaisseur entre les deux couches dans le dissipateur thermique à double couche est égale à 0,1 mm. Le tableau 2.5 résume toutes les dimensions des dissipateurs thermiques. Un flux thermique de  $66\,000\text{W/m}^2$  est appliqué aux configurations. Le nanofluide pénètre dans le dissipateur thermique à une vitesse uniforme et à une température égale à 298K. Il est à noter que les conditions appliquées sont basées sur les travaux (Ashjaee et al.,2014).

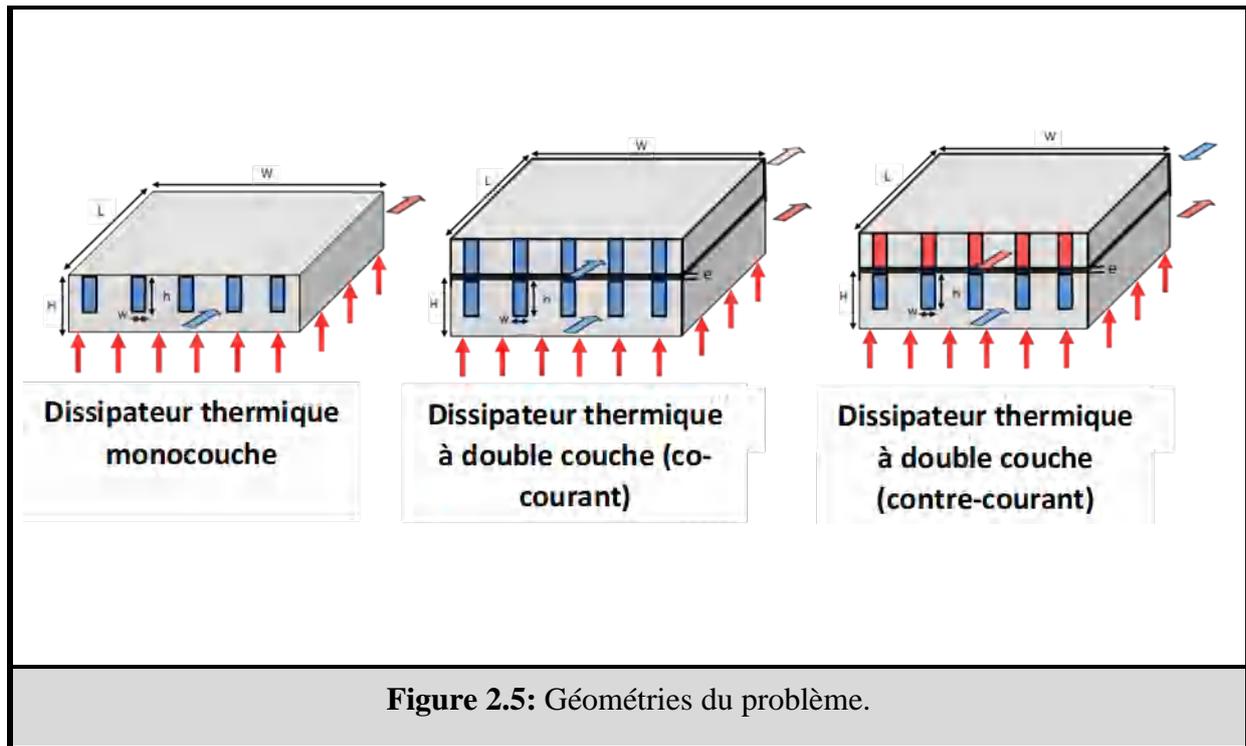


Tableau 2.5 : Spécifications de taille pour les dissipateurs thermiques (mm).

W	H	L	w	h	e
40	10	10	2	5.283	0.1

## 2.4.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique

L'écoulement du ferrofluide est permanent, 3D, incompressible, newtonien et laminaire. De plus, les propriétés du fluide de base sont supposées dépendre de la température, alors que pour les nanoparticules, elles sont constantes. Par conséquent, l'équilibre thermique entre les particules et le liquide est adopté.

Les équations gouvernantes basées sur les hypothèses précédentes sont :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.70)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2.71)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (2.72)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (2.73)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (2.74)$$

- Efficacité de la première loi :

La première loi de l'efficacité thermodynamique est donnée comme suit :

$$\eta_{1st} = \frac{\dot{m}c_p(T_{out} - T_{in})}{Q} \quad (2.75)$$

- Génération d'entropie:

La production d'entropie peut être classée en deux catégories :

- Production d'entropie volumétrique de frottement :

$$S_{vf} = \frac{\mu_{nf}}{T_0} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (2.76)$$

- Production d'entropie volumétrique thermique :

$$S_{vt} = \frac{k_{nf}}{T_0^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.77)$$

Et la production globale d'entropie volumétrique est :

$$S_{vg} = S_{vf} + S_{vt} \quad (2.78)$$

Les productions d'entropie frictionnelle, thermique et globale sont :

$$S_{gf} = \int S_{vf} d\mathcal{V} \quad (2.79)$$

$$S_{gt} = \int S_{vt} d\mathcal{V} \quad (2.80)$$

$$S_g = \int S_{vg} d\mathcal{V} \quad (2.81)$$

- Efficacité exergetique:

$$\eta_{2nd} = \frac{\psi_{out}}{\psi_{in} + \dot{W}_{el} + \dot{W}_p} \quad (2.82)$$

Où,  $\psi$  est l'exergie du nanoliquide :

$$\psi = \dot{m}[h - h_0 - T_0(s - s_0)] \quad (2.83)$$

### 2.4.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites appropriées utilisées dans cette étude pour résoudre les équations gouvernantes sont :

- À l'entrée :  $u = u_0, v = w = 0$  et  $T = T_0$
- À la sortie :  $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$
- Au mur inférieur : Flux de chaleur ( $Q = 66 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ )
- Au niveau des plaques isolées :  $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ .
- Aux interfaces :  $u = v = w = 0, T_f = T_s, -k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} = -k_s \frac{\partial T_s}{\partial n}$ .

### 2.4.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules

Les modèles suivants (Sekrani et al., 2018) ont été utilisés pour prédire les propriétés du liquide de base.

$$\rho_f = 2446 - 20.674T + 0.11576T^2 - 3.12895 \times 10^{-4}T^3 + 4.0505 \times 10^{-7}T^4 - 2.0546 \times 10^{-10}T^5 \quad (2.84)$$

$$\mu_f = 2.414 \times 10^{-5} \times 10^{\left[\frac{247.8}{T-140}\right]} \quad (2.85)$$

$$k_f = -1.13 + 9.71 \times 10^{-3}T - 1.31 \times 10^{-5}T^2 \quad (2.86)$$

$$c_{p_f} = \exp\left(\frac{8.29041 - 0.012557T}{1 - 1.52373 \times 10^{-3}T}\right) \quad (2.87)$$

Les propriétés thermo physiques des nanoparticules de Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> et du matériau dissipateur thermique sont données dans le tableau 2.5(Ashjaee et al.,2014).

Tableau 2.6 : Propriétés thermo physiques.

Matériau	Diamètre (mm)	$k$ (W/mK)	$c_p$ (J/kgK)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )
Aluminium	-	202.4	871	2719
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	0.00002	7	640	4950

### 2.4.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide

Les corrélations appropriées utilisées pour déterminer les propriétés du nanofluide sont (Bezaatpour et Goharkhah, 2019) :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (2.88)$$

$$(\rho c_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_p \quad (2.89)$$

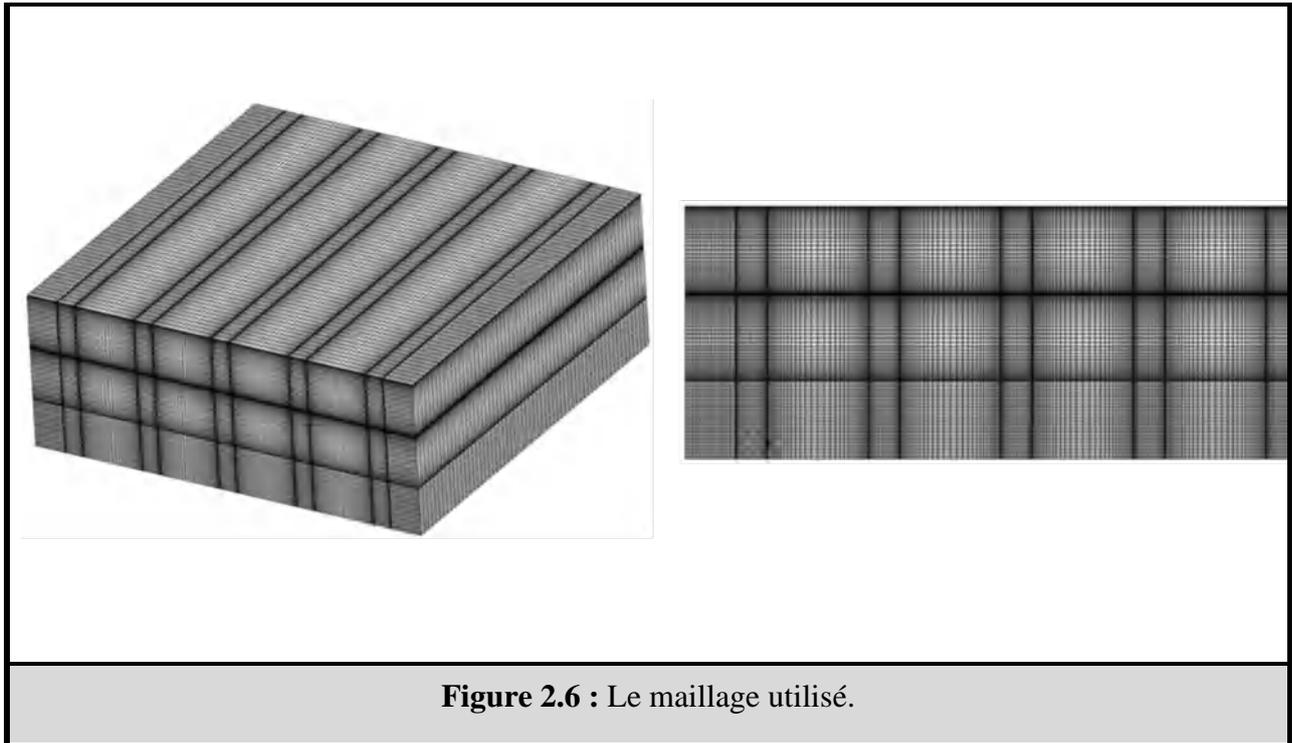
$$\begin{aligned} k_{nf} &= k_{static} + k_{brownienne} = \\ &= k_f \left[ \frac{(k_{np} + 2k_f) - 2\phi(k_f - k_{np})}{(k_{np} + 2k_f) + \phi(k_f - k_{np})} \right] \\ &\quad + 5 \times 10^4 \beta \phi \rho_f c_{p,f} \sqrt{\frac{\kappa_b T}{\rho_{np} D_{np}}} g(\phi, T) \end{aligned} \quad (2.90)$$

Where:  $\kappa_b = 1.3807 \times 10^{-23}$  J/K and  $g = (-6.04\phi + 0.4705)T + 1722.3\phi - 134.63$ .

$$\begin{aligned} \mu_{nf} &= \mu_f(1 + 2.5\phi), \phi \leq 2\% \\ \mu_{nf} &= \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{2.5}}, \phi > 2\% \end{aligned} \quad (2.91)$$

### 2.4.6 Résolution numérique, schéma de discrétisation, critère de convergence et maillage

Le domaine et le maillage ont été développés en utilisant le package de maillage Ansys. Une grille hexaédrique pure raffinée près des murs, comme le montre la Figure 2.6, est utilisée pour la précision et la cohérence des résultats. Basée sur la méthode des volumes finis, la solution est réalisée à l'aide d'Ansys-Fluent. La méthode SIMPLE et le schéma du second ordre sont utilisés pour le couplage pression-vitesse et la discrétisation des termes de convection dans les équations gouvernantes. Les niveaux résiduels considérés sont inférieurs à  $10^{-6}$ .



## 2.5 NANOFLUIDE MAGNÉTIQUE (Problème 4)

### 2.5.1 Description du problème

La figure 2.7 illustre le domaine de calcul utilisé dans cette étude. La structure du problème est similaire à celle utilisée par (Stiriba et al., 2010). Le conduit supérieur a une longueur de  $2L$ , et l'entrée et la sortie de la cavité ont toutes deux une taille de  $0,5L$ . La puce a une longueur de  $0,2L$ . Le milieu poreux n'est utilisé qu'au bas de la structure pour éviter une chute de pression importante. L'écoulement de ferrofluide entre dans la cavité à une basse température de  $298K$  et une vitesse constante basée sur le nombre de Reynolds. La génération de chaleur a été appliquée à la puce ( $Q_v = 2 \times 10^6 \text{ W/m}^3$ ). La configuration est exposée à un champ magnétique uniformément appliqué suivant l'axe  $Y$ . Le problème peut être résolu expérimentalement. Un électroaimant peut être utilisé pour produire un champ magnétique constant, comme illustré à la figure 1(a). Plus de détails peuvent être trouvés dans l'étude de (Ashjaee et al., 2014).

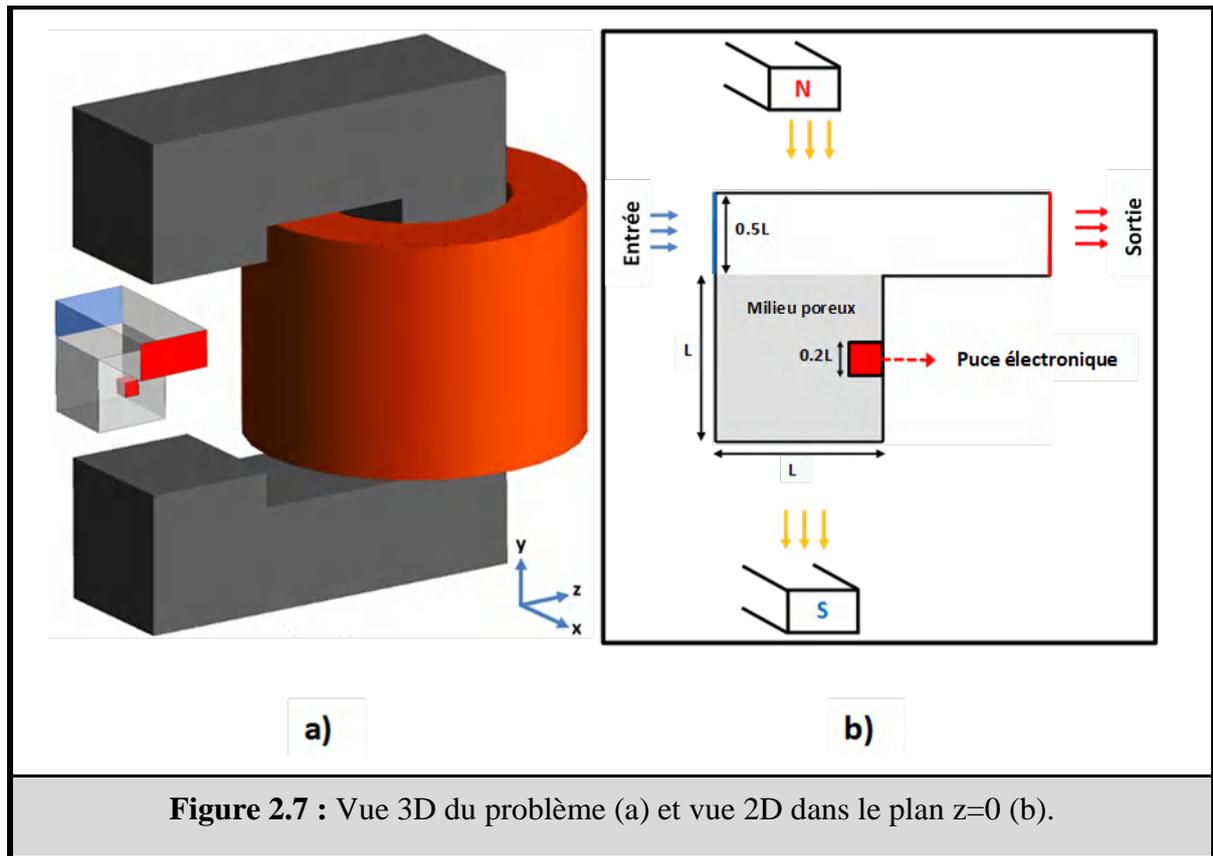


Figure 2.7 : Vue 3D du problème (a) et vue 2D dans le plan  $z=0$  (b).

## 2.5.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique

L'écoulement du ferrofluide est supposé stationnaire, tridimensionnel et incompressible. Le modèle de mélange diphasique est utilisé dans le domaine informatique pour caractériser l'écoulement du ferrofluide. Les propriétés thermo physiques du fluide de base sont supposées dépendre de la température, tandis que pour les nanoparticules sont constantes. Pour considérer l'influence des milieux poreux, les équations de Darcy-Brinkman--Forchheimer sont utilisées. Sur la base des hypothèses ci-dessus, les équations gouvernantes sont (Siavashi et al., 2015) :

Équation de continuité :

$$\nabla \cdot (\varepsilon \rho_m \vec{V}_m) = 0 \quad (2.92)$$

Où  $\varepsilon$  est la porosité et  $\vec{V}_m$  est la vitesse massique moyenne dérivée de l'équation suivante :

$$\vec{V}_m = \frac{1}{\rho_k} \sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k \vec{V}_k \quad (2.93)$$

Équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\rho_m}{\varepsilon^2} \nabla \cdot (\vec{V}_m \vec{V}_m) = -\nabla P_m + \frac{\mu_m}{\varepsilon} \nabla^2 \vec{V}_m + \nabla \cdot \left( \sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k \vec{V}_{dr,k} \vec{V}_{dr,k} \right) - \vec{F}_p + \vec{F}_k \quad (2.94)$$

Où  $\phi$ ,  $\rho_m$  et  $\mu_m$  indiquent la concentration, la masse volumique et la viscosité du mélange.

La masse volumique et la viscosité du mélange sont :

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k \quad (2.95)$$

$$\mu_m = \sum_{k=1}^n \phi_k \mu_k \quad (2.96)$$

La force de traînée matricielle du milieu poreux, notée  $\vec{F}_p$  dans l'équation de quantité de mouvement, est calculée à l'aide du modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer, comme indiqué ci-dessous.

$$\vec{F}_p = \sum_{k=1}^2 \phi_k \left( \frac{V_k}{K_k} \vec{V}_k + \frac{C_{d,k} \rho_k}{\sqrt{K_k}} \right) |\vec{V}_k| \vec{V}_k \quad (2.97)$$

Où  $K$  et  $C_d$  sont respectivement la perméabilité et le coefficient d'inertie du milieu poreux.

$$C_d = \frac{1.75}{\sqrt{150} \varepsilon^{3/2}} \quad (2.98)$$

$$K = \frac{\varepsilon^3 D_p^2}{150(1-\varepsilon)^2} \quad (2.99)$$

La formule de détermination de la conductivité thermique du domaine poreux est la suivante :

$$k_{eff} = (1 - \varepsilon)k_s + \varepsilon k_{nf} \quad (2.100)$$

Les formules des vitesses de dérive et de glissement et leur relation sont similaires dans les équations 2.9 à 2.13.

Dans l'équation de quantité de mouvement,  $\vec{F}_k$  donne la force volumique magnétique, souvent connue sous le nom de force de corps Kelvin et est déterminée comme suit (**Ashjaee et al., 2014**).

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.101)$$

$$\nabla \times \vec{H} = 0 \quad (2.102)$$

H et M sont liés l'un à l'autre par les éléments suivants :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H}) \quad (2.103)$$

Où le vecteur de magnétisation est défini comme suit :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (2.104)$$

$\chi_m$  est la susceptibilité magnétique et s'écrit:

$$\chi_m(T) = \frac{\chi_0}{1 + \beta(T - T_0)} \quad (2.105)$$

À la suite de l'utilisation des équations (9) à (11), la force magnétique peut être représentée par :

$$\vec{F}_k = \frac{1}{2} \mu_0 \chi_0 (1 + \chi_m) \nabla(\vec{H} \times \vec{H}) + \mu_0 \chi_m \vec{H} ((\vec{H} \cdot \nabla) \chi_m) \quad (2.106)$$

Le champ magnétique n'est présent que dans la direction Y. De cette manière, la force magnétique du corps peut être simplifiée.

$$\vec{F}_k = \mu_0 \chi_m H^2 \frac{-\chi_0 \beta}{[1 + \beta(T - T_0)]^2} \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} \quad (2.107)$$

Équation d'énergie:

$$\nabla \cdot \left( \sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k C_{pk} \vec{V}_k T \right) = \nabla \cdot (k_m \nabla T) \quad (2.108)$$

Équation de la fraction volumique :

$$\nabla \cdot (\phi_p \rho_p \vec{V}_m) = -\nabla \cdot (\phi_p \rho_p \vec{V}_{dr,p}) \quad (2.109)$$

L'équation d'énergie du domaine solide peut être exprimée comme

$$\nabla \cdot (k_s \nabla T) + Q_v = 0 \quad (2.110)$$

• Production d'entropie :

La production d'entropie locale peut être calculée (Siavashi et al., 2015) :

$$S = \frac{k_m}{T_{in}^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\mu_m}{T_{in}} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial u_m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_m}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w_m}{\partial z} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial u_m}{\partial y} + \frac{\partial v_m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_m}{\partial z} + \frac{\partial w_m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_m}{\partial z} + \frac{\partial w_m}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\mu_m}{KT_{in}} (u_m^2 + v_m^2 + w_m^2) \quad (2.111)$$

Où :

$$S_{ht} = \frac{k_m}{T_{in}^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.112)$$

$$S_{ff} = \frac{\mu_m}{T_{in}} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial u_m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_m}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w_m}{\partial z} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial u_m}{\partial y} + \frac{\partial v_m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_m}{\partial z} + \frac{\partial w_m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_m}{\partial z} + \frac{\partial w_m}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\mu_m}{KT_{in}} (u_m^2 + v_m^2 + w_m^2) \quad (2.113)$$

Où  $S_{ht}$  et  $S_{ff}$  indiquent la production d'entropie due à la transmission de chaleur et au frottement des fluides, respectivement.

La production globale d'entropie est obtenue comme suit :

$$\dot{S}_{gen} = \int S \, dV \quad (2.114)$$

- Nombre de Nusselt :

Ce qui suit est une définition du numéro Nusselt local :

$$Nu_L = \frac{h_L L}{k_f} \text{ where } h_L = \frac{-k_{eff} \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)}{T_w - T_0} \quad (2.115)$$

Pour chaque face du réchauffeur, le nombre moyen de Nusselt se déduit comme suit :

$$\overline{Nu}_F = \frac{1}{A} \iint Nu_L \, dA \quad (2.116)$$

Le nombre total moyen de Nusselt du réchauffeur est déterminé comme suit :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{N} \times (\overline{Nu}_{F1} + \overline{Nu}_{F2} + \dots + \overline{Nu}_{FN}) \quad (2.117)$$

### 2.5.3 Conditions aux limites

Le problème d'écoulement peut être résolu numériquement en mettant les bonnes conditions aux limites, qui sont décrites ci-dessous :

- À l'entrée :  $u=U_\infty$  (vitesse uniforme),  $v=0$ ,  $w=0$  and  $T=T_\infty$  (température uniforme).
- À la sortie : Pressure outlet (Atmospheric (gauge)).
- Au mur : condition de non glissement  $u=0$ ,  $v=0$  and  $w=0$ .
- Source de chaleur :  $Q_v = 2 \times 10^6 \text{ W/m}^3$ .

### 2.5.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules

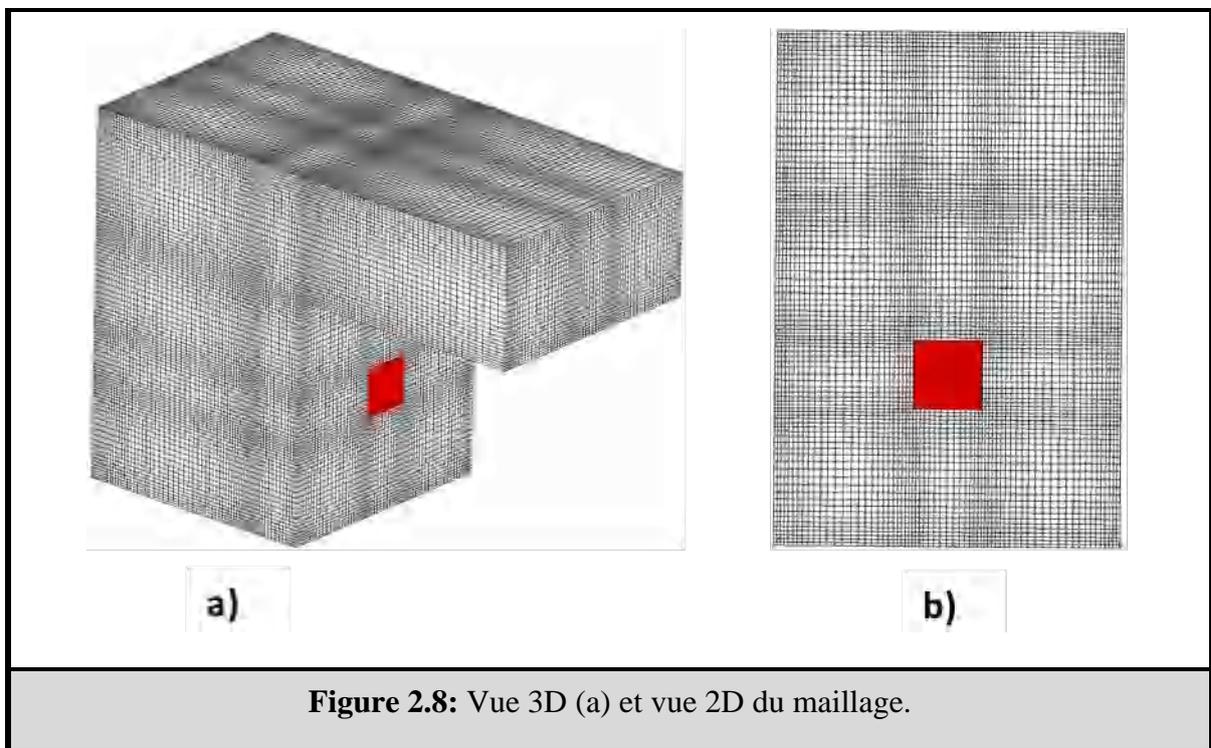
Les modèles sont similaires à ceux utilisés dans la section 2.4.4

### 2.5.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide

Les modèles sont similaires à ceux utilisés dans la section 2.4.5

## 2.5.6 Résolution numérique, schéma de discrétisation, critère de convergence et maillage

Dans ANSYS Design, le domaine de calcul a été créé et maillé à l'aide d'ANSYS Meshing. La figure 2.8 montre la grille hexaédrique non uniforme qui a été utilisée, plus raffinée vers le mur. La résolution des équations est réalisée à l'aide du logiciel Ansys Fluent, qui utilise la technique du volume de contrôle. La méthode SIMPLE (technique semi-implicite) proposée par (Patankar, 1980) est utilisée pour le couplage pression-vitesse. La discrétisation des termes convectifs dans les équations est réalisée par le schéma du second ordre. Les valeurs résiduelles prises en compte sont inférieures à  $10^{-6}$ .



## 2.6 NANOFUIDE MAGNÉTIQUE (Problème 5)

### 2.6.1 Description du problème

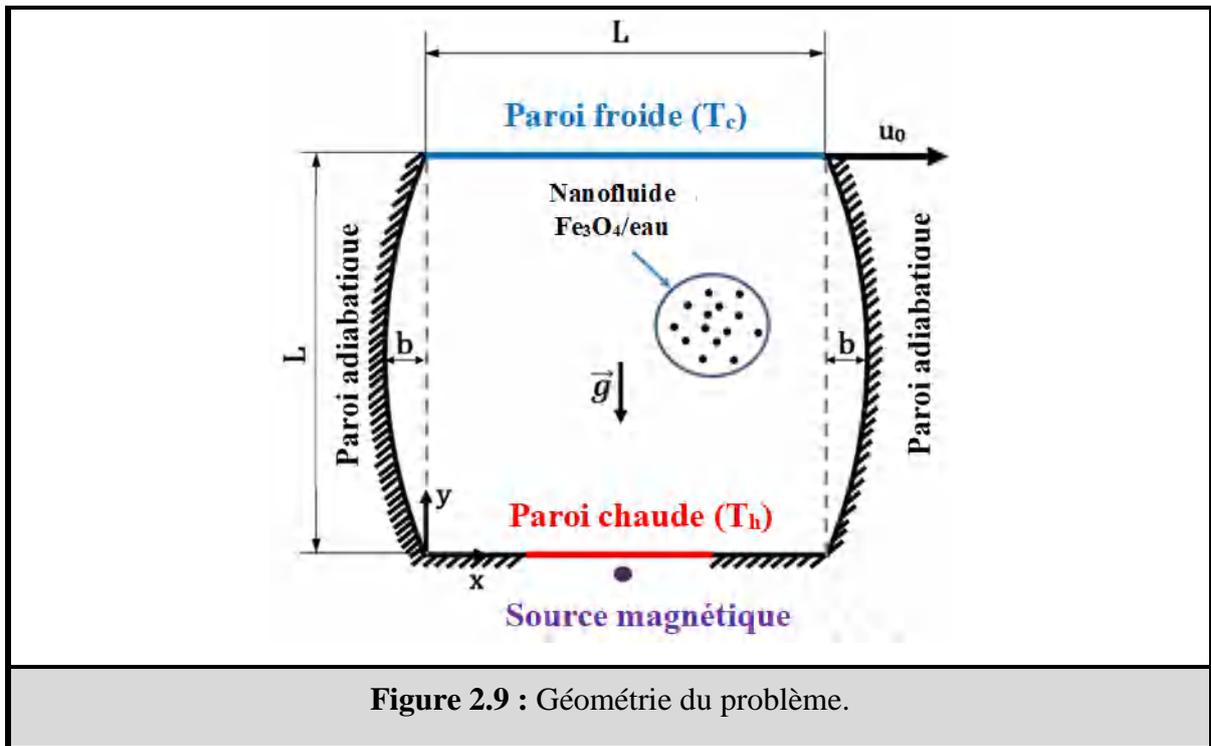
La figure 2.9 présente la géométrie du problème considéré. La configuration a une paroi verticale arquée, et seule une partie de la plaque inférieure est chauffée et remplie de nanofluide  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ . Une température froide ( $T_c$ ) est maintenue sur la paroi supérieure, qui se déplace dans la direction X positif. Les plaques restantes sont prises adiabatiques. L'enceinte considérée est soumise à un champ magnétique non uniforme, qui est influencé par une source magnétique

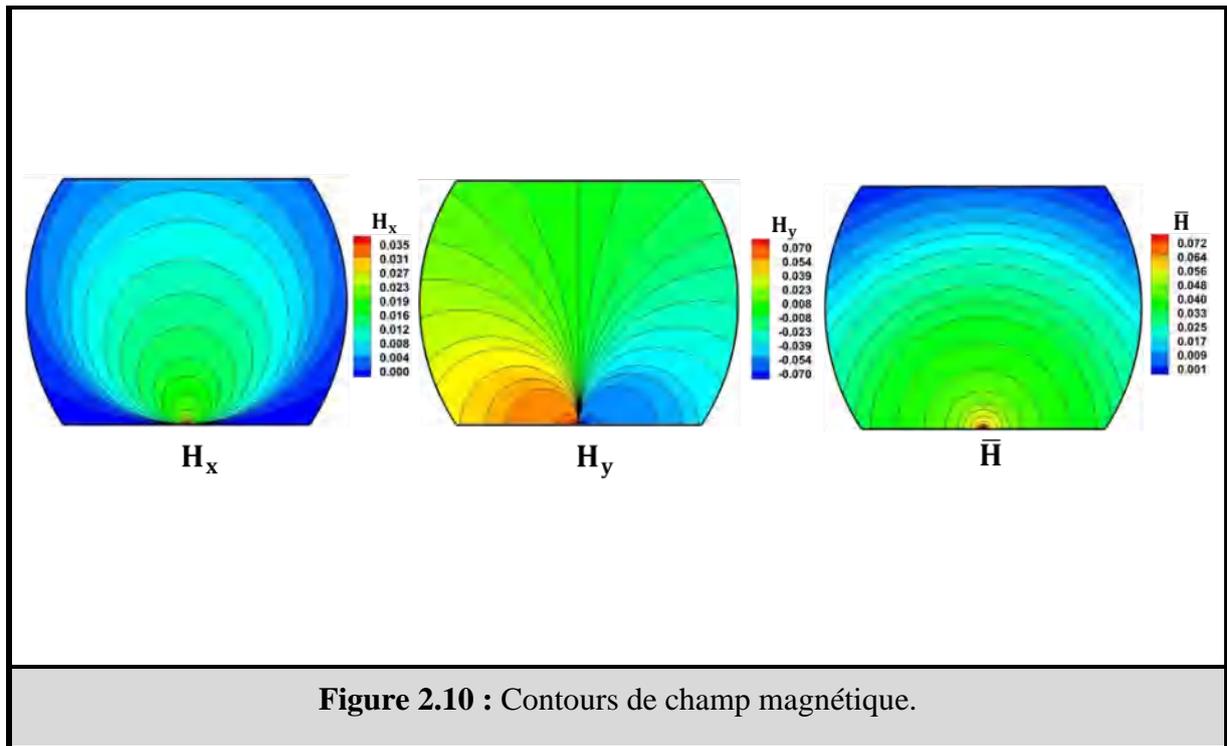
générée par un courant électrique permanent ( $I$ ) traversant un fil conducteur situé à proximité de la plaque de cavité inférieure aux coordonnées  $(a, c)$ . Dans la présente étude, les coordonnées «  $a$  » et «  $c$  » sont fixées à  $(L/2, 0)$ . Les contours des différents champs magnétiques appliqués sont représentés sur la Figure 2.10. Les composantes et l'amplitude du champ magnétique peuvent s'écrire comme suit (Sheikholeslami et Rashidi, 2015) :

$$H_x(x, y) = \frac{I}{2\pi} \frac{y - c}{(x - a)^2 + (y - c)^2} \quad (2.118)$$

$$H_y(x, y) = -\frac{I}{2\pi} \frac{x - a}{(x - a)^2 + (y - c)^2} \quad (2.119)$$

$$H(x, y) = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(x - a)^2 + (y - c)^2}} \quad (2.120)$$





## 2.6.2 Équations gouvernantes et formulation mathématique

La force corporelle qui affecte le modèle d'écoulement, connue sous le nom de force Kelvin, agit comme terme source dans l'équation de la quantité de mouvement. Elle s'exprime comme suit (Sheikholeslami et Rashidi, 2015) :

$$\mathbf{F}_K = \mu_0 M \nabla H \quad (2.121)$$

Où  $M$  indique la magnétisation du ferrofluide. Il est déterminé à l'aide de l'équation empirique suivante :

$$M = K' H (T'_c - T) \quad (2.122)$$

$K'$  est une constante dans l'équation ci-dessus, tandis que  $T'_c$  désigne la température de Curie fixée à 858 K pour  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

Dans la présente étude, on adopte les hypothèses suivantes, qui sont basées sur l'étude de (Sheikholeslami et al., 2018) :

- Le Ferro-nanofluide est supposé newtonien et incompressible.
- Le régime d'écoulement est laminaire et stationnaire.

- L'approximation de Boussinesq est adoptée pour calculer la force de flottabilité dans cette étude.
- Les nanoparticules et le fluide de base sont en équilibre thermique.
- La force de Lorentz est considérée comme négligeable par rapport à la force magnétique en raison de la conductivité électrique.
- Le chauffage Joule dû à la magnétohydrodynamique est négligé.

Les équations dimensionnelles gouvernantes, basées sur les hypothèses mentionnées ci-dessus, sont les suivantes :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.123)$$

Équations de quantité de mouvement :

$$\rho_{nf} \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{nf} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \mu_0 M \frac{\partial H}{\partial x} \quad (2.124)$$

$$u \rho_{nf} \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu_{nf} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho_{nf} g \beta_{nf} (T - T_c) + \mu_0 M \frac{\partial H}{\partial y} \quad (2.125)$$

Équation d'énergie :

$$(\rho c_p)_{nf} \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k_{nf} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \mu_0 T \frac{\partial M}{\partial y} \left( u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} \right) \quad (2.126)$$

Les équations ci-dessus peuvent être exprimées sous une forme sans dimension en appliquant les variables sans dimension ci-dessous :

$$\begin{aligned} (X, Y) &= \frac{(x, y)}{L}, & (U, V) &= \frac{(u, v)}{u_0}, & P &= \frac{p}{\rho_f u_0^2}, & \theta &= \frac{T - T_c}{T_h - T_c}, \\ H' &= \frac{H}{H_0}, & \delta'_c &= \frac{T'_c}{\Delta T}, & \delta_c &= \frac{T_c}{\Delta T} \end{aligned} \quad (2.127)$$

Où :

$$H_0 = H(a, 0) = \frac{I}{2\pi|c|} \quad (2.128)$$

Les nombres produits sont les nombres Grashof, Reynolds, Eckert, Magnetic et Prandtl :

$$Gr = \frac{g\beta_f(T_h - T_c)L^3\rho_f^2}{\mu_f^2}, \quad Re = \frac{\rho_f u_0 L}{\mu_f}, \quad Ec = \frac{\rho_f u_0^2}{(\rho c_p)_f(T_h - T_c)},$$

$$Mn = \frac{\mu_0 H_0^2 K'(T_h - T_c)}{\rho_f u_0^2}, \quad Pr = \frac{\mu_f}{\rho_f \alpha_f}$$
(2.129)

Les équations du système sans dimension sont :

Conservation de la masse:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0$$
(2.130)

Équations de quantité de mouvement :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\mu_{nf}}{\mu_f} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} Mn(\delta'_c - \delta_c - \theta) H' \frac{\partial H'}{\partial X}$$
(2.131)

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\mu_{nf}}{\mu_f} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf}\beta_f} Ri. \theta$$

$$+ \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} Mn(\delta'_c - \delta_c - \theta) H' \frac{\partial H'}{\partial Y}$$
(2.132)

Équation d'énergie:

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \frac{1}{Re. Pr} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right)$$

$$+ \frac{(\rho c_p)_f}{(\rho c_p)_{nf}} Mn. Ec \left( U \frac{\partial H'}{\partial X} + V \frac{\partial H'}{\partial Y} \right) H' (\delta_c + \theta)$$
(2.133)

- Le nombre de Nusselt local :

$$Nu_L = -\frac{k_{nf}}{k_f} \frac{\partial \theta}{\partial Y}$$
(2.134)

En intégrant le  $Nu_L$ , le nombre de Nusselt moyen est déterminé :

$$Nu_M = \frac{1}{L_h} \int_0^{L_h} Nu_L dX$$
(2.135)

L'amélioration du taux de transfert de chaleur est définie par :

- Sous l'action de la configuration :

$$En_1 = \frac{Nu_M(b^* = 0.15) - Nu_M(b^* = 0)}{Nu_M(b^* = 0)} \quad (2.136)$$

• Sous la fraction volumique d'action, ainsi que l'intensité du champ magnétique :

$$En_2 = \frac{Nu_M(\phi = 0.05) - Nu_M(\phi = 0)}{Nu_M(\phi = 0)} \quad (2.137)$$

• Sous l'action de la configuration, de la fraction volumique et de l'intensité du champ magnétique

$$En_3 = \frac{Nu_M((\phi = 0.05), (b^* = 0.15)) - Nu_M((\phi = 0), (b^* = 0))}{Nu_M((\phi = 0), (b^* = 0))} \quad (2.138)$$

### 2.6.3 Conditions aux limites

Le tableau 2.7 montre les conditions aux limites qui ont été utilisées dans cette étude pour résoudre les équations.

Tableau 2.7 : Conditions aux limites.

	$\theta$	P	U	V
Plaque froide	0	Gradient zéro	1	0
Plaque chaude	1	Gradient zéro	Non-glissement	Non-glissement
Plaque adiabatique	Gradient zéro	Gradient zéro	Non-glissement	Non-glissement

### 2.6.4 Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanoparticules

Les caractéristiques thermos physiques du fluide et des nanoparticules sont répertoriées dans le tableau 2.8.

Tableau 2.8 : Propriétés thermo physiques.

Propriétés	H <sub>2</sub> O	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>
$\rho(\text{Kg m}^{-3})$	997.1	5200
$c_p(\text{J Kg}^{-1}\text{K}^{-1})$	4179	670
$K(\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1})$	0.613	6
$\beta(\text{K}^{-1})$	$21 \times 10^{-5}$	$1.3 \times 10^{-5}$
$\mu(\text{Kg m}^{-1}\text{s}^{-1})$	$8.9 \times 10^{-4}$	--

## 2.6.5 Propriétés thermo physiques du nanofluide

Pour calculer les caractéristiques thermo physiques effectives du ferrofluide, les équations suivantes sont utilisées :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (2.139)$$

$$(\rho c_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_p \quad (2.140)$$

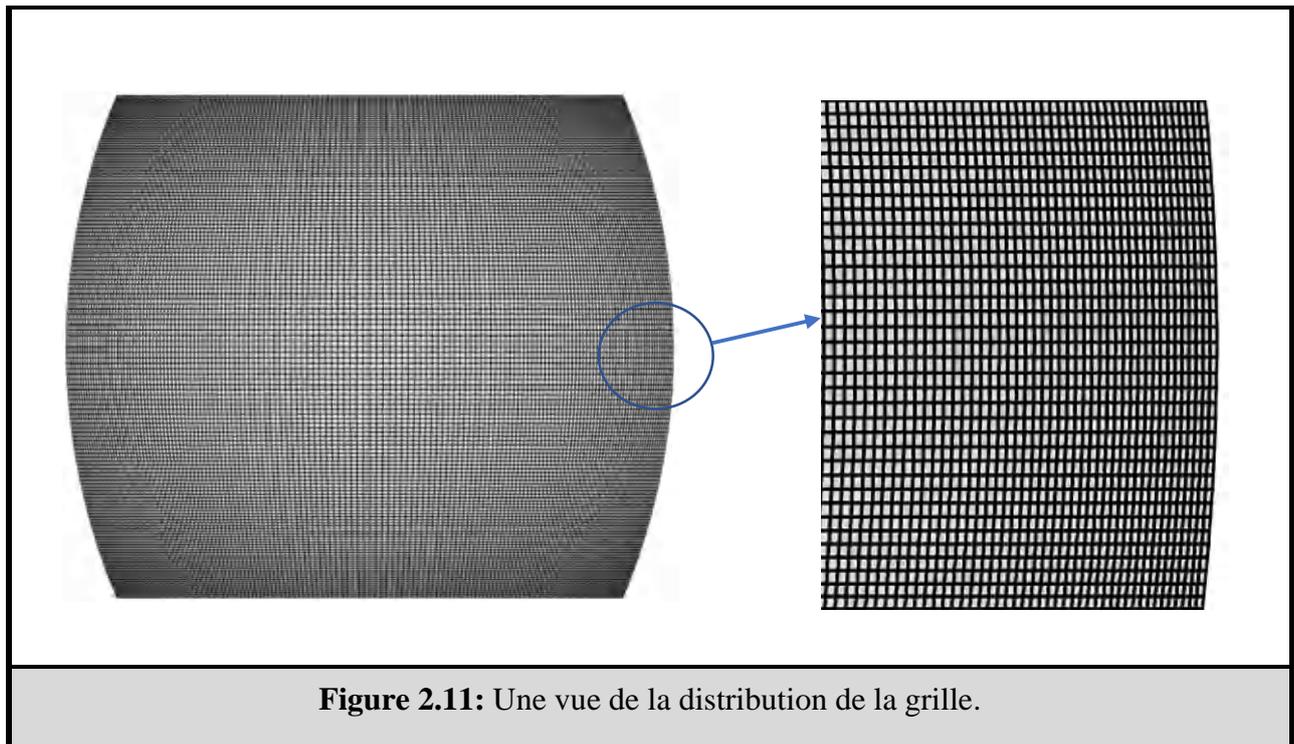
$$k_{nf} = k_f \left[ \frac{k_p + (n - 1)k_f - (n - 1)\phi(k_f - k_p)}{k_p + (n - 1)k_f + (k_f - k_p)} \right] \quad (2.141)$$

où  $n$  est le facteur de forme empirique, exprimé par l'équation  $n = 3/\Psi$ , et  $\Psi$  est la sphéricité des nanoparticules.

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad (2.142)$$

## 2.6.6 Résolution numérique, schéma de discrétisation, critère de convergence et maillage

Dans cette étude, nous avons utilisé une grille de cellules quadrilatérale pure, comme le montre la figure 2.11. La grille de cellules a été optimisée pour atteindre une excellente qualité afin d'assurer la précision et la continuité des solutions numériques. Les équations gouvernantes sont résolues à l'aide d'un solveur développé dans les bibliothèques OpenFOAM®. L'algorithme SIMPLE est utilisé pour le couplage pression-vitesse. La différence centrale précise du second ordre est utilisée pour discrétiser les termes laplaciens. Les termes de gradient sont discrétisés en utilisant un schéma du second ordre (least-squares). Les termes convectifs sont discrétisés à l'aide d'un schéma du second ordre. Les critères de convergence sélectionnés pour toutes les variables sont fixés à  $1e^{-6}$ .



**Figure 2.11:** Une vue de la distribution de la grille.

## 2.7 Conclusion

Ce chapitre donne un aperçu complet de la procédure de simulation numérique, qui est essentielle pour effectuer des analyses précises et fiables dans divers domaines d'étude. Afin d'assurer une bonne compréhension des méthodes employées, nous avons présenté des équations gouvernantes détaillées pour toutes les applications à étudier.

## **3. RÉSULTATS ET DISCUSSION (NANOFLUIDE NON-MAGNÉTIQUE)**

### **3.1 Problème 1**

#### **Convection forcée turbulente et analyse d'entropie d'un nanofluide à travers un coude 3D à 90° en utilisant une approche à deux phases**

##### **3.1.1 INTRODUCTION**

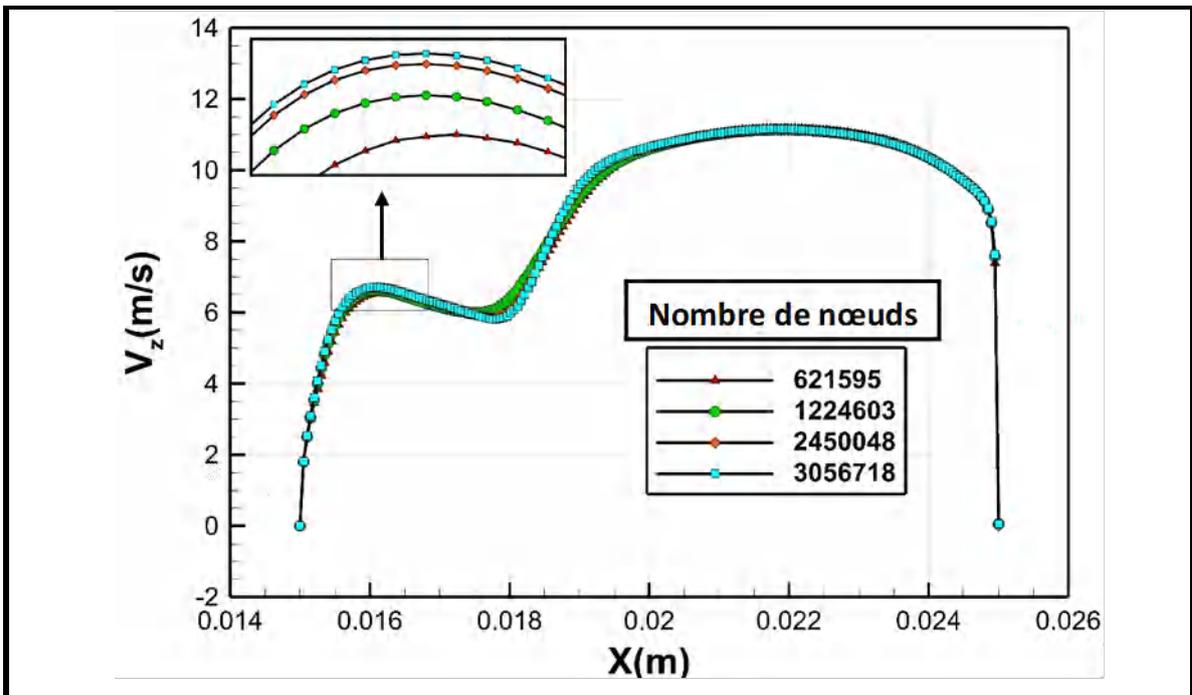
Le conduit courbe joue un rôle essentiel dans le cadre de machines dans divers domaines, et un phénomène très complexe le caractérise; un mouvement d'écoulement secondaire se développe et se superpose à son écoulement primaire. Dans cette section, nous nous concentrons sur l'étude du comportement thermique et dynamique de l'écoulement du nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$  à travers un coude 3D à 90° avec une section circulaire. Cette recherche met en évidence l'effet de la fraction volumique solide, du diamètre des nanoparticules et du nombre de Reynolds sur l'écoulement, le transfert de chaleur, l'écoulement secondaire et la génération d'entropie.

##### **3.1.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES**

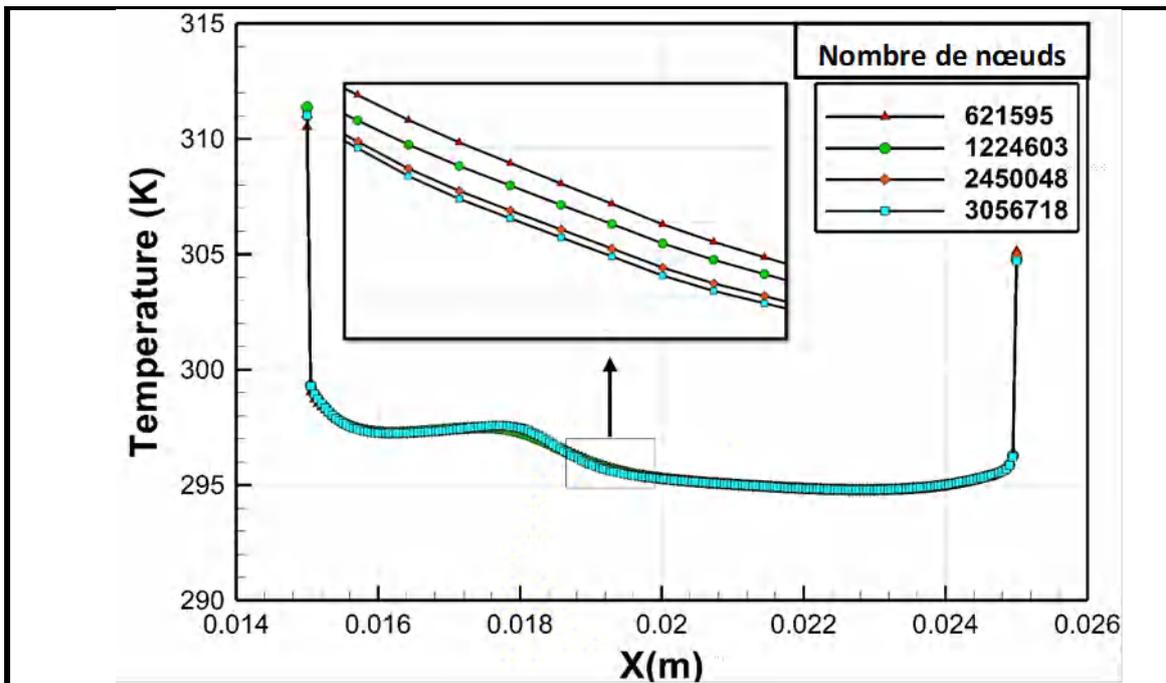
L'analyse numérique est effectuée à l'aide d'un modèle de mélange multi phase de nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$ . L'analyse des paramètres est réalisée en faisant varier divers paramètres, nombre de Reynolds  $10\,000 \leq \text{Re} \leq 100\,000$ , fraction volumique des nanoparticules  $2\% \leq \phi \leq 6\%$ , diamètre des nanoparticules  $10 \leq d_p \leq 40$ .

##### **3.1.3 EFFET DU MAILLAGE**

Pour étudier les effets du maillage sur la solution, nous considérons quatre profils différents de taille de maillage, de vitesse axiale et de température avec la distance radiale à l'angle de 90° à  $\text{Re}=100000$  et avec de l'eau pure comme le montrent les figures 3.1 et 3.2. On observe que l'écart entre les courbes n'est pas important à partir de 2 450 048 nœuds. Pour obtenir une bonne solution et compte tenu du temps de calcul, cette taille est choisie pour le présent travail.



**Figure 3.1 :** Variation du profil de vitesse axiale avec la distance radiale à l'angle de 90° pour différentes tailles de mailles.

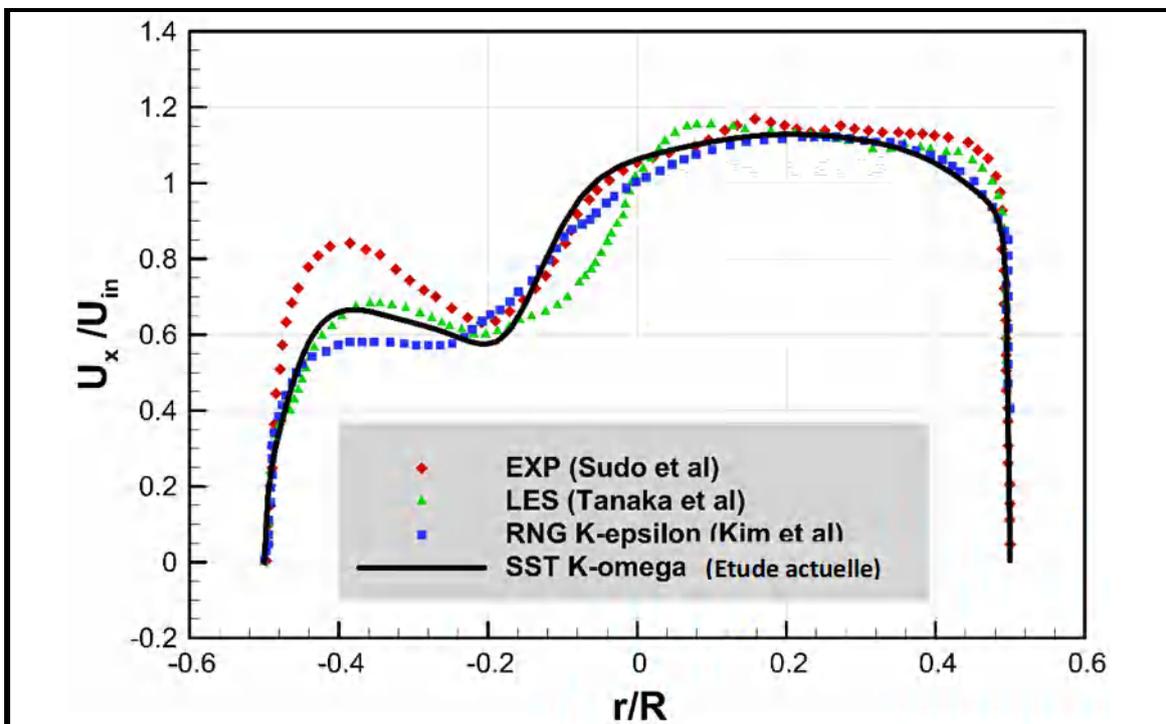


**Figure 3.2 :** Variation du profil de température avec la distance radiale à l'angle de 90° pour différentes tailles de mailles.

### 3.1.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

La validation du code de calcul est réalisée en comparant les travaux en cours avec des résultats expérimentales et numériques et les équations de corrélations disponibles.

La figure 3.3 présente la comparaison du profil radial de la vitesse longitudinale normalisée sans dimension le long d'une ligne horizontale dans la section circulaire à un angle de  $90^\circ$  avec les résultats expérimentaux de Sudo *et al.*, 1998 et données numériques Tanaka *et Ohshima*, 2011, et Kim *et al.*, 2014 dans la même géométrie à  $Re=60000$  et  $Pr=0,7$ . Cette comparaison montre un accord raisonnable entre les résultats des calculs actuels et les données rapportées.



**Figure 3.3 :** Comparaison du profil radial de la vitesse longitudinale normalisée le long d'une ligne horizontale dans la section circulaire à un angle de  $90^\circ$  de la présente analyse avec les résultats expérimentaux et numériques publiés.

Les figures 3.4 et 3.5 représentent la comparaison du nombre moyen de Nusselt et du facteur de friction de Darcy avec les corrélations de Petukhov et de Gnielinski (3.1, 3.2 et 3.3) dans un tuyau horizontal où le fluide de travail est de l'eau pure. La variance maximale entre notre étude numérique et les corrélations de Gnielinski et Petukhov est de 5,27 %, 3,12 %, respectivement, pour le nombre de Nusselt moyen et 4,95 % pour le facteur de frottement de Darcy.

- Facteur de frottement de Darcy :

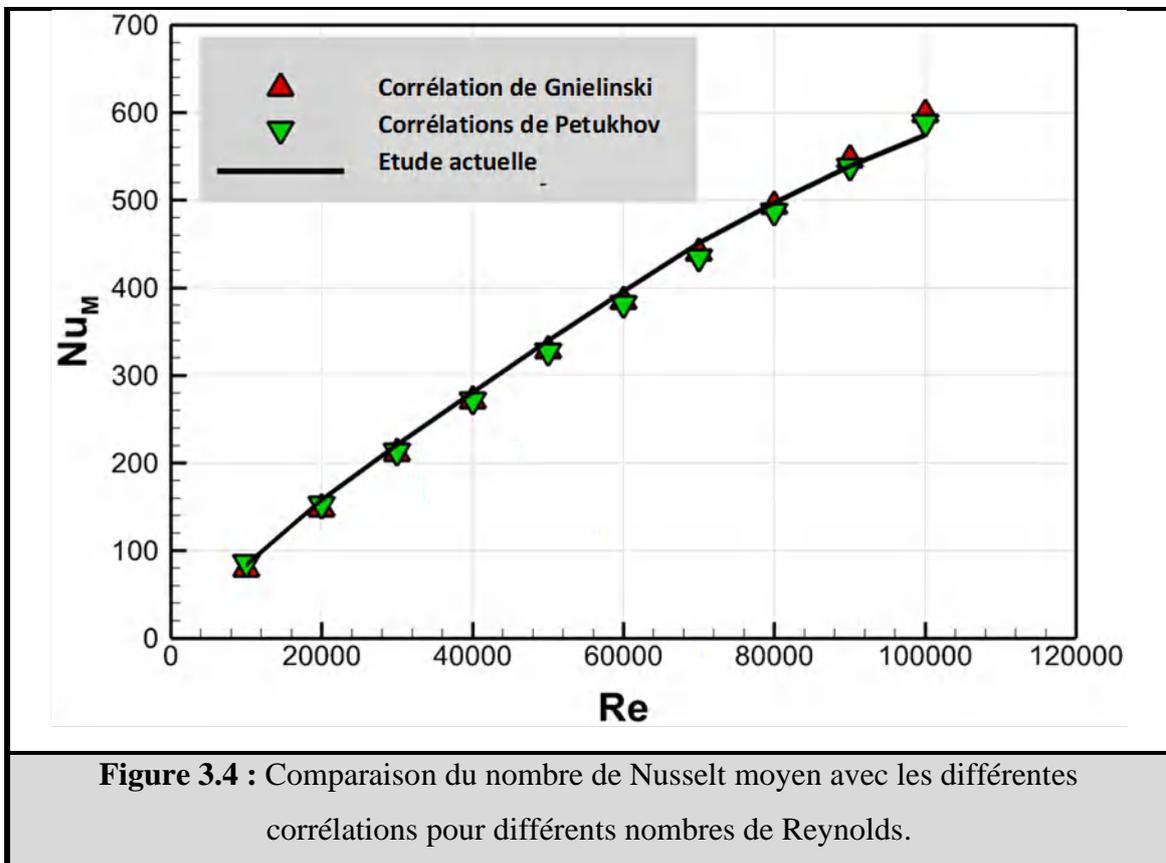
$$f = \frac{2D_h \Delta P}{\rho L v_m^2} \quad (3.1)$$

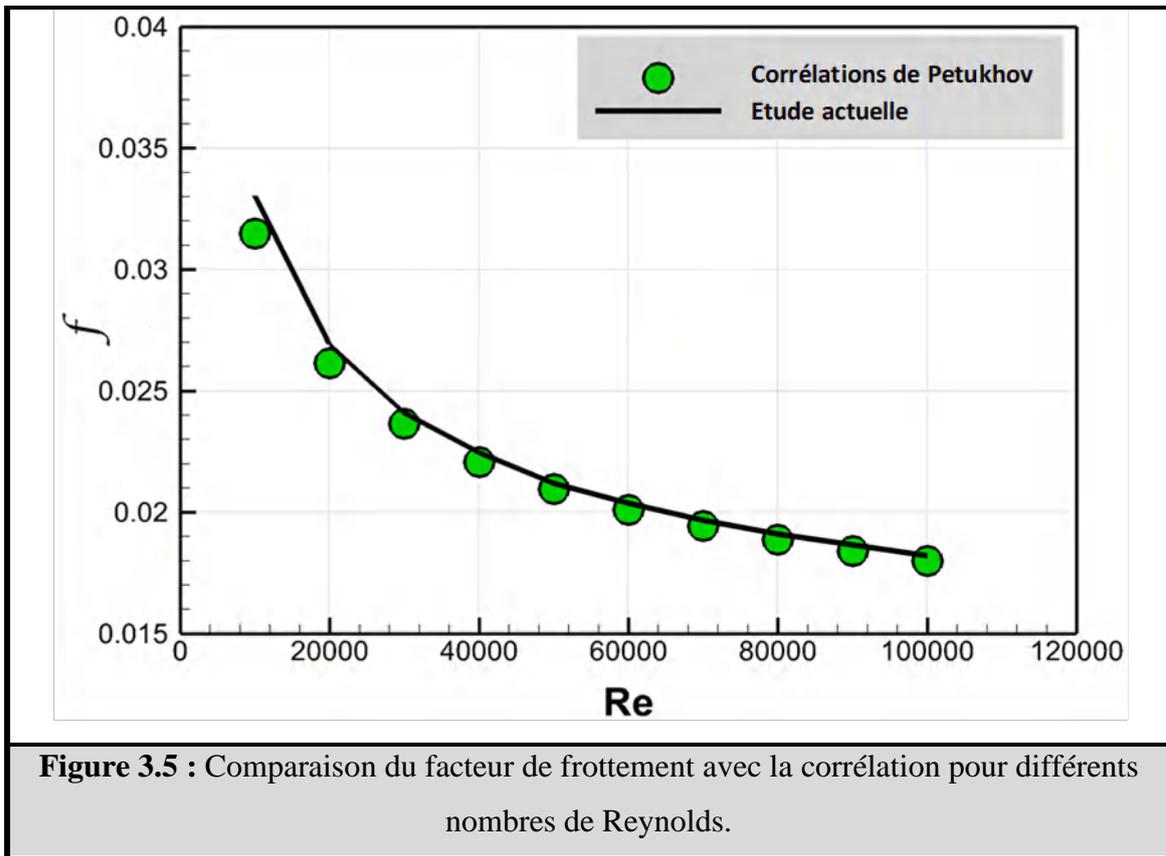
- Corrélations de Petukhov :

$$Nu_M = \frac{\frac{f}{8} Re Pr}{1.07 + 12.5 \left(\frac{f}{8}\right)^{0.5} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)}, \quad \left( \begin{array}{l} 0.5 \leq Pr \leq 20000 \\ 10^4 \leq Re \leq 5 \times 10^6 \end{array} \right) \quad (3.2)$$

- Corrélation de Gnielinski :

$$Nu_M = \frac{\frac{f}{8} (Re - 1000) Pr}{1.0 + 12.5 \left(\frac{f}{8}\right)^{0.5} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)}, \quad \left( \begin{array}{l} 0.5 \leq Pr \leq 20000 \\ 3000 \leq Re \leq 5 \times 10^6 \end{array} \right) \quad (3.3)$$



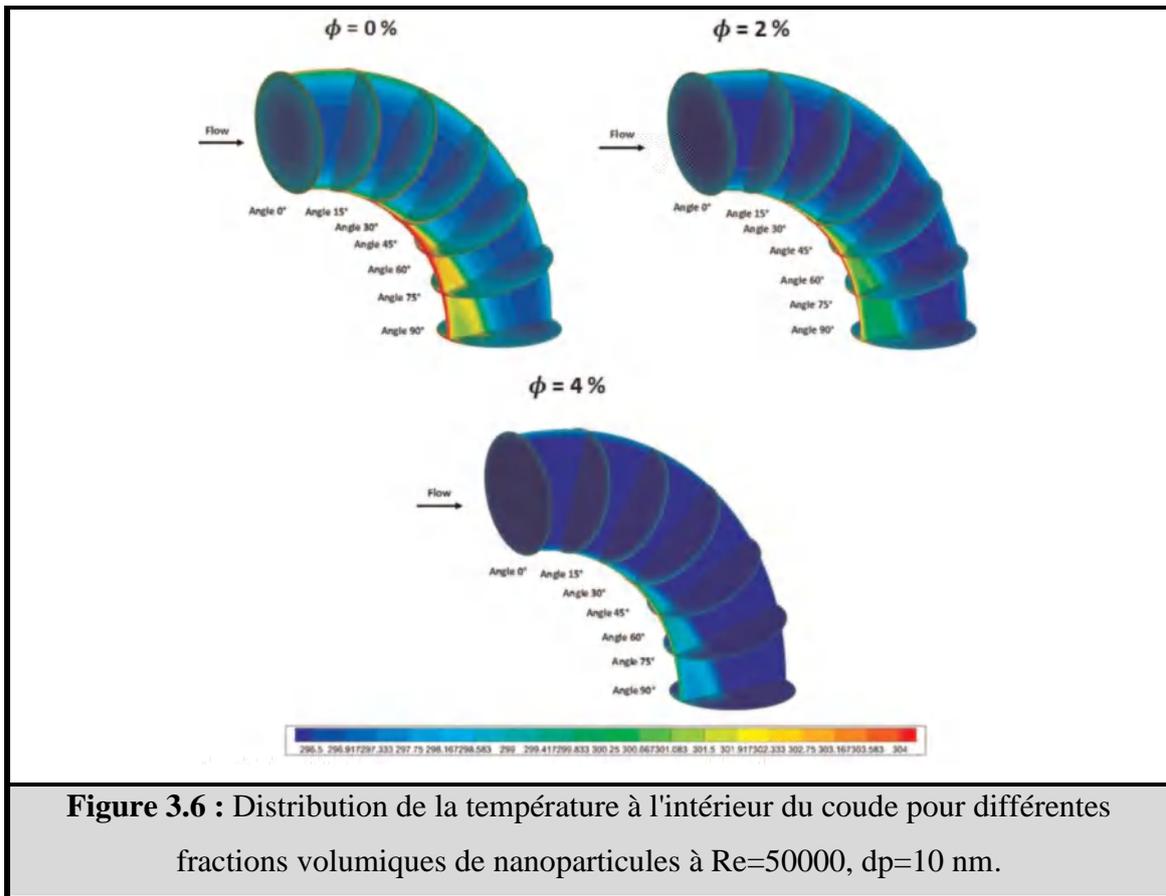


La figure 3.6 montre la comparaison du nombre moyen de Nusselt de nanofluide à l'aide d'un modèle de mélange à deux phases avec **Saha Paul, 2015**, où ils ont utilisé le même modèle de nanofluide à  $\phi=6\%$ . L'écart maximal est de 8,13 %.

### 3.1.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION

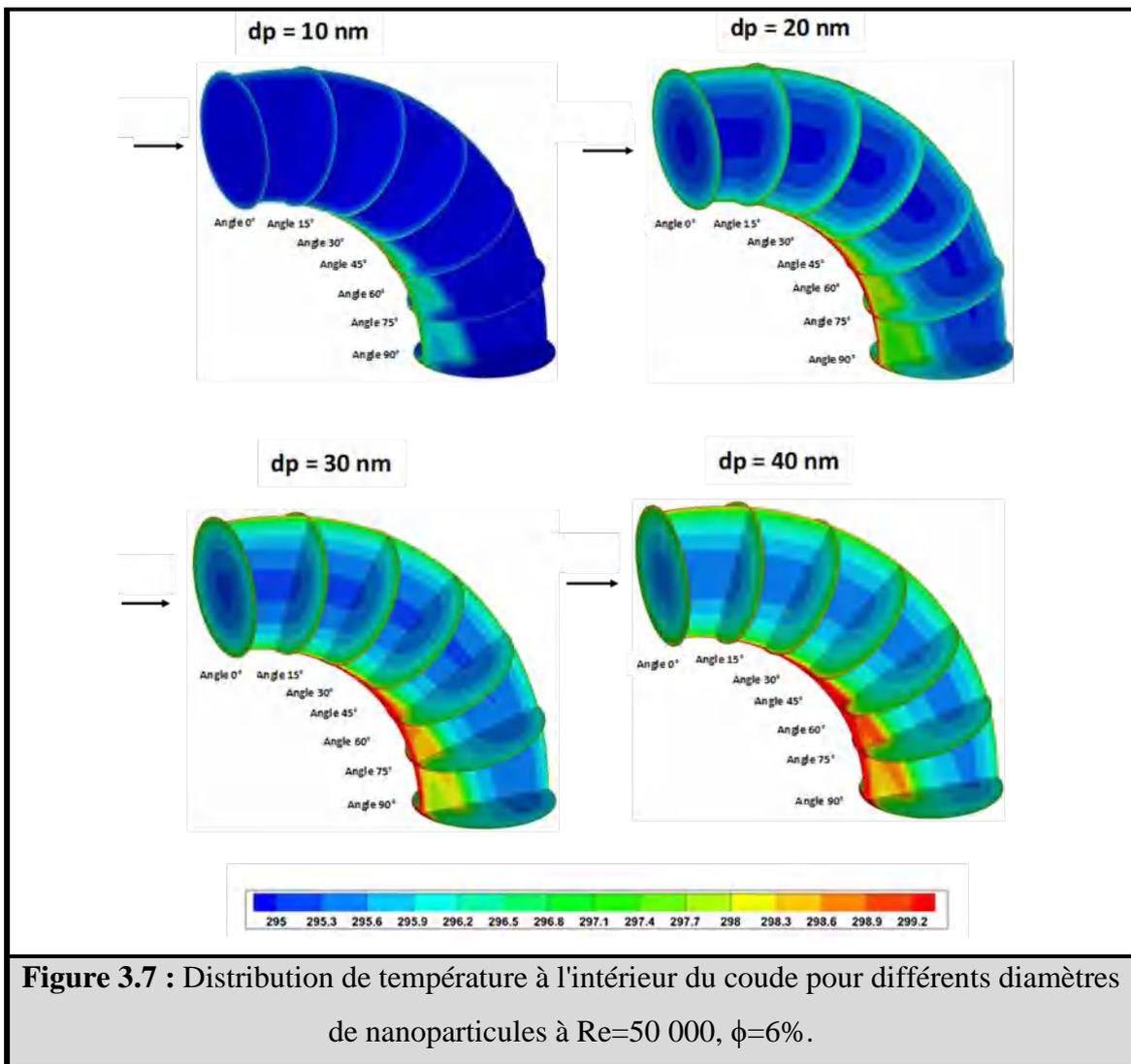
#### 3.1.5.1 Champ thermique

La figure 3.6 illustre l'effet de la fraction volumique sur la distribution de température à  $Re=50\,000$ ,  $dp=10\text{ nm}$ . Quelle que soit la valeur de la fraction volumique, en s'éloignant de quelques degrés de l'entrée du coude, la distribution de température commence à changer du fait de la création de l'écoulement secondaire. De plus, l'épaisseur de la couche limite thermique devient épaisse du côté intérieur et mince du côté extérieur et latéral, indiquant des taux de transfert de chaleur plus faibles du côté intérieur et un transfert de chaleur plus élevé du côté extérieur et latéral. Lorsque la fraction volumique est augmentée de 0 à 6%, l'épaisseur de la couche limite thermique devient plus mince, indiquant une augmentation du gradient de température, suggérant une amélioration des taux de transfert de chaleur. Cela est dû à l'augmentation des propriétés thermo physiques du nanofluide par rapport à l'eau, en particulier la conductivité thermique.

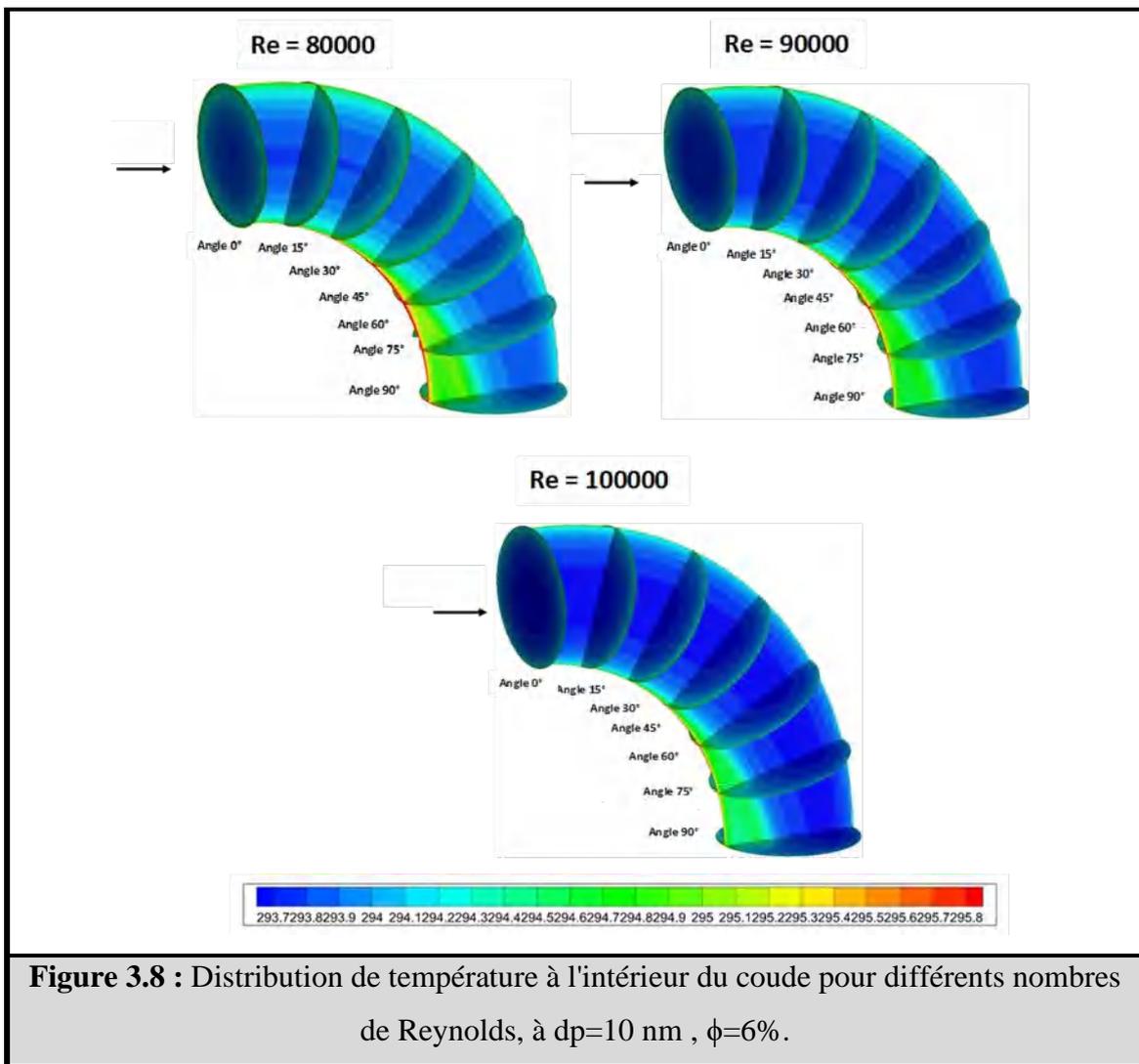


**Figure 3.6 :** Distribution de la température à l'intérieur du coude pour différentes fractions volumiques de nanoparticules à  $Re=50000$ ,  $d_p=10$  nm.

La figure 3.7 montre l'influence du diamètre des nanoparticules sur la distribution de température à  $Re = 50000$ ,  $\phi=6\%$ . On peut voir que la propagation de la température se renforce avec l'augmentation du diamètre des nanoparticules, indiquant des taux de transfert de chaleur plus faibles pour un diamètre de nanoparticules plus grand. De plus, pour des diamètres de nanoparticules plus grands, l'épaisseur de la couche limite thermique près de la paroi augmente, montrant une diminution du gradient de température. Cela peut s'expliquer par le fait que le plus grand diamètre des nanoparticules signifie moins de nanoparticules dans la même fraction volumique de nanoparticules. Par conséquent, les interactions entre le fluide de base et les nanoparticules sont moins intenses par rapport aux nanoparticules plus petites. De plus, l'augmentation du diamètre des nanoparticules entraîne une diminution des propriétés thermo physiques du nanofluide, ce qui contribue à cette réduction.

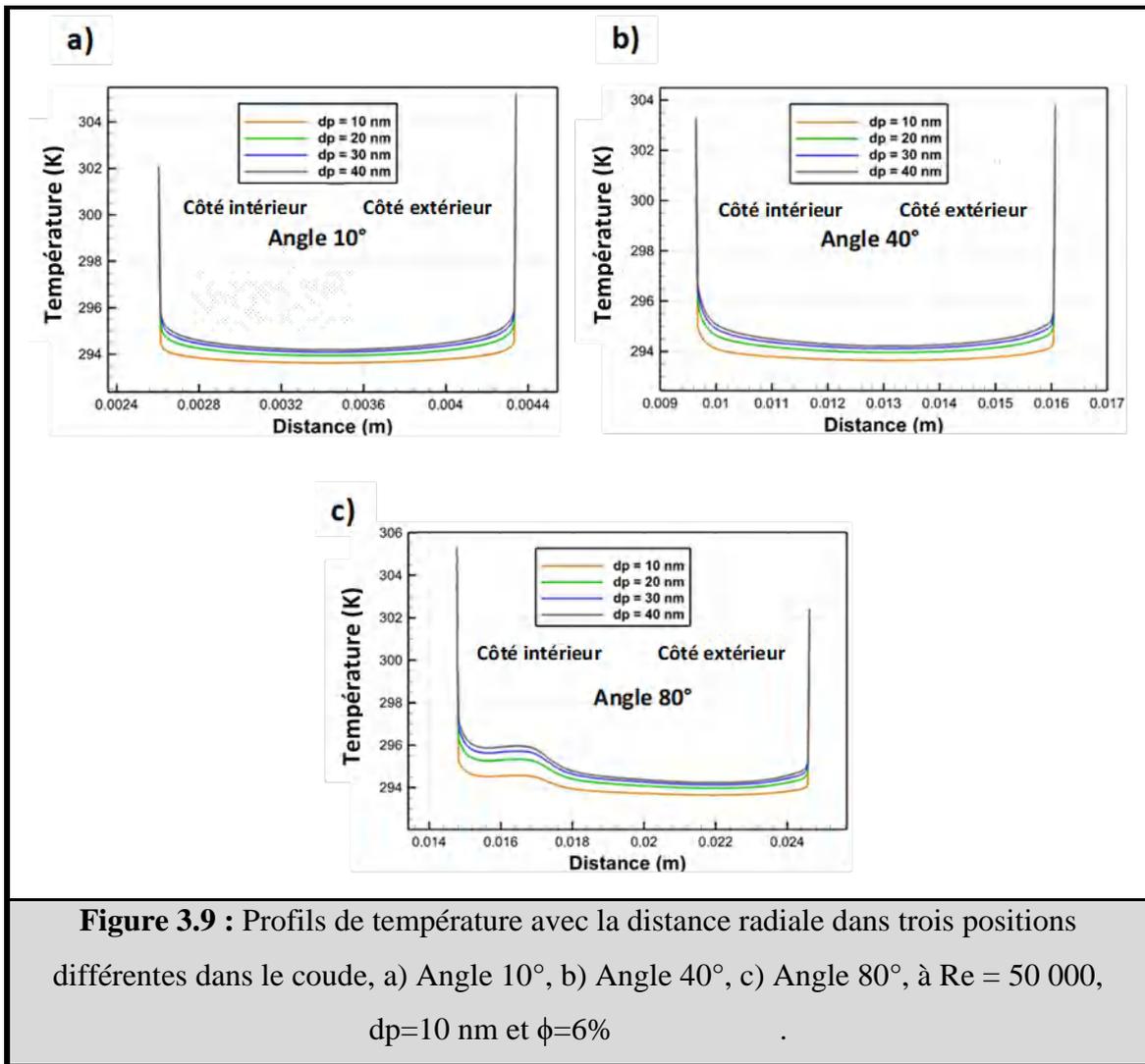


L'effet du nombre de Reynolds  $Re$  sur la distribution de température à  $\phi=6\%$ ,  $dp=10\text{ nm}$  est présenté sur la figure 3.8. Nous remarquons un amincissement de la couche limite thermique lorsque le nombre de Reynolds augmente, indiquant une augmentation des taux de transfert de chaleur. Cela est dû à l'augmentation de la force d'inertie, qui se traduit par un gradient de température plus élevé. On peut conclure qu'un diamètre de nanoparticules plus petit et une fraction volumique plus élevée et un nombre de Reynolds plus élevé contribuent à une augmentation des taux de transfert de chaleur.



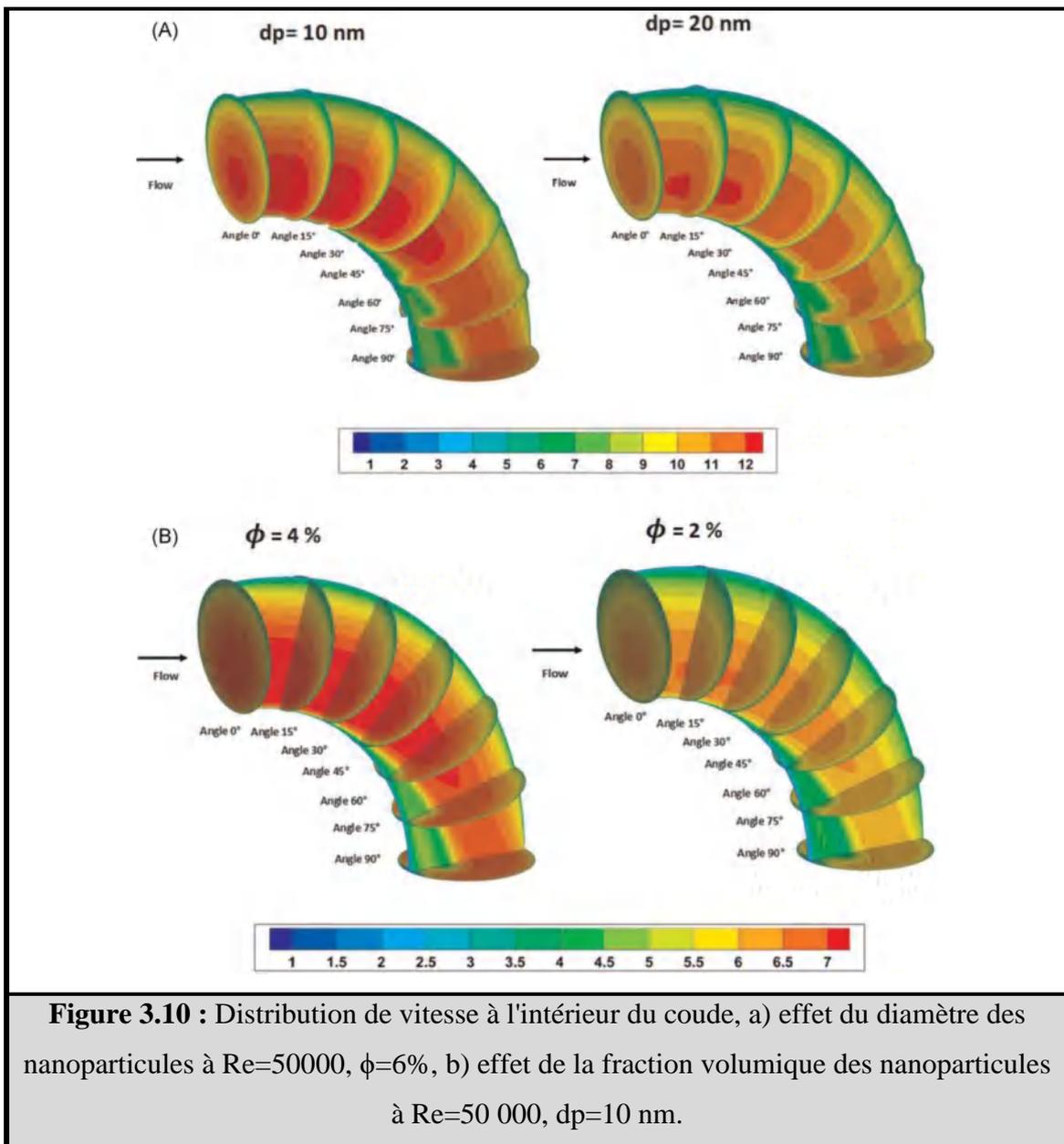
**Figure 3.8 :** Distribution de température à l'intérieur du coude pour différents nombres de Reynolds, à  $d_p=10$  nm ,  $\phi=6\%$ .

Figure 3.9 montre les profils de température avec la distance radiale dans trois positions différentes dans le coude. On note qu'une différence dans la répartition de la température près du mur dans les trois angles ; à  $10^\circ$  d'angle, la température est importante dans la région externe puis décroît à l'angle de  $80^\circ$ , par contre, la température dans la région inférieure diminue, et ceci à cause du développement de vortex de Dean. Nous notons également que dans la région médiane, la température diminue à mesure que le diamètre de la nanoparticule augmente, ce qui signifie que le transfert de chaleur est meilleur dans le plus petit diamètre de la nanoparticule.

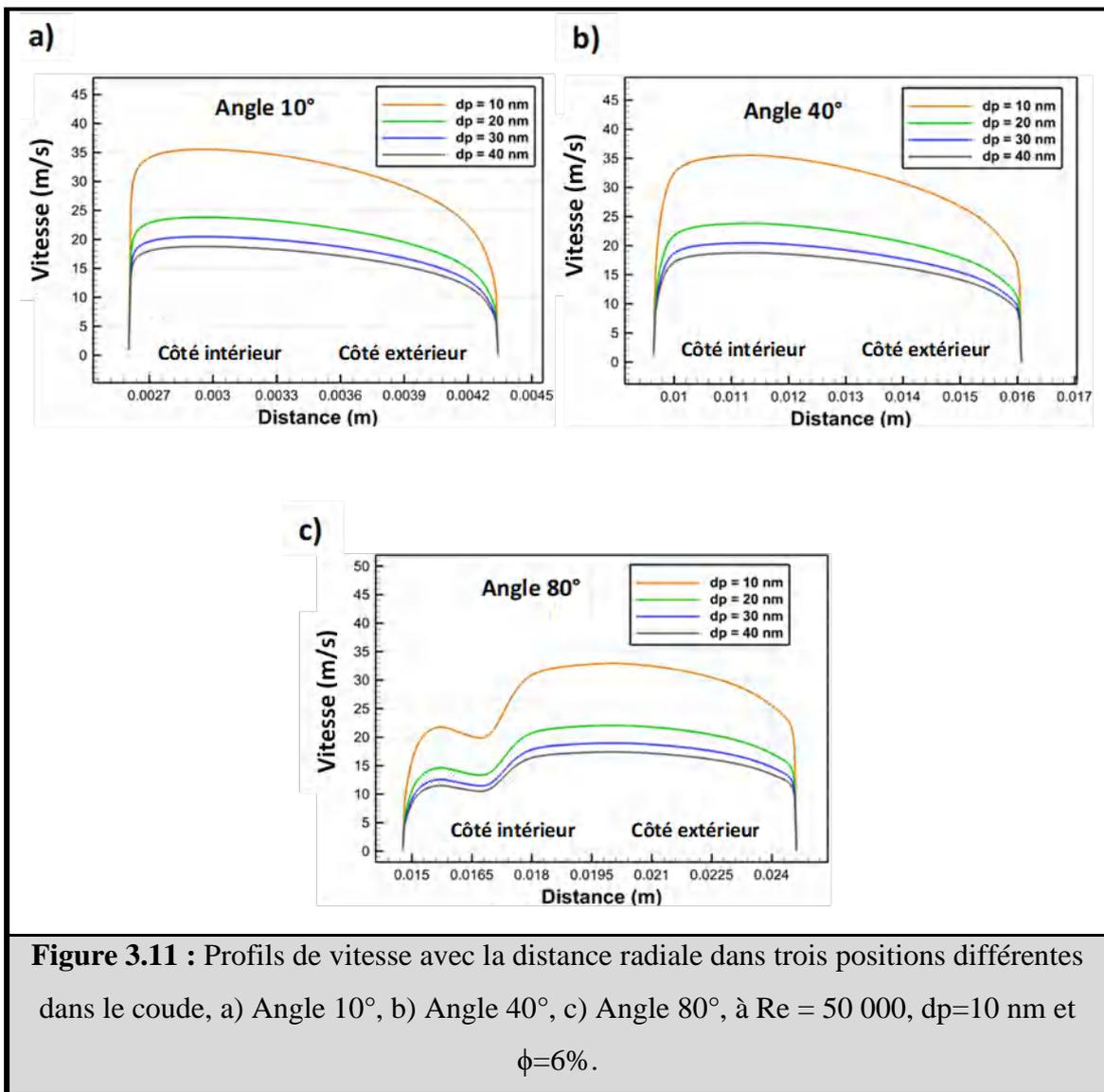


### 3.1.5.2 Champ dynamique :

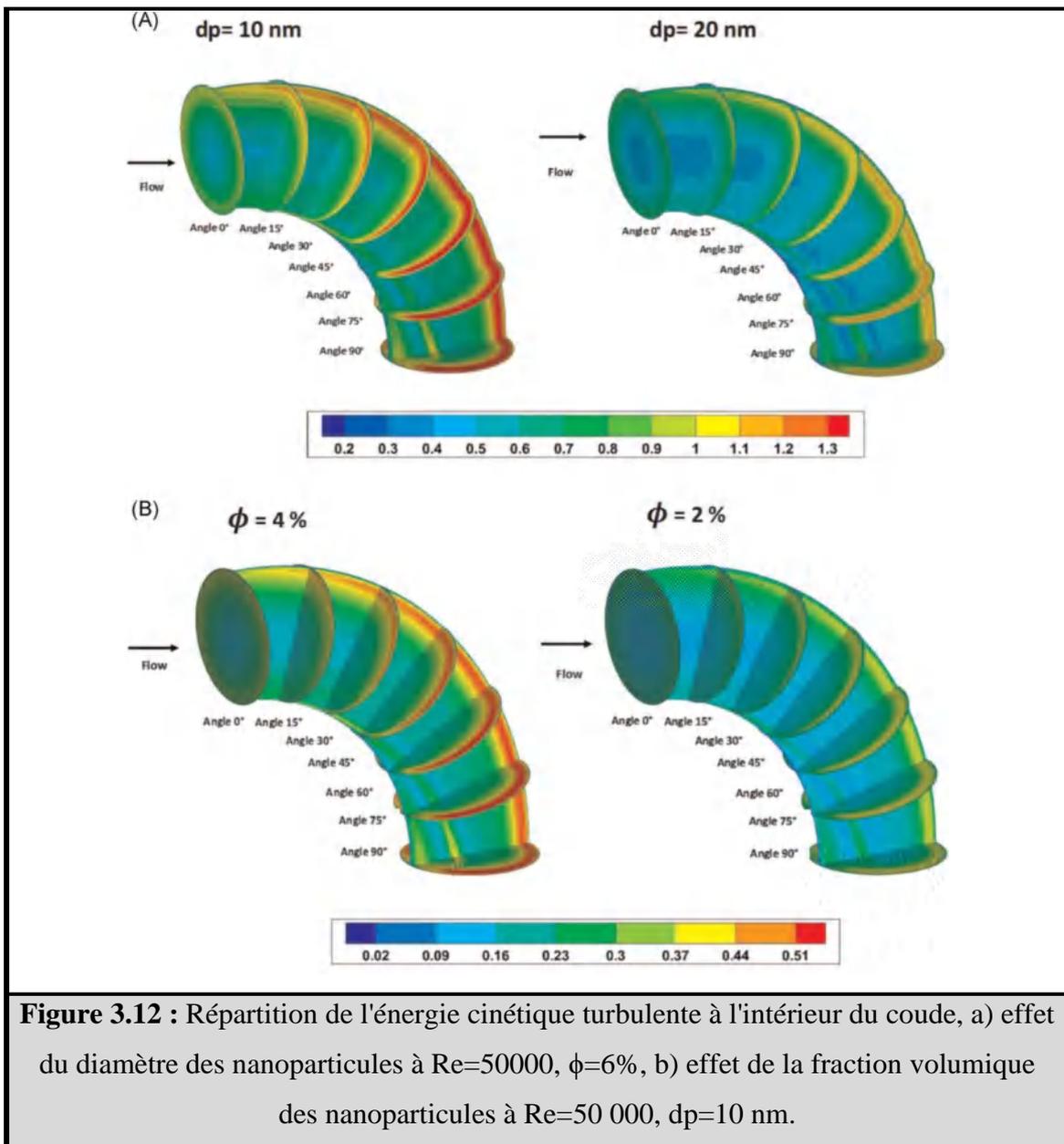
La figure 3.10 présente les contours de vitesse, montrant l'effet du diamètre des nanoparticules et de la fraction volumique des nanoparticules. La figure montre des valeurs de vitesse significatives dans la région médiane et augmente en augmentant la fraction volumique des nanoparticules et en diminuant le diamètre des nanoparticules. Nous notons également que l'écoulement de nanofluide se dirige vers l'extérieur en raison de la force centrifuge.



Les profils de vitesse avec la distance radiale dans trois positions différentes dans le coude sont tracés à la Figure 3.11. A un angle de  $10^\circ$  près de l'entrée du coude, nous pouvons voir que la courbe n'a pas conservé la forme parabolique, et nous remarquons une augmentation du côté intérieur. À l'angle de  $40^\circ$ , on voit qu'il n'y a pas de changement significatif. Un pic apparaît en raison du point de séparation à l'angle de  $80^\circ$ . Nous notons également que la vitesse augmente à mesure que le diamètre des nanoparticules diminue en raison de l'augmentation de la force d'inertie.

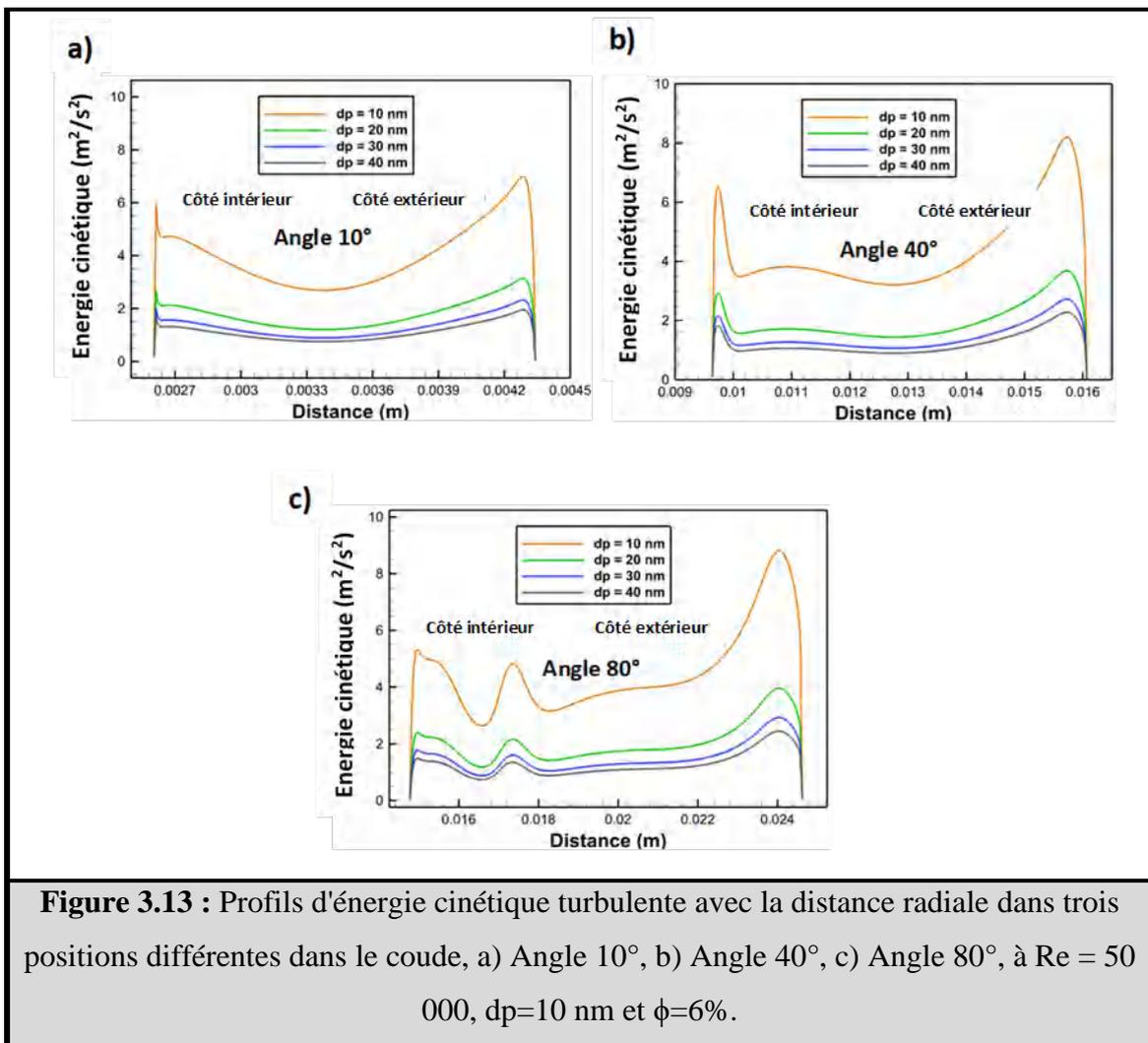


L'influence du diamètre et de l'ajout de nanoparticules dans l'eau pure sur l'énergie cinétique turbulente est représentée sur la figure 3.12. La figure montre que l'intensité de la turbulence est faible dans la région centrale du coude. Par contre, l'écoulement est très turbulent près de la paroi, surtout du côté extérieur à l'approche de l'exutoire. On remarque que lorsque la particule passe de 2% à 4% et de 20nm à 10nm, l'énergie cinétique turbulente augmente.

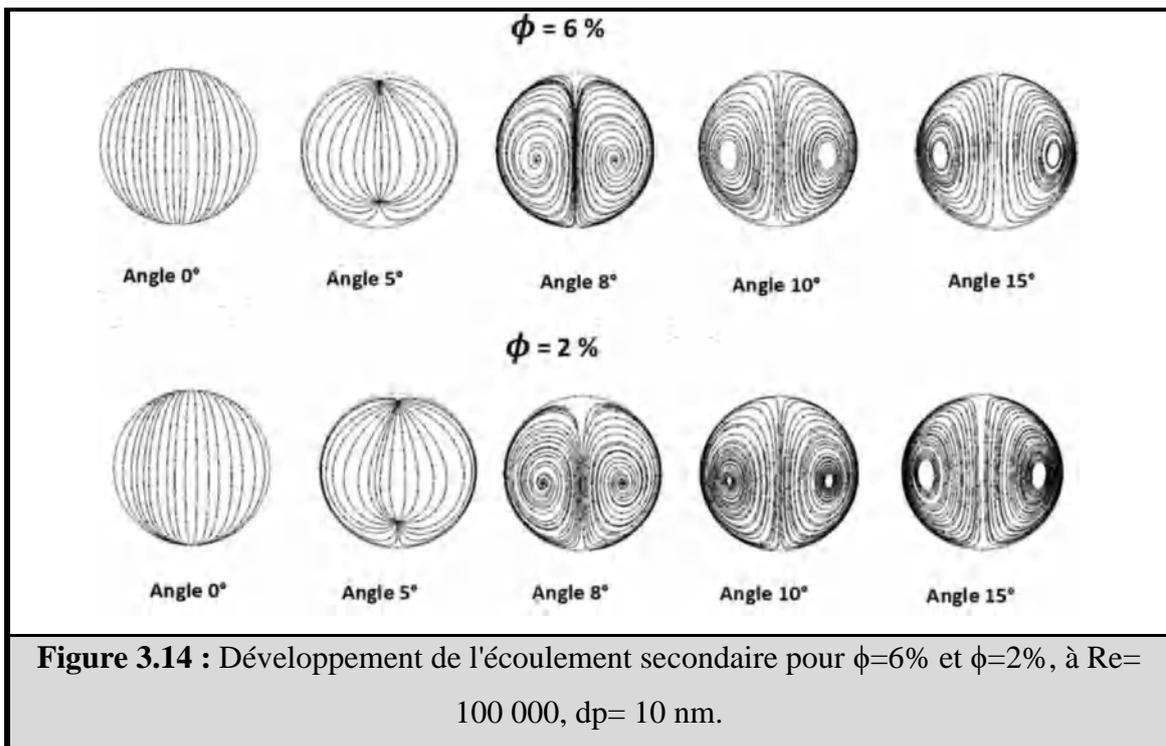


**Figure 3.12** : Répartition de l'énergie cinétique turbulente à l'intérieur du coude, a) effet du diamètre des nanoparticules à  $Re=50000$ ,  $\phi=6\%$ , b) effet de la fraction volumique des nanoparticules à  $Re=50\ 000$ ,  $dp=10 \text{ nm}$ .

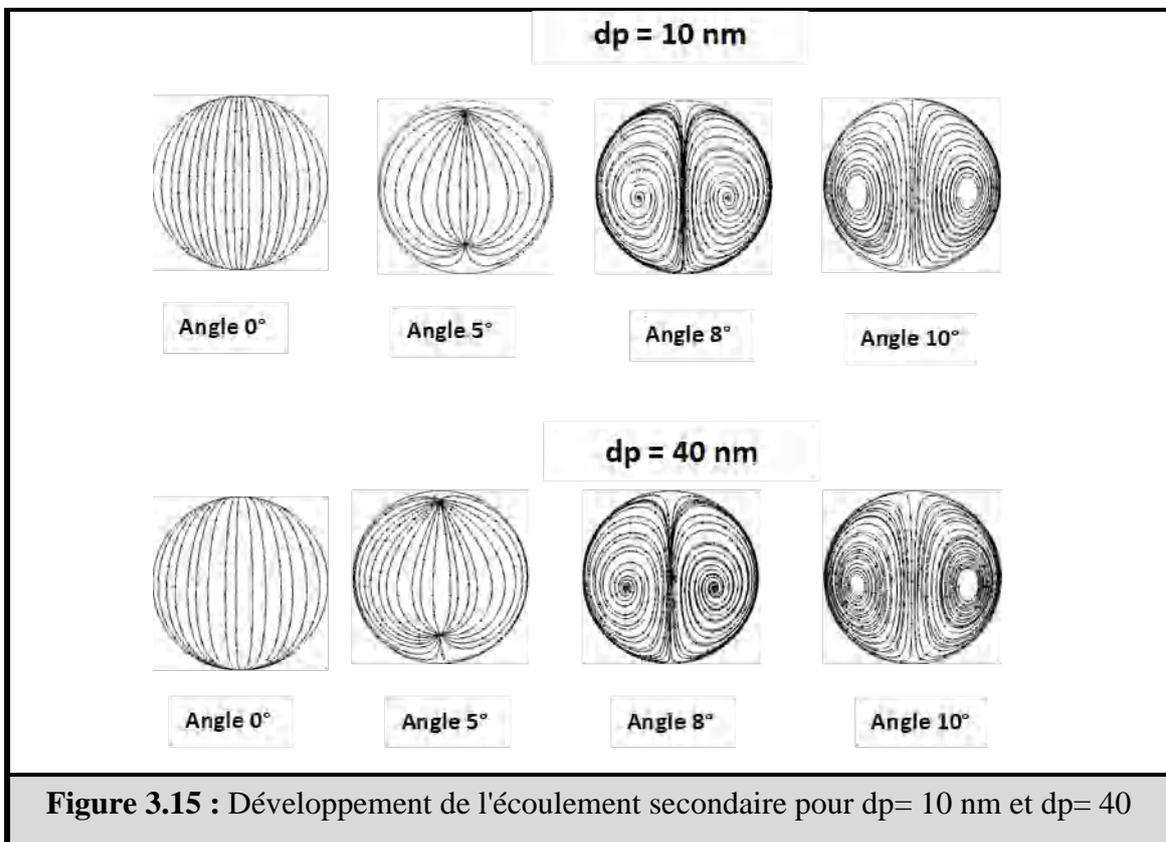
La figure 3.13 illustre les profils d'énergie cinétique turbulente avec la distance radiale dans trois positions différentes dans le coude. Nous observons un comportement similaire pour tous les diamètres de nanoparticules, deux pics maximums près des parois à un angle de  $10^\circ$  et un angle de  $40^\circ$ . Un autre pic apparaît dans la région intérieure en raison du point de séparation pour un angle de  $80^\circ$ . On observe également une énergie cinétique turbulente importante pour  $dp=10\text{nm}$  ; cela peut être dû au mouvement brownien, qui a été pris en compte dans cette étude.



Pour mieux examiner l'effet de  $dp$ ,  $\phi$  et  $Re$  sur le développement de l'écoulement secondaire, il a été jugé utile de présenter des pseudo lignes de courant. Ils sont obtenus à partir des vecteurs vitesse projetée sur des sections dans le coude sous différents angles, comme le montrent les figures 3.14, 3.15 et 3.16. Figure 3.14 représente l'effet de  $\phi$  sur le développement de l'écoulement secondaire à  $Re= 100000$  et  $dp= 10$  nm. On observe l'apparition d'une paire de tourbillons après quelques degrés de l'entrée du coude due au déséquilibre dans la direction radiale entre la force centrifuge et le gradient de pression près de la paroi du coude. Bien que la force centrifuge et le gradient de pression augmentent avec l'augmentation de la fraction volumique, ce qui signifie des propriétés thermo physiques, la force centrifuge augmente encore plus. Nous notons également que lorsque le  $\phi$  est augmenté, l'écoulement secondaire devient plus doux, ce qui confirme l'idée que l'ajout de nanoparticules dans l'eau décourage l'apparition de tourbillons de Dean dans l'écoulement.

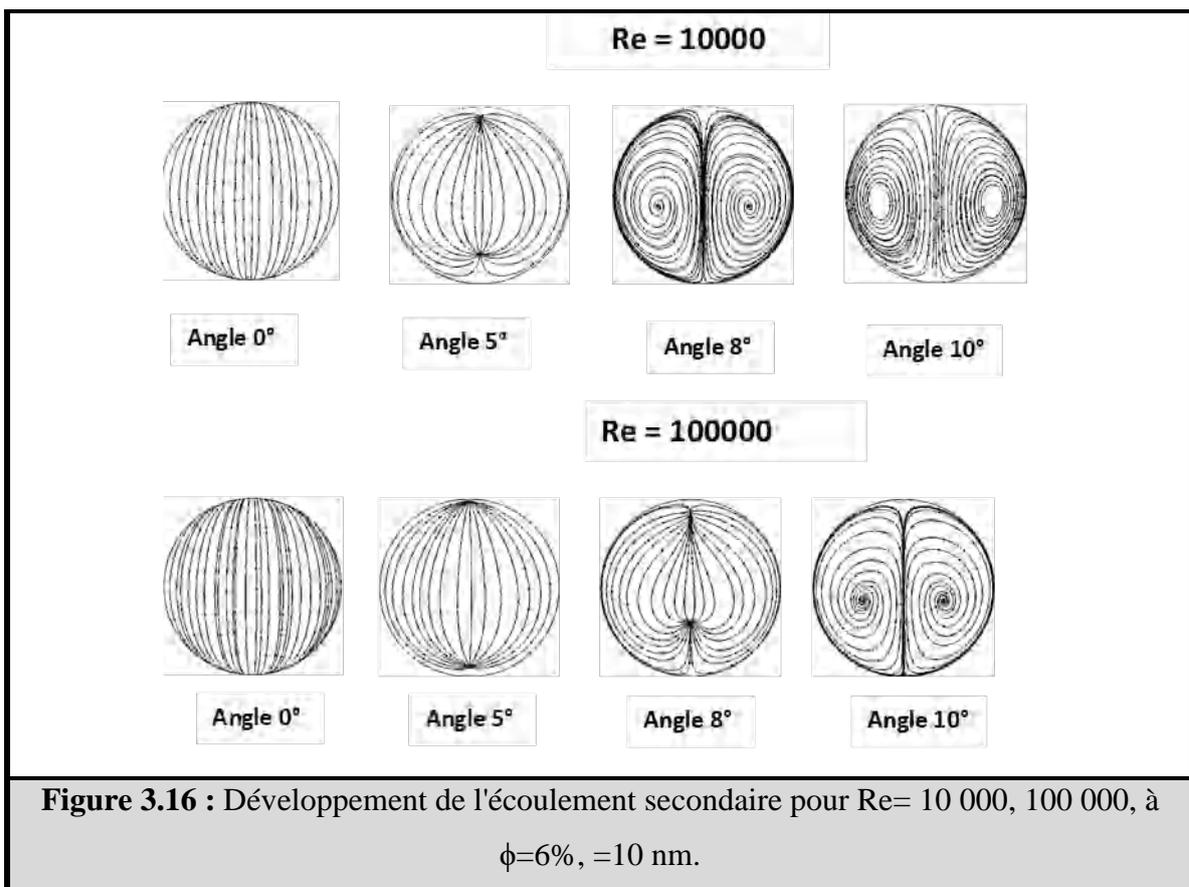


La figure 3.15 montre l'effet de  $dp$  sur la création d'écoulement secondaire à  $Re=100000$ ,  $\phi=6\%$ . Les tourbillons de Dean deviennent plus intenses lorsque le  $dp$  est augmenté de 10 nm à 40 nm. Cela est dû à une diminution des propriétés thermo physiques du nanofluide, ce qui signifie que l'écoulement est davantage contrôlé par le gradient de pression.



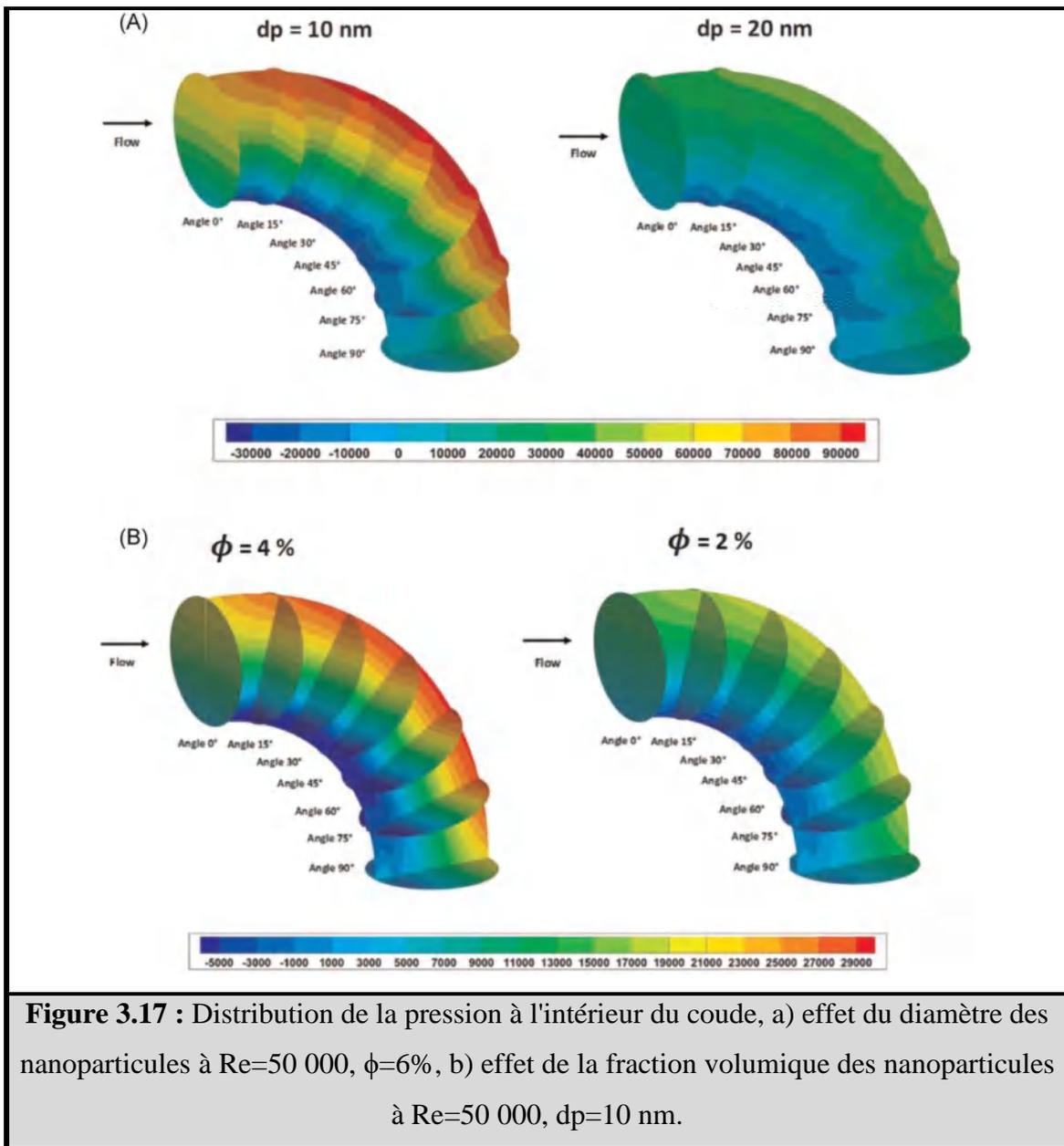
nm, à  $Re = 100\ 000$ ,  $\phi = 6\%$ .

L'effet de  $Re$  sur le développement de l'écoulement secondaire est représenté sur la figure 19. On peut voir que la paire de tourbillons contrarotatifs de Dean apparaît rapidement pour  $Re = 10000$  que  $Re = 100\ 000$ , ceci en raison de la force centrifuge étant moins critique pour  $Re = 10000$ , ce qui favorise l'apparition des tourbillons de Dean dans l'écoulement.

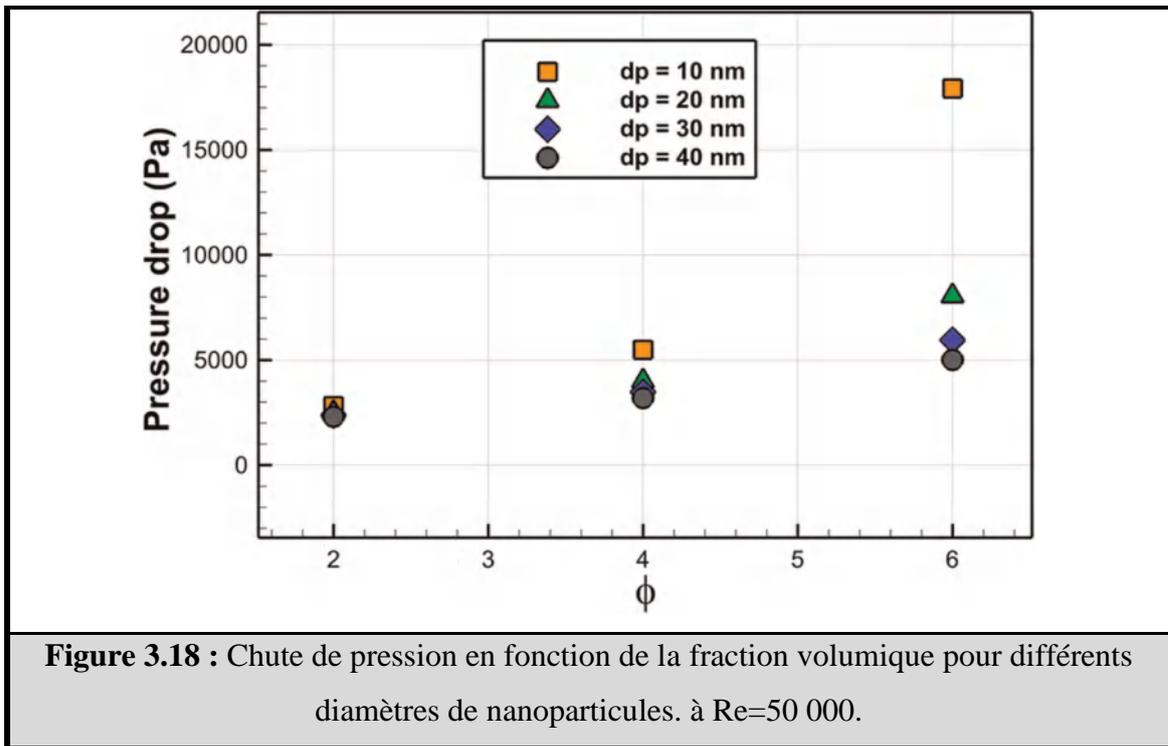


Afin de voir l'effet de la fraction volumique et du diamètre des nanoparticules sur la chute de pression, les contours de pression dans différentes sections sont présentés dans la Figure 3.17. Dans les deux cas, une dépression du côté intérieur et une surpression du côté extérieur sont enregistrées. Fait intéressant, la diminution du diamètre des nanoparticules et l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules augmentent le gradient de pression radial, indiquant une augmentation de la chute de pression due à une augmentation des propriétés thermo physiques

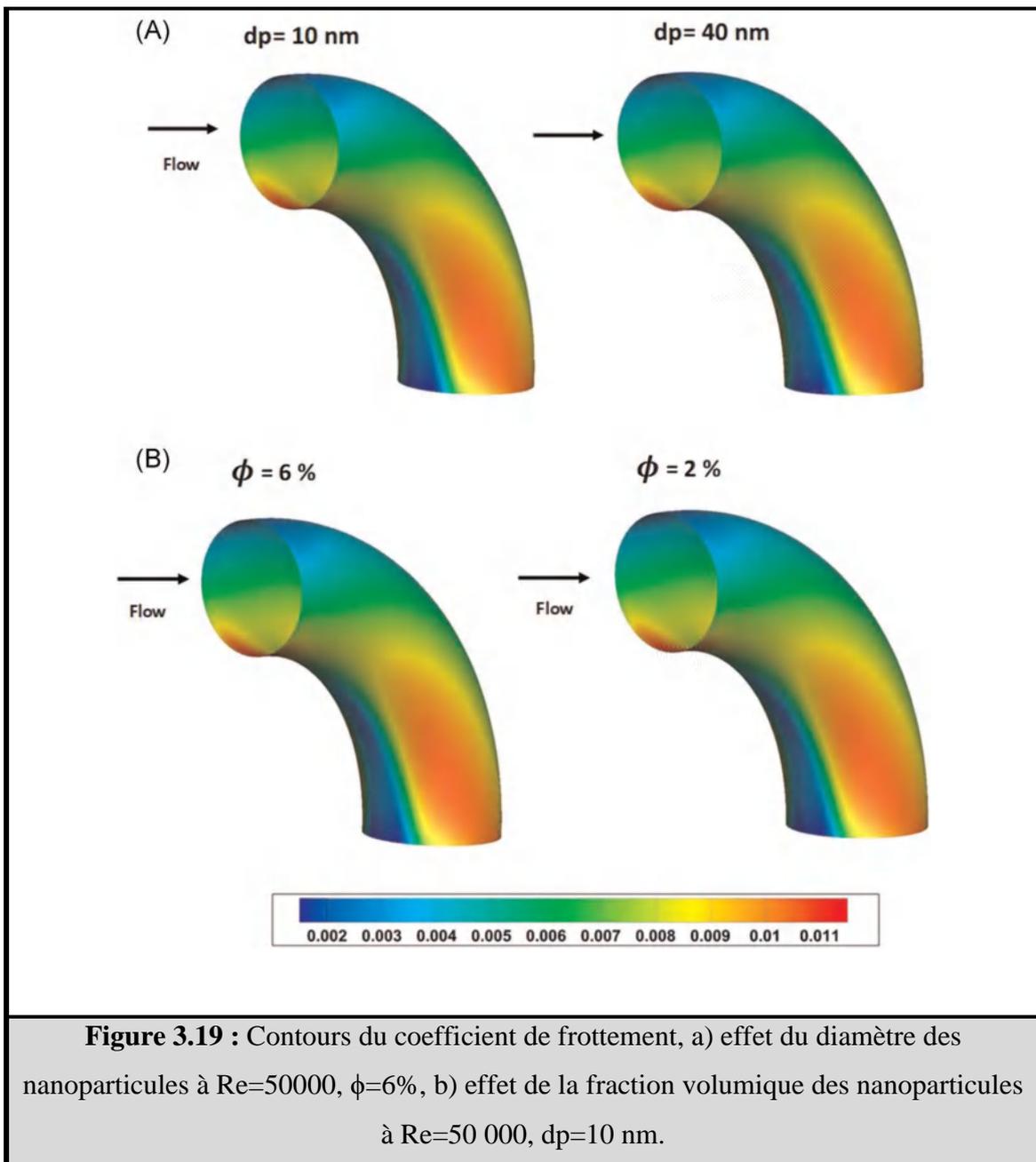
du nanofluide, en particulier de la viscosité. Cela nous permet de conclure que l'ajout de nanoparticules dans la base fluide augmente la perte de charge à travers le coude.



La figure 3.18 montre la chute de pression en fonction de la fraction volumique pour différents diamètres de nanoparticules. La figure montre que pour  $\phi=2\%$ , le diamètre des nanoparticules n'affecte pas significativement la perte de charge. Cependant, lorsque la fraction volumique passe de 2% à 4%, les effets commencent à apparaître et deviennent remarquables pour  $\phi=6\%$ , en particulier pour le cas  $dp=10\text{nm}$ , où l'on enregistre une valeur significative de perte de charge.



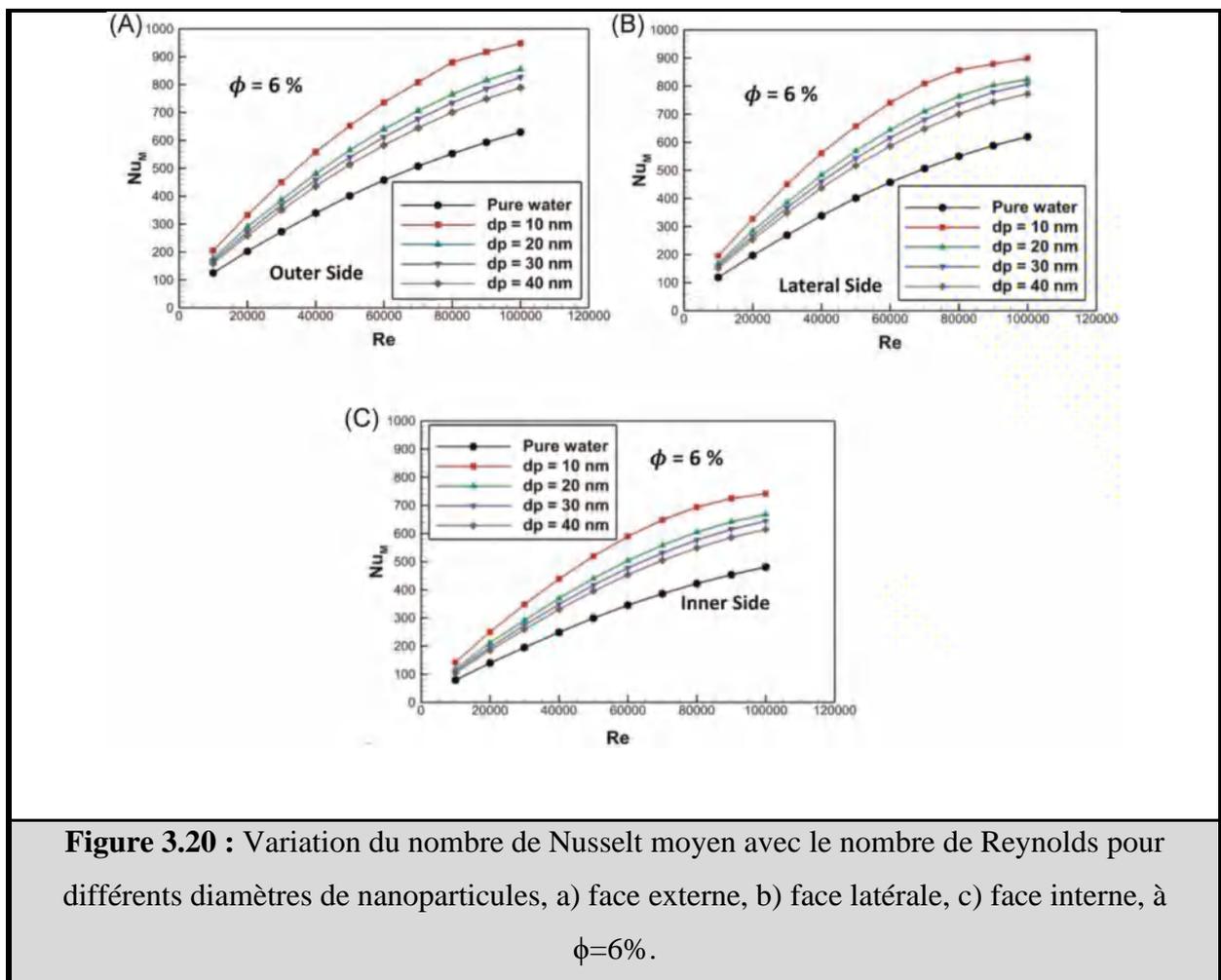
Les contours du coefficient de frottement sur la paroi du coude sont illustrés à la Figure 3.19. A l'entrée du coude, on remarque des valeurs importantes du côté intérieur et s'affaiblit en avançant vers la sortie. Dans les faces externes et latérales, on remarque des comportements opposés. Nous notons également aucun effet significatif enregistré lorsque la fraction volumique est modifiée et augmentée en taille.

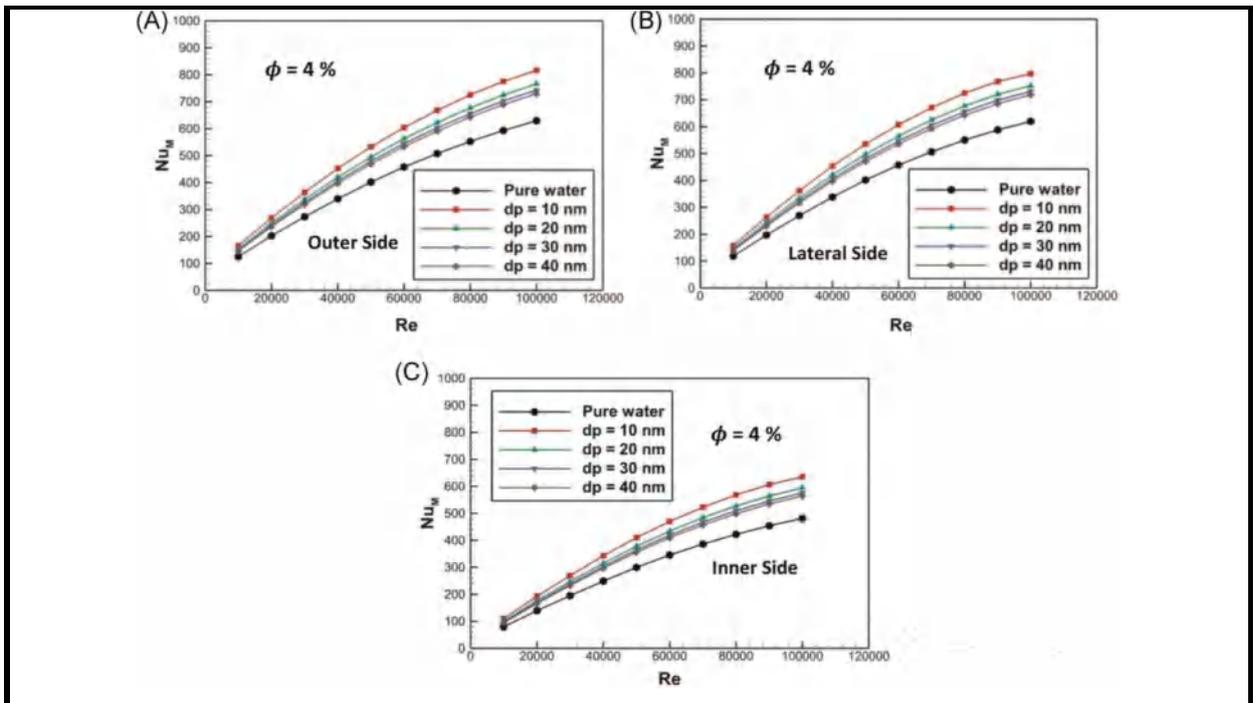


### 3.1.5.3 Nombre de Nusselt

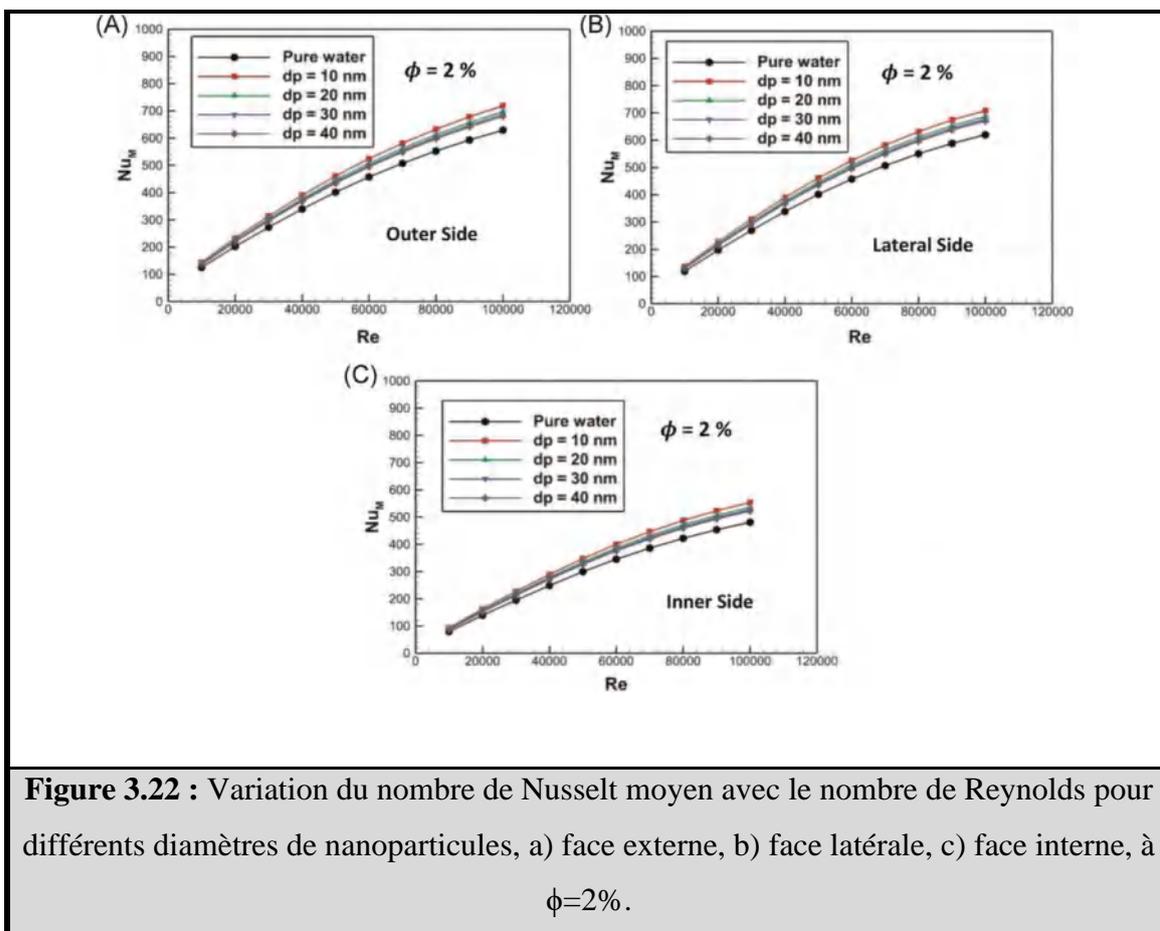
Les figures 3.20, 3.21 et 3.22 représentent les variations du nombre de Nusselt moyen avec  $Re$  pour différents diamètres de nanoparticules sur trois côtés : externe, interne et latéral pour  $\phi=6\%$ ,  $4\%$  et  $2\%$  respectivement. Il convient de noter que puisque l'écoulement est symétrique par rapport aux côtés latéraux du coude, le nombre de Nusselt moyen est également symétrique. Par conséquent, le nombre de Nusselt moyen n'est indiqué que sur l'un d'entre eux. Nous notons que pour tous les cas étudiés, le taux d'échange de chaleur augmente en diminuant le diamètre des nanoparticules et en augmentant le nombre de Reynolds et la fraction volumique. Nous notons qu'également dans les trois figures, des valeurs élevées du nombre moyen de Nusselt sont

enregistrées sur le côté extérieur, traduisent l'existence d'un important transfert de chaleur provoqué par l'agitation des cellules contrarotatives. Une amélioration du transfert de chaleur est observée lors de l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base, par exemple, au cas  $\phi=6\%$  et  $dp=10\text{nm}$  et côté extérieur pour  $Re=100000$ , le transfert de chaleur est augmenté de 50%. La raison d'une telle augmentation du nombre moyen de Nusselt peut être liée à divers aspects, amélioration des propriétés thermo physiques, taille des nanoparticules, force d'inertie. De plus, nous remarquons que le diamètre des nanoparticules affecte le transfert de chaleur de manière significative dans une fraction volumique de nanoparticules plus élevée. Le taux de transfert de chaleur le plus élevé est obtenu à  $\phi = 6\%$  pour  $dp = 10\text{ nm}$ . Le côté extérieur prend les valeurs les plus élevées du nombre de Nusselt moyen dans tous les cas.





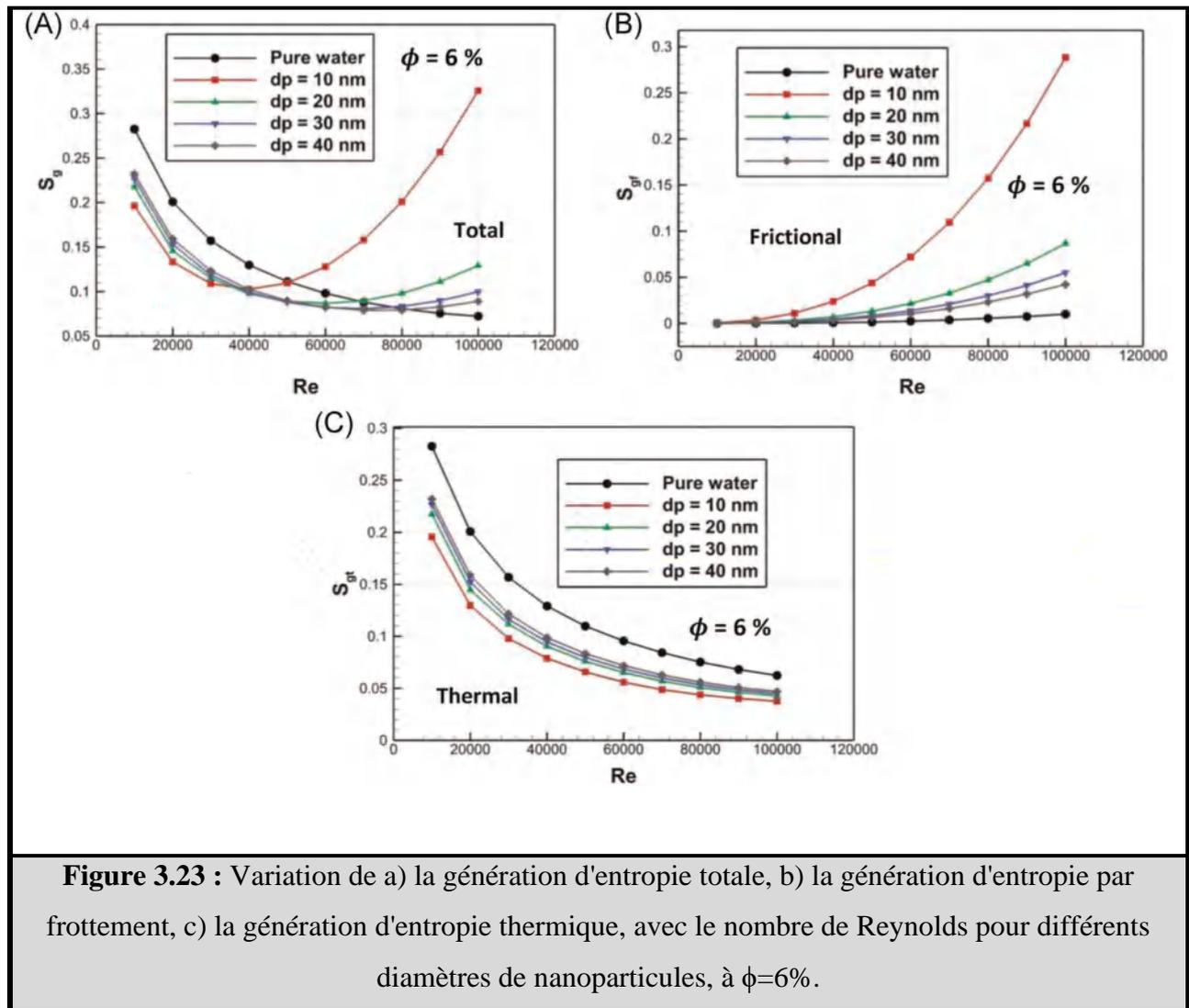
**Figure 3.21** : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, a) face externe, b) face latérale, c) face interne, à  $\phi=4\%$ .

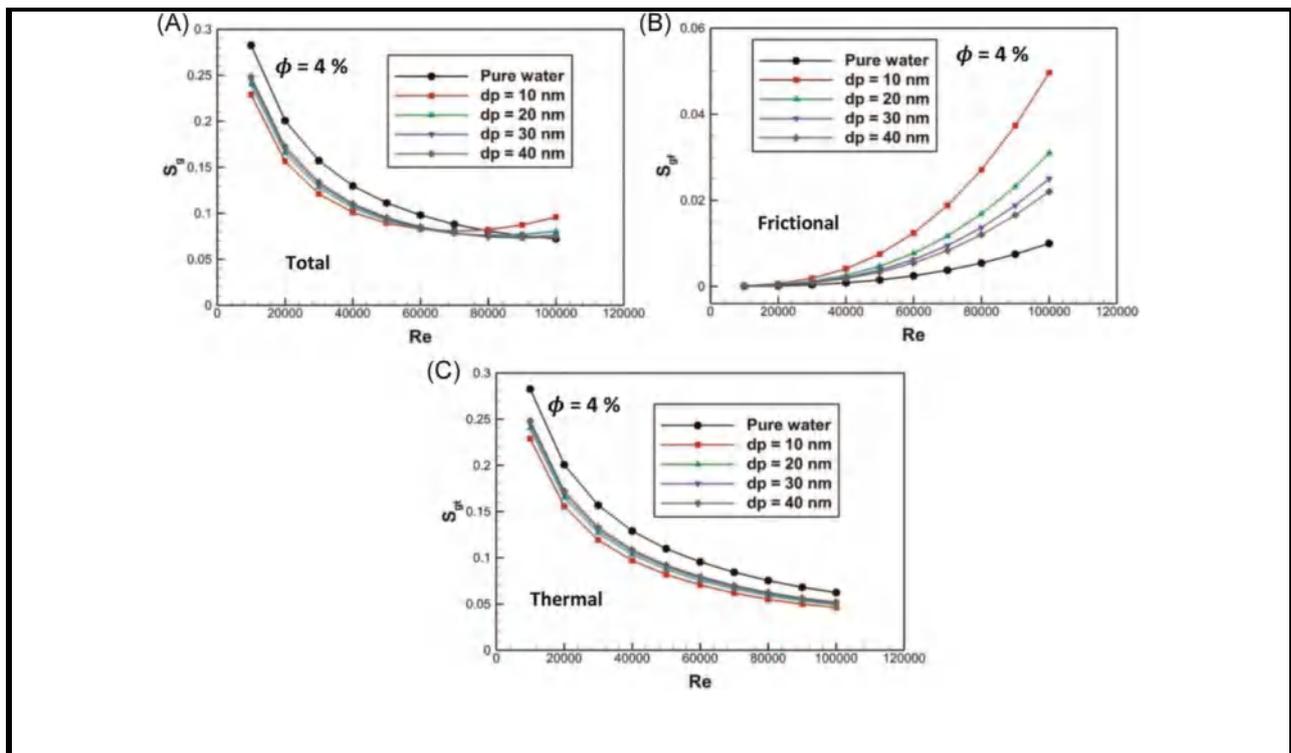


### 3.1.5.4 Génération d'entropie

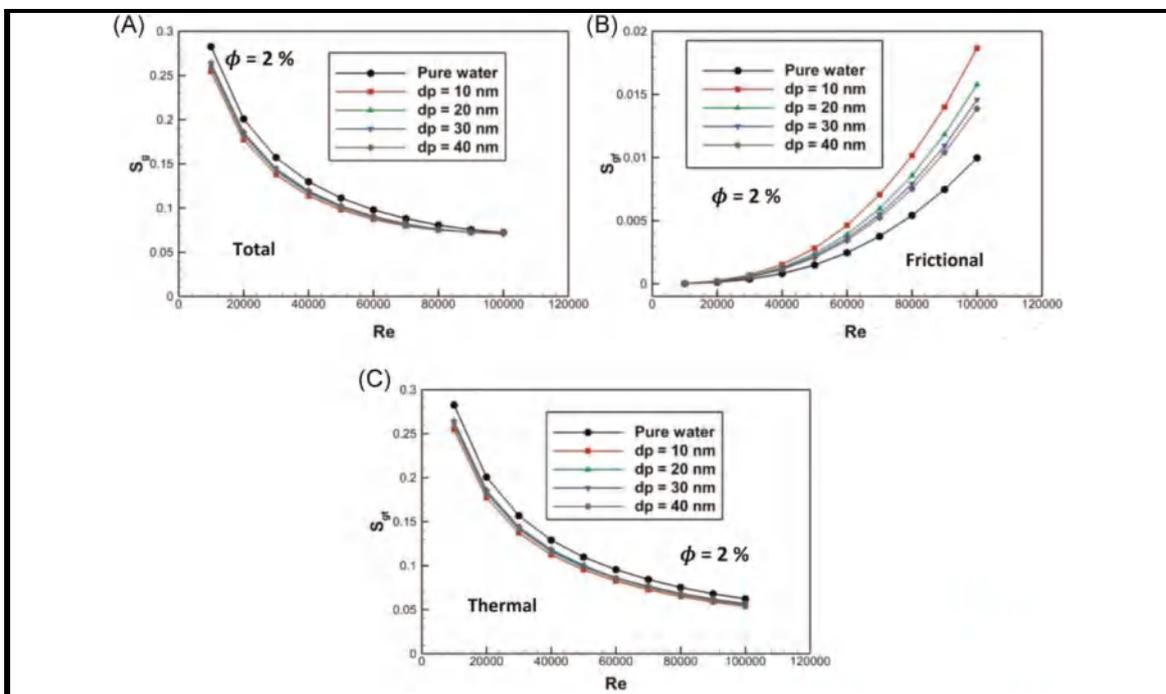
Les figures 3.23, 3.24 et 3.25 illustrent la variation de  $S_g$ ,  $S_{gf}$  et  $S_{gt}$  avec le  $Re$  pour différents  $dp$ , pour  $\phi = 6\%$ ,  $4\%$  et  $2\%$  respectivement. Quelle que soit la valeur de  $\phi$  et pour différents diamètres de nanoparticules, nous enregistrons que le  $S_{gf}$  augmente et le  $S_{gt}$  diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'irréversibilité par frottement est liée au gradient de vitesse, donc l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation de ce dernier ce qui signifie une augmentation de la génération d'entropie par frottement. En outre, comme indiqué dans les figures 3.20, 3.21 et 3.22, le transfert de chaleur est augmenté à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Ce qui signifie que la perte d'énergie s'affaiblit, ce qui entraîne une diminution de la génération d'entropie thermique. La génération d'entropie totale est la combinaison du frottement et de l'irréversibilité thermique ; les figures révèlent un comportement différent pour les augmentations et les diminutions de la génération d'entropie totale selon les conditions. Le  $S_g$  diminue lorsque la génération d'entropie thermique est dominante sur la génération d'entropie frictionnelle et augmente lorsque cette dernière est dominante. Nous notons que le comportement est également lié au nombre de Reynolds, à la

fraction volumique des nanoparticules et au diamètre des nanoparticules. La condition qui conduit à l'augmentation de la génération d'entropie totale est à  $Re > 70\ 000$  pour  $\phi = 4\%$  et  $dp = 10\ \text{nm}$ ,  $Re > 80\ 000$  pour  $\phi = 4\%$  et  $dp = 20\ \text{nm}$ ,  $Re > 40\ 000$  pour  $\phi = 6\%$  et  $dp = 10\ \text{nm}$ ,  $Re > 60\ 000$  pour  $\phi = 6\%$  et  $dp = 20\ \text{nm}$ ,  $Re > 70\ 000$  pour  $\phi = 6\%$  et  $dp = 30\ \text{nm}$ ,  $Re > 80\ 000$  pour  $\phi = 6\%$  et  $dp = 40\ \text{nm}$ . De plus, nous remarquons que le nanofluide génère moins d'entropie que le fluide de base. Le  $S_g$  minimum est obtenu à  $Re = 100\ 000$ ,  $dp = 40\ \text{nm}$ ,  $\phi = 2\%$ .





**Figure 3.24 :** Variation de a) la génération d'entropie totale, b) la génération d'entropie par frottement, c) la génération d'entropie thermique, avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, à  $\phi=4\%$ .



**Figure 3.25 :** Variation de a) la génération d'entropie totale, b) la génération d'entropie par frottement, c) la génération d'entropie thermique, avec le nombre de Reynolds pour différents diamètres de nanoparticules, à  $\phi=2\%$ .

### 3.1.6 CONCLUSION

Le transfert de chaleur par convection forcée turbulente à travers un coude 3D à 90° de nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3$  /eau a été étudié numériquement à l'aide d'un modèle de mélange multi phase. Les effets de  $\phi$ ,  $d_p$  et  $Re$  sur l'écoulement, le transfert de chaleur et la génération d'entropie ont été étudiés. Les résultats numériques permettent de conclure :

- ✓ L'augmentation de  $\phi$  et de  $Re$  ainsi que la diminution de  $d_p$  découragent l'apparition de tourbillons de Dean dans l'écoulement.
- ✓ De toute évidence, les nanofluides ont contribué à améliorer le taux de transfert de chaleur par rapport à l'eau pure.
- ✓ En augmentant le  $Re$ , des taux de transfert de chaleur plus élevés sont atteints.
- ✓ La perte de charge augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et la diminution du diamètre des nanoparticules.
- ✓ À  $\phi = 6\%$  et  $d_p = 10\text{ nm}$ , nous avons observé un nombre de Nusselt moyen plus élevé.
- ✓ Le côté extérieur du coude donne le taux de transfert de chaleur le plus élevé, et le côté intérieur donne le taux de transfert de chaleur le plus faible.
- ✓ Augmenter le  $Re$  augmente le  $S_{gf}$  et diminue le  $S_{gt}$ .
- ✓ La génération minimale d'entropie totale est obtenue à  $Re = 100\,000$ ,  $d_p = 40\text{ nm}$ ,  $\phi = 2\%$ .

## 3.2 Problème 2

### Analyse MHD de convection mixte et d'irréversibilité de nanofluides hybrides dans une cavité entraînée par un couvercle partiellement chauffée et chanfreinée à partir du côté inférieur

#### 3.2.1 INTRODUCTION

Un champ magnétique externe dans la force motrice d'une combinaison de convection naturelle et forcée et considérant que le fluide de travail est électriquement conducteur est une branche scientifique importante appelée convection mixte Magnétohydrodynamique (MHD). En effet, il est essentiel de comprendre ce phénomène, qui a une gamme variée d'applications industrielles telles que le métal liquide, le refroidissement des réacteurs nucléaires, les appareils électroniques, la turbulence et le contrôle des transferts de chaleur, etc. Dans la présente étude, les conditions de convection mixte MHD et la production d'entropie dans une cavité à couvercle ayant deux coins arrondis remplis de nanofluide hybride  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/eau}$  sont étudiées. Les effets de divers paramètres : angle de champ magnétique, coins arrondis, rapport de composition, fraction volumique solide, nombre de Hartman et nombre de Richardson sur le transfert de chaleur et l'écoulement, la production d'entropie sont étudiés.

#### 3.2.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES

L'analyse de différents paramètres est adoptée dans la présente étude, qui se compose des nombres de Richardson ( $0,1 \leq \text{Ri} \leq 10$ ), des nombres de Hartmann ( $0 \leq \text{Ha} \leq 100$ ), de l'angle de champ magnétique ( $0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ ), du volume solide fraction ( $0 \leq \phi \leq 0,4$ ), rapport de composition ( $25\% \leq \text{Cu, Al}_2\text{O}_3 \leq 75\%$ ), rayon des coins ( $0,01 \leq R \leq 0,3$ ).

#### 3.2.3 EFFET DU MAILLAGE

Le test de sensibilité de la grille est effectué à  $\text{Ri}=0,1$  ;  $\text{Re}=100$  ;  $\phi=0,04$  ;  $\text{Ha}=0$  ;  $R=0,2$ . Cinq grilles différentes sont testées pour vérifier que les résultats sont indépendants de la taille de la grille. Le tableau 3.1 montre le nombre moyen de Nusselt et la production globale d'entropie pour différentes tailles de grille. Comme on peut le constater, l'erreur relative entre la grille 4 et la grille 5 est relativement faible. Pour obtenir une solution précise avec un temps de calcul réduit, la grille 4 ( $208 \times 208$ ) a été sélectionnée pour toutes les simulations.

Tableau 3.1 Indépendance du maillage à  $Ri=0.1$ ,  $\phi=0.04$ ,  $Re=100$ ,  $Ha=0$ ,  $R=0.2$ .

No.	Grille	Num	% Écart	$S_g$	% Écart
1	52×52	8.761	1	3.538	1
2	104×104	8.829	0.26	3.579	0.3
3	156×156	8.848	0.04	3.592	0.1
4	<b>208×208</b>	<b>8.852</b>	<b>0.01</b>	<b>3.596</b>	<b>0.03</b>
5	260×260	8.851	-	3.598	-

### 3.2.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

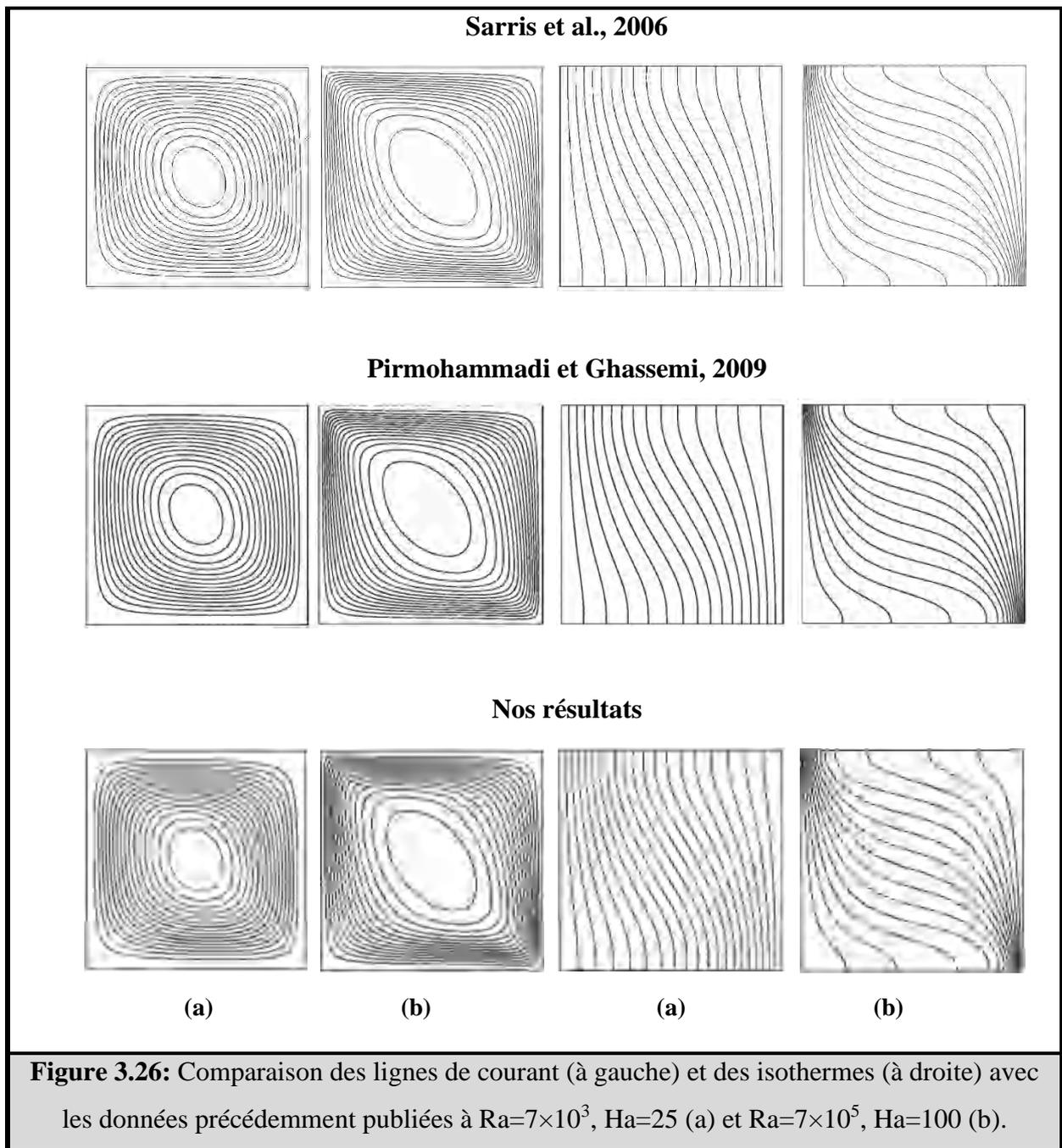
La validation du solveur est réalisée en comparant nos résultats numériques avec ceux mentionnés dans la littérature.

Une validation préliminaire est effectuée avec les résultats de **Ghasemi et al., 2011**, **Pordanjani et al., 2018**, **Ashorynejad et Shahriari, 2018**, **Du et al., 2020** pour le cas de la convection libre MHD dans une enceinte carrée remplie de nanofluide et d'eau pure. Par conséquent, les données présentées dans le tableau 3.2 montrent le nombre moyen de Nusselt et indiquent un excellent accord.

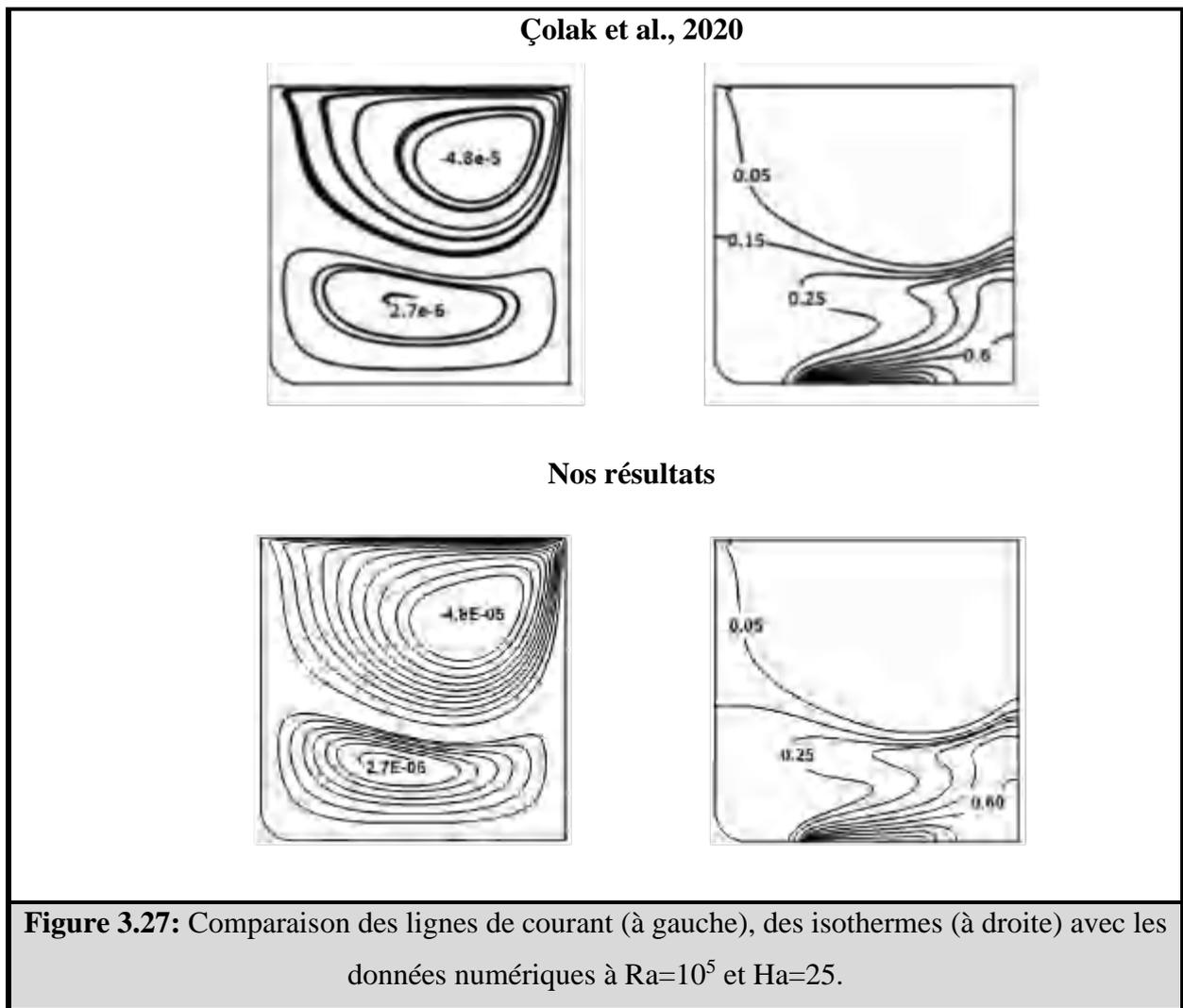
Tableau 3.2 Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats précédents.

	Ha=0		Ha=30	
	$\phi = 0.0$	$\phi = 0.02$	$\phi = 0.0$	$\phi = 0.02$
<b>Ghasemi et al., 2011</b>	4.738	4.820	3.150	3.138
<b>Pordanjani et al., 2018</b>	4.654	4.813	3.147	3.143
<b>Ashorynejad et Shahriari, 2018</b>	4.6865	-	3.1203	-
<b>Du et al., 2020</b>	4.746	4.837	3.169	3.238
<b>Nos résultats</b>	<b>4.7383</b>	<b>4.8258</b>	<b>3.1492</b>	<b>3.2013</b>

De plus, une deuxième validation est effectuée par rapport aux résultats obtenues par **Sarris et al., 2006** et **Pirmohammadi et Ghassemi, 2009** en comparant les lignes de courant et les isothermes à  $Ha=25$  et  $100$ , comme le montre la figure 3.26, où il y a un haut degré d'accord.



À cet égard, une validation supplémentaire de la ligne de courant et de l'isotherme dans le cas de la convection mixte MHD dans une cavité entraînée par le couvercle fonctionnant avec de l'eau pure avec les données de **Çolak et al., 2020** comme le montre la figure 3.27. Les résultats montrent un accord fort raisonnable.



### 3.2.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION

#### 3.2.5.1 Effet de l'angle du champ magnétique

L'effet des angles de champ magnétique sur les lignes de courant (à gauche), les isothermes (à droite) pour différents nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  50 %, Cu 50 %),  $R=0,1$  est présenté dans la figure 3.28. On voit clairement que l'angle du champ magnétique a un impact substantiel sur l'écoulement du nanofluide hybride et la distribution de température. Ainsi, comme le montre la Figure 3.28.a à  $\gamma=0^\circ$  et  $Ri=10$ , le vortex principal dans la région supérieure de la cavité tourne dans le sens des aiguilles d'une montre avec  $\Psi_{min} = -0,0453$ . Le vortex a approximativement une forme ovoïde déformée et orientée vers la paroi droite en raison de la direction du mouvement du couvercle de la cavité. Par conséquent, on peut conclure que la région proche de la paroi mobile est principalement affectée par la convection forcée. Aussi, on peut observer que dans la région centrale de la cavité, un vortex secondaire se forme provoqué par la force de Lorentz. D'autre part, la répartition de la température à l'intérieur de la cavité n'est

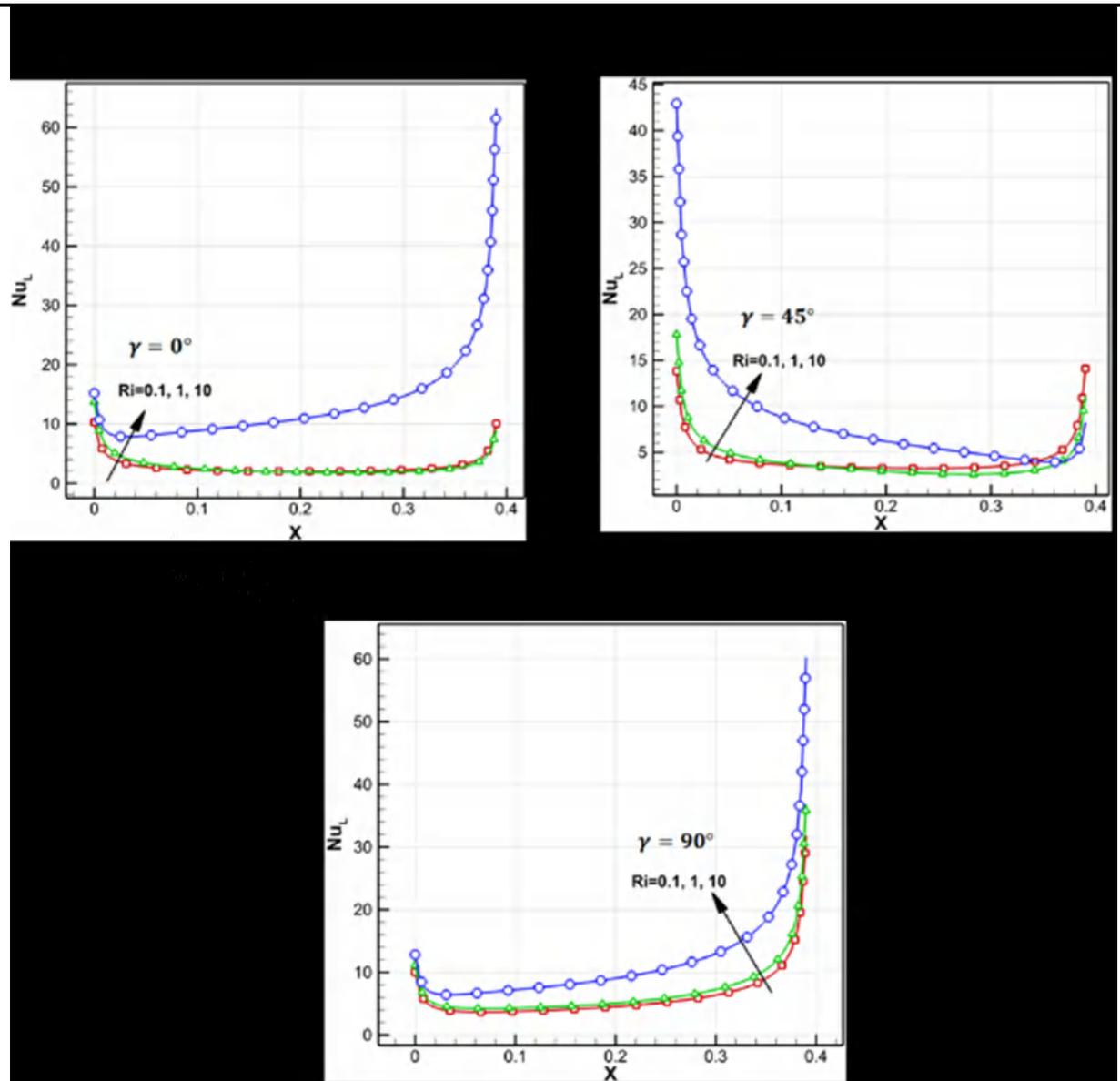
pas uniforme et plus dense près du réchauffeur, ce qui signifie que l'écoulement est toujours contrôlé par le transport par convection. Cependant, en diminuant le nombre de Richardson, l'intensité du vortex primaire dans le sens des aiguilles d'une montre s'affaiblit et des sous-vortex apparaissent. Dans ce contexte, l'apparition de plus de vortex à faible nombre de Richardson peut s'expliquer par la faiblesse de la force de flottabilité, et la force entraînée par le champ magnétique aura un effet plus important. Encore une fois, on note que le vortex principal, en raison de la convention, est également divisé horizontalement en raison de la direction du champ magnétique. Les isothermes deviennent parallèles à l'élément chauffant et diminuent de densité à mesure que le nombre de Richardson diminue en raison du champ magnétique, ce qui provoque un affaiblissement du transport convectif. En conséquence, le transfert de conduction devient dominant.

Sur la figure 3.28.b, trois tourbillons sont formés pour tous les cas du nombre de Richardson ; deux tournent dans le sens des aiguilles d'une montre et un au centre dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, ce dernier devenant plus petit avec la diminution du nombre de Richardson. Ainsi, on peut conclure que le champ magnétique avec un angle d'orientation égal à  $\gamma=45^\circ$  a plus d'effet même à des nombres de Richardson élevés. De plus, la force du tourbillon primaire dans le sens des aiguilles d'une montre diminue en diminuant le nombre de Richardson. En effet, l'isotherme diffuse sur la paroi droite à  $Ri=10$  et devient parallèle en diminuant celle-ci.

Sur la figure 3.28.c ( $\gamma=90^\circ$ ), qui est différente des autres cas, on remarque que seul le vortex principal, dû au transport par convection, apparaît et se déplace vers le haut avec une intensité diminuée. La distorsion des lignes de courant sur le côté droit disparaît en réduisant  $Ri$ . De plus, les isothermes sont plus concentrées sur le côté gauche, et la diminution du nombre de Richardson n'a pas d'influence significative, seulement une légère diminution de leur densité. C'est parce que le champ magnétique et la force de flottabilité sont parallèles en direction.



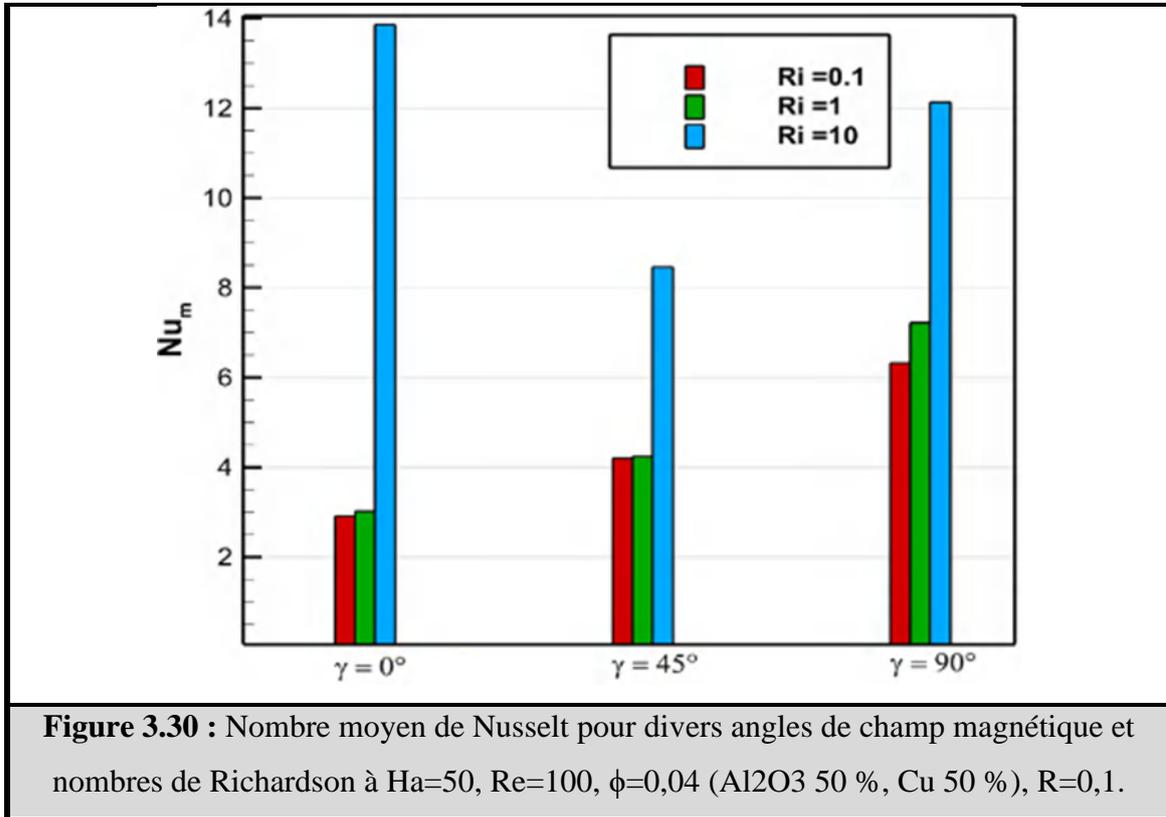




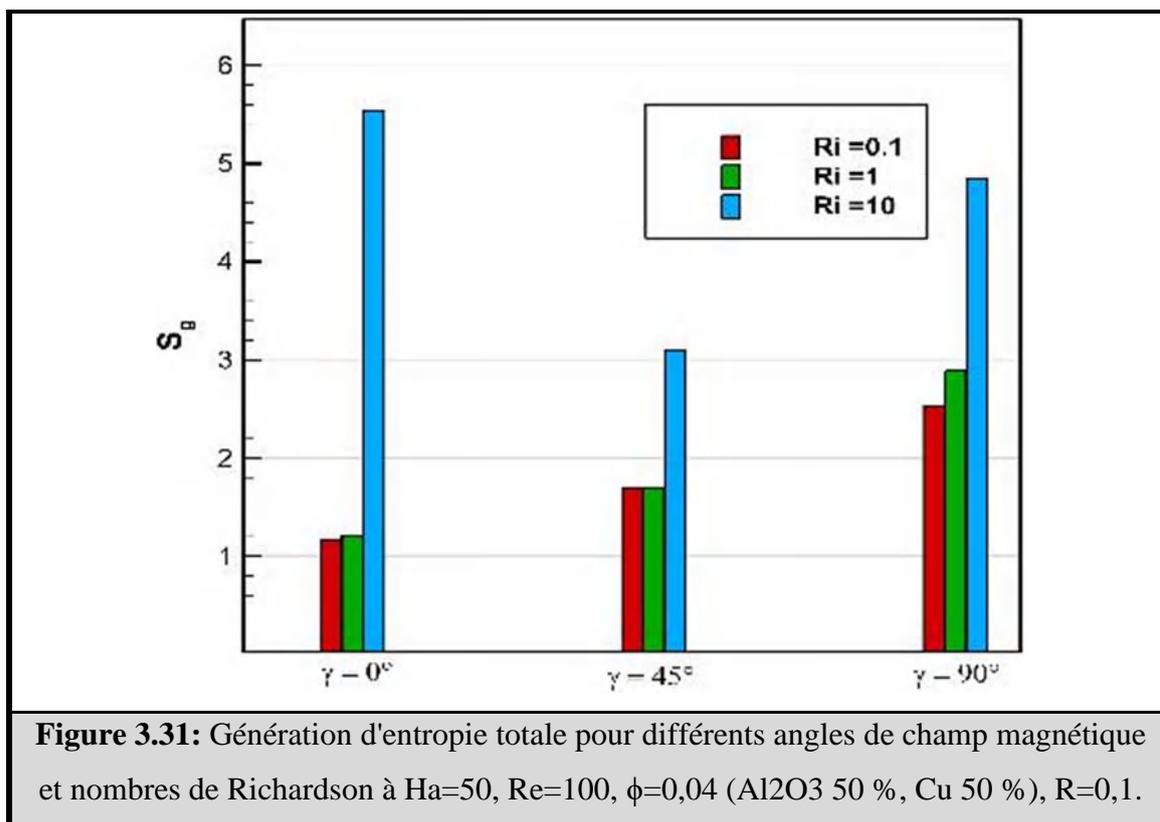
**Figure 3.29 :** Nombre de Nusselt local pour différents angles de champ magnétique et nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  50 %, Cu 50 %),  $R=0,1$ .

La figure 3.30 présente le nombre moyen de Nusselt en fonction de l'orientation du champ magnétique et des nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  50 %, Cu 50 %) et  $R=0,1$ . On montre que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation de  $Ri$ , et le comportement est similaire pour toutes les orientations de champ magnétique considérées. Ce comportement peut s'expliquer par les effets importants de la flottabilité à un nombre de Richardson plus élevé, qui amplifie la rotation de l'écoulement à l'intérieur de la cavité, et l'amortissement de l'écoulement par le champ magnétique sera plus faible. On observe également que le taux de transfert thermique maximal est obtenu à l'angle de champ magnétique égal à  $\gamma=0^\circ$  pour  $Ri=10$ . Ces valeurs maximales confirment les résultats obtenus, dans lesquels les

isothermes sont plus denses par rapport aux autres cas, et un gradient de température plus élevé sera généré. Par conséquent, on peut conclure que la meilleure configuration du système peut être obtenue en combinant une orientation horizontale du champ magnétique et la présence préminente de la force de flottabilité dans l'écoulement.



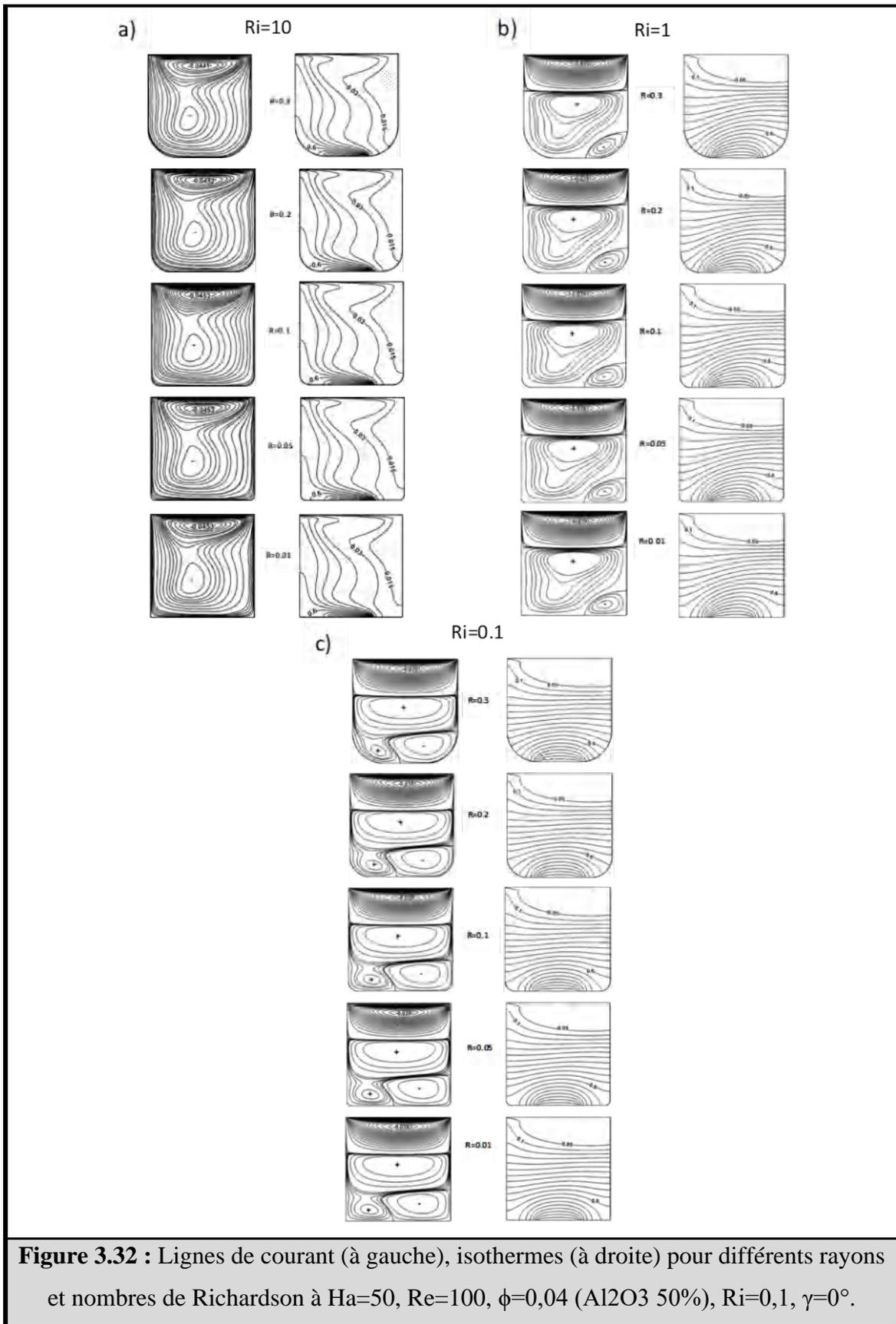
La figure 3.31 montre la génération d'entropie moyenne en fonction de l'orientation du champ magnétique et des nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  50 %,  $Cu$  50 %),  $R=0,1$ . A cet effet, on observe que l'augmentation du  $Ri$  provoque une augmentation du  $S_g$ . Cela peut s'expliquer par l'augmentation de la force de flottabilité lorsque  $Ri$  est augmenté, ce qui entraîne une augmentation du débit à l'intérieur de la cavité, ce qui signifie essentiellement une augmentation du frottement entre le fluide et les parois. Par conséquent, la couche limite thermique près du réchauffeur sera plus mince, générant un gradient de température plus élevé et, à la fin, provoquant une génération d'entropie accrue.



### 3.2.5.2 Effet des coins arrondis

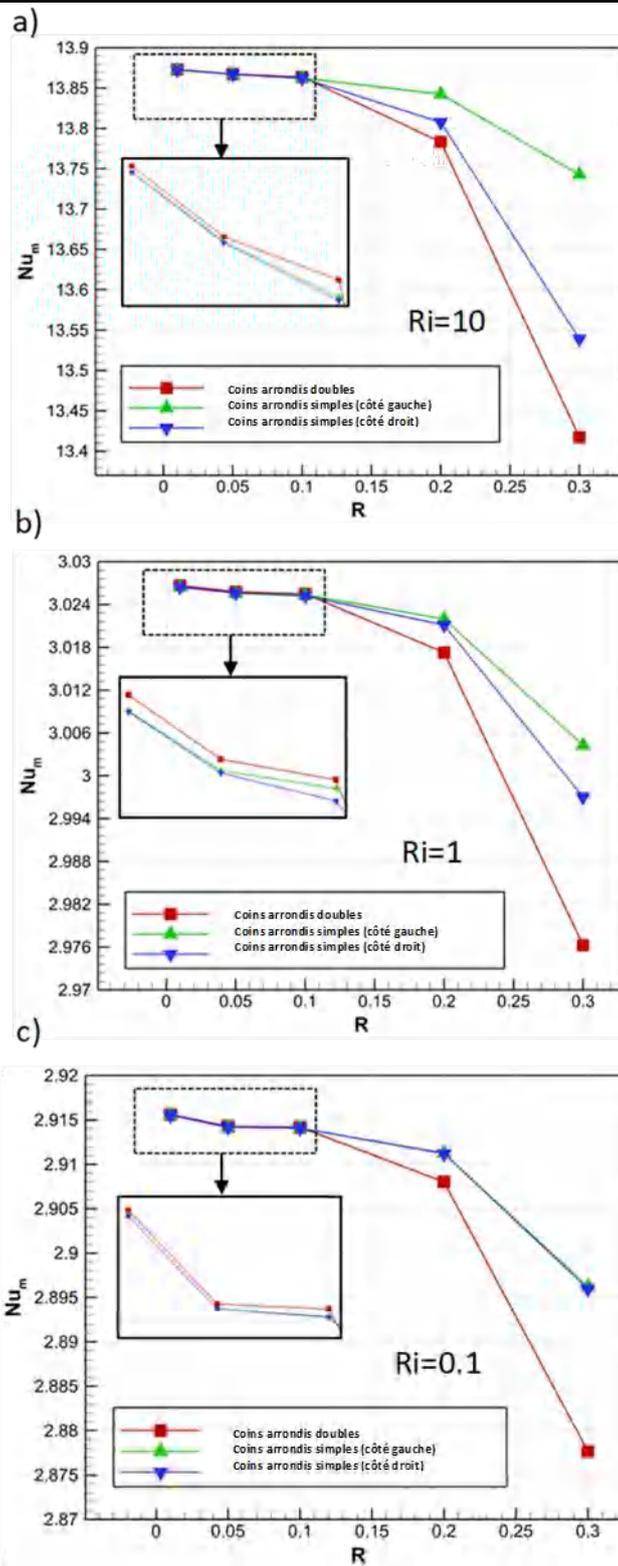
Les effets du rayon des coins de la cavité pour différents nombres de Richardson sont présentés dans la Figure 3.32, qui montre les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 50%, Cu 50%),  $\gamma=0^\circ$ . En conséquence, la figure indique que les coins arrondis influencent la structure de l'écoulement. Pour  $Ri=10$  tel que présenté sur la Figure 3.32.a, la réduction du rayon des coins augmente l'intensité de la cellule de circulation horaire jusqu'à ce qu'elle se stabilise à  $R=0,1$ . De plus, la circulation du vortex principal due au transport par convection est plus importante à rayon inférieur, ce qui traduit un meilleur refroidissement. Cependant, à un rayon plus élevé, la circulation du vortex principal est plus pressée en raison du grand gradient de pression généré près des coins. Les isothermes se propagent davantage en réduisant le rayon des coins près des coins en raison d'un transfert convectif accru, ce qui signifie qu'une plus grande force de flottabilité est générée à l'intérieur de l'enceinte. D'après le cas  $Ri=1$  de la Figure 3.32.b, on observe une nette scission du tourbillon primaire au sein de la cavité en tourbillons, provoquée par la force de Lorentz lorsque la force de flottabilité est faible. L'affaiblissement de la force de flottabilité lorsque le  $Ri$  est diminué, la force motrice par le champ magnétique aura plus d'impact. On peut voir que l'intensité du vortex principal est stable pour toutes les valeurs de rayon des coins, et cela est dû au fait que le vortex

primaire est séparé et situé dans la région supérieure de la cavité. Cependant, dans le sous-vortex près du coin droit arrondi, sa forme devient ovoïde, et l'aire de la région inférieure diminue à mesure que le rayon du coin augmente, favorisant de meilleurs phénomènes de mélange, conduisant à une réduction du gradient de température. Les isothermes sont plus concentrées près du réchauffeur aux coins de plus grand rayon, confirmant la dégradation des gradients de température. Pour la situation  $Ri=0.1$  représentée sur la Figure 3.32.c, on constate qu'il y a quatre tourbillons formés à l'intérieur de la cavité. Lors de l'augmentation du rayon des coins, le sous-vortex près du coin gauche arrondi se contracte et se plie. Le rétrécissement de la région inférieure de la cavité par l'augmentation du rayon des coins augmente la probabilité de phénomènes de mélange. De plus, on peut observer que le regroupement des isothermes près du réchauffeur est plus prononcé aux coins avec un rayon plus grand.



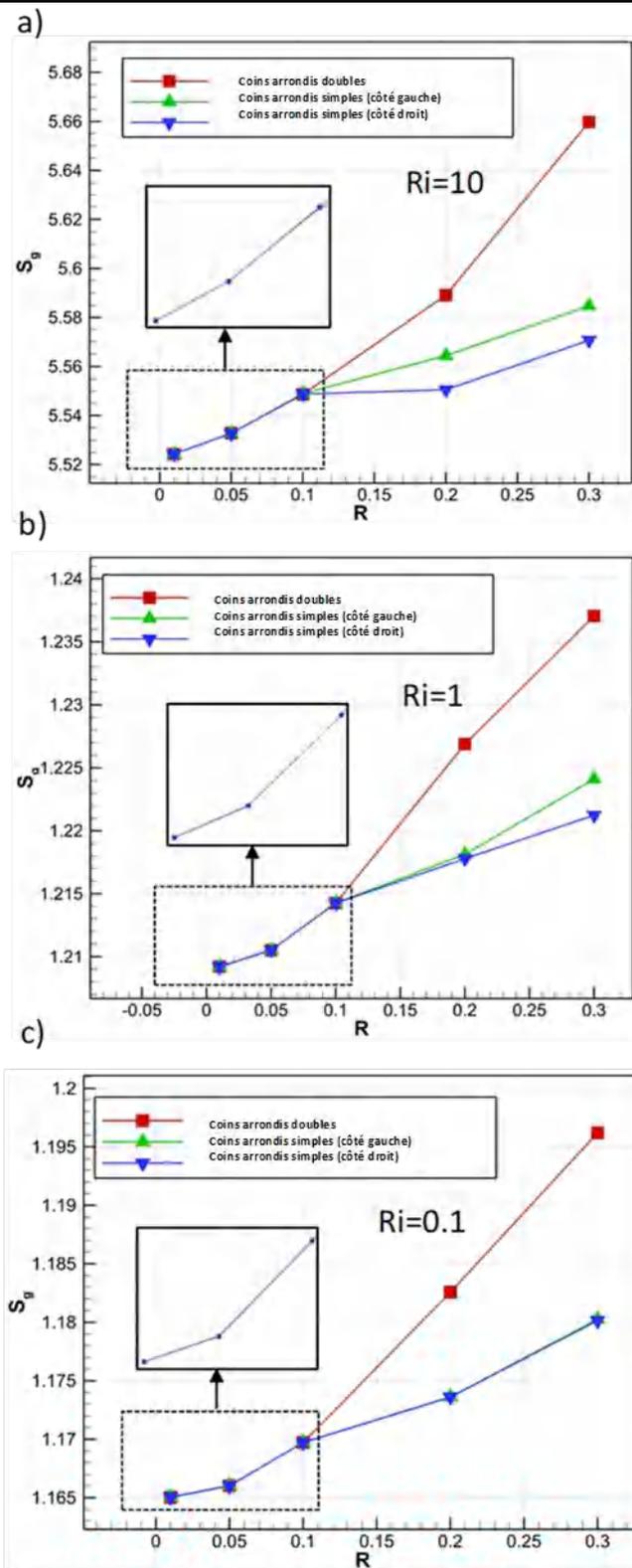
La figure 3.33 affiche le nombre de Nusselt moyen en fonction du rayon des angles et pour différentes applications d'angles arrondis et pour différents nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,

$Re=100$ ,  $\phi=0,04$  (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 50 %, Cu 50 %), et  $\gamma=0^\circ$ . En considérant tous les cas, la qualité du transfert de chaleur diminue lorsque le rayon des coins augmente, et ce fait devient statistiquement significatif lorsque  $R = 0,2$ . Le vortex principal généré par le transport convectif est plus étendu à un plus petit rayon des coins pour  $Ri=10$ . Pour les cas  $Ri=1$  et  $0,1$ , le rétrécissement de la région inférieure de la cavité avec la présence de sous-tourbillons, comme le montre la figure 10, favorise les phénomènes de mélange et conduit à la dégradation des taux de transfert de chaleur. De plus, la figure montre qu'en comparant l'application de coins arrondis simples et doubles, le taux de transfert de chaleur est supérieur lorsque les coins arrondis doubles sont présents à  $R = 0,01, 0,05, 0,1$ . Cependant, pour  $R>0,1$ , il est illustré que le seul coin arrondi sur le côté gauche fournit le transfert de chaleur le plus efficace. Ce comportement est fortement lié aux sous-tourbillons générés près du côté inférieur.



**Figure 3.33:** Variation du nombre de Nusselt moyen avec R pour différents rapports de composition et application des coins arrondis et des nombres de Richardson à  $Ha = 50$ ,  $Re = 100$ ,  $\phi = 0,04$  ( $Al_2O_3$  50%, Cu 50%),  $\gamma = 0^\circ$ .

La génération d'entropie totale en fonction du rayon des coins et pour différentes applications de coins arrondis et pour différents nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  50%, Cu 50%), et  $\gamma=0^\circ$ , est préparé dans la Figure 3.34. La figure illustre que l'irréversibilité augmente avec l'augmentation du rayon du coin, ce qui signifie que la perte d'énergie est plus importante à un rayon de coin plus grand. Cela peut s'expliquer pour le cas d'un rayon des coins plus élevé, dans lequel la circulation comprimée et l'étroitesse des vortex dans la cavité ont provoqué plus de contact entre le flux de nanofluide hybride et les parois (voir Figure 3.32). Dans ce cas, le frottement augmente, générant un grand gradient de vitesse et augmentant la génération moyenne d'entropie. De plus, la figure montre qu'à  $R = 0,01, 0,05, 0,1$ , la génération d'entropie est presque similaire pour différentes applications de coins arrondis. Cependant, à un rayon de coin supérieur à 0,1, la différence apparaît, ce qui illustre que les coins arrondis doubles génèrent plus d'entropie que les coins arrondis simples ; cela peut expliquer cela à un rayon de coin plus grand, le frottement augmente des deux côtés pour le cas des coins arrondis doubles. Contrairement au coin arrondi unique, le frottement n'augmente que d'un côté.



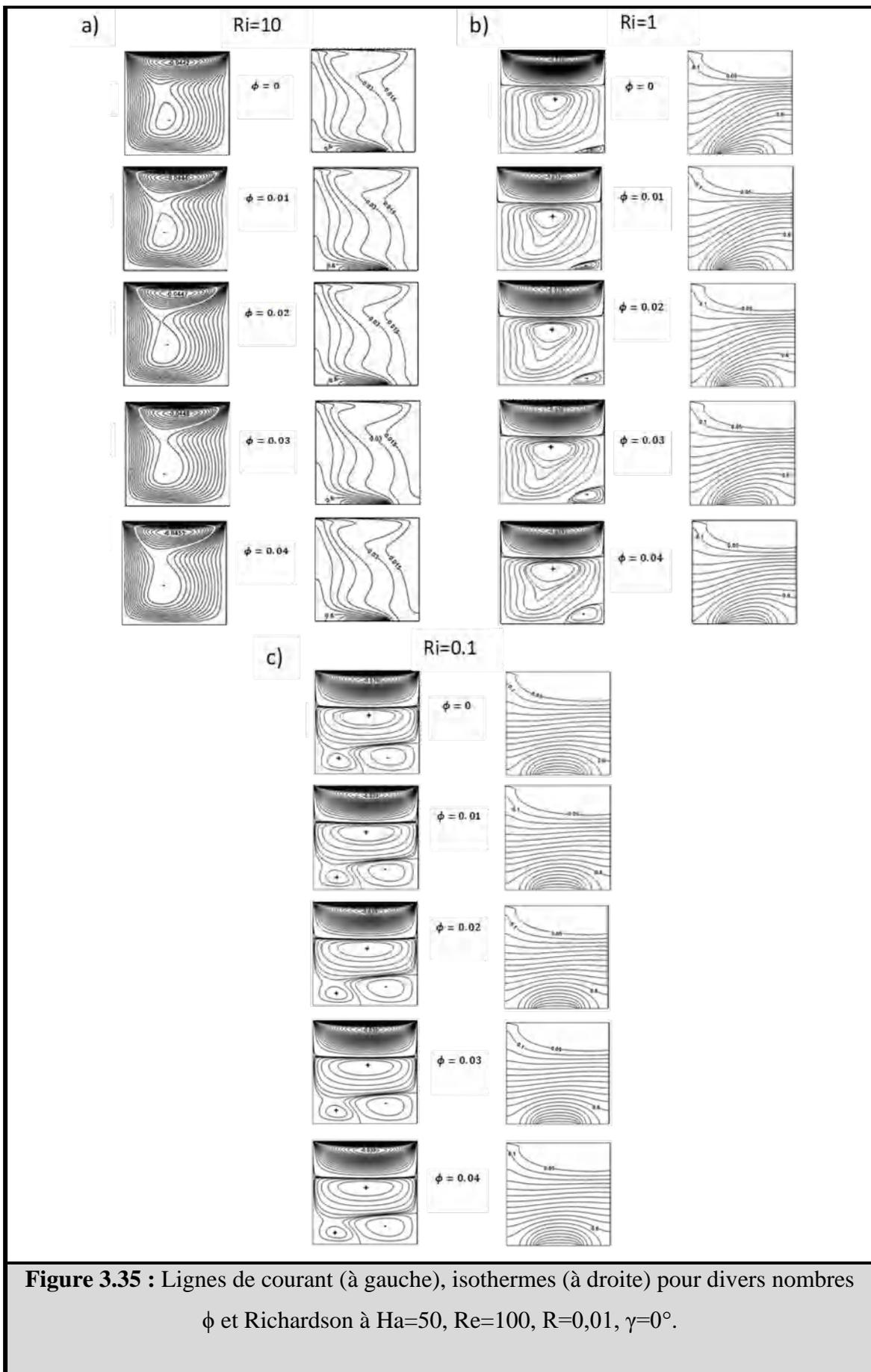
**Figure 3.34 :** Variation de la génération d'entropie totale avec  $R$  pour différents rapports de composition et application des coins arrondis et des nombres de Richardson à  $Ha = 50$ ,  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 50%, Cu 50%),  $\gamma=0^\circ$ .

### 3.2.5.3 Effet de la fraction volumique et du rapport de composition

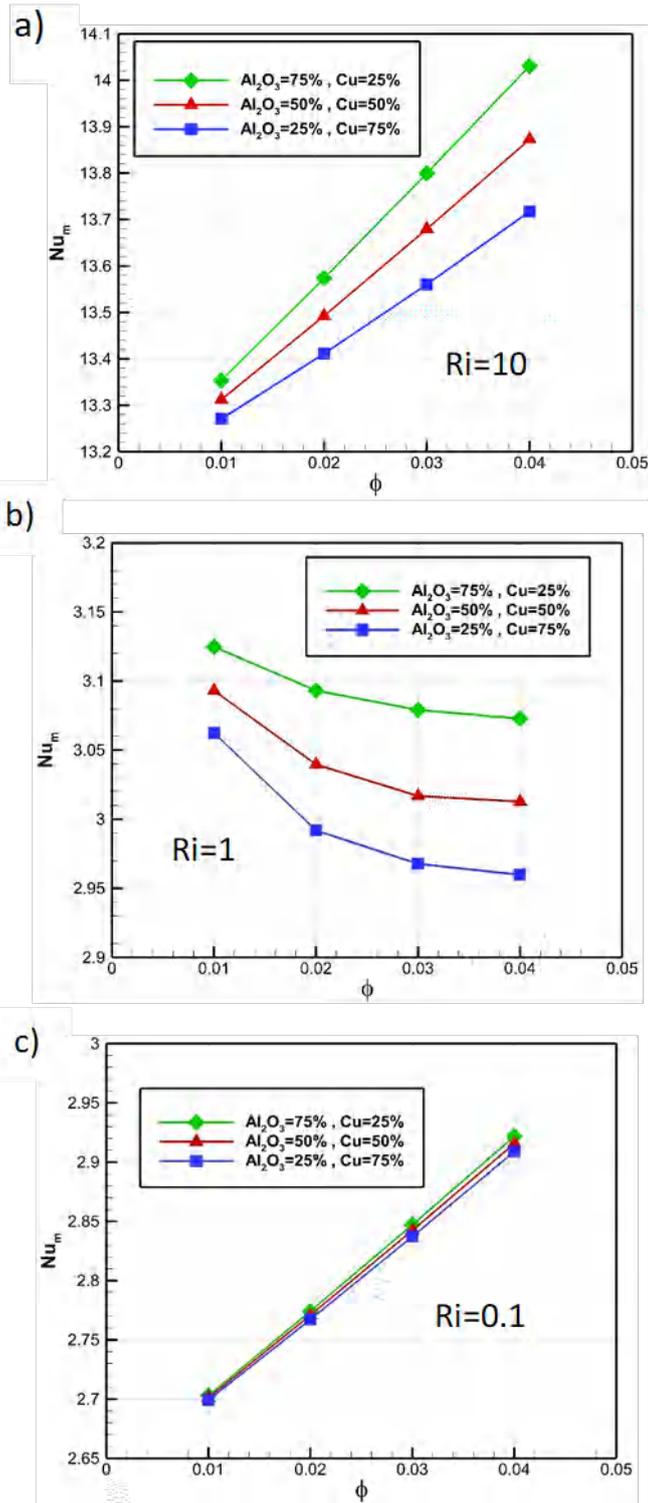
L'effet de la fraction volumique solide sur les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) pour différents nombres de Richardson à  $Ha = 50$ ,  $Re = 100$ ,  $R = 0,01$  et  $\gamma = 0^\circ$ , est illustré à la figure III .35. Les résultats montrent qu'avec l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base, l'intensité du vortex principal augmente pour le cas  $Ri=10$  comme le montre la Figure 3.35.a. De plus, la couche thermique près du radiateur du côté droit se déplace vers le mur droit. Dans ce cas, la température se propage davantage dans une fraction volumique solide plus élevée causée par les propriétés physiques améliorées du nanofluide hybride telles que la viscosité cinématique, la conductivité thermique, et en particulier une valeur élevée du coefficient de dilatation thermique, ce qui provoque une plus grande force de flottabilité à une fraction volumique plus élevée.

La force de rotation du tourbillon primaire n'est pas affectée par une augmentation de la fraction volumique solide pour le cas  $Ri=1$ , comme le montre la Figure 3.35.b. Cependant, le sous-vortex situé dans la région inférieure droite croît à mesure que  $\phi$  augmente. Cela peut être attribué à l'augmentation de la viscosité cinématique effective qui se produit lorsque  $\phi$  augmente, augmentant la force de rotation du sous-vortex. La température du fluide augmente lorsque  $\phi$  augmente. Cette augmentation peut s'expliquer par le vortex plus important généré à une fraction volumique solide plus élevée, favorisant les phénomènes de mélange.

Pour la situation  $Ri=0.1$ , comme le montre la Figure 3.35.c, l'intensité du vortex primaire reste constante pour toutes les valeurs de la fraction volumique solide. On peut observer qu'il y a deux sous-vortex près du réchauffeur tournant dans des directions opposées. En augmentant  $\phi$ , le sous-vortex situé dans la région de droite grossit, et le sous-vortex de gauche diminue, ce qui peut ne pas amplifier les phénomènes de mélange comme dans le cas  $Ri=1$  de la Figure 3.35.b. De plus, la température du fluide au voisinage du réchauffeur n'augmente pas, les nanoparticules en suspension dans le fluide de base pouvant améliorer le transfert de chaleur.

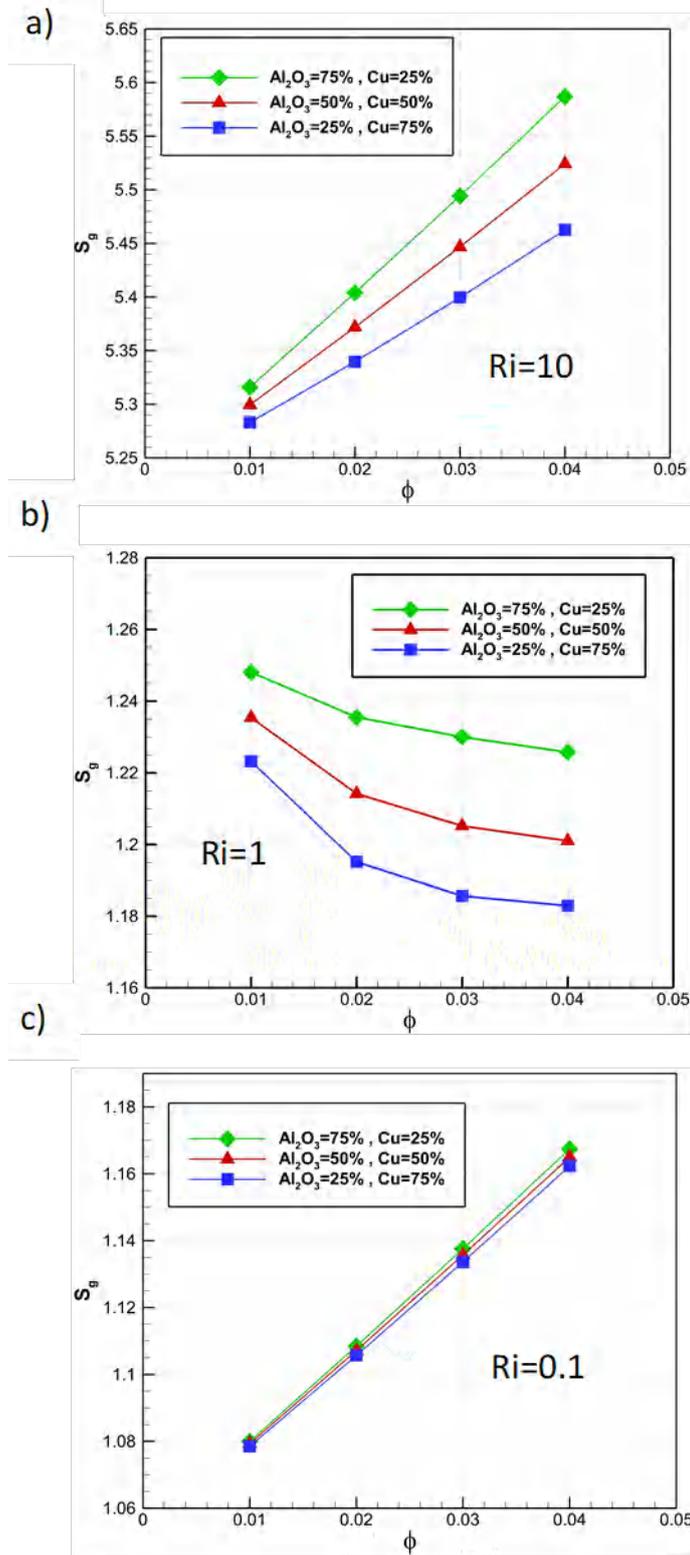


La variation du nombre moyen de Nusselt en fonction de la fraction volumique solide pour différents rapports de composition et nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $R=0,01$  et  $\gamma=0^\circ$ , est illustrée à la Figure 3.36. Pour les cas,  $Ri = 10$  et  $0,1$ , l'augmentation de la fraction volumique solide améliore le transfert de chaleur en raison de l'augmentation des propriétés physiques du nanofluide hybride, en particulier la conductivité thermique effective. Aussi, le rapport de composition ( $Al_2O_3$  75%, Cu 25%), à une fraction volumique solide spécifique, donne les valeurs les plus élevées du nombre de Nusselt pour  $Ri=10$  et  $0,1$ . Pour le cas  $Ri = 1$ , les résultats sont différents des autres cas, et le nombre de Nusselt moyen diminue à mesure que la fraction volumique augmente. La baisse du transfert de chaleur pour  $Ri=1$  est liée au sous-vortex généré près du coin arrondi droit, comme montré précédemment sur la Figure 3.35.b, qui favorise les phénomènes de mélange en augmentant la fraction volumique solide. De plus, on peut observer que les changements dans le rapport de composition sont plus prononcés à  $Ri$  plus élevé, dans lequel les forces de flottabilité sont importantes.



**Figure 3.36 :** Variation du nombre moyen de Nusselt avec  $\phi$  pour différents rapports de composition et nombres de Richardson à  $Ha = 50$ ,  $Re = 100$ ,  $R = 0,01$ ,  $\gamma = 0^\circ$ .

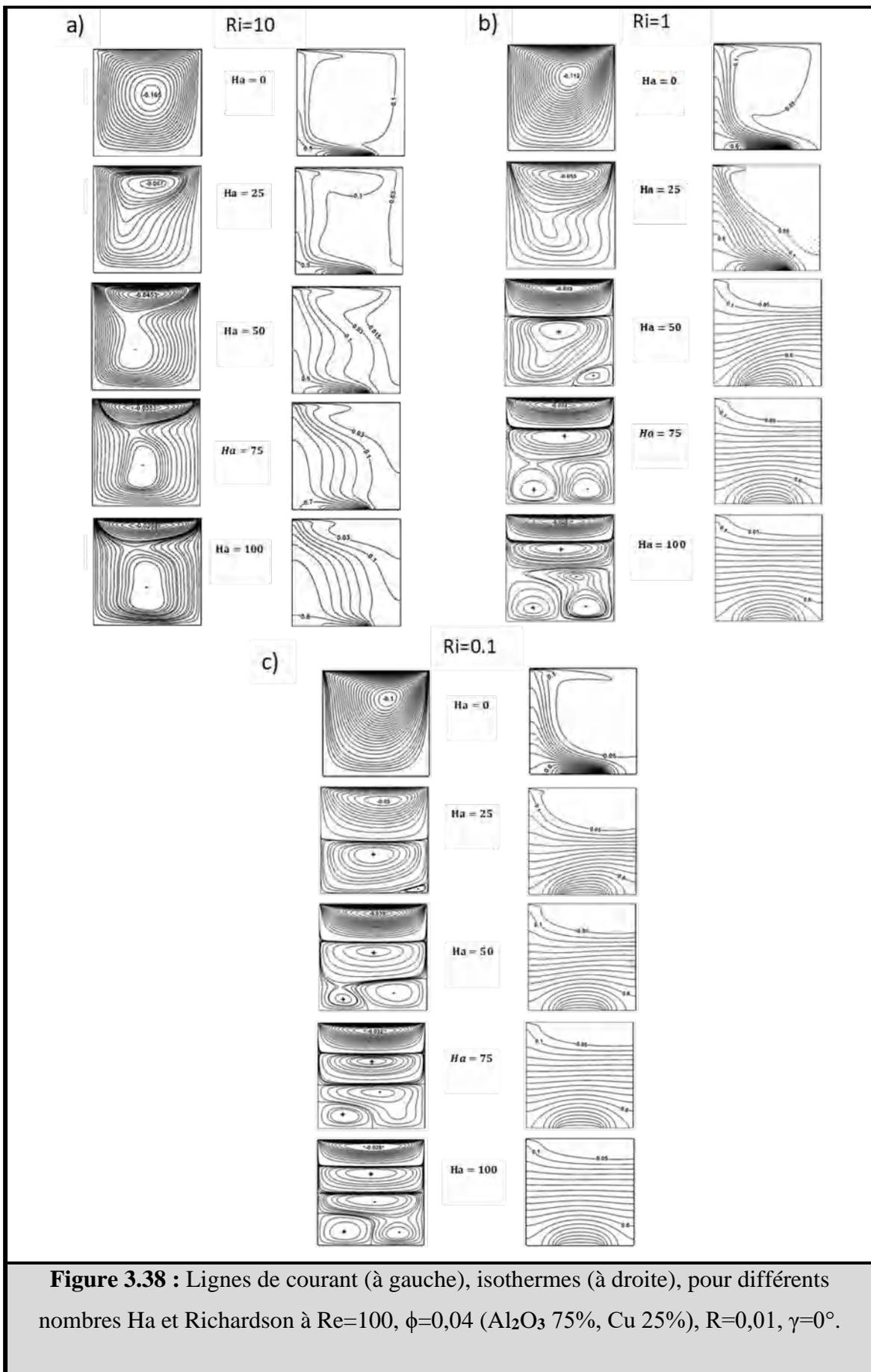
La figure 3.37 montre la génération d'entropie globale en fonction de la fraction volumique solide pour différents rapports de composition et nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $R=0,01$  et  $\gamma = 0^\circ$ . La génération d'entropie globale augmente avec l'augmentation de la fraction volumique solide ou/en utilisant la configuration (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 75%, Cu 25%) pour les cas  $Ri=10$  et  $0.1$ . Pour ces cas, le frottement augmente, ce qui est lié à la viscosité dynamique qui augmente avec l'augmentation de la fraction volumique solide. Cependant, pour le cas  $Ri = 1$ , la production d'entropie diminue avec l'augmentation de la fraction volumique solide.



**Figure 3.37 :** Variation de la génération d'entropie totale avec  $\phi$  pour différents rapports de composition et nombres de Richardson à  $Ha=50$ ,  $Re=100$ ,  $R=0,01$ ,  $\gamma=0^\circ$ .

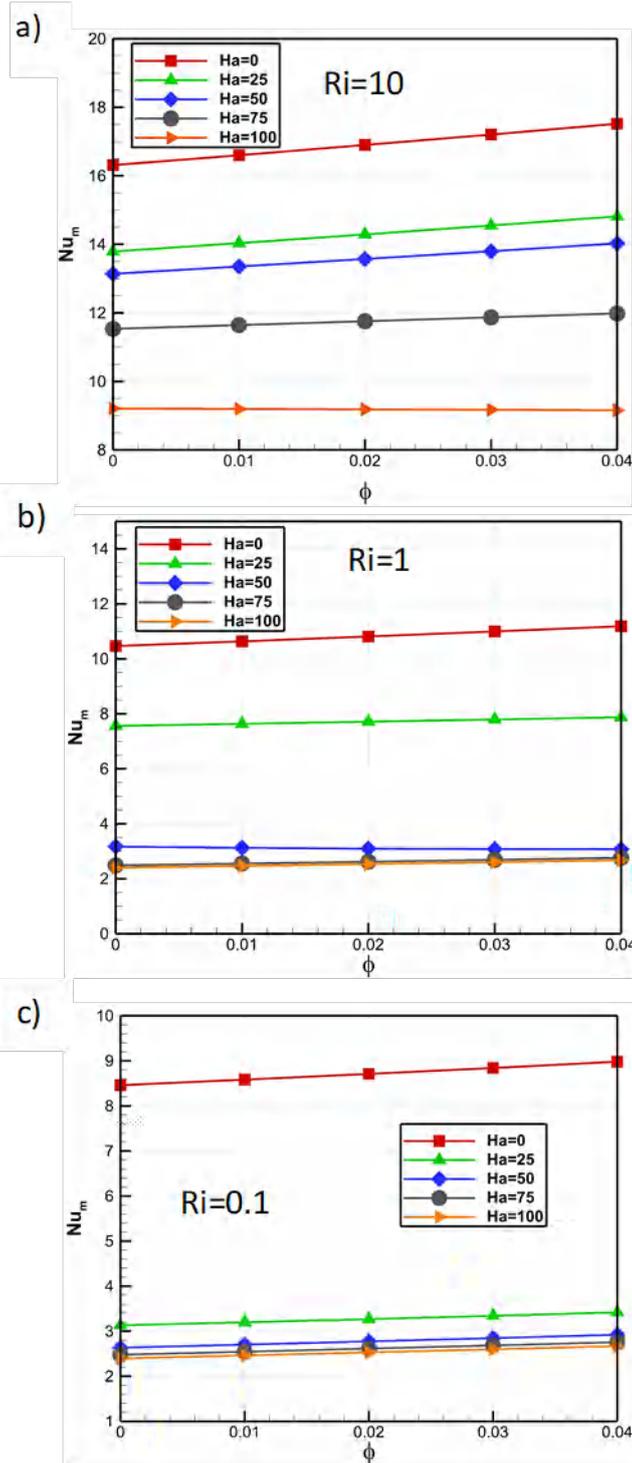
### 3.2.5.4 Effet du nombre de Hartmann

Les effets de  $Ha$  pour différents nombres de Richardson sur les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) à  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  75 %,  $Cu$  25 %),  $R=0,01$  et  $\gamma=0^\circ$ , sont illustrés à la Figure 3.38. Dans tous les cas, à  $Ha=0$ , la circulation entraînée par la convection est évidente à l'intérieur de la cavité, où une seule cellule de vortex s'est formée. Cependant, en augmentant  $Ha$ , le vortex principal se déplace vers le haut et s'affaiblit, des sous-vortex commencent à apparaître et augmentent en nombre avec l'augmentation du nombre de Hartmann. De plus, la densité des isothermes diminue près du réchauffeur à mesure que  $Ha$  augmente et se déplace vers les régions centrales de la cavité et devient plus régulière, en particulier pour  $Ri = 1$  et  $0,1$ , où la force de flottabilité est faible. De plus, les lignes d'isothermes deviennent parallèles à l'élément chauffant avec des nombres de Hartman plus grands et des nombres de Richardson plus faibles, ce qui peut s'expliquer par la prédominance du mécanisme de conduction.



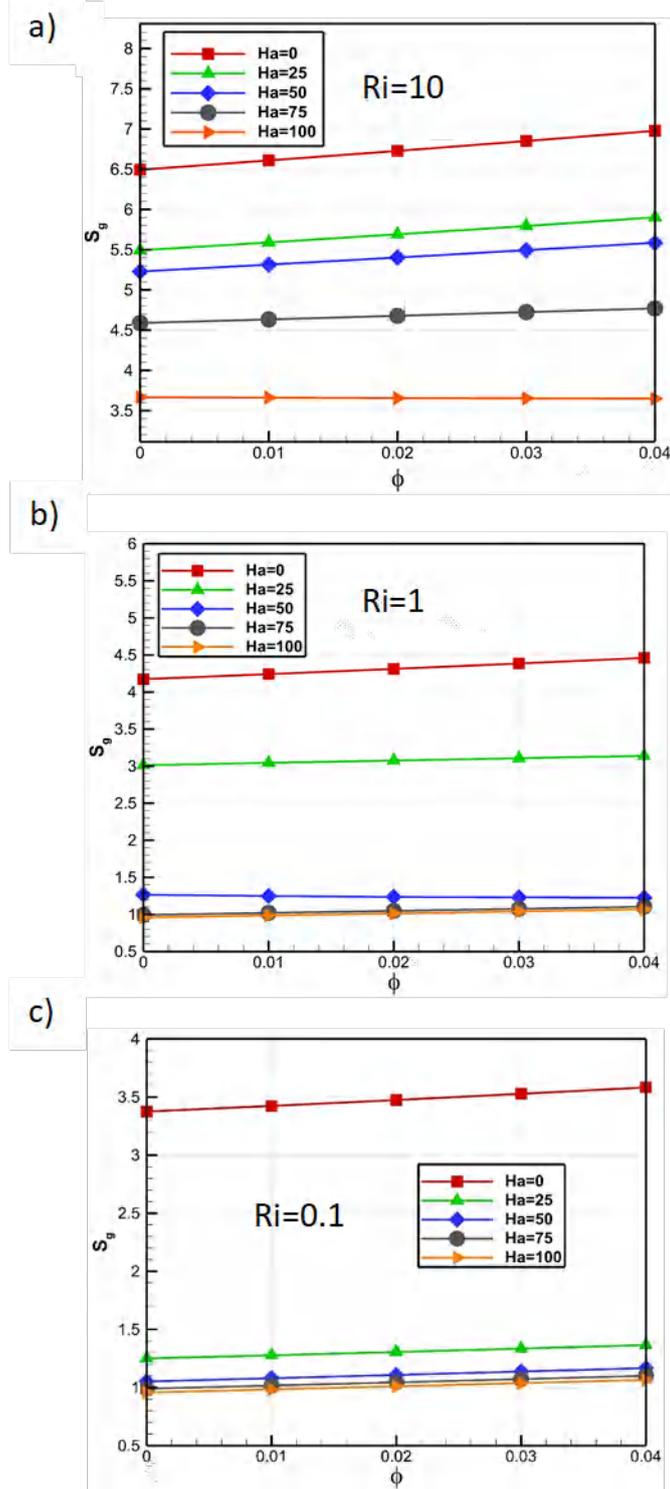
**Figure 3.38 :** Lignes de courant (à gauche), isothermes (à droite), pour différents nombres  $Ha$  et Richardson à  $Re=100$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  75%,  $Cu$  25%),  $R=0,01$ ,  $\gamma=0^\circ$ .

Les variations du nombre moyen de Nusselt en fonction de la fraction volumique solide pour divers nombres de Hartmann et nombres de Richardson à  $Re = 100$ ,  $Ri = 10$ ,  $\phi = 0,04$  ( $Al_2O_3$  75 %, Cu 25 %),  $R = 0,01$  et  $\gamma = 0^\circ$ , sont présentés dans la Figure 3.39. Les résultats montrent qu'à  $Ha=0$  (sans champ magnétique), le nombre de Nusselt est plus élevé et augmente en augmentant la fraction volumique. Cependant, en appliquant la force de Lorentz sur l'écoulement, le transfert de chaleur chute pour plusieurs raisons telles que l'amortissement de la vitesse du fluide, ce qui provoque un affaiblissement du mouvement des nanofluides hybrides pour s'écouler à l'intérieur de la cavité. Aussi, la création des sous-tourbillons favorise le mécanisme de mélange, ce qui provoque une dégradation d'un gradient de température. Avec l'augmentation de la fraction volumique solide en présence du champ magnétique, le transfert de chaleur peut diminuer, ce qui dépend principalement du nombre de Hartmann et du nombre de Richardson. Les conditions dans lesquelles le nombre de Nusselt moyen a diminué lorsque la fraction volumique solide a augmenté en présence du champ magnétique sont : pour  $Ri = 10$  à  $Ha = 100$  et  $Ri = 1$  à  $Ha = 50$ , ce qui est fortement causé par les sous-vortex créés à proximité du réchauffeur, qui provoquent une dégradation du gradient de température.



**Figure 3.39 :** Variation du nombre moyen de Nusselt avec  $\phi$  pour différents nombres  $Ha$  et Richardson à  $Re=100$ ,  $\phi=0.04$  ( $Al_2O_3$  75%, Cu 25%),  $R=0.01$ ,  $\gamma=0^\circ$ .

Enfin, les variations de génération d'entropie totale en fonction de différents nombres de Hartmann et nombres de Richardson à  $Re=100$ ,  $Ri=10$ ,  $\phi=0,04$  ( $Al_2O_3$  75%, Cu 25%),  $R=0,01$ , et  $\gamma=0^\circ$ , sont illustrés à la Figure 3.40. Ce dernier indique que l'irréversibilité diminue avec les applications du champ magnétique, ce qui peut s'expliquer par la réduction des gradients de vitesse et de température qui contribuent à la production d'entropie. La suspension de nanoparticules dans le fluide de base augmente la production d'entropie causée par la viscosité dynamique effective qui augmente le frottement. Pour  $Ri=10$  à  $Ha=100$  et  $Ri=1$  à  $Ha=50$ , le  $S_g$  diminue, ce qui peut s'expliquer par le gradient de température réduit provoqué par les sous-vortex générés à proximité du réchauffeur.



**Figure 3.40** : Variation de la génération d'entropie totale avec  $\phi$  pour différents nombres Ha et Richardson à  $Re=100$ ,  $\phi=0.04$  ( $Al_2O_3$  75%, Cu 25%),  $R=0.01$ ,  $\gamma=0^\circ$ .

### 3.2.5.5 Corrélations nombre de Nusselt et génération d'entropie

Dans l'étude actuelle, les corrélations suivantes ont été proposées en utilisant la méthode des régressions des moindres carrés pour l'estimation du nombre moyen de Nusselt et de la génération d'entropie globale à la condition optimale  $\gamma=0^\circ$ ,  $R=0,01$ , rapport de composition ( $Al_2O_3$  75 %, Cu 25 %), et les deux corrélations sont fonction du nombre de Richardson, du nombre de Hartman et de la fraction volumique solide.

$$\begin{aligned} Nu_m = & 7,90297 + 1,61090 Ri + 14,03668 \phi - 0,142104 Ha + 1,02424 (Ri \phi) \\ & - 0,000531 (Ri Ha) - 0,150682 (\phi Ha) - 0,067248 Ri^2 \\ & + 20,12952 \phi^2 + 0,000769 Ha^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Où le  $R^2$  prévu de 0,9435 est en accord raisonnable avec le  $R^2$  ajusté de 0,9518 ; c'est-à-dire que la différence est inférieure à 0,2.

$$\begin{aligned} S_g = & 3,15273 + 0,641020 Ri + 5,61374 \phi - 0,056653 Ha + 0,411190 (Ri \phi) \\ & - 0,000210 (Ri Ha) - 0,060129 (\phi Ha) - 0,026797 Ri^2 \\ & + 7,84119 \phi^2 + 0,000306 Ha^2 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dans la corrélation ci-dessus, le  $R^2$  prédit de 0,9434 est en accord raisonnable avec le  $R^2$  ajusté de 0,9518 ; c'est-à-dire que la différence est inférieure à 0,2.

### 3.2.6 CONCLUSION

La convection mixte magnétohydrodynamique et la production d'entropie d'un nanofluide hybride  $Al_2O_3$ -Cu/eau dans une cavité à couvercle avec chauffage partiel ayant deux coins arrondis sont étudiées numériquement en utilisant la méthode des volumes finis. Un solveur basé sur le langage orienté objet C++ a été développé sous les bibliothèques OpenFOAM® pour résoudre les équations gouvernantes. Les résultats numériques nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

- ✓ L'orientation du champ magnétique a un effet important sur l'écoulement de nanofluide hybride et la distribution de température.
- ✓ La présence du champ magnétique dans l'écoulement peut contrôler la formation de tourbillons à l'intérieur de l'enceinte.

- ✓ Un meilleur transfert de chaleur peut être obtenu en appliquant un champ magnétique perpendiculaire à la force de gravité avec  $Ri=10$ .
- ✓ La distribution du nombre de Nusselt local dépend principalement de la circulation de l'écoulement de nanofluide hybride, du sous-vortex créé et de sa direction dans le sens des aiguilles d'une montre ou dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.
- ✓ Le transfert de chaleur est amélioré et l'irréversibilité est réduite en diminuant le rayon des coins.
- ✓ L'utilisation de la configuration ( $Al_2O_3$  75%, Cu 25%) des nanoparticules donne les valeurs  $Nu_m$  et  $Sg$  les plus élevées par rapport aux autres ratios de composition.
- ✓ Le taux de transfert de chaleur et d'irréversibilité diminue avec l'augmentation de  $Ha$  et la diminution de  $Ri$ .
- ✓ Pour différents  $Ha$ , l'augmentation de  $\phi$  entraîne une augmentation de  $Nu_m$  et  $Sg$ , sauf pour  $Ri=10$  à  $Ha=100$  et  $Ri=1$  à  $Ha=50$ , où  $Nu_m$  et  $Sg$  diminuent.

## 4. RÉSULTATS ET DISCUSSION (NANOFLUIDE MAGNÉTIQUE)

### 4.1 Problème 3

#### Une enquête sur l'entropie et l'exergie de l'écoulement de nanofluide dans les dissipateurs de chaleur à micro canaux

##### 4.1.1 INTRODUCTION

Les industries modernes s'intéressent à la chaleur évacuée lors du refroidissement des composants électroniques pour l'utiliser pour faire fonctionner d'autres fonctions. Par conséquent, cet article présente une étude comparative de l'analyse thermodynamique de trois scénarios différents de dissipateurs thermiques fonctionnant avec des nanofluides pour évaluer leurs performances. Différents facteurs ont été adoptés : la structure du dissipateur thermique, la fraction volumique solide dans la plage et le rapport du nombre de Reynolds. Dans la présente enquête, les paramètres considérés ont été mis en évidence sur l'exergie, et la première loi de la thermodynamique, la génération d'entropie et d'autres paramètres sont également discutés.

##### 4.1.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES

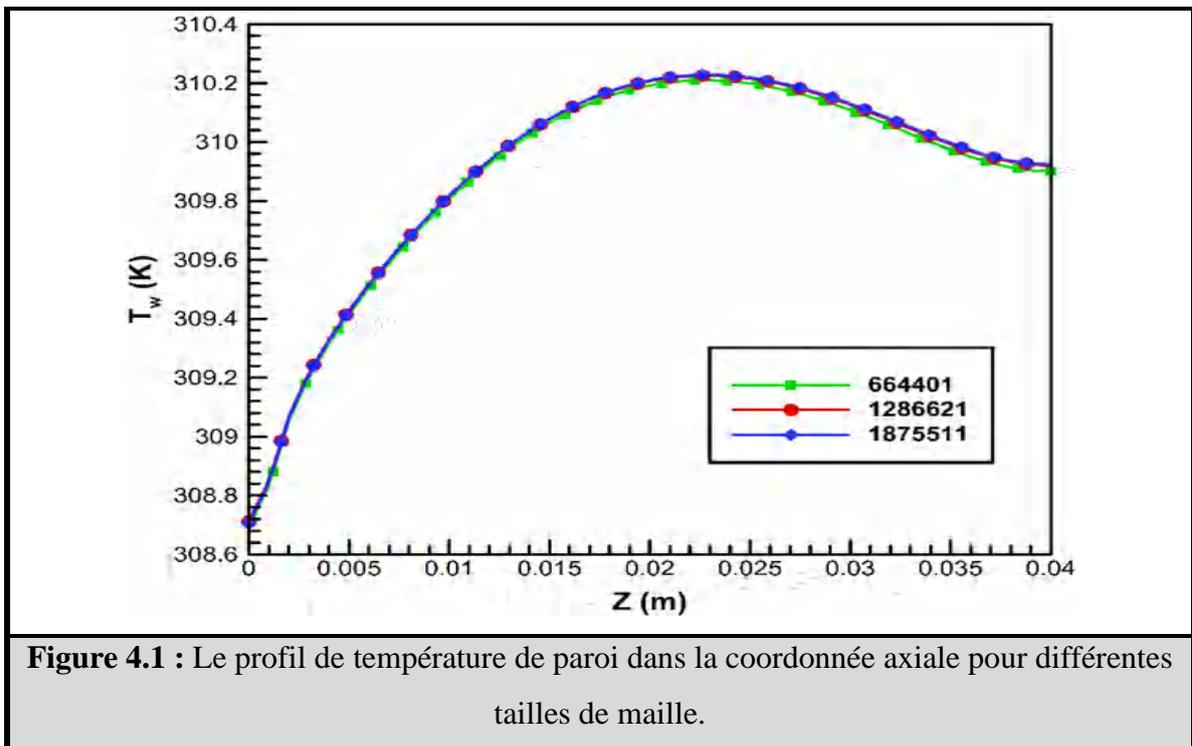
La discussion des résultats est fournie pour l'étude numérique des nanofluides dans les dissipateurs thermiques en utilisant la gamme de paramètres suivante :

Tableau 4.1 La gamme des paramètres étudiés.

		fraction volumique	Nombre de Reynolds
Dissipateur de chaleur mono-couche	-	0%, 1%, 2%, 3%	260
Dissipateur de chaleur à double couche Contre-courant	Couche inférieure	0%, 1%, 2%, 3%	260
	Couche supérieure	0%, 1%, 2%, 3%	65, 130, 260, 390, 520
Dissipateur de chaleur à double couche Co-courant	Couche inférieure	0%, 1%, 2%, 3%	260
	Couche supérieure	0%, 1%, 2%, 3%	65, 130, 260, 390, 520

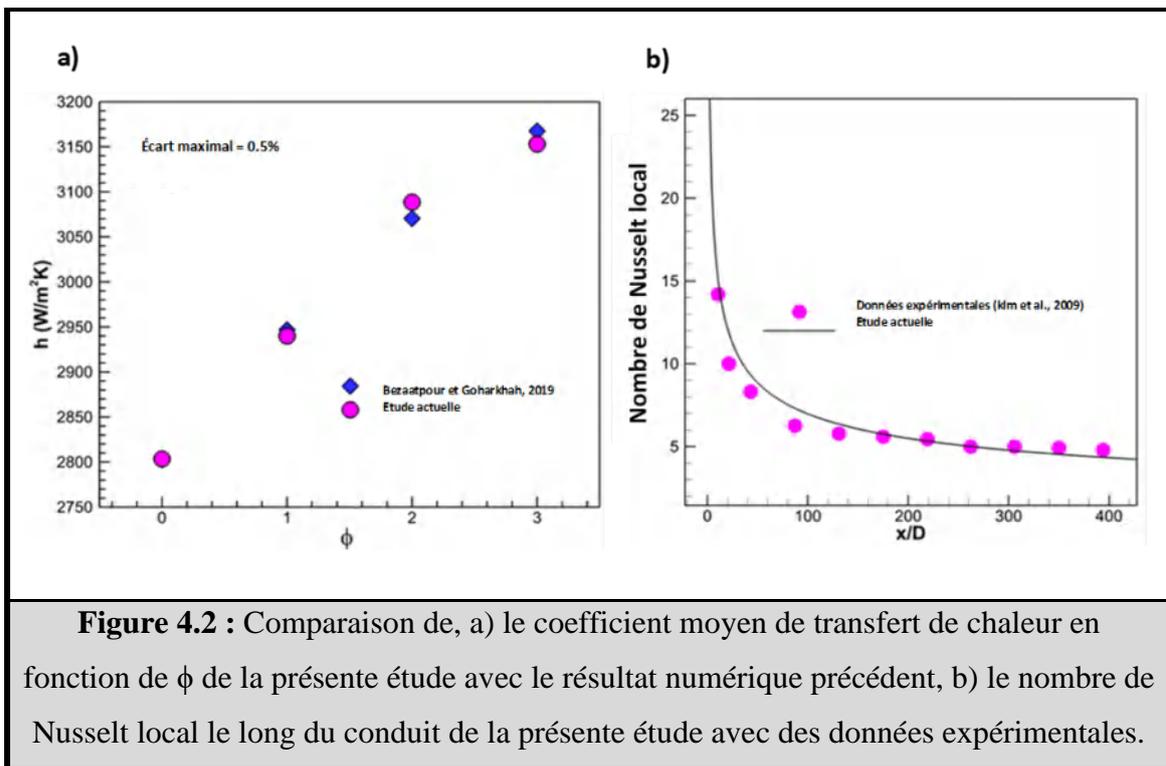
### 4.1.3 EFFET DU MAILLAGE

Trois tailles de maillage différentes ont été testées pour déterminer le maillage le plus approprié qui offre une bonne précision en une temps réduite. La figure 4.1 montre le profil de température de paroi avec la coordonnée axiale dans le cas du contre-courant à  $\phi = 3\%$  et  $Re_r=2$ . Nous notons que la variance n'est pas importante entre les courbes de 1 286 621 nœuds. Par conséquent, cette taille est choisie pour obtenir un bon résultat pour le travail en cours.



### 4.1.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

La fiabilité du solveur a été vérifiée par plusieurs comparaisons. La première validation a été faite avec les données de **Bezaatpour et Goharkhah, 2019** dans le même dissipateur thermique monocouche utilisé dans cette étude et le même fluide de travail Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/eau nanofluide à nombre de Reynolds égal à 260 pour différents  $\phi$ . La comparaison du coefficient de transfert de chaleur en fonction de  $\phi$  entre les résultats actuels et ceux de **Bezaatpour et Goharkhah, 2019** est présentée dans la Figure 4.2.a. La seconde validation a été réalisée avec l'étude expérimentale de **Kim et al., 2009** dans un canal dont le nombre de Reynolds est égal à 1 620, comme le montre la figure 4.2.b, qui montre le nombre de Nusselt local le long du canal. D'après les figures 4.2.a et 4.2.b, les données actuelles concordent bien avec les résultats de référence.



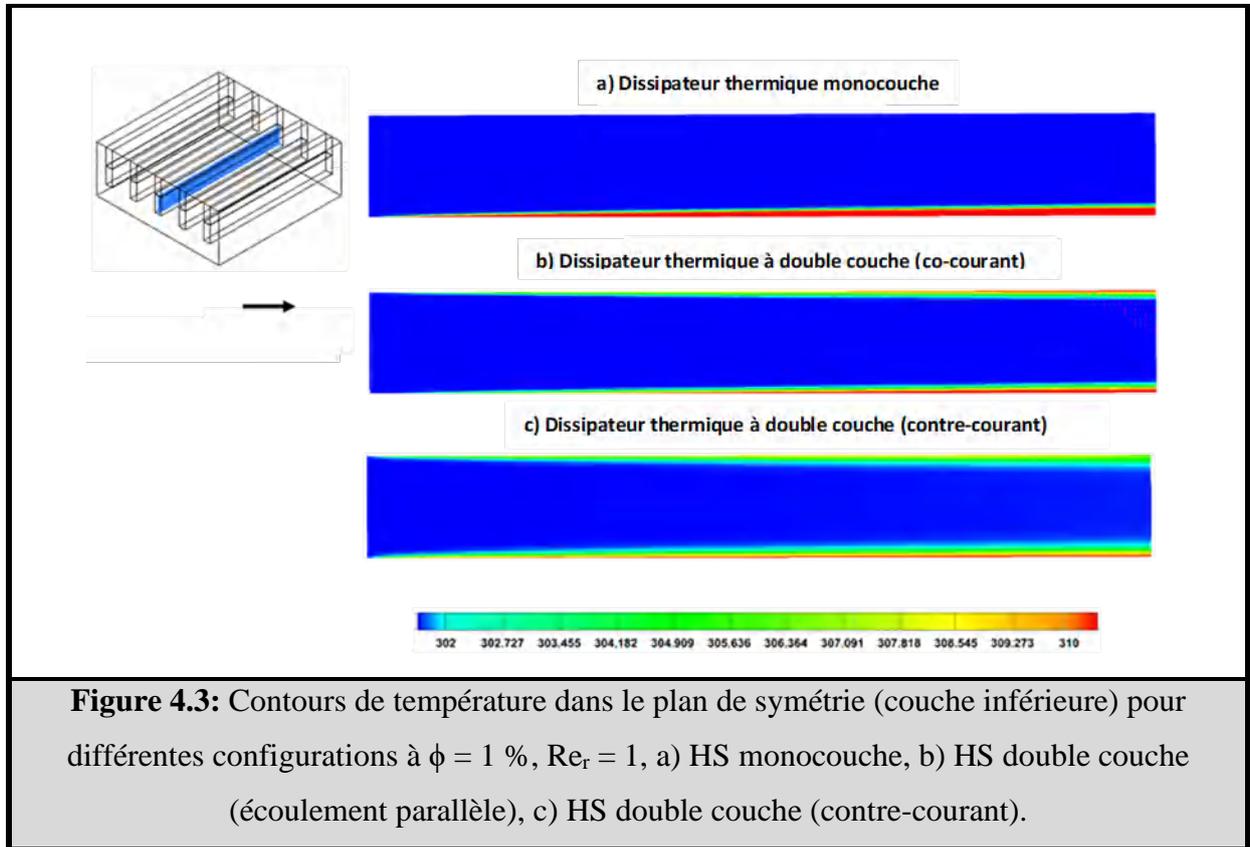
## 4.1.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION

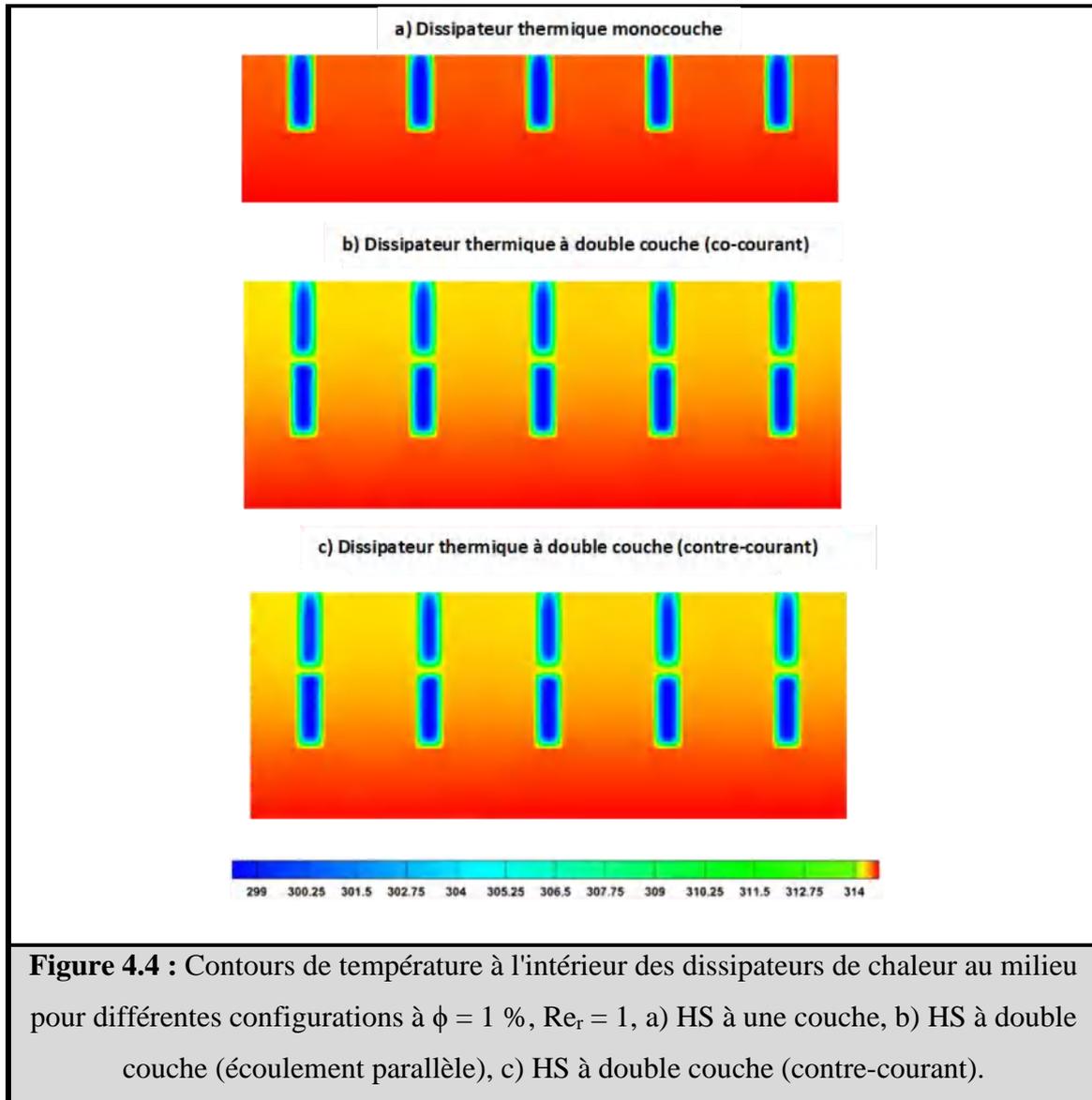
### 4.1.5.1 Analyse des contours

La figure 4.3 montre les isothermes dans le plan de symétrie (couche inférieure) pour différentes configurations des dissipateurs thermiques à  $\phi = 1\%$ ,  $Re_r = 1$ . La figure montre qu'une couche limite thermique épaisse est formée pour le cas SLHS. Cependant, pour les cas DLHS, deux fines couches limites thermiques ont été créées. Cela peut être interprété comme le résultat d'un gradient thermique important pour ces cas, conduisant à une meilleure transmission de chaleur ; la raison derrière cela est que la couche inférieure est soumise à un refroidissement par la couche supérieure. De plus, il est possible de remarquer que la couche limite thermique de la configuration DLHS (contre-courant) est plus mince par rapport à DLHS (co-courant), dont on peut conclure que le DLHS (contre-courant) fournit un meilleur refroidissement.

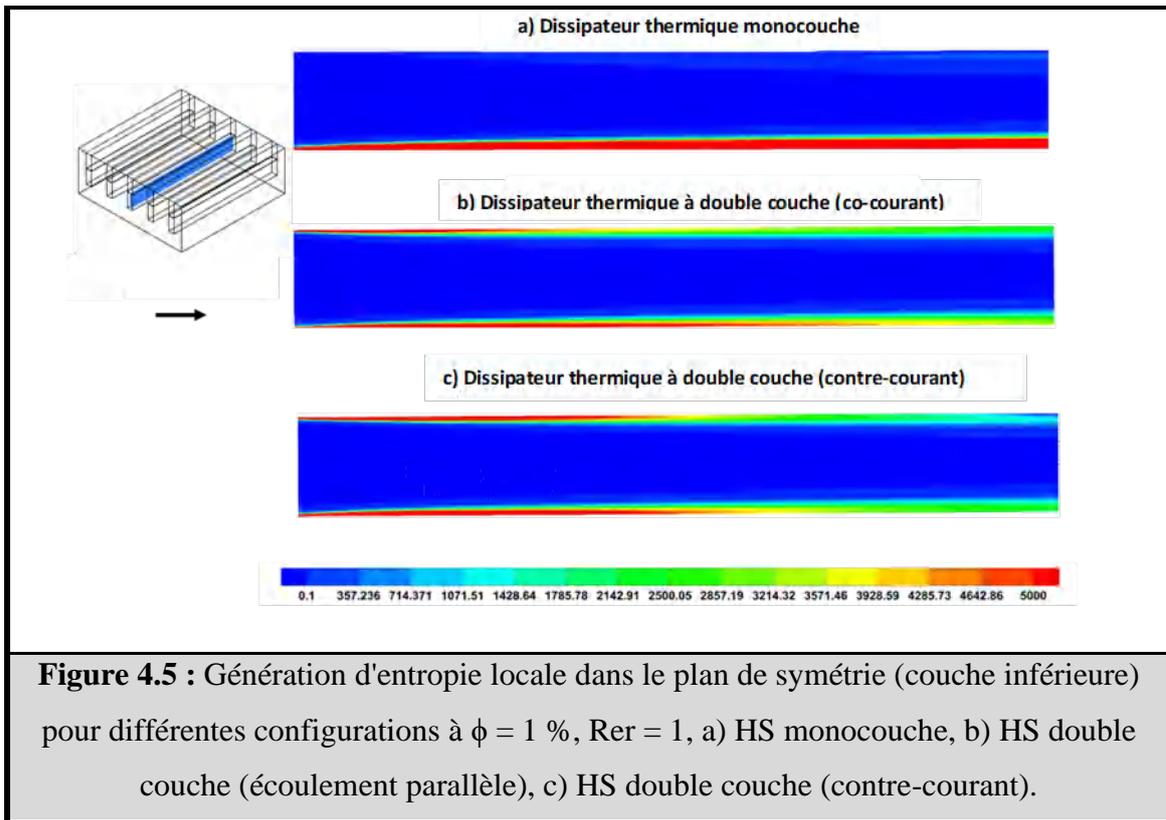
La figure 4.4 montre les isothermes à l'intérieur du HS au milieu pour différentes configurations des dissipateurs thermiques à  $\phi = 1\%$ ,  $Re_r = 1$ . Il est évident que la température de la région solide près du réchauffeur est plus basse dans DLHS ; en effet, celui-ci subit un double refroidissement, et la surface sur laquelle se produit le phénomène de transfert de chaleur par

conduction est plus importante. Les résultats obtenus peuvent en outre prouver que le DLHT est plus efficace pour refroidir les composants électroniques et correspond bien aux résultats de la littérature.

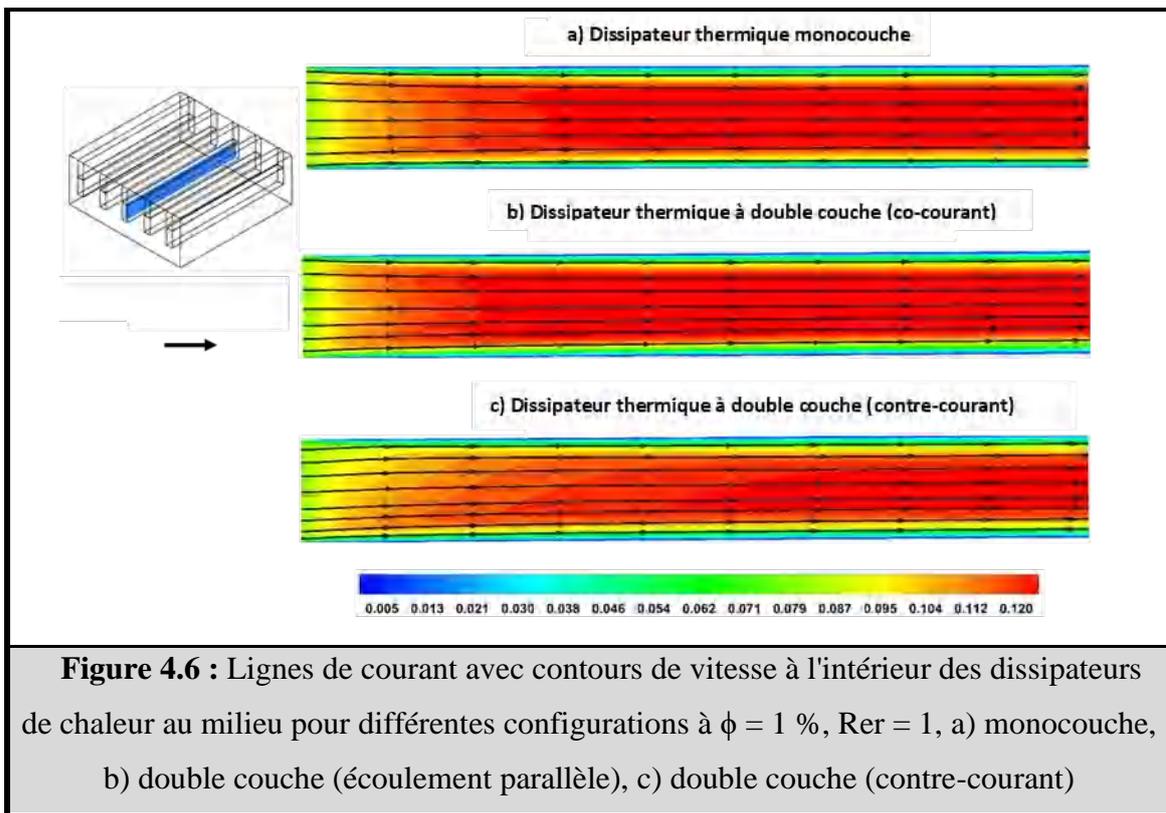




La production d'entropie locale est représentée dans le plan de symétrie (couche inférieure) à  $\phi = 1\%$ ,  $Re_r = 1$  est représenté sur la figure 4.5. Il est évident que le maximum de génération d'entropie est concentré près des plaques où les variations de vitesse et les profils de température sont importants. En s'éloignant des parois vers l'axe du canal, la production d'entropie diminue du fait de l'abaissement des gradients de vitesse et de température. On peut également voir que l'entropie générée avec la configuration DLHS est faible par rapport à SLHS, ce qui signifie que la perte d'énergie est réduite ; cela est dû à la génération d'entropie thermique, qui diminue lorsque la température du nanofluide diminue.

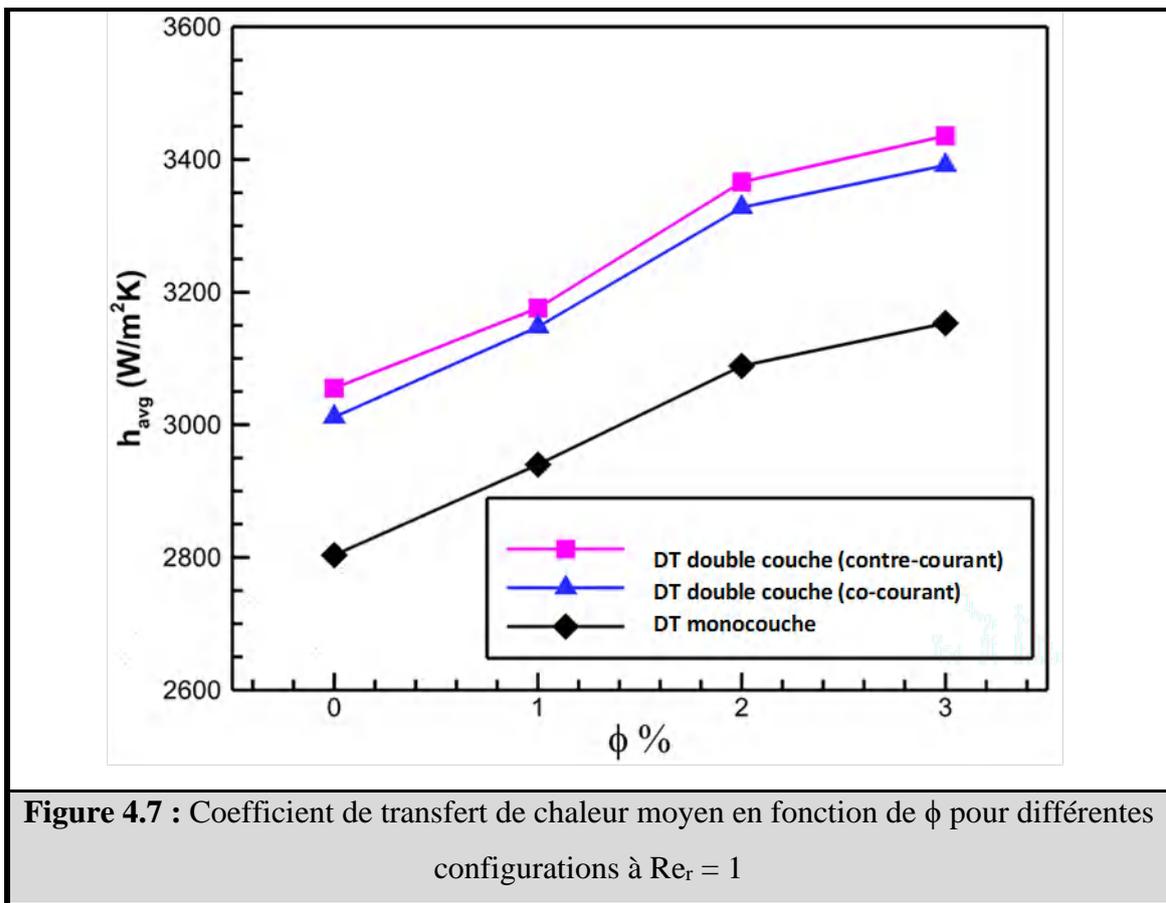


La figure 4.6 représente les lignes de courant avec les contours de vitesse dans le plan de symétrie (couche inférieure) à  $\phi = 1 \%$  et  $R_{er} = 1$ . Dans les trois cas considérés, en raison de la condition de non-glissement, on peut observer que le nanofluid dans la couche en contact avec la paroi s'arrête complètement. Cette couche provoque également un ralentissement progressif du nanofluid dans les couches adjacentes en raison du frottement. Les couches de nanofluid freinées sont caractérisées par de grands gradients de vitesse le long de la paroi du tuyau. Ce mécanisme exprime le développement de la couche limite dynamique dû au phénomène de diffusion de la quantité de mouvement par frottement visqueux. Aussi, on peut observer qu'il y a une différence de distribution de la vitesse dans le cas double couche (contre-courant) par rapport aux autres cas à l'entrée du conduit. Cela est dû à la température du nanofluid, qui affecte la vitesse car les propriétés du fluide de base ont été prises en fonction de la température.

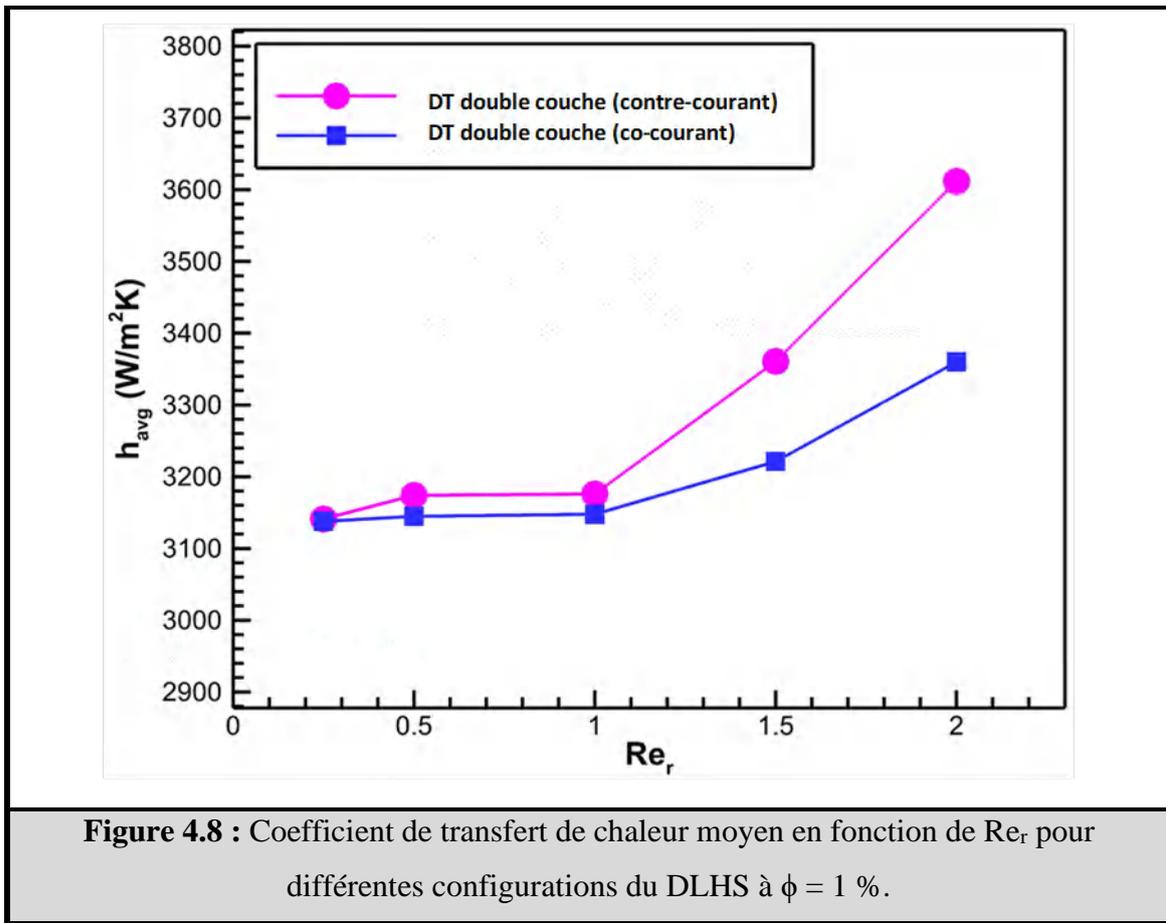


#### 4.1.5.2 Analyse du coefficient de transfert de chaleur

La figure 4.7 présente le coefficient de transfert thermique moyen en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ . On note que le coefficient de transfert thermique moyen augmente en augmentant  $\phi$ , ce qui peut s'expliquer par le fait que la mise en suspension des nanoparticules dans le fluide de base améliore ses propriétés thermo-physiques, en particulier la conductivité thermique effective. De plus, des valeurs élevées du coefficient de transfert de chaleur moyen sont enregistrées pour les configurations DLHT. Lors de l'utilisation de ces configurations, la température du matériau nanofluide et solide est réduite, et le coefficient de transfert de chaleur dépend principalement de ces paramètres.

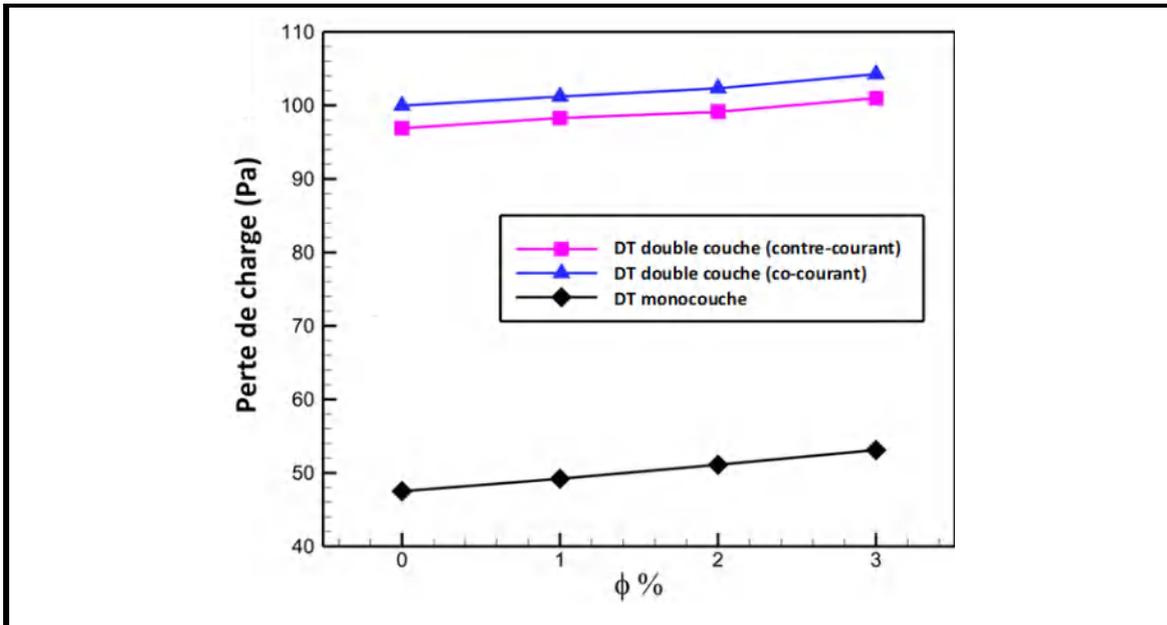


L'influence du  $Re_r$  sur le transfert de chaleur est préparée dans la Figure 4.8 qui montre le coefficient moyen de transfert de chaleur en fonction du  $Re_r$  pour différentes configurations du DLHS à  $\phi=1\%$ . On peut noter que le coefficient moyen de transfert de chaleur augmente en augmentant le  $Re_r$ , causé par l'augmentation des forces d'inertie. De plus, la figure indique qu'à  $Re_r = 0,25$ , l'échange de chaleur est presque le même dans les deux modes. Cependant, une légère différence apparaît en changeant  $Re_r$  à 0,5 et 1, montrant que le mode contre-courant est meilleur pour refroidir le dissipateur thermique. Après cela, en augmentant le  $Re_r$  de 1, l'effet sera plus prononcé, ce qui conduira à un transfert de chaleur important avec le mode contre-courant.



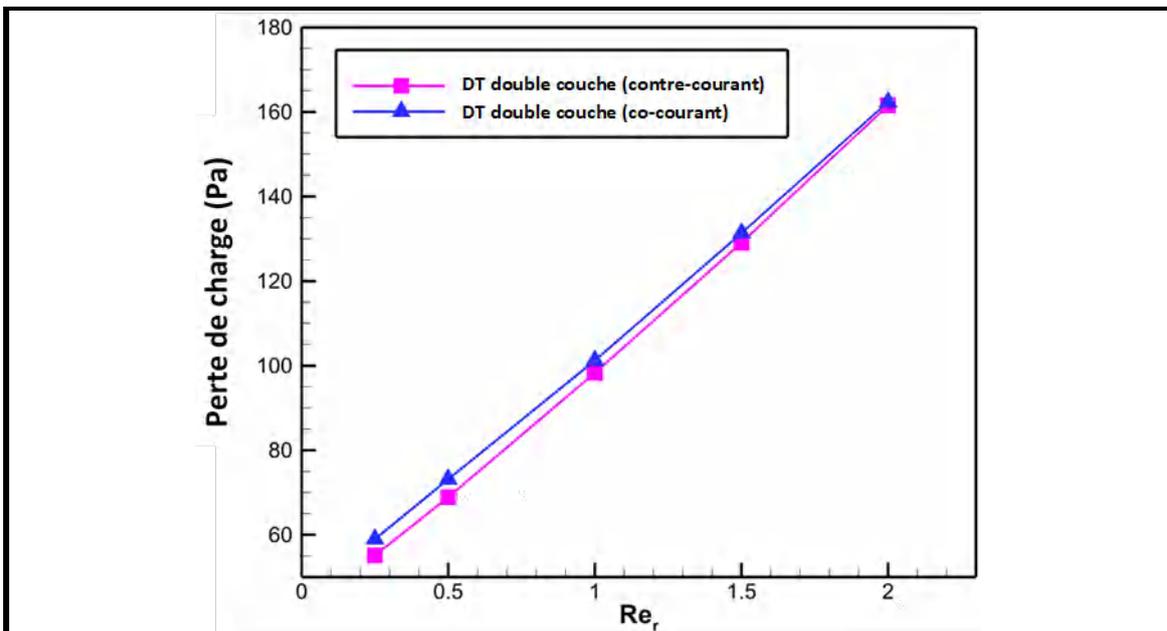
#### 4.1.5.3 Analyse de chute de pression

La figure 4.9 montre la perte de charge en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ . Il est prouvé que pour chaque cas évalué la perte de charge augmente linéairement avec l'augmentation de  $\phi$ , et ceci parce que la suspension des nanoparticules dans le fluide de base augmente la viscosité du nanofluide. En conséquence, la contrainte de cisaillement du nanofluide augmente ; par conséquent, la chute de pression augmente. De plus, l'ajout d'une deuxième couche au dissipateur thermique entraîne une augmentation significative de la puissance de la pompe, jusqu'à 110 %.



**Figure 4.9 :** Chute de pression en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ .

Pour analyser l'effet du  $Re_r$  sur la perte de charge, la Figure 4.10 présente la perte de charge en fonction du  $Re_r$  pour différentes configurations du DLHS à  $\phi=1$  %. La figure illustre que la perte de charge augmente avec l'augmentation du  $Re_r$ , ce qui est dû à l'augmentation de la vitesse du nanofluide, cette dernière étant fortement liée à la perte de charge. De plus, la figure montre une légère augmentation de la perte de charge dans le cas d'un écoulement parallèle.

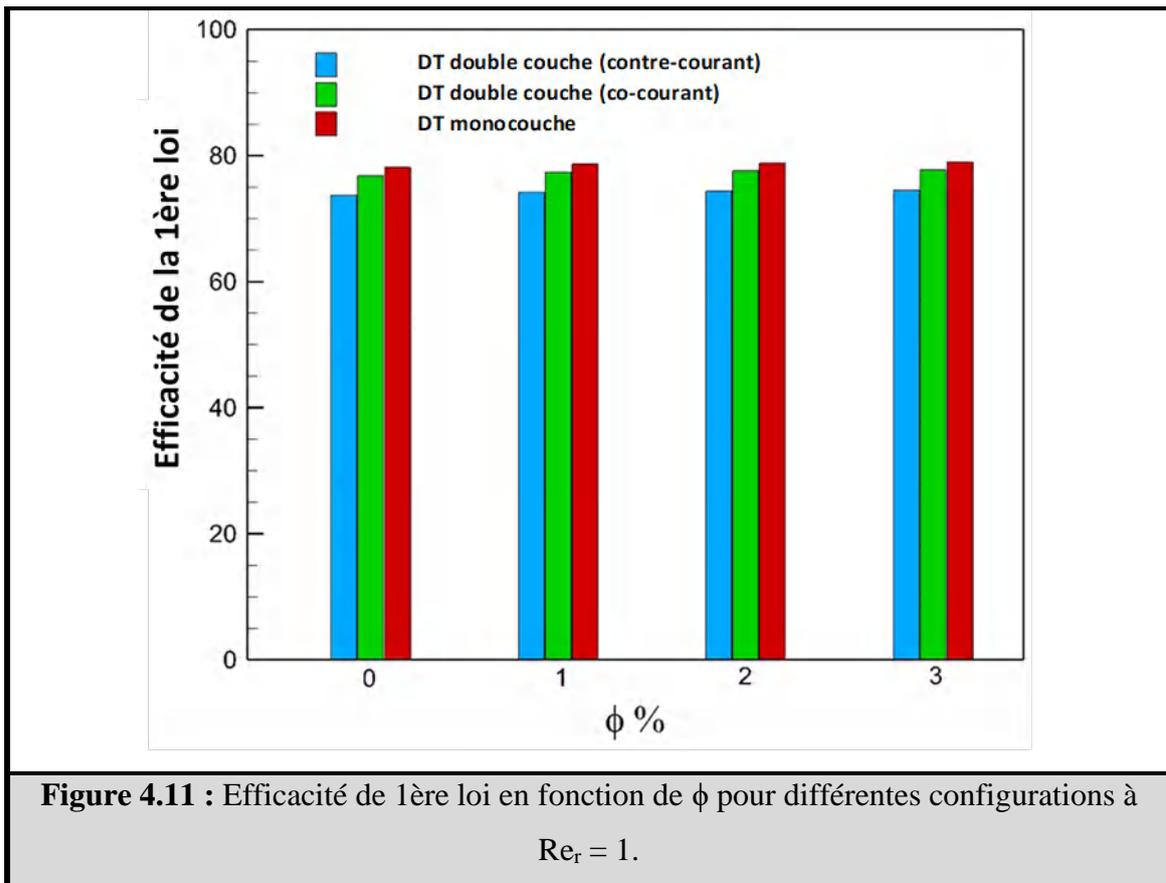


**Figure 4.10 :** Chute de pression en fonction de  $Re_r$  pour différentes configurations du DLHS à  $\phi = 1$  %.

#### 4.1.5.4 Analyse thermodynamique

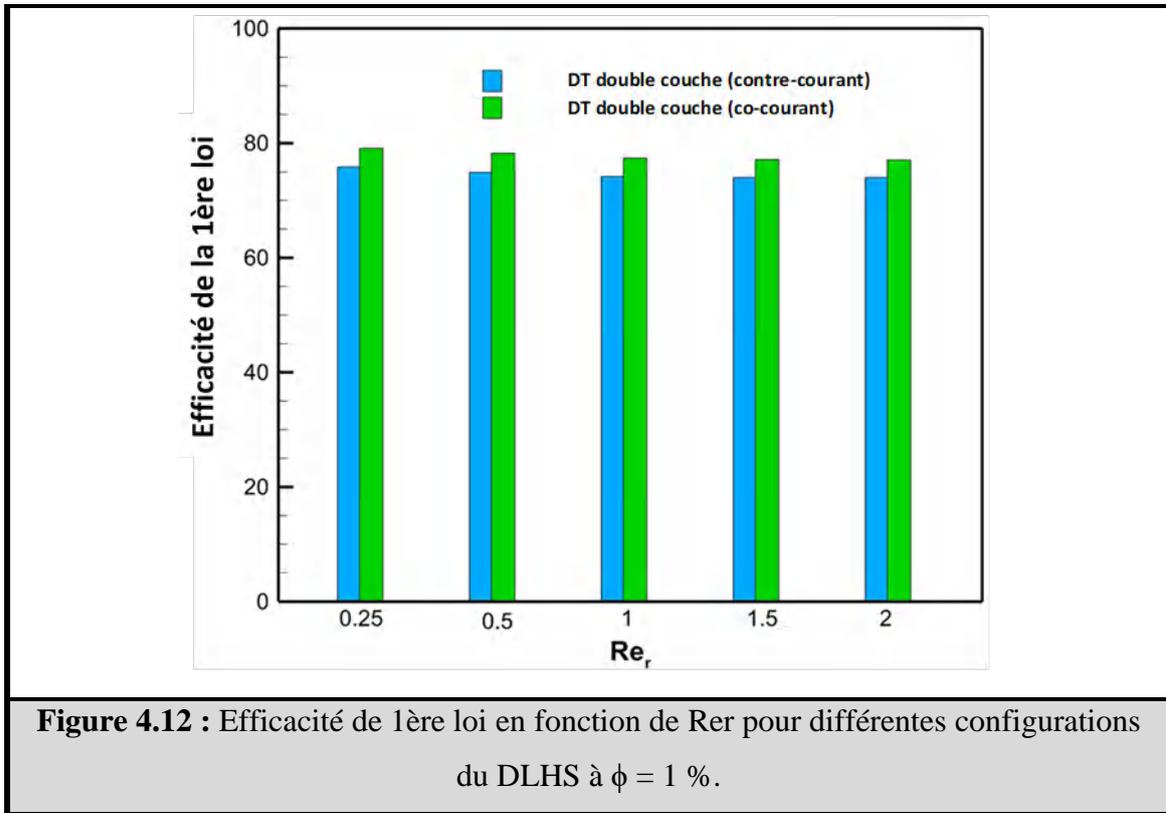
##### 4.1.5.4.1 Efficacité de la première loi

La figure 4.11 montre la 1ère loi en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ . On peut noter que la 1ère loi de toutes les configurations est élevée, où le rapport varie entre 73% et 79%. En outre, la figure montre que la dispersion des nanoparticules dans le liquide, la première loi n'est pas très affectée, et la différence est plus petite allant de 0,5% à 1%. De plus, le graphique montre que le dissipateur thermique à une seule couche a la 1ère loi la plus grande ; ceci est dû à la température élevée du nanofluide à la sortie.



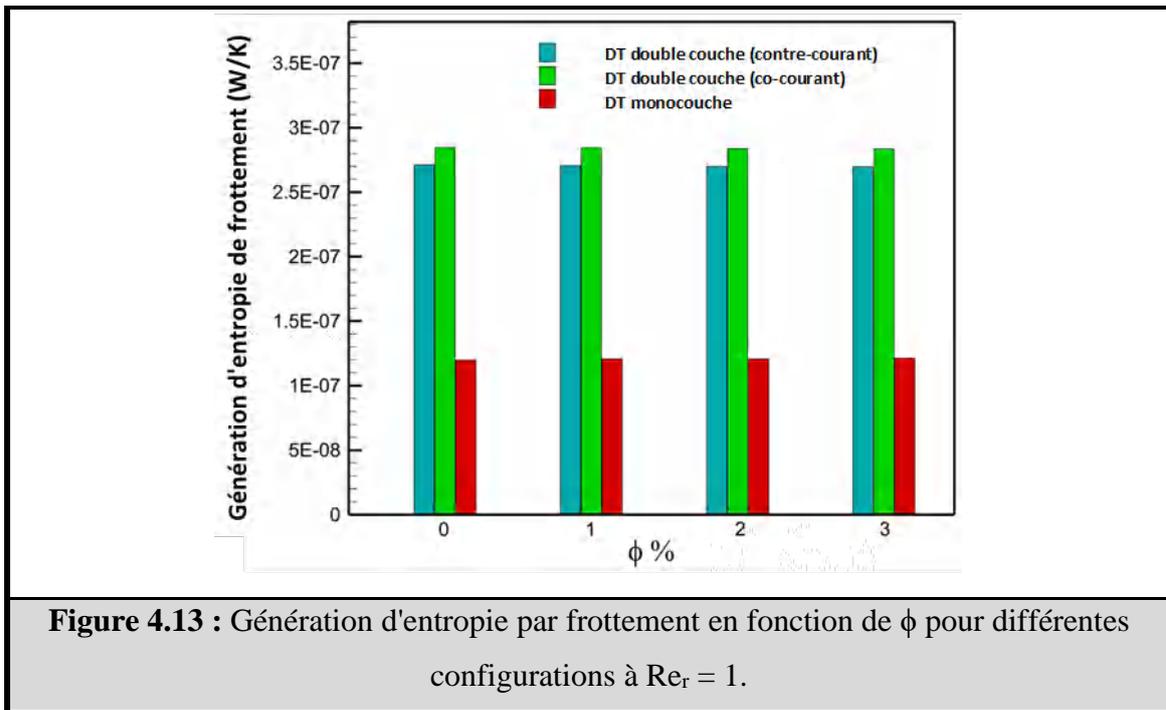
L'effet du  $Re_r$  sur la 1ère loi pour différentes configurations du DLHS est préparé dans la Figure 4.12. L'illustration montre que la 1ère loi diminue légèrement lorsque le  $Re_r$  augmente, ce

qui peut s'expliquer par la température de sortie, qui diminue en augmentant la force d'inertie. De plus, les données du graphique indiquent que la première loi est plus élevée avec un écoulement parallèle, étant 3 % plus élevée qu'avec un contre-courant.

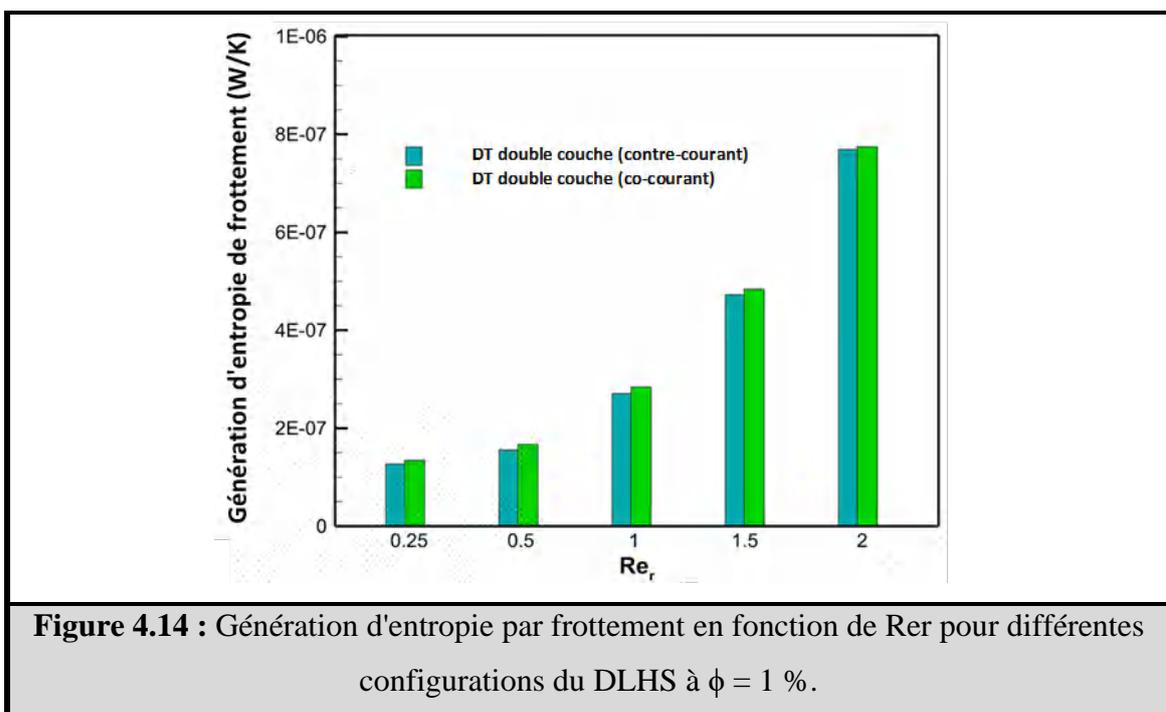


#### 4.1.5.4.2 Génération d'entropie

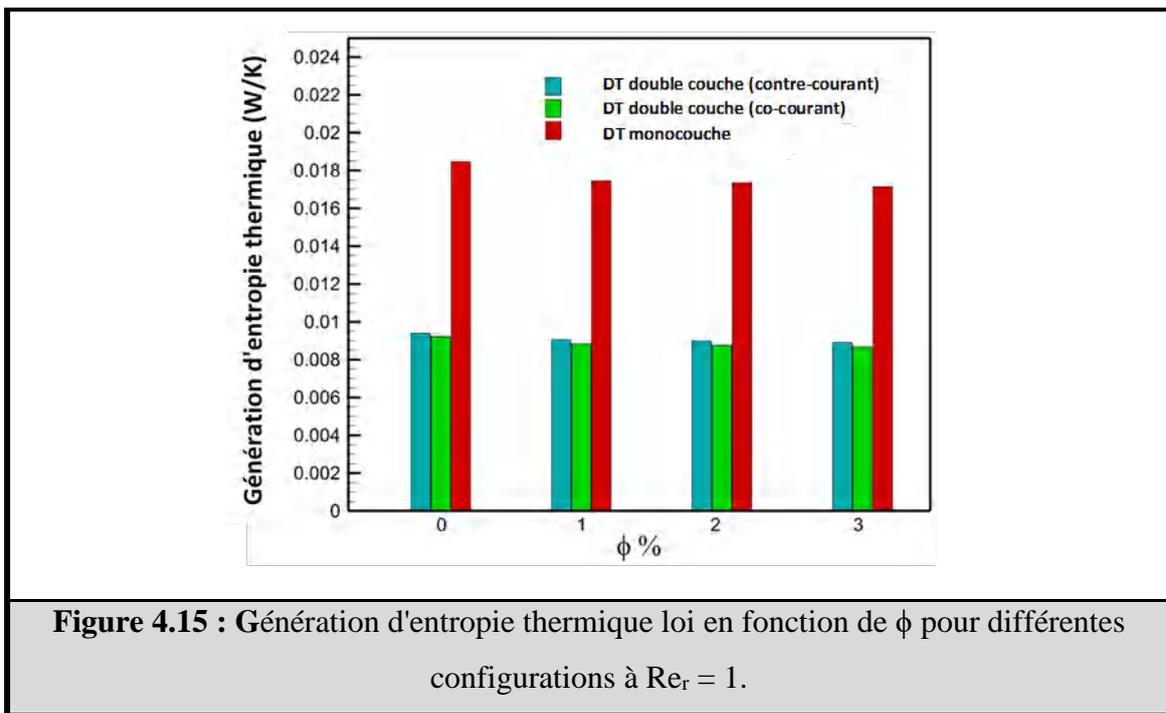
La figure 4.13 illustre la génération d'entropie de frottement en fonction de  $\phi$  pour diverses configurations à  $Re_r = 1$ . Comme cela est clairement visible, la génération d'entropie de frottement est extrêmement minime pour toutes les dispositions de dissipateur thermique. De plus, les cas DLHS génèrent plus d'entropie par frottement, en raison de la présence de la deuxième couche, ce qui augmente la contrainte de cisaillement. Cependant, les nanoparticules en suspension dans un liquide n'ont pas d'influence notable sur la génération d'entropie de frottement.



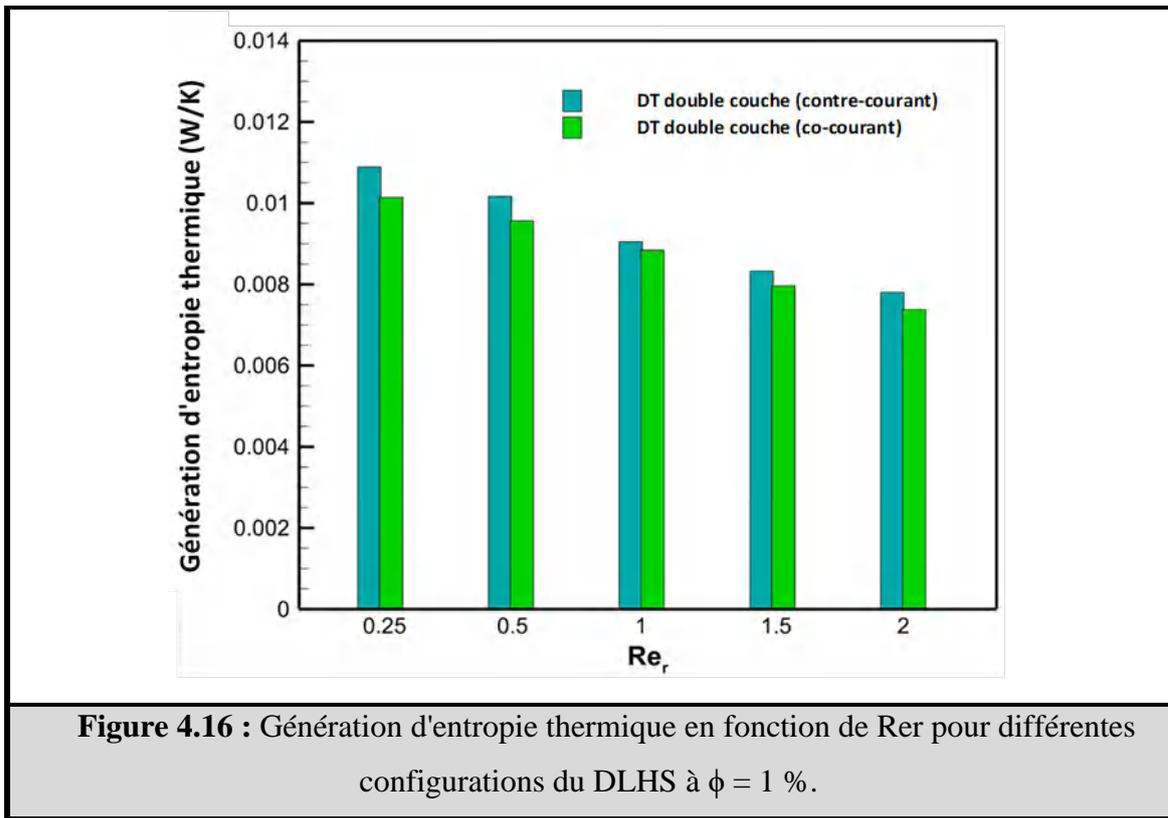
L'effet du  $Re_r$  sur la génération d'entropie de frottement pour diverses configurations du DLHS est illustré à la figure 4.14. Le graphique montre que la génération d'entropie de frottement augmente en augmentant  $Re_r$  ; cela peut s'expliquer par le fait qu'un rapport de nombre de Reynolds plus élevé entraîne des gradients de vitesse plus importants, ce qui est principalement lié à la génération d'entropie de frottement. De plus, l'entropie produite par le frottement du DLHS avec le mode à écoulement parallèle est supérieure à celle du DLHS avec le mode à contre-courant.



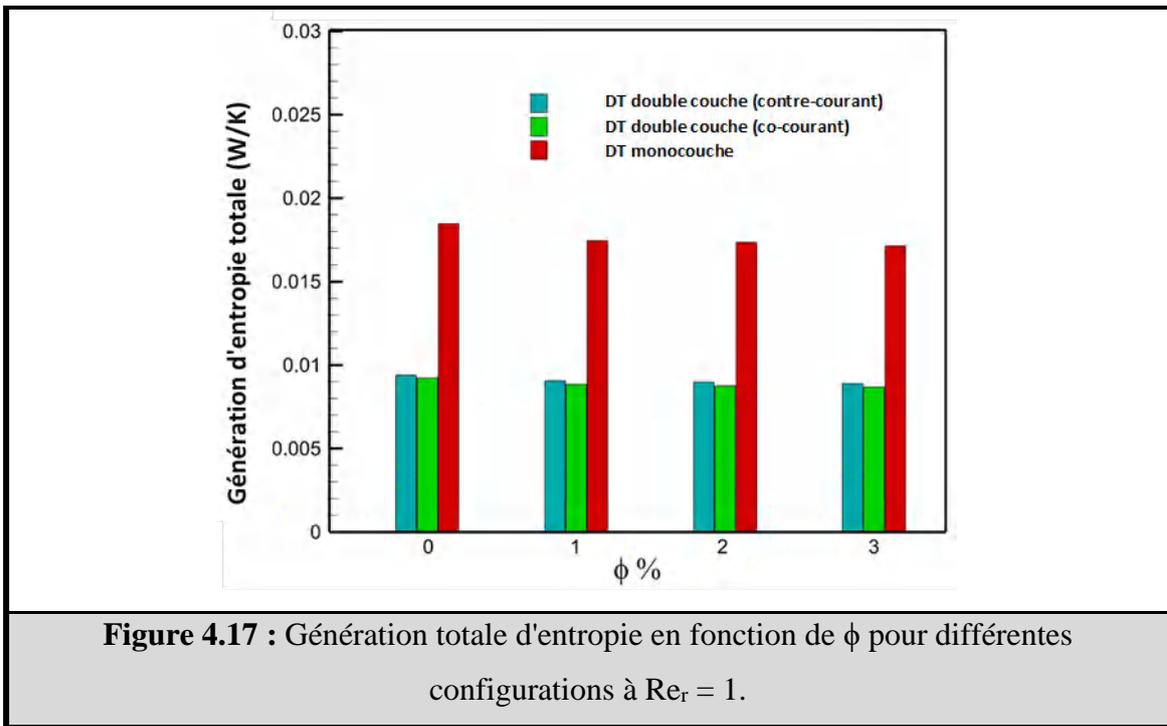
La figure 4.15 montre la génération d'entropie thermique en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ . Sur la figure, on peut voir que le cas monocouche génère plus d'entropie thermique que les autres cas, ce qui est lié au grand gradient de température, où ces paramètres dépendent principalement de la génération d'entropie thermique. De plus, les données montrent que l'augmentation de  $\phi$  réduit la production d'entropie thermique.



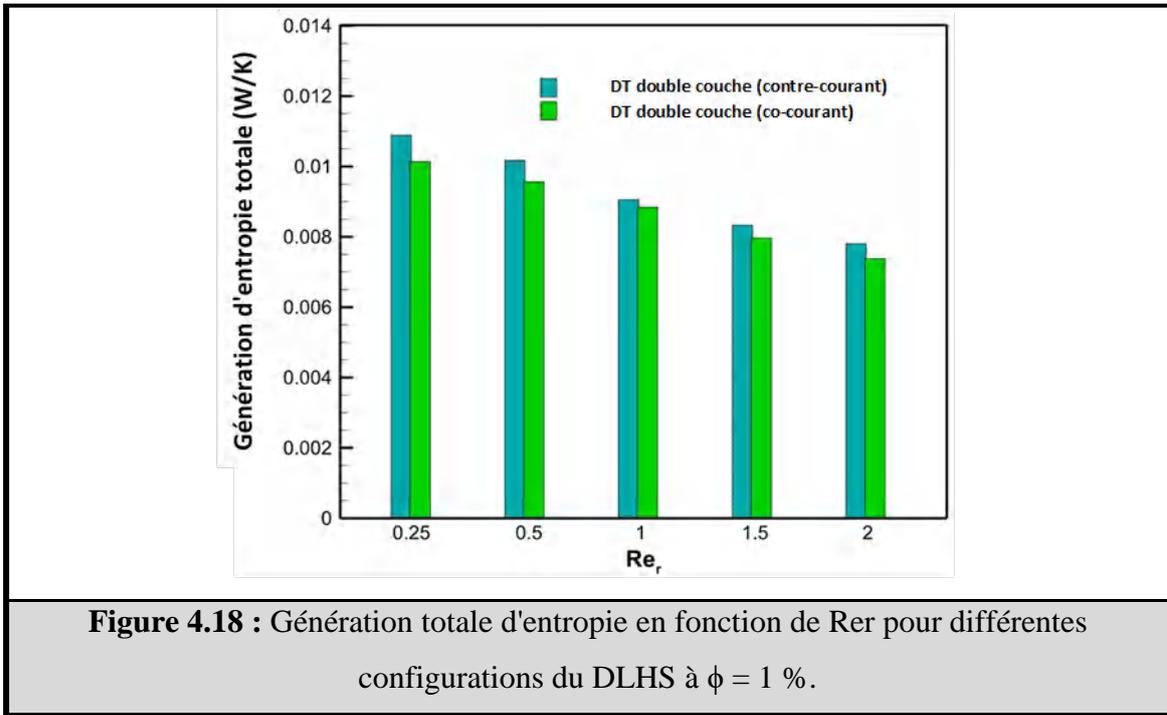
L'effet du  $Re_r$  sur la génération d'entropie thermique pour diverses configurations du DLHS est démontré dans la Figure 4.16. Dans cette figure, il est clair que la génération d'entropie thermique diminue à mesure que le  $Re_r$  augmente. De plus, la formation d'entropie thermique est minimale dans la conception à l'écoulement parallèle DLHS, ce qui est dû aux gradients de température plus faibles dans le système.



La figure 4.17 représente la génération d'entropie globale en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ . Il est crucial de souligner que la génération d'entropie globale est la combinaison des productions d'entropie thermique et frictionnelle. La figure montre que le comportement des nanoparticules en suspension dans le liquide et les différentes configurations de dissipateur thermique est identique aux résultats présentés précédemment sur la génération d'entropie thermique à la figure 4.15. En raison de la dominance de la génération d'entropie thermique sur la génération d'entropie de frottement.

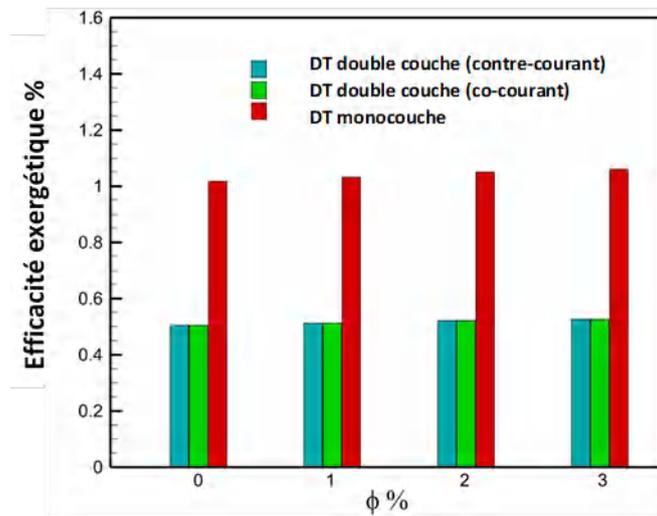


L'effet du  $Re_r$  sur la génération d'entropie globale pour diverses configurations du DLHS est représenté sur la figure 4.18. Le graphique indique que l'effet du  $Re_r$  et le changement du mode de DLHS sur la génération d'entropie globale ont également un comportement similaire à la génération d'entropie thermique, qui peut aussi s'expliquer par la forte entropie thermique générée dans le système.



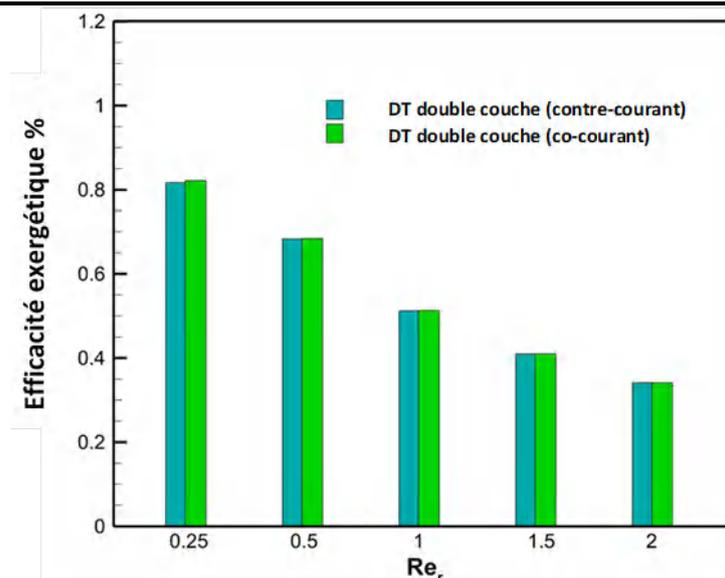
#### 4.1.5.4.3 Efficacité de la deuxième loi

La figure 4.19 montre l'efficacité exergetique en fonction de  $\phi$  pour diverses configurations à  $Re_r = 1$ . La figure montre que la conception SLHS a une meilleure efficacité exergetique que les autres conceptions en raison de la puissance de pompage minimale requise pour fonctionner. De plus, comme illustré sur la figure, l'augmentation de la fraction volumique solide n'a pas d'impact substantiel sur l'efficacité exergetique.



**Figure 4.19 :** Efficacité exergetique en fonction de  $\phi$  pour différentes configurations à  $Re_r = 1$ .

L'influence du  $Re_r$  sur la seconde loi pour différentes configurations du DLHS est présentée dans la Figure 4.20. Comme le montre la figure, l'augmentation du  $Re_r$  entraîne une baisse de l'efficacité de l'exergie. Les principales raisons de cette baisse sont la baisse de l'exergie des fluides de sortie et l'augmentation de la perte de charge. De plus, la modification du mode dans le DLHS n'affecte pas de manière significative l'efficacité exergetique.



**Figure 4.20 :** Efficacité exergetique en fonction de  $Re_r$  pour différentes configurations du DLHS à  $\phi = 1$  %.

#### 4.1.6 CONCLUSION

Un examen numérique est effectué sur l'écoulement du nanofluide Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/eau dans trois scénarios différents des dissipateurs thermiques. L'objectif principal de cette recherche vise à effectuer l'analyse thermodynamique de différentes configurations des dissipateurs thermiques. De plus, les effets de la structure du dissipateur thermique,  $\phi$  et  $Re_r$  sont étudiés. Les données numériques obtenues nous ont permis d'arriver aux points principaux suivants :

- ✓ La première loi et le rendement exergetique sont plus élevés dans le dissipateur thermique monocouche.
- ✓ L'influence du  $\phi$  et du  $Re_r$  sur les rendements des première et seconde loi est faible.
- ✓ La génération d'entropie thermique est dominante sur la génération d'entropie de frottement dans tous les cas considérés
- ✓ Le dissipateur thermique à double couche génère moins d'entropie que celui à simple couche, ce qui peut être réduit en augmentant le  $Re_r$  et  $\phi$ .
- ✓ Le dissipateur thermique à double couche a une transmission de chaleur plus élevée mais s'accompagne d'une énorme augmentation de la perte de charge.

### 4.2 Problème 4

**Analyses thermo hydrauliques et deuxième loi lors du refroidissement d'un dispositif électronique monté dans une cavité ouverte équipée d'un nanofluide magnétique, d'un inducteur de champ magnétique et d'un milieu poreux : une investigation numérique à deux phases**

#### 4.2.1 INTRODUCTION

Le refroidissement des composants électroniques est l'un des obstacles les plus critiques au développement de systèmes en termes de rapidité, de petite taille et de fiabilité. Par conséquent, la gestion thermique est nécessaire pour contrôler la grande quantité de chaleur produite. Dans la présente étude, une méthode hybride très efficace est recommandée pour améliorer les

performances thermiques du refroidissement d'une puce électronique. De plus, l'étude actuelle vise à améliorer la qualité du processus de transmission de chaleur à l'aide de nanoparticules de magnétite, d'un champ magnétique et de milieux poreux sans avoir besoin d'équipements compliqués, par exemple des générateurs de vortex ou des bosses, pour atteindre cet objectif.

#### 4.2.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES

L'influence de plusieurs paramètres est prise en compte dans l'étude actuelle : nombres de Reynolds  $500 \leq Re \leq 1500$ , intensité du champ magnétique  $100G \leq B \leq 500G$ , porosité  $0,97 \leq \varepsilon \leq 0,85$  et fraction volumique solide  $0\% \leq \phi \leq 2\%$  sur le transfert de chaleur, la chute de pression et la deuxième loi sont étudiées.

#### 4.2.3 EFFET DU MAILLAGE

Pour tester l'impact du maillage sur les résultats, cinq tailles de grille différentes et leurs conséquences sur les résultats obtenus sont examinées pour le nombre de Nusselt moyen à  $Re = 500$ ,  $\varepsilon = 0,88$  et  $B = 300$  G, comme indiqué dans le tableau 4.2. Il est évident que l'écart entre les numéros de grille 4 et 5 est négligeable. En conséquence, la grille quatre est choisie pour cette analyse afin d'acquérir une solution appropriée et de considérer le temps de calcul.

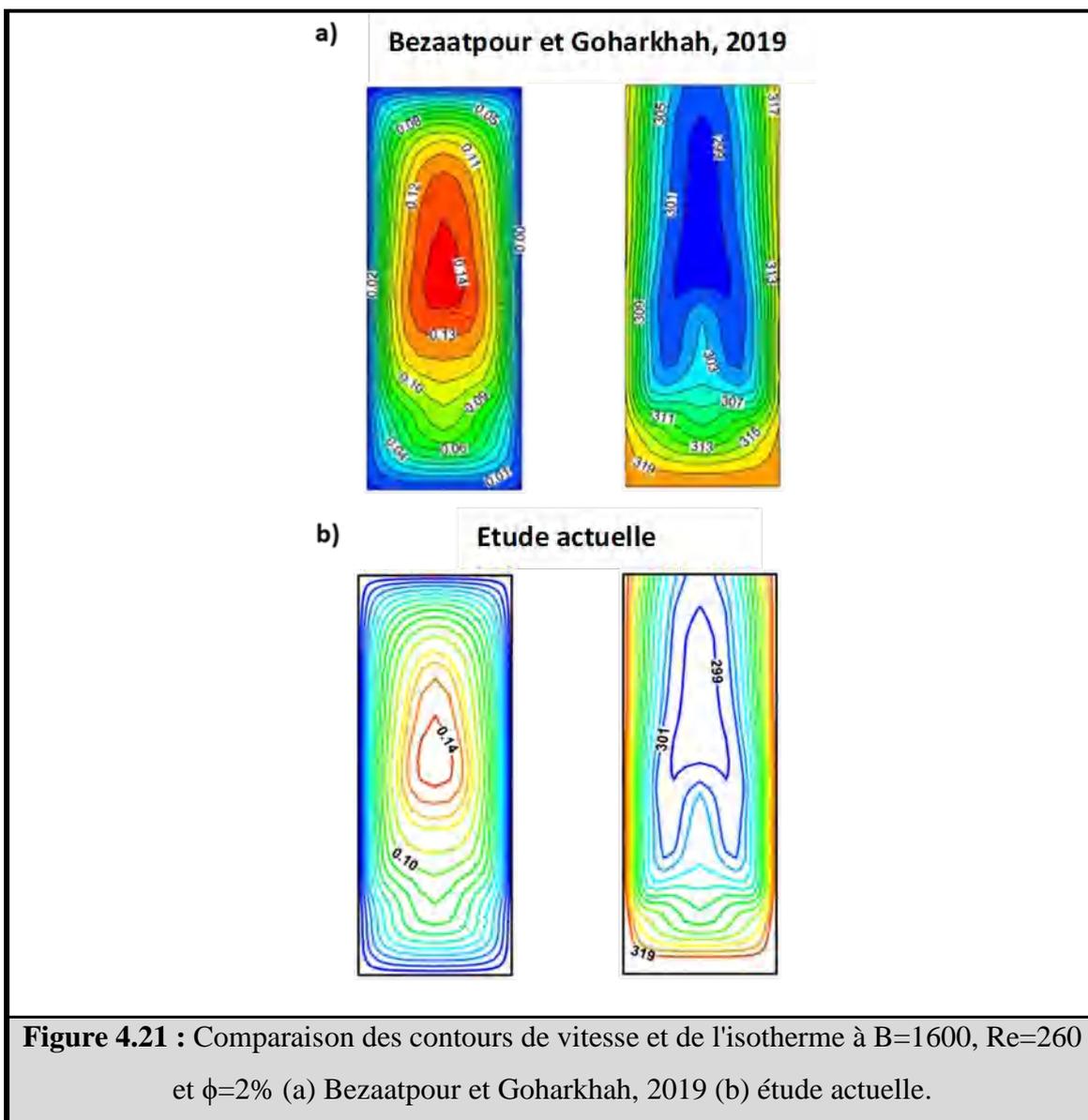
Tableau 4.2 Indépendance du maillage pour  $Re = 500$ ,  $\varepsilon = 0.88$  et  $B = 300G$ .

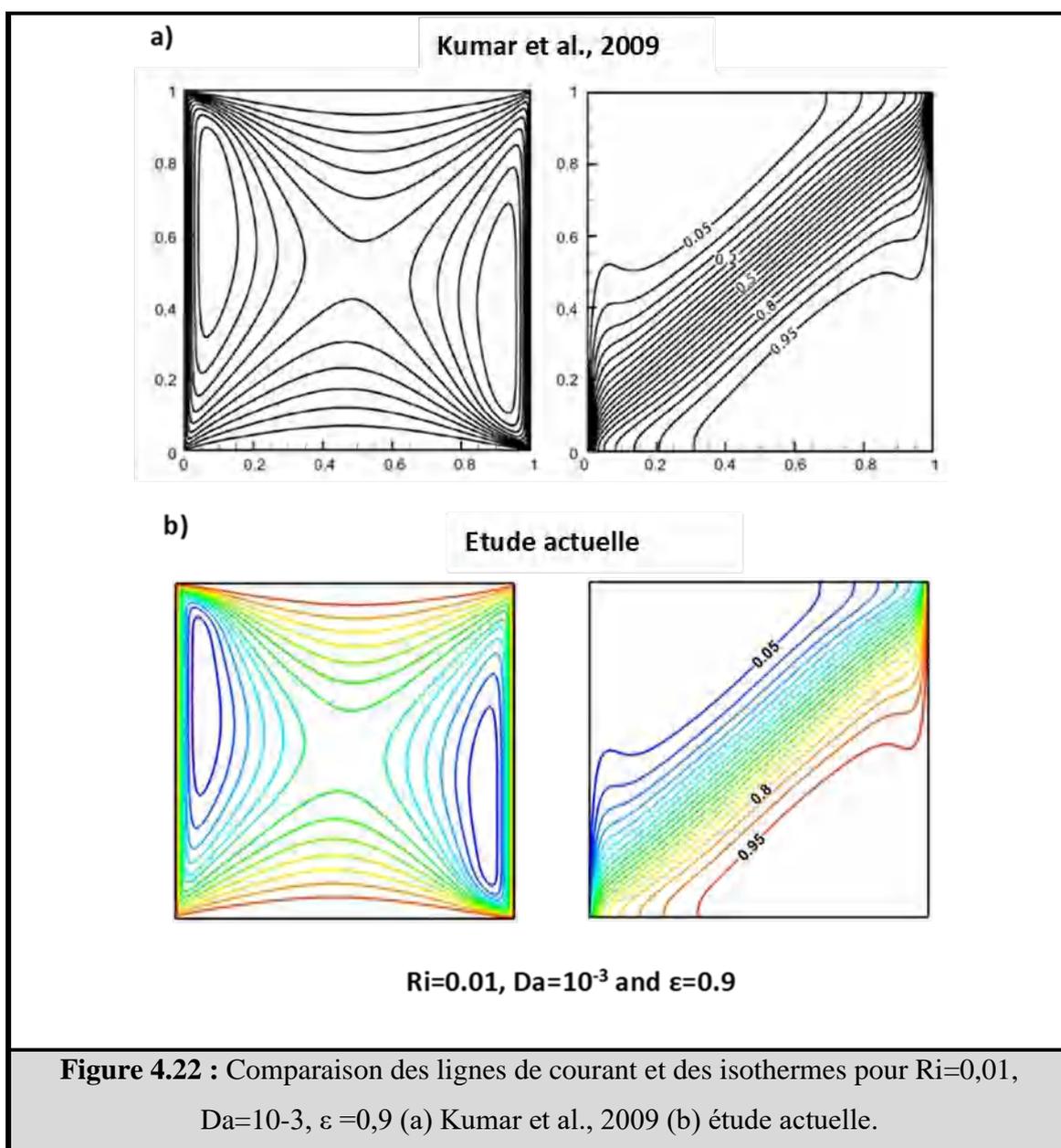
No.	Nombre de nœud	$Nu_m$	% Différence
1	123423	43.467	6.5
2	186172	44.693	3.6
3	241237	45.748	1.2
4	309908	46.225	0.18
5	423475	46.310	-

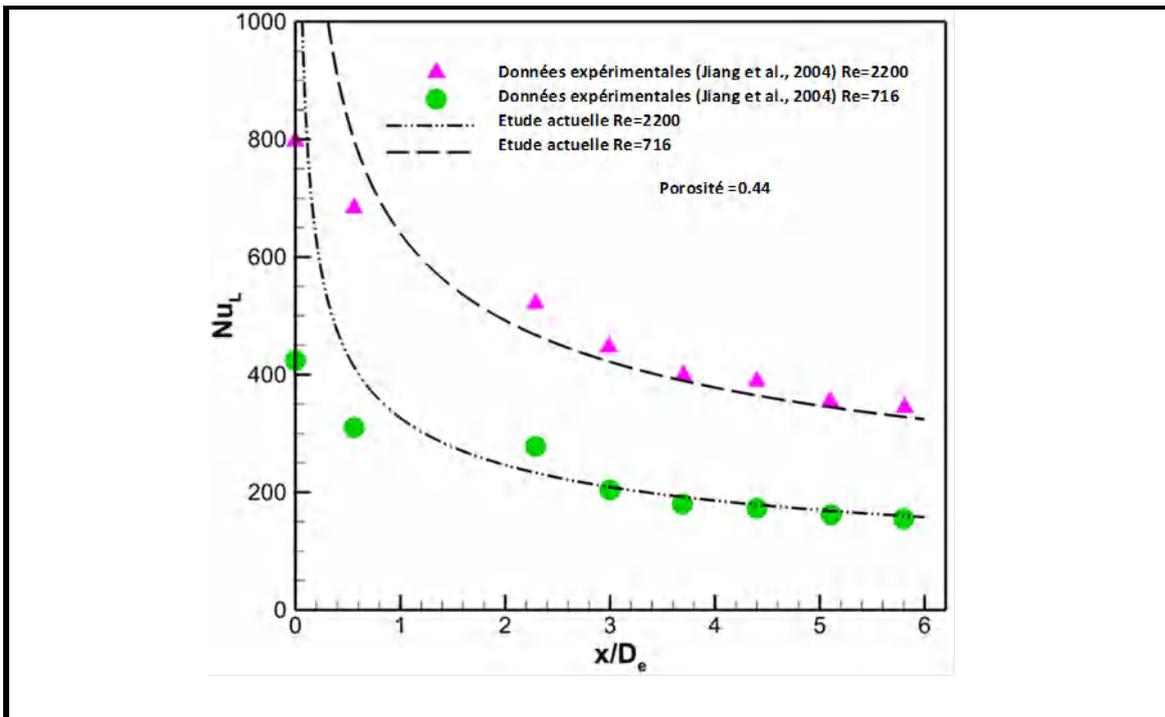
#### 4.2.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Il est crucial d'évaluer la fiabilité des solveurs pour garantir l'exactitude des résultats obtenus. À la lumière de cela, la procédure de calcul est validée par rapport à diverses données expérimentales et numériques. La première comparaison est avec la recherche menée par **Bezaatpour et Goharkhah, 2019** pour le ferrofluide  $Fe_3O_4$ /eau comme fluide de travail et  $B = 1600G$ , comme le montre la figure 4.21. Il convient de noter que les modèles utilisés dans

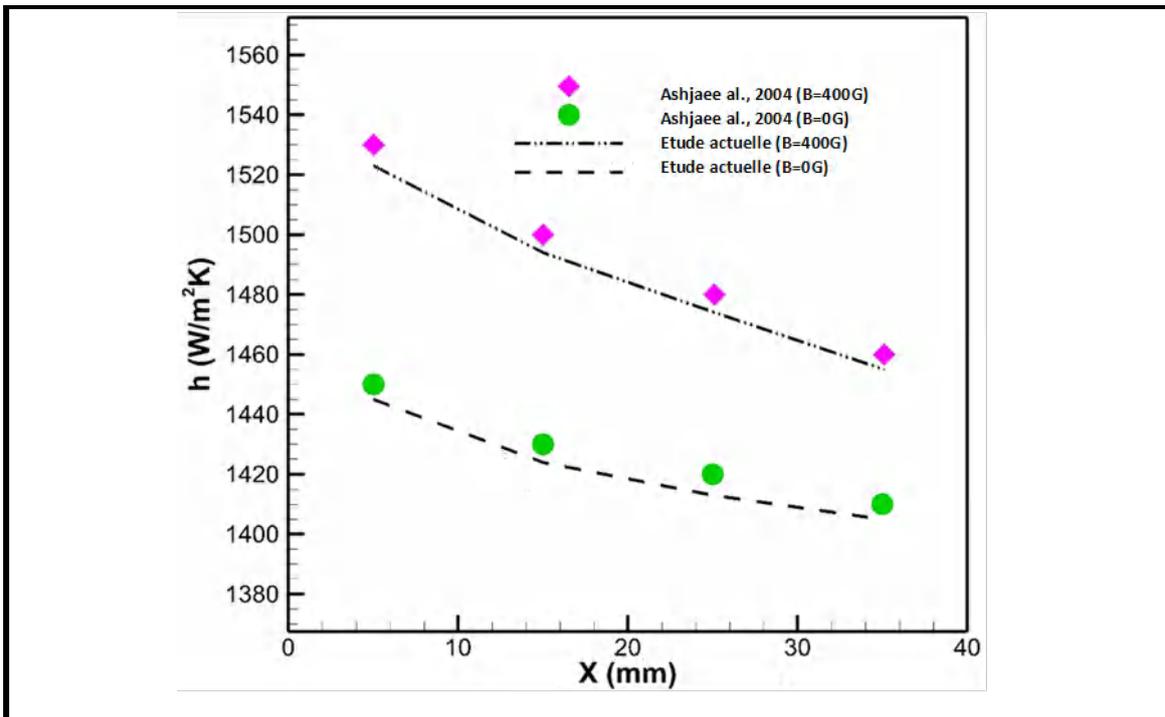
l'étude actuelle pour estimer les propriétés du ferrofluide sont basées sur l'étude de **Bezaatpour et Goharkhah, 2019**. On peut voir sur la figure 4.21 que l'étude actuelle a un argument solide. La deuxième validation est avec l'étude de **Kumar et al., 2009** pour le problème de la transmission de chaleur par convection dans une chambre poreuse avec un couvercle à double face, comme illustré à la figure 4.22. Les résultats de l'étude actuelle démontrent qu'une grande précision, comme le montre la figure 4.22. Une comparaison des travaux actuels du nombre de Nusselt local le long du canal poreux avec les résultats expérimentaux de **Jiang et al., 2004** pour  $\varepsilon=0,44$  est présenté sur la figure 4.23. Sur la base de la figure 4.23, on peut dire que l'étude actuelle a un bon niveau de précision. Enfin, la comparaison avec les résultats expérimentaux de **Ashjaee et al., 2014** avec un ferrofluide comme fluide de travail sous l'influence d'un champ magnétique est pris en compte pour vérifier les résultats numériques actuels. La figure 4.24 montre la variation de coefficient de transfert de chaleur local le long de la longueur du dissipateur thermique pour différentes intensités de champ magnétique à  $\phi = 3 \%$ . À partir de la figure 4.24, on peut conclure que les résultats actuels sont en excellent accord.







**Figure 4.23 :** Étude en cours et comparaison des données expérimentales publiées, nombre de Nusselt local le long du canal poreux  $\varepsilon = 0,44$ .

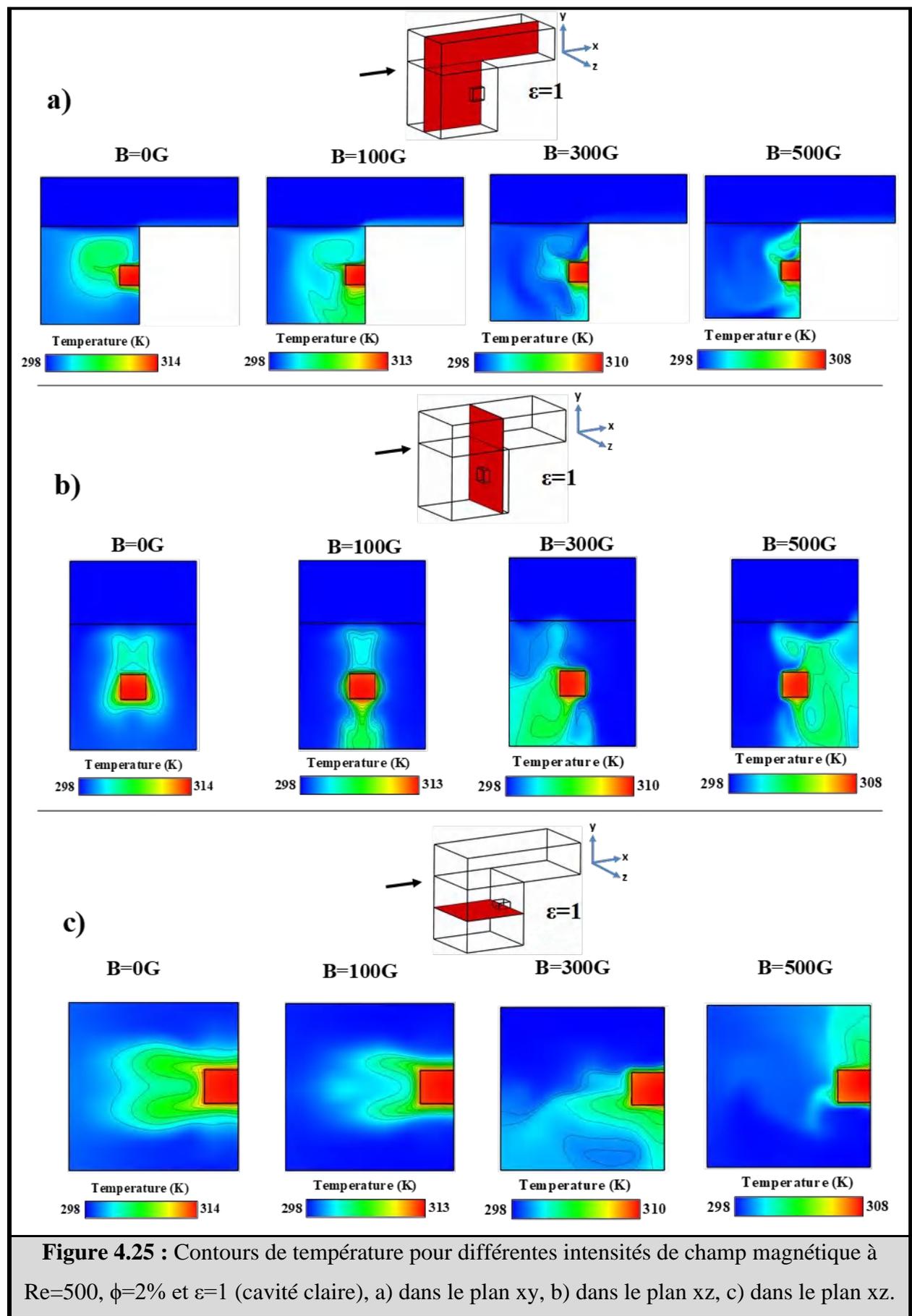


**Figure 4.24 :** Étude actuelle et comparaison des données expérimentales publiées, coefficient de transfert de chaleur local à  $Re=600$  et  $\phi=3\%$  pour différentes intensités de champ magnétique.

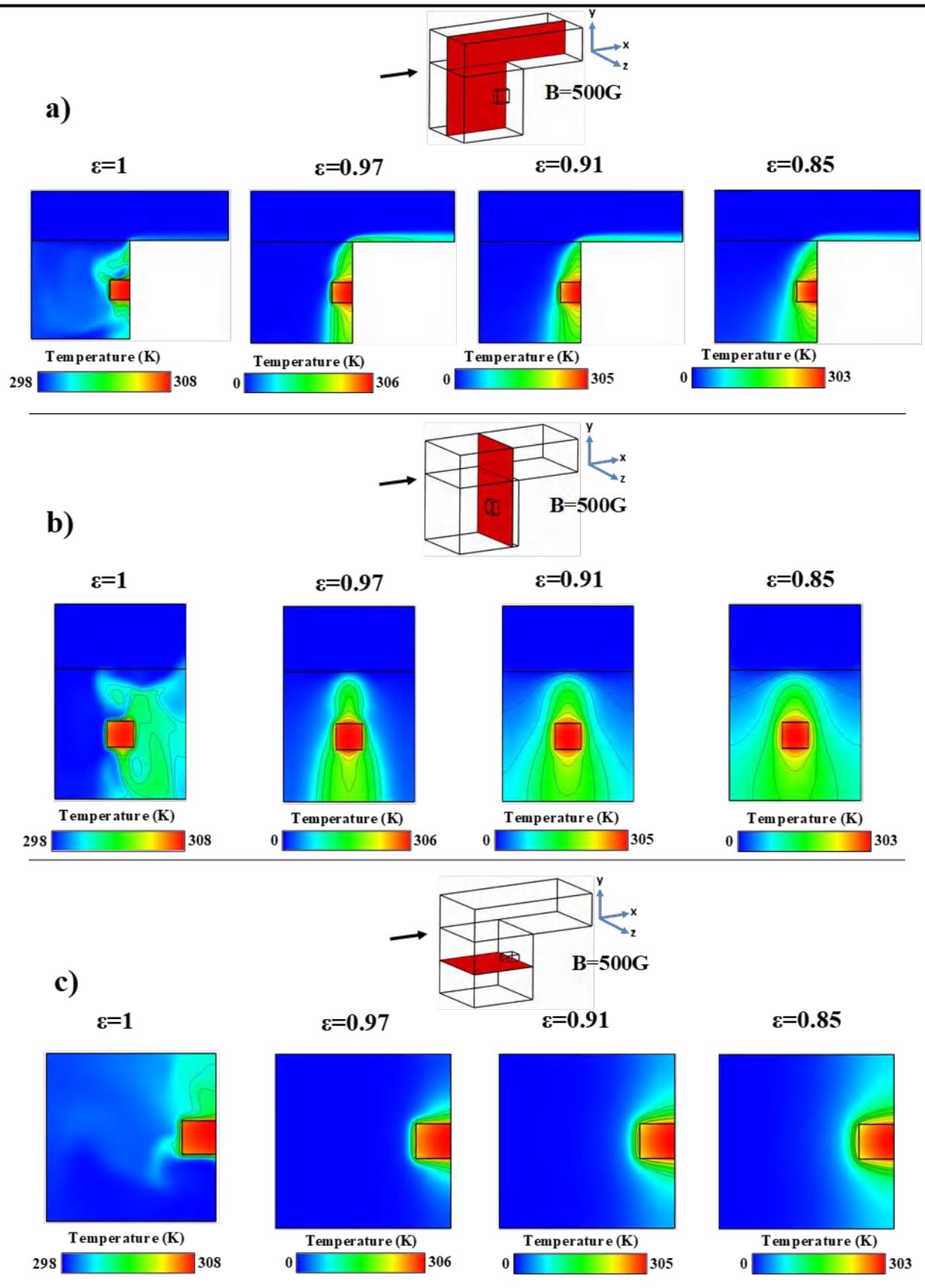
## 4.2.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION

### 4.2.5.1 Analyse thermique

Afin de clarifier l'impact de l'intensité du champ magnétique sur la distribution de température, la figure 4.25 représente les contours de température à  $Re = 500$ ,  $\phi = 2\%$  et  $\varepsilon = 1$  (cavité claire) dans différents plans de la cavité. Remarquablement, lors de l'application du champ magnétique, le comportement des lignes de température entourant la puce électronique change, provoquant plus de dispersion, et les isothermes deviennent plus denses près de l'élément chauffant, ce qui peut être traduit par un transfert de chaleur amélioré à mesure que l'intensité du champ magnétique augmente. Un comportement similaire est obtenu dans différents plans. De plus, il est évident que le champ magnétique a un impact sur la plage de température et que lorsque la force du champ magnétique augmente, la température maximale diminue, indiquant que le champ magnétique vertical enlève l'énergie à l'intérieur de la puce électronique. Ceci perturbe la couche limite thermique environnante et facilite les mécanismes de convection de la chaleur. En outre, il convient de noter qu'une rupture de symétrie des isothermes s'est produite dans les plans  $yz$  et  $xz$  à des valeurs élevées de  $B$  ( $B > 100G$ ), indiquant qu'un régime multicellulaire s'est installé autour de la micropuce. Ce résultat est principalement dû à l'augmentation de l'intensité du champ magnétique. À cet effet, il s'ensuit que la force Kelvin devient la principale force motrice du mouvement du nanofluide. Cette perturbation sur les lignes thermiques produites par le champ magnétique peut être gérée en équipant le système d'un milieu poreux, ce qui sera expliqué dans la figure suivante.



L'hybridation des milieux poreux, du champ magnétique et du ferrofluide a un impact positif sur la distribution de la température. Selon la figure 4.26, qui trace les contours de température pour différentes porosités à  $B = 500\text{G}$ ,  $Re = 500$  et  $\phi = 2\%$ ) dans différents plans de la cavité, en installant le support poreux, on peut voir que les isothermes deviennent plus régulières, ce qui peut se traduire par le fait que la dominance du champ magnétique a été réduite. On voit la température du ferrofluide diminuer en raison des effets combinés. De plus, la différence de température diminue, et la répartition devient pratiquement évidente et uniforme autour de la puce électronique. De plus, l'utilisation du milieu poreux renforce le mécanisme de conduction, ce qui permet de remplacer le fluide chaud par le fluide plus froid, ce qui améliore le transfert de chaleur. En concluant cela, la température maximale du système peut être réduite jusqu'à 3,4 % en utilisant à la fois le champ magnétique et les méthodes d'insertion poreuse. En conclusion, il apparaît que combiner les deux méthodes est le moyen le plus efficace pour abaisser la température maximale et booster le processus de refroidissement.



**Figure 4.26 :** Contours de température pour différentes porosités à  $Re=500$ ,  $\phi=2\%$  et  $B=500G$ , a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.

La figure 4.27 illustre le nombre de Nusselt moyen par rapport au  $Re$  pour différentes intensités de champ magnétique, (a)  $\varepsilon = 1$  (cavité claire) et (b)  $\varepsilon = 0,91$  (avec milieu poreux). Dans la figure 4.27.a, le nombre moyen de Nusselt augmente à mesure que le volume solide passe de 0 % à 2 % de 6,69 % à 7 % lorsque le nombre de Reynolds passe de 500 à 1 500, respectivement, en raison de la conductivité thermique élevée du nanofluide par rapport à l'eau pure. De plus, le nombre de Nusselt moyen augmente avec la disponibilité d'un champ magnétique et est directement lié à l'intensité du champ magnétique. Aussi, il est montré qu'à faible  $Re$ , le champ magnétique a un impact plus prononcé sur la transmission de chaleur. De plus, comme prévu, le nombre moyen de Nusselt augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cette tendance est plus évidente lorsque l'intensité du champ magnétique est plus faible. L'amélioration maximale du transfert thermique pour le cas Figure 4.27.a (sans milieu poreux) avec uniquement sous l'action des nanoparticules et du champ magnétique est obtenue à  $Re=1500$ ,  $\phi=2\%$ , et  $B=500G$  avec 103,5 %.

Dans la Figure 4.27.b, où le milieu poreux est présenté avec  $\varepsilon=0.91$ . Le taux d'amélioration du transfert thermique par augmentation de la fraction volumique solide est réduit par rapport au canal clair (sans milieu poreux). De plus, une tendance similaire peut être observée par rapport à la figure précédente, où le champ magnétique a un impact plus important à un petit nombre de Reynolds. En présence d'un champ magnétique, l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une décrémentation puis une incrémentation du nombre de Nusselt moyen. Ceci s'explique puisque la différence dans le nombre et la structure des régions de recirculation générées est le principal responsable de ce comportement. En conséquence, il s'ensuit qu'un nombre de Reynolds plus petit produit de plus grands avantages pour un meilleur transfert de chaleur. Une amélioration de 193,4 % est enregistrée à un nombre de Reynolds plus petit,  $\phi = 2 \%$  et  $B = 500G$ .

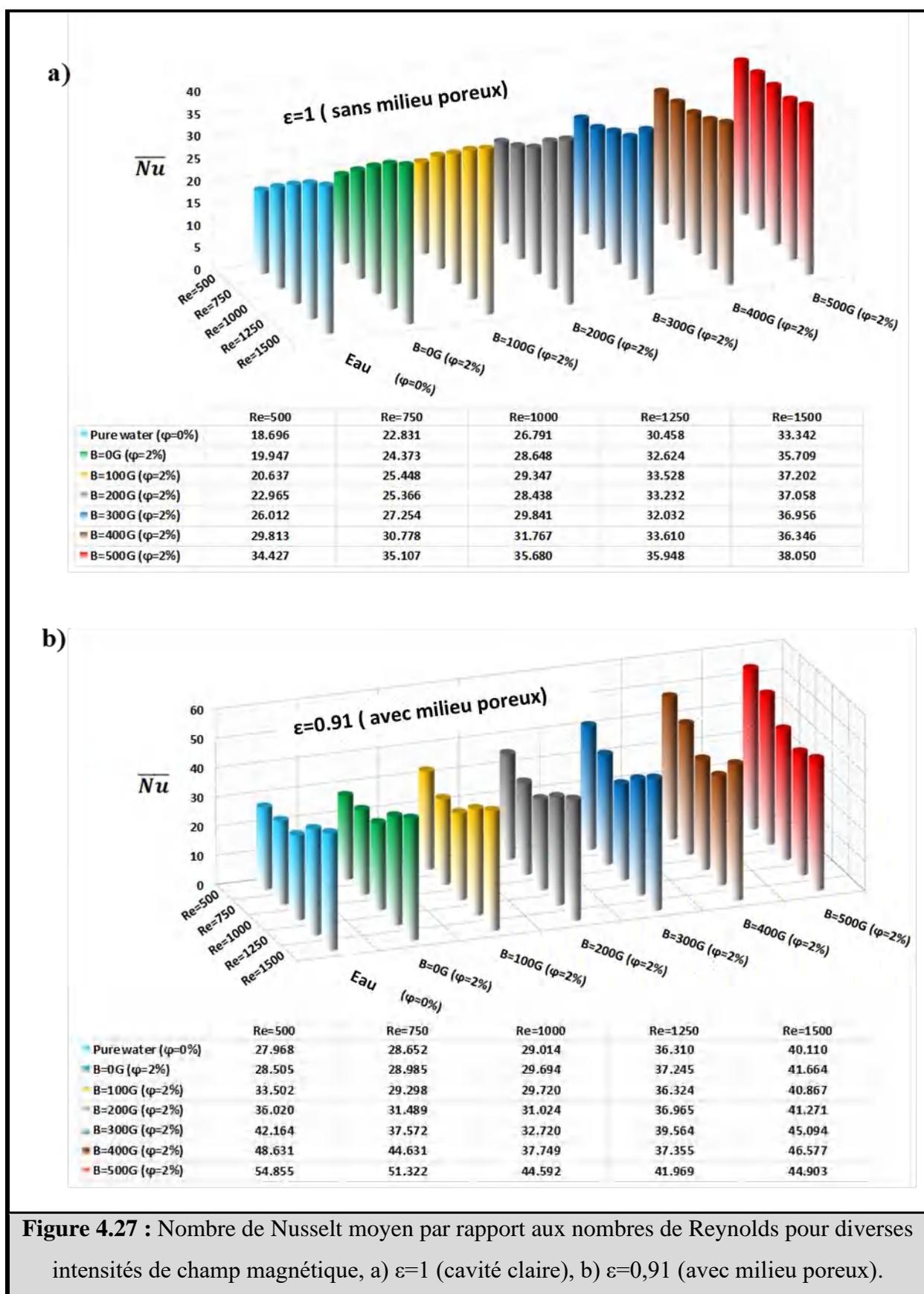
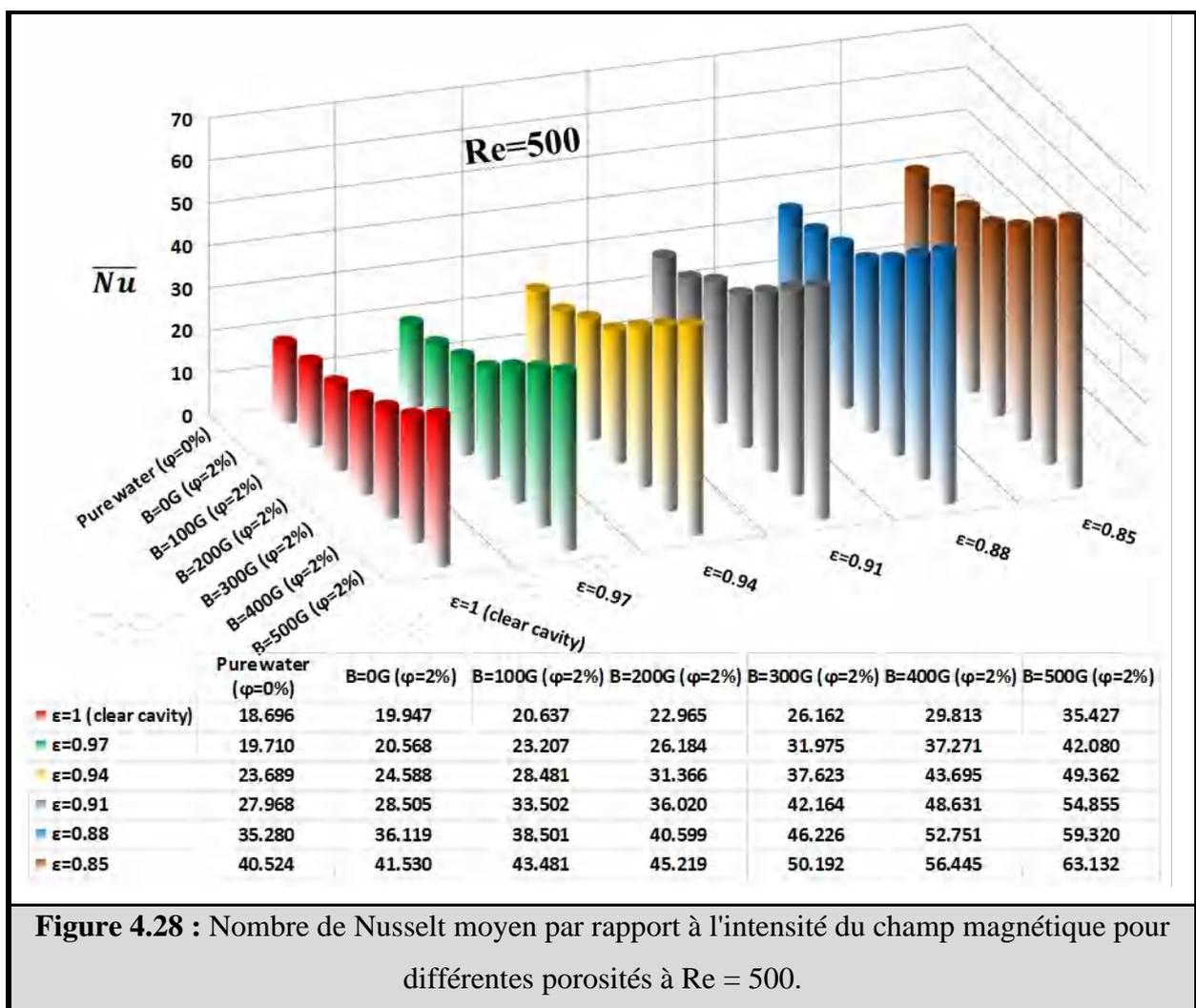


Figure 4.27 : Nombre de Nusselt moyen par rapport aux nombres de Reynolds pour diverses intensités de champ magnétique, a)  $\epsilon=1$  (cavité claire), b)  $\epsilon=0,91$  (avec milieu poreux).

Selon les deux figures précédentes, où il a été conclu que l'effet combiné est plus prononcé à des débits d'entrée plus faibles, les impacts de la porosité à diverses intensités de champ magnétique

à  $Re = 500$  sur le nombre de Nusselt moyen sont donnés à la figure 4.28. Comme on peut être perçu, l'augmentation de la porosité ou de l'intensité du champ magnétique entraîne une augmentation de la transmission de chaleur. Ceci est dû aux deux principaux facteurs sur le nombre de Nusselt moyen, l'augmentation de la surface de contact entre le fluide et le milieu poreux, et l'amélioration du mécanisme de convection par le champ magnétique. La transmission thermique maximale est obtenue à  $\phi=2\%$ ,  $B=500G$ ,  $\varepsilon=0,85$   $Re=500$ , ce qui augmente de 2,3 fois par rapport au cas de l'eau pure, sans champ magnétique et milieu poreux.

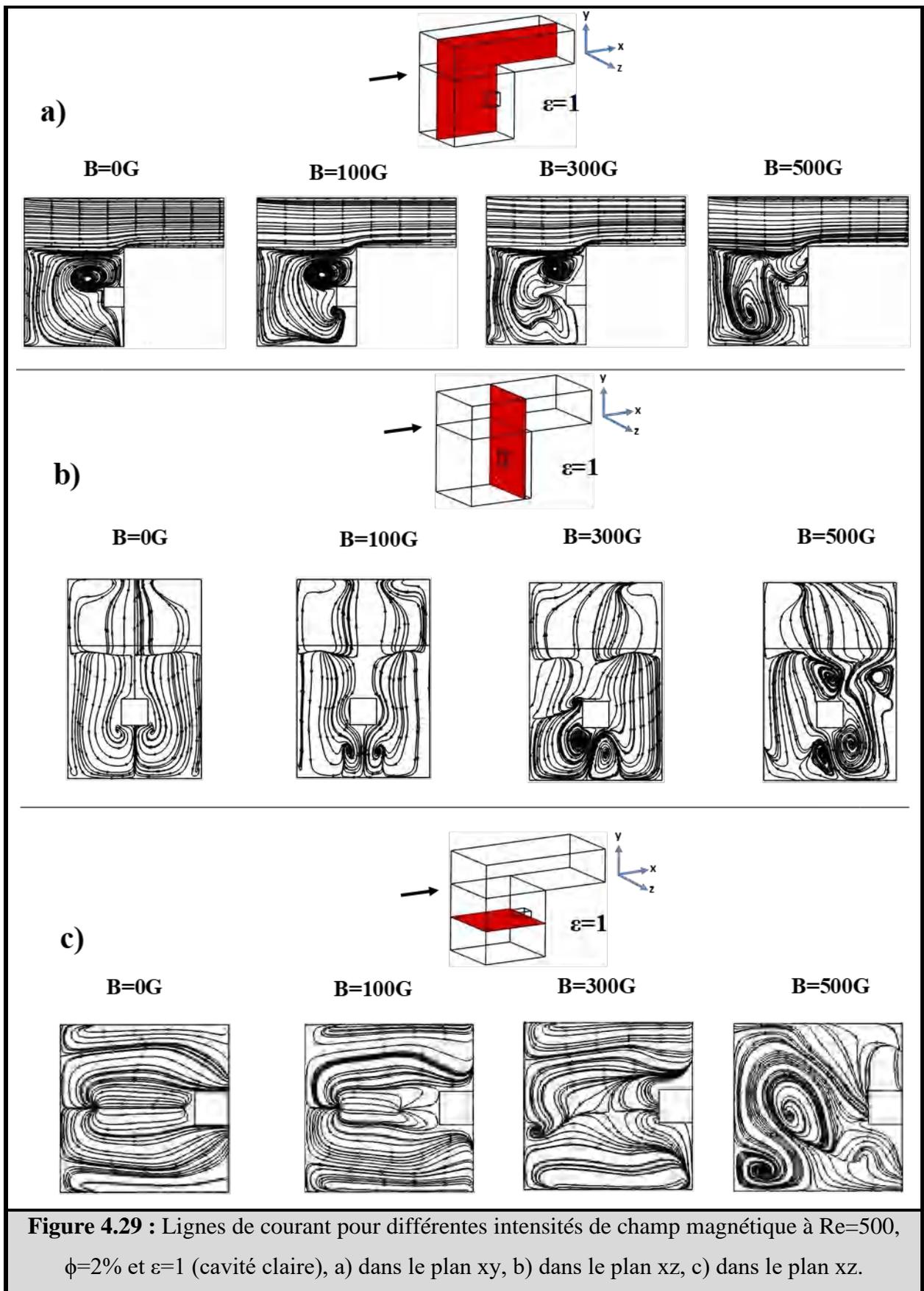


**Figure 4.28 :** Nombre de Nusselt moyen par rapport à l'intensité du champ magnétique pour différentes porosités à  $Re = 500$ .

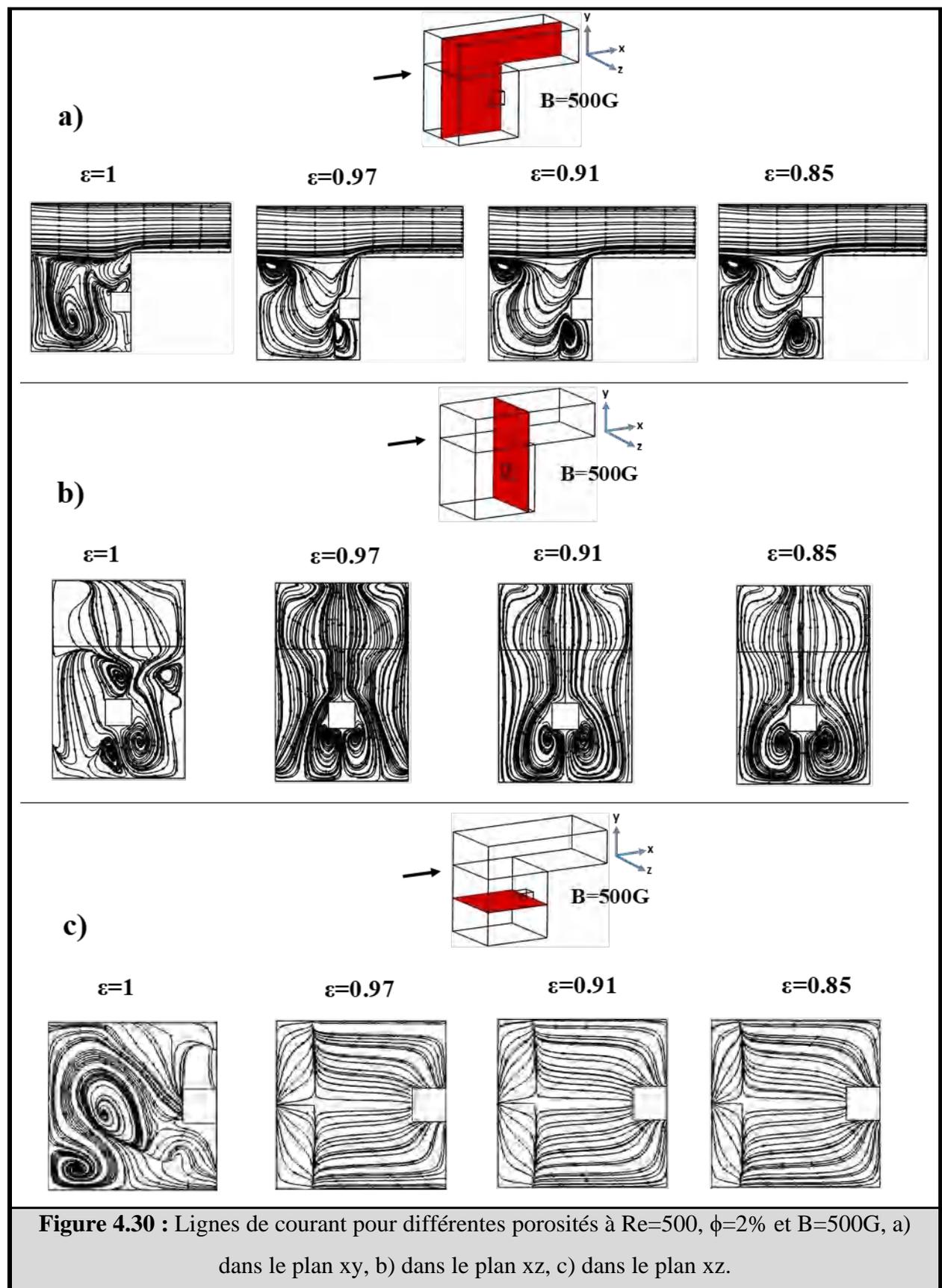
#### 4.2.5.2 Analyse hydrodynamique

L'effet de l'intensité du champ magnétique sur les lignes de courant est plus prononcé à une intensité de champ magnétique plus élevée. Dans ce contexte, la Figure 4.29 montre les lignes de courant à  $Re=500$ ,  $\phi=2\%$  et  $\varepsilon=1$  (cavité claire) dans différents plans de la cavité. Selon la figure,

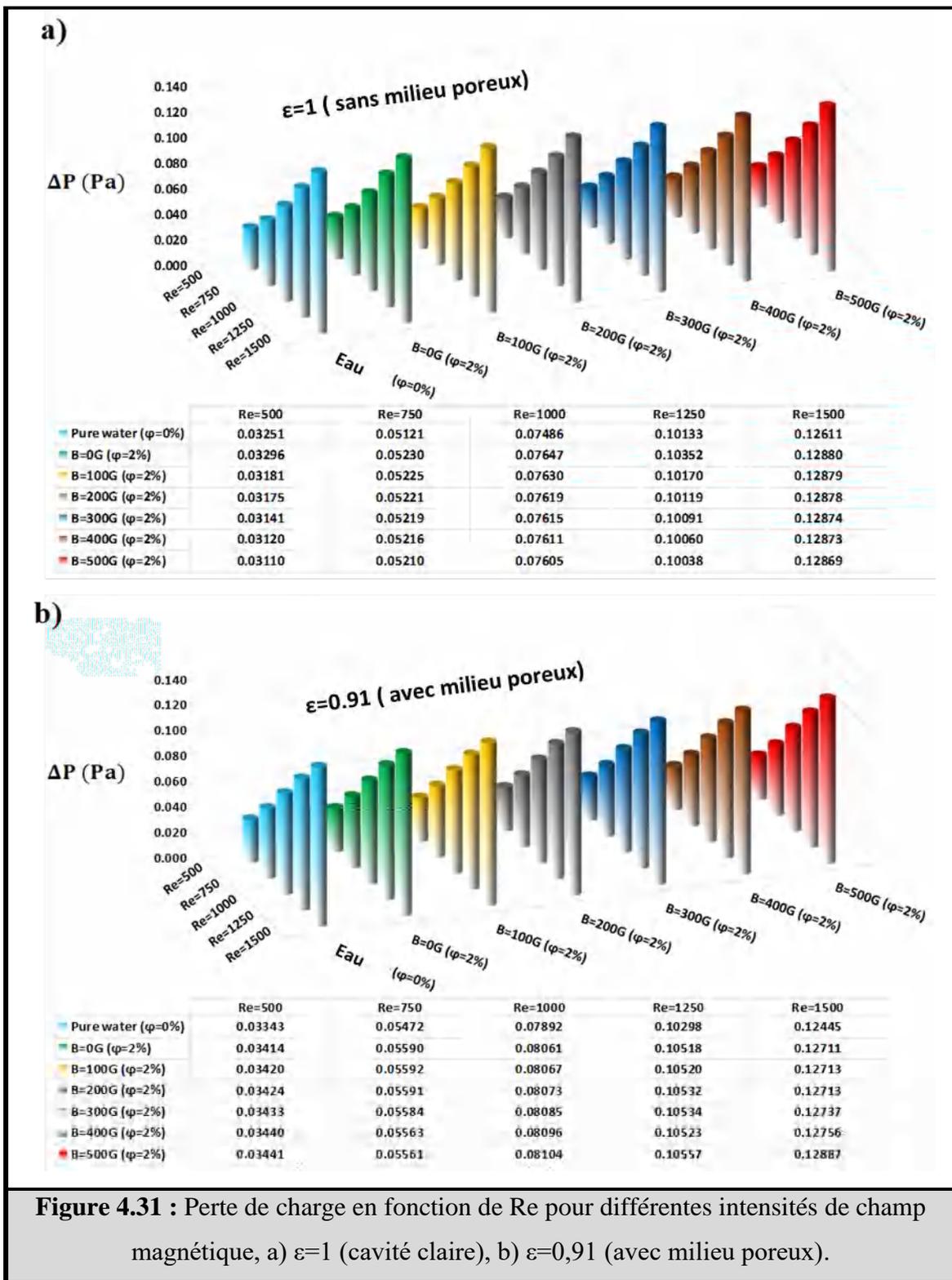
la structure de l'écoulement change lorsqu'un champ magnétique est appliqué. Dans le plan  $z = 0$  Figure 4.29.a, La formation d'une région de recirculation connue sous le nom de vortex en fer à cheval peut être observée près du coin supérieur de la puce électronique, ce qui est évident à une intensité de champ magnétique plus faible. Cependant, on peut observer qu'il disparaît entièrement à  $B = 500\text{G}$ , et un vortex se forme au milieu, amplifiant le processus de diffusion. Pour les autres cas des Figures 4.29.b et 4.29.c, il n'y a pas de formation de vortex lorsque  $B=0\text{G}$ . En revanche, des zones de recirculation commencent à apparaître lorsque l'intensité du champ magnétique est élevée, ce qui favorise le phénomène d'étalement. D'après les résultats présentés, on peut conclure que la cause principale de l'amélioration du processus de refroidissement est les tourbillons démontrés générés par le champ magnétique.



L'impact simultané de l'installation d'un milieu poreux, d'un ferro-nanofluide et d'un inducteur de champ magnétique sur les lignes de courant est illustré à la Figure 4.30, qui montre les lignes de courant pour différentes porosités à  $B=500\text{G}$ ,  $Re=500$  et  $\phi=2\%$ ) dans différents plans de la cavité. De la figure, on peut déduire qu'avec la pénétration du ferrofluide dans le milieu poreux, la structure des lignes de courant devient similaire, quelle que soit la valeur de porosité. Dans le plan à  $z = 0$  Figure 4.30.a, deux tourbillons diagonalement opposés grossissent avec une porosité décroissante due à l'expansion de la région solide. Pour le plan de situation  $x=0$  Figure 4.30.b, l'application du milieu poreux conduit à une diminution du nombre de tourbillons générés, dans lesquels seules deux régions de recirculation sous le bloc ont été conservées. Cependant, pour le dernier cas plan  $y=0$  Figure 4.30.c, on peut observer que les tourbillons disparaissent entièrement pour une valeur de porosité donnée. Le mécanisme de conduction dominant est principalement responsable du comportement de ces lignes de courant.



Le résultat de la chute de pression en fonction de  $Re$  et de l'intensité du champ magnétique, (a)  $\varepsilon=1$  (cavité claire) et (b)  $\varepsilon=0,91$  (avec un milieu poreux), est illustré à la Figure 4.31. La figure 4.31.a montre que la perte de charge augmente rapidement avec le nombre de Reynolds, comme prévu. De plus, la suspension de ferro-nanoparticules dans le fluide de base augmente légèrement la perte de charge due à l'augmentation de la viscosité. Le taux de croissance maximal de la chute de pression en augmentant la fraction volumique solide est d'environ 2 %. En appliquant un champ magnétique de 0G à 100G, on montre que la perte de charge diminue en raison de la suppression des couches limites, ce qui réduit le frottement. De plus, il est également important de noter que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique de 100G à 500G a un impact négligeable sur la perte de charge. D'autre part, la perte de charge pour la cavité remplie de milieu poreux (Figure 4.31.b) se comporte de manière similaire à la cavité claire sans milieu poreux lorsque l'on fait varier le nombre de Reynolds ou la fraction volumique solide. Cependant, l'augmentation de l'intensité du champ magnétique montre la tendance inverse, une augmentation de la perte de charge, qui est due aux milieux poreux, qui affaiblissent l'impact du champ magnétique.



L'effet des porosités sur la chute de pression dans diverses intensités de champ magnétique à  $Re = 500$  est illustré à la figure 4.32. Comme mentionné précédemment, l'ajout de nanoparticules à l'eau augmente la viscosité, augmentant ainsi la chute de pression. De plus, on peut voir qu'une réduction de la porosité de 1 à 0,85 entraîne une augmentation de la chute de pression quelle que soit la valeur de l'intensité du champ magnétique puisque le fluide se déplaçant à travers le canal poreux provoque plus de frottement. Compte tenu de l'augmentation du transfert de chaleur, qui peut atteindre jusqu'à 2,3 fois comme indiqué précédemment, équiper le système de la méthode proposée. L'augmentation de la perte de charge avec la méthode hybride n'est que de 6 %. Par conséquent, on peut dire que l'augmentation de la perte de charge est négligée devant l'augmentation significative de la transmission de chaleur. Cette légère augmentation de perte de charge a été obtenue pour plusieurs raisons, principalement liées à la structure de la configuration, dont seule la partie inférieure est remplie de milieu poreux, et la configuration ne contient pas de barrière ou de générateur de vortex.

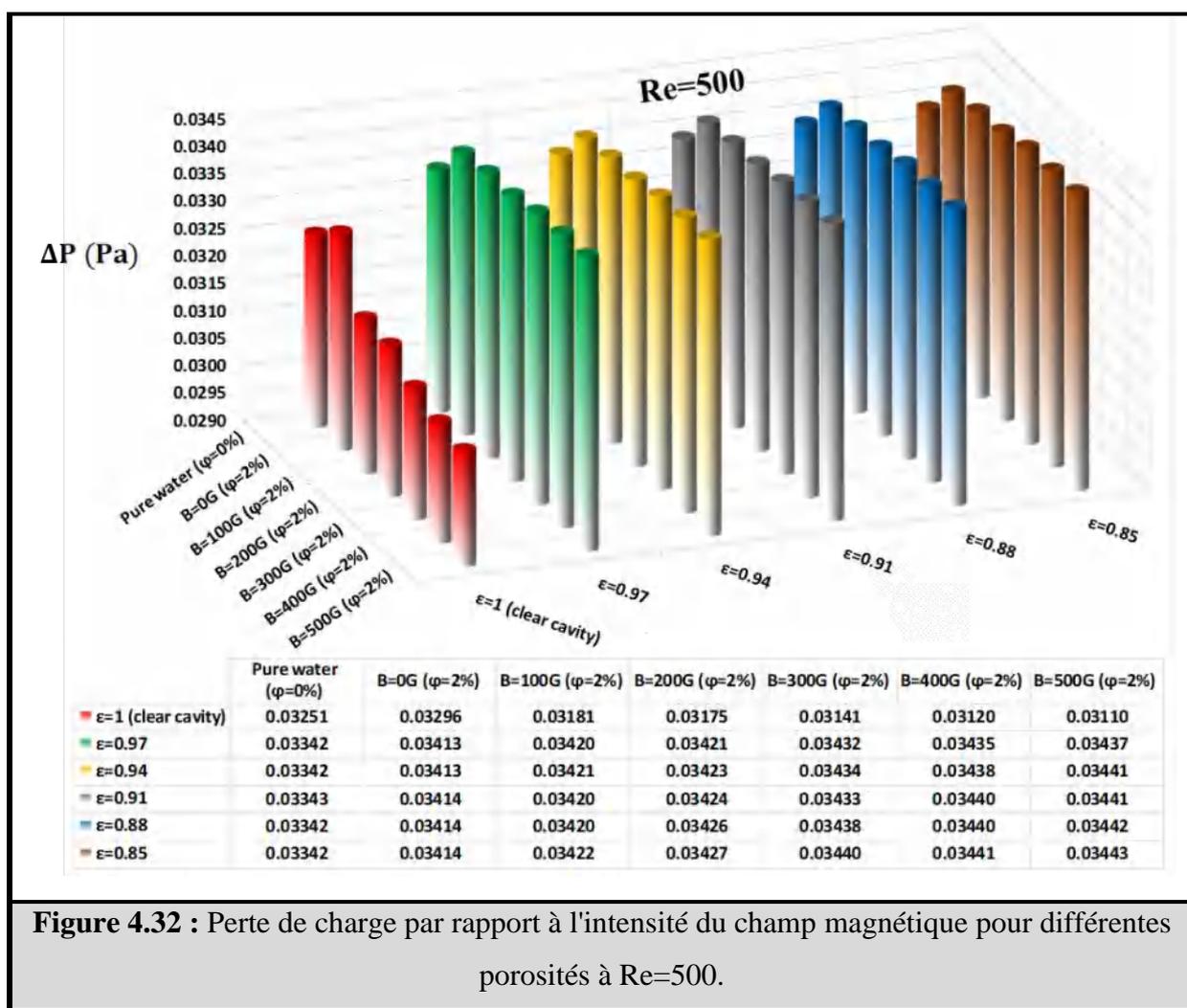
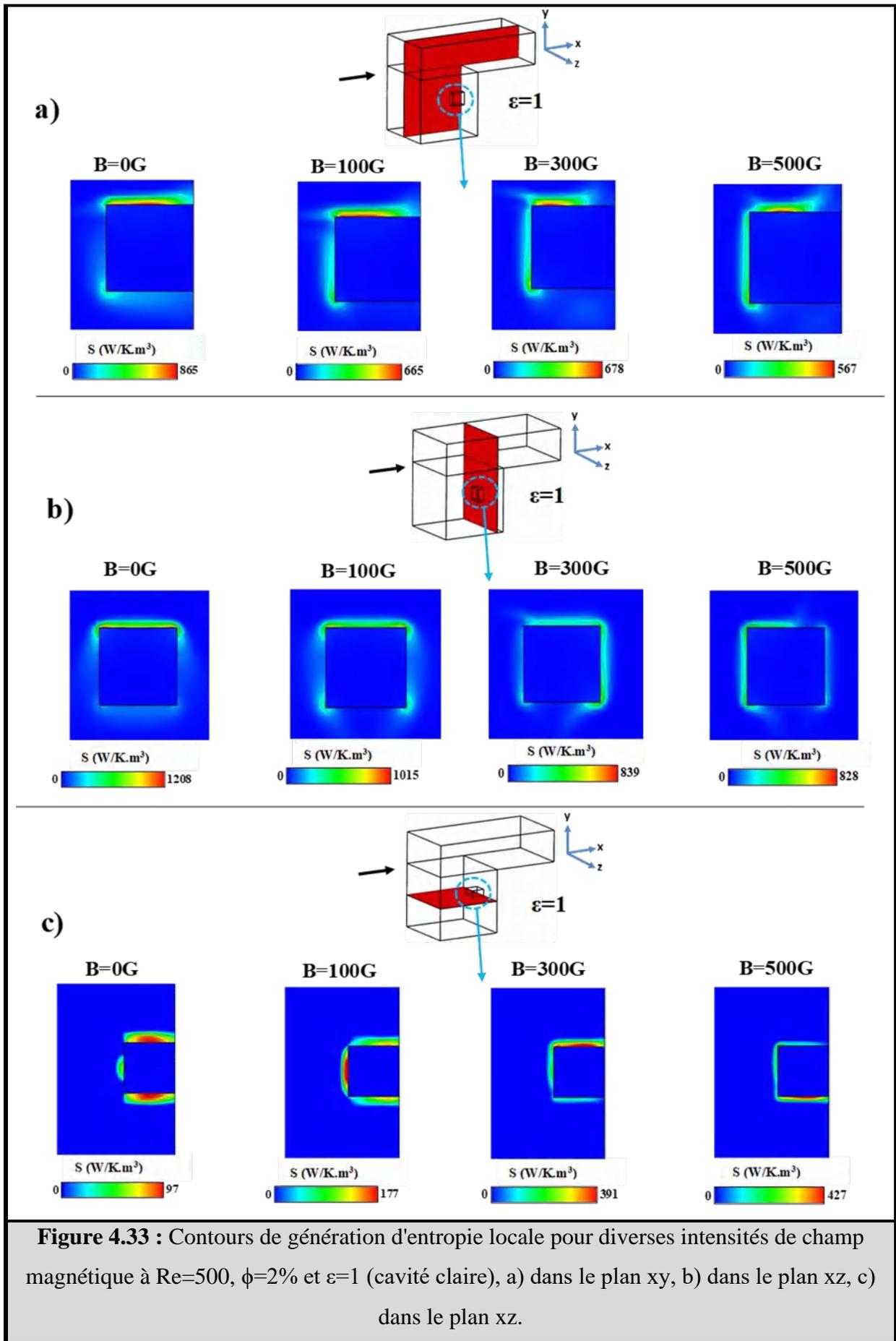


Figure 4.32 : Perte de charge par rapport à l'intensité du champ magnétique pour différentes porosités à Re=500.

### 4.2.5.3 Analyse de génération d'entropie

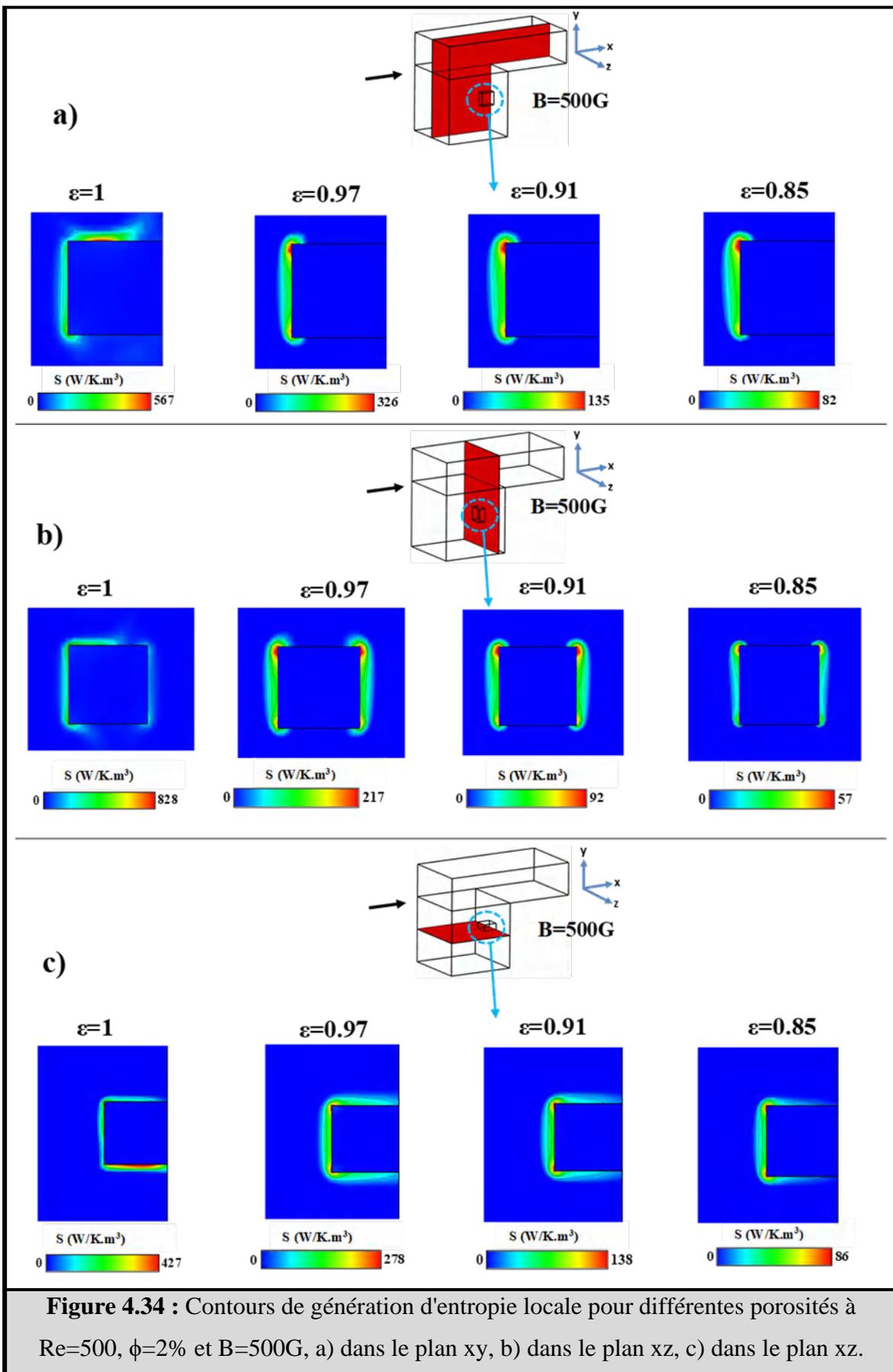
Après avoir examiné les caractéristiques thermiques et hydrauliques dans les sections précédentes, le reste de cette section examine la génération d'entropie.

La figure 4.33 montre la génération d'entropie locale à Re=500, φ=2% et ε=1 (cavité claire) dans différents plans de la cavité. La génération d'entropie se produit principalement dans la zone entourant la puce électronique en raison des couches limites thermiques et dynamiques qui sont générées près des parois du bloc, où de grands gradients de température et de vitesse seront produits. Un changement dans la distribution de l'entropie produite peut être observé une fois qu'un champ magnétique est appliqué. De plus, pour les cas des figures 4.33.a et 4.33.b, il est évident qu'en augmentant l'intensité du champ magnétique, la génération d'entropie maximale diminue du fait de la déformation des couches limites. Néanmoins, la figure 4.33.c se distingue des autres situations, montrant la tendance inverse. La perpendiculaire du champ magnétique à la face de la puce augmente le frottement, ce qui explique le comportement.

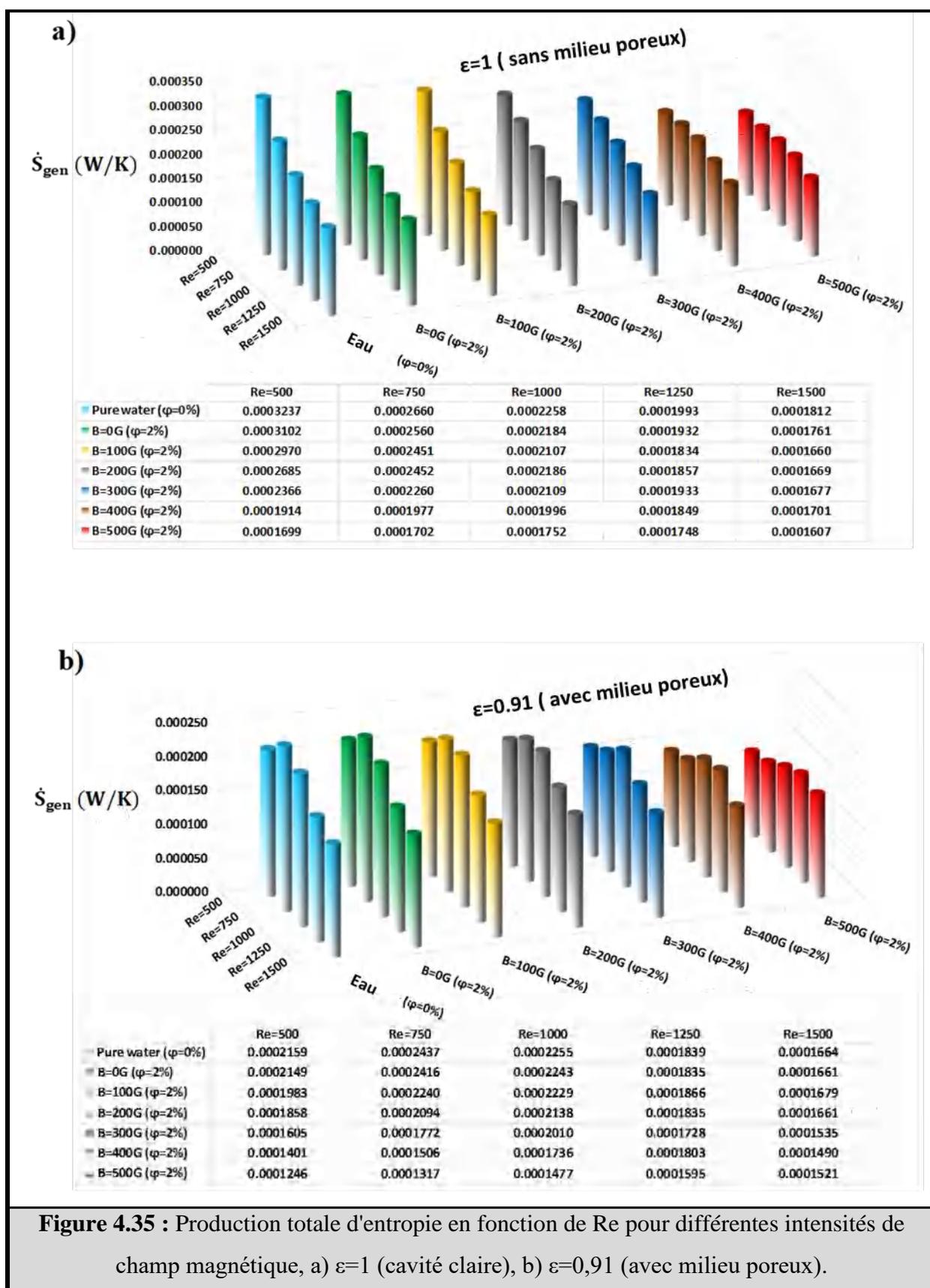


**Figure 4.33 :** Contours de génération d'entropie locale pour diverses intensités de champ magnétique à  $Re=500$ ,  $\phi=2\%$  et  $\epsilon=1$  (cavité claire), a) dans le plan xy, b) dans le plan xz, c) dans le plan xz.

L'impact de la méthode hybride sur l'irréversibilité est représenté sur la figure 4.34, qui montre la génération d'entropie locale pour différentes porosités à  $B = 500\text{G}$ ,  $Re = 500$  et  $\phi = 2\%$ ) dans différents plans de la cavité. On peut voir que lors de l'utilisation de milieux poreux, la production d'entropie est concentrée dans un endroit spécifique et cohérent entourant la puce électronique, quelle que soit la valeur de la porosité. Cela peut s'expliquer par la capacité du milieu poreux à réguler l'écoulement à travers un mécanisme de conduction. De plus, on peut voir que la production maximale d'entropie a tendance à diminuer lorsque la porosité diminue dans tous les cas. Cela émane du fait que la combinaison du champ magnétique et du milieu poreux provoque la pénétration de ferrofluide dans le milieu poreux, ce qui se traduit par une réduction de l'irréversibilité.

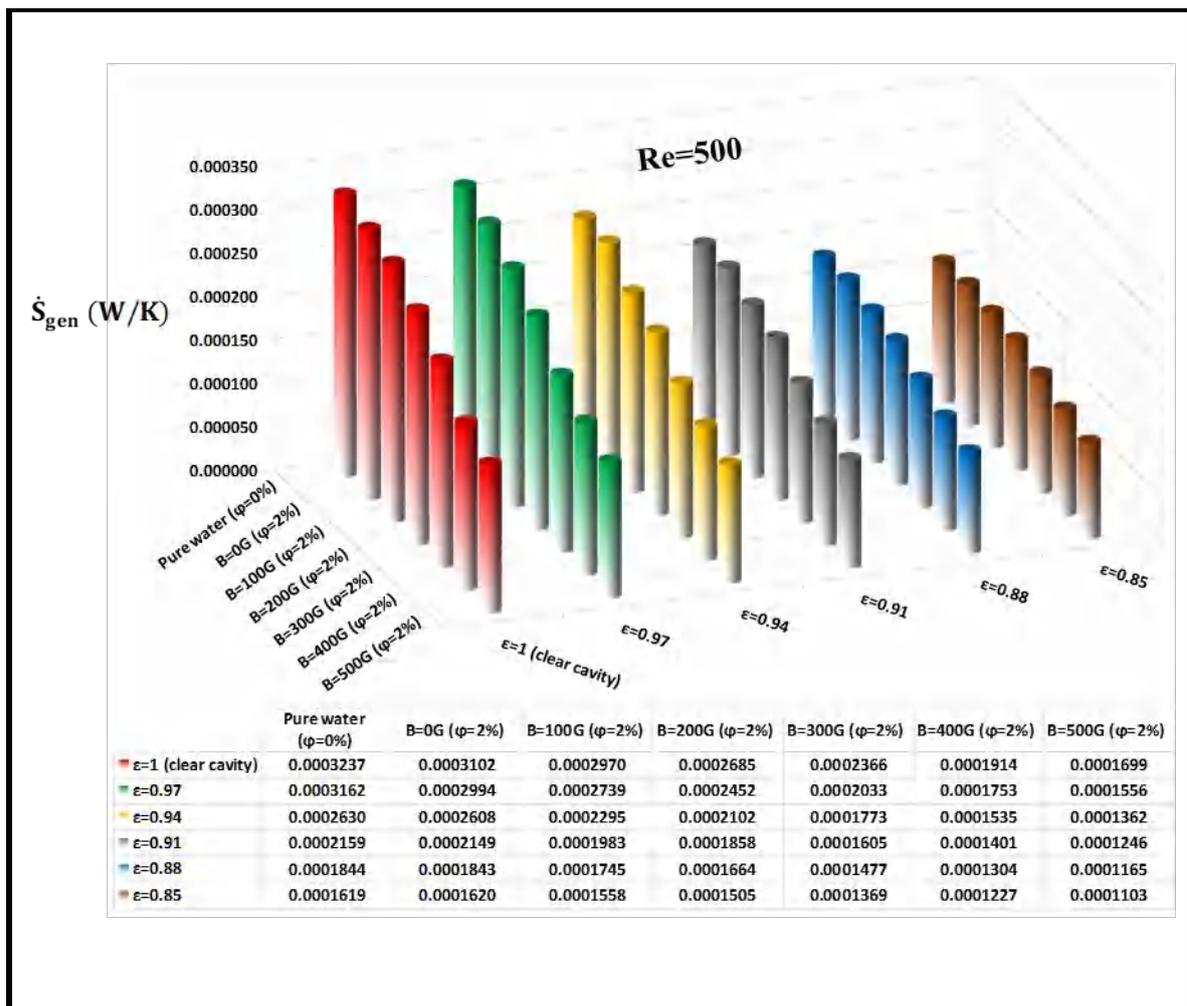


L'un des paramètres les plus importants de la deuxième loi qui définit l'irréversibilité globale des dispositifs thermiques est la production totale d'entropie. La figure 4.35 montre la production totale d'entropie en fonction de  $Re$  et de l'intensité du champ magnétique, (a)  $\varepsilon=1$  (cavité claire) et (b)  $\varepsilon=0,91$  (avec milieu poreux). Selon la figure 4.35.a, on peut voir que lorsque le  $Re$  augmente, la production globale d'entropie diminue. Cela se produit à la suite d'une augmentation du nombre de Nusselt moyen et de la prédominance de la génération d'entropie thermique sur la génération d'entropie par frottement. De plus, la suspension de nanoparticules magnétiques dans le fluide de base entraîne une irréversibilité plus faible, avec une réduction allant jusqu'à 4,3 % à un nombre de Reynolds inférieur. De plus, la figure montre que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique entraîne une diminution de la production d'entropie. Ceci indique l'impact positif du champ magnétique sur les caractéristiques thermiques et d'écoulement. L'impact de l'insertion du support poreux dans des conditions similaires est représenté sur la figure 4.35.b. On peut observer que les valeurs de la production d'entropie totale sont diminuées par rapport au cas sans milieu poreux Figure 4.35.a. De plus, même si le système comprend un milieu poreux, l'utilisation d'un inducteur de champ magnétique réduit la production globale d'entropie. Cependant, la création d'entropie globale pour chaque amplitude donnée de l'intensité du champ magnétique présente un modèle de comportement varié en fonction du nombre de Reynolds.



La quantité d'entropie générée à diverses intensités de champ magnétique et à différentes porosités à  $Re=500$  est représentée sur la figure 4.36. Comme le montre la figure, la quantité de

production totale d'entropie diminue à mesure que la porosité du matériau diminue et que l'intensité du champ magnétique augmente. Ceci est étroitement lié à l'augmentation des mécanismes de convection et de conduction, qui servent tous deux à réduire la quantité d'énergie perdue. En d'autres termes, le meilleur refroidissement de la puce électronique obtenu en utilisant le procédé hybride conduit à une diminution de la température de la puce électronique, ce qui se traduit par la dégradation du gradient de température, qui est principalement liée à la production d'entropie. De plus, concernant ce chiffre, la production minimale d'entropie globale se produit à  $\phi=2\%$ ,  $\varepsilon=0,85$ , et B de 500G, où la réduction peut atteindre jusqu'à 65,92% par rapport au cas de base  $\phi=0\%$ ,  $\varepsilon=1$ (cavité claire), et B de 0G. En conclusion, l'utilisation simultanée du ferrofluide, du champ magnétique induit et du milieu poreux conduit à des pertes d'énergie moindres, ce qui peut servir d'argument convaincant en faveur de l'utilisation de cette stratégie à l'avenir.



**Figure 4.36** : Production totale d'entropie par rapport à l'intensité du champ magnétique pour différentes porosités à  $Re = 500$ .

## 4.2.6 CONCLUSION

Une méthode hybride pour le refroidissement des puces électroniques a été suggérée dans le présent article pour atteindre les meilleures performances. La nouvelle technologie combine un nanofluide magnétique avec un inducteur de champ magnétique et un support poreux pour une évacuation maximale de la chaleur et un contrôle du débit. Pour simuler la formule de calcul, la méthode des volumes finis (FVM) a été utilisée dans des conditions de convection forcée laminaire. L'approche en deux phases est utilisée pour prédire le comportement du nanofluide afin d'augmenter la précision de l'enquête en cours. Après avoir déterminé la taille de grille optimale et les vérifications du solveur, les distributions de température, les lignes de courant, le nombre de Nusselt moyen, la chute de pression et la génération d'entropie locale et globale ont été données pour différentes quantités de facteurs actifs. Selon les résultats, cela nous a permis de conclure les principaux points suivants :

- ✓ L'utilisation simultanée de la technique combinée, du nanofluide magnétique, du champ magnétique et du support poreux réduit la température maximale de la puce électronique jusqu'à 3,4 %.
- ✓ La suspension de nanoparticules magnétiques dans le fluide de base augmente le nombre de Nusselt moyen de 6,69 % à 7 % lorsque le nombre de Reynolds passe de 500 à 1500, respectivement. Sous l'action du champ magnétique peut augmenter jusqu'à 103,5% à  $Re=1500$ ,  $\phi=2\%$  et  $B=500G$ . Avec la combinaison avec des milieux poreux, l'incrément peut atteindre 237% à  $\phi=2\%$ ,  $B=500G$ ,  $\epsilon=0.85$   $Re=500$ .
- ✓ Lors de l'utilisation d'un nanofluide magnétique, une augmentation de la perte de charge d'environ 2% a été enregistrée et une augmentation de 6% en utilisant la technique hybride aux conditions optimales  $\phi=2\%$ ,  $B=500G$ ,  $\epsilon=0,85$   $Re=500$ .
- ✓ La manipulation du système avec les techniques hybrides diminue la génération d'entropie globale de 65,92 %.

## 4.3 Problème 5

### Analyse de convection thermo-magnétique du ferrofluide dans une chambre électronique à couvercle en forme d'arc avec chauffage partiel

#### 4.3.1 INTRODUCTION

L'amélioration du transfert de chaleur dans les applications d'ingénierie telles que les échangeurs de chaleur, les appareils électroniques, les moteurs et les réacteurs nucléaires est fondamentale dans les usines modernes. Par conséquent, la recherche actuelle traite des effets d'un champ magnétique non uniforme sur les conditions de convection mixte dans une chambre à couvercle en forme d'arc remplie de ferrofluide.

L'originalité de cette étude :

- ✓ Aucun projet de recherche n'a considéré les parois en forme d'arc de la cavité dans la littérature.
- ✓ Manque d'informations et de résultats concernant le problème ferrohydrodynamique (FHD) dans la cavité pendant le mécanisme de convection mixte.
- ✓ En considérant un champ magnétique non uniforme avec une température dépendante de la magnétisation du ferrofluide.

#### 4.3.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES

L'influence de plusieurs paramètres est prise en compte : les nombres magnétiques ( $0 \leq Mn \leq 100$ ), les nombres de Richardson ( $0,04 \leq Ri \leq 40$ ), les fractions volumiques solides ( $0 \leq \phi \leq 0,05$ ) et la grande longueur sans dimension de l'arc ( $0 \leq b^* \leq 0,15$ ) sur les champs thermique et dynamique sont étudiés.

### 4.3.3 EFFET DU MAILLAGE

Le test de sensibilité de la grille est effectué à l'aide de cinq grilles pour s'assurer que les résultats et les valeurs maximales de ligne de courant sont vérifiés et que la taille de la grille n'affecte pas les résultats. Les nombres moyens de Nusselt et les valeurs maximales de ligne de courant à  $Ri = 0,04$ ,  $\phi=0,05$ ,  $Mn=100$  et  $b^*=0,15$  pour différentes tailles de grille sont présentés dans le tableau 4.3. Comme on peut le voir, l'imprécision entre la grille 4 et la grille 5 est relativement mineure. Pour cette raison, la grille 4 ( $208 \times 208$ ) a été utilisée pour toutes les simulations afin d'obtenir les meilleurs résultats tout en conservant le temps de calcul.

Tableau 4.3 Indépendance du maillage.

Nombre de nœud	$Nu_M$	% Différence	$ \Psi_{min} $	% Différence
<b>52×52</b>	74.1472	-	0.1854	-
<b>104×104</b>	78.028	5.23	0.2059	11.05
<b>156×156</b>	79.974	2.49	0.2184	6.07
<b>208×208</b>	80.3323	0.44	0.2219	1.60
<b>260×260</b>	80.3831	0.06	0.2235	0.72

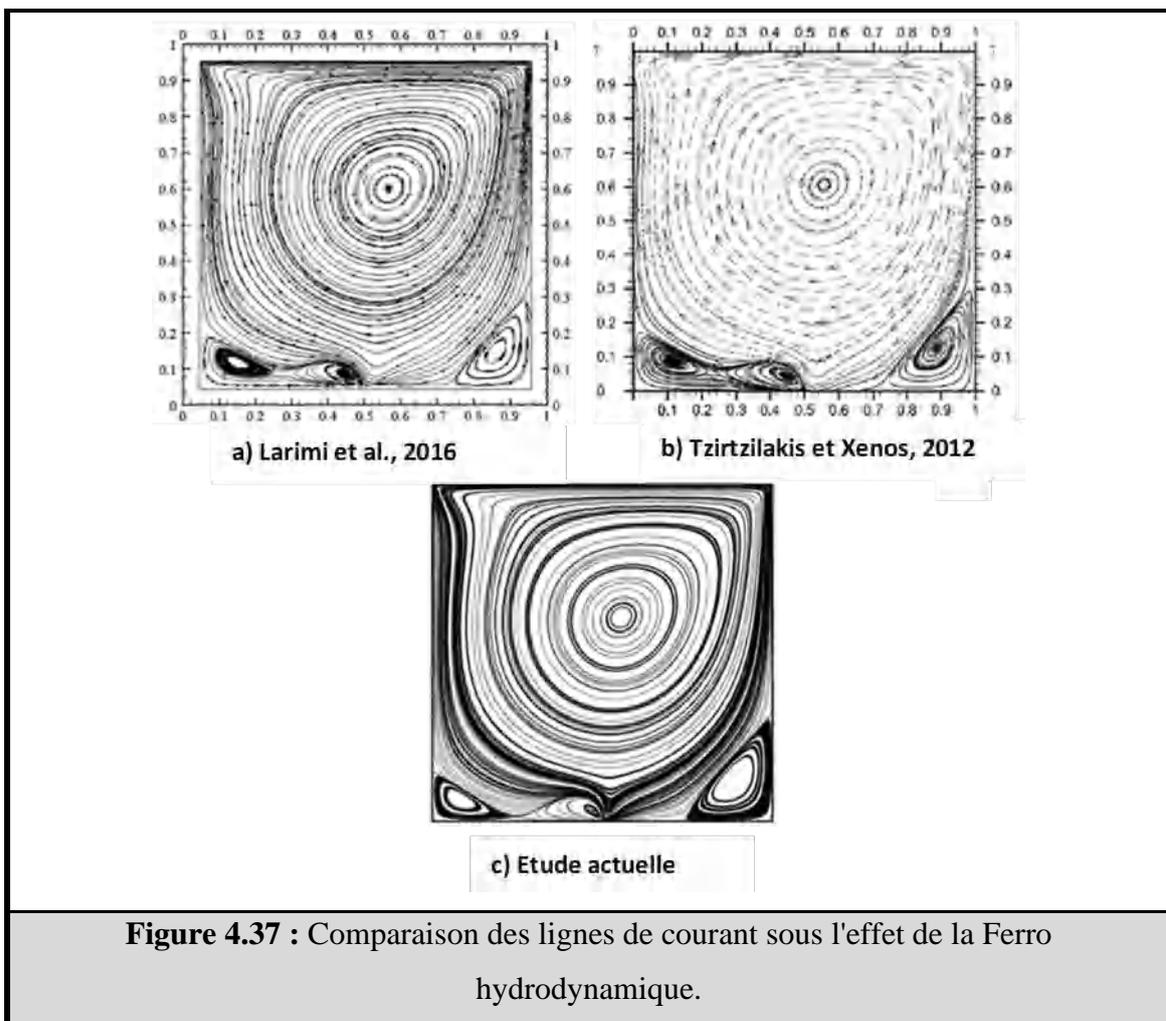
### 4.3.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

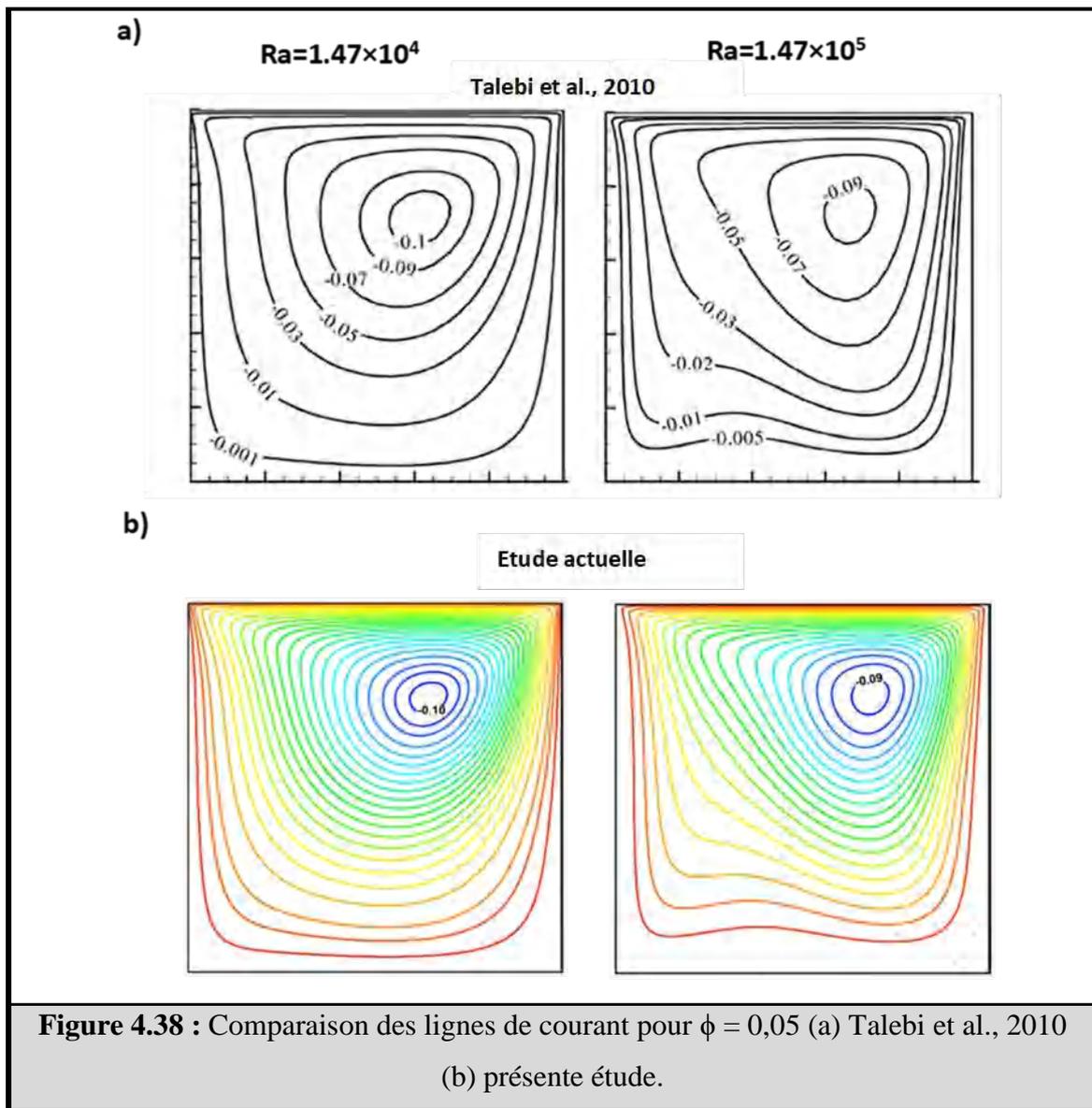
La présente solution est validée en vérifiant nos résultats numériques à ceux trouvés dans la littérature. Comme test préliminaire pour le scénario de convection libre dans une chambre, les résultats disponibles de **Ghasemi et al., 2011**, **Pordanjani et al., 2018**, **Ashorynejad et Shahriari, 2018**, et **Du et al., 2020** sont employés. Le tableau 4.4 montre un niveau élevé d'accord pour le nombre moyen de Nusselt. La figure 4.37 montre une confirmation supplémentaire des lignes de courant dans le cas du problème ferro-hydrodynamique (FHD) dans une enceinte, qui est comparée aux résultats de **Larimi et al., 2016** et **Tzirtzilakis et Xenos, 2012** à  $Re=400$  et  $Mn=256$ . Les résultats révèlent un niveau d'accord raisonnable. Enfin, une validation par rationalisation avec l'étude de **Talebi et al., 2010** dans une chambre à couvercle

rempli de nanofluid pour  $\phi = 0,05$ , comme le montre la figure 4.38. On peut conclure que la comparaison des résultats numériques actuels avec ceux de l'étude précédente est en bon accord.

Tableau 4.4 Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats précédents.

	$\phi = 0.0$	$\phi = 0.02$	$\phi = 0.04$	$\phi = 0.06$
<b>Ghasemi et al., 2011</b>	4.738	4.820	4.896	4.968
<b>Pordanjani et al., 2018</b>	4.654	4.813	4.967	5.118
<b>Ashorynejad et Shahriari, 2018</b>	4.6865	-	-	-
<b>Du et al., 2020</b>	4.746	4.837	-	-
<b>Nos résultats</b>	<b>4.7383</b>	<b>4.8258</b>	<b>4.8844</b>	<b>4.9587</b>



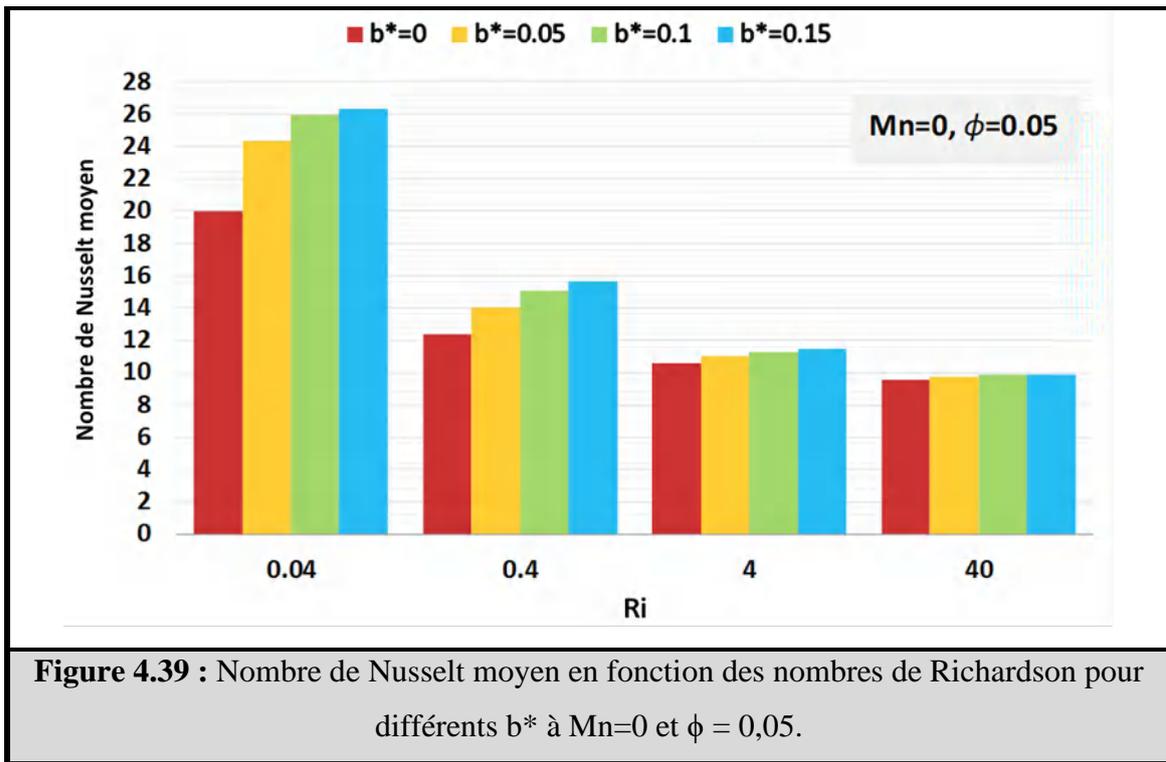


## 4.3.5 RÉSULTATS ET DISCUSSION

### 4.3.5.1 Impact de la forme en arc de la cavité sur $Num$

La figure 4.39 présente l'effet des plaques en forme d'arc sur le nombre de Nusselt moyen pour différents nombres de Richardson (sans champ magnétique  $Mn=0$ ). Les résultats révèlent qu'à mesure que la grande longueur de l'arc ( $b^*$ ) augmente, le taux de transfert de chaleur augmente, et ceci pour tous les nombres de Richardson. Les parois en forme d'arc rendent le ferrofluide plus flexible en offrant plus d'espace pour circuler, stimulant le vortex principal à l'intérieur de la cavité. De plus, le processus de transfert de chaleur augmente à mesure que le  $b^*$  augmente est plus prononcé aux petits nombres de Richardson, où l'amélioration peut atteindre jusqu'à 31,7% pour  $Ri = 0,04$ . Ce comportement peut s'expliquer par le fait que puisque le

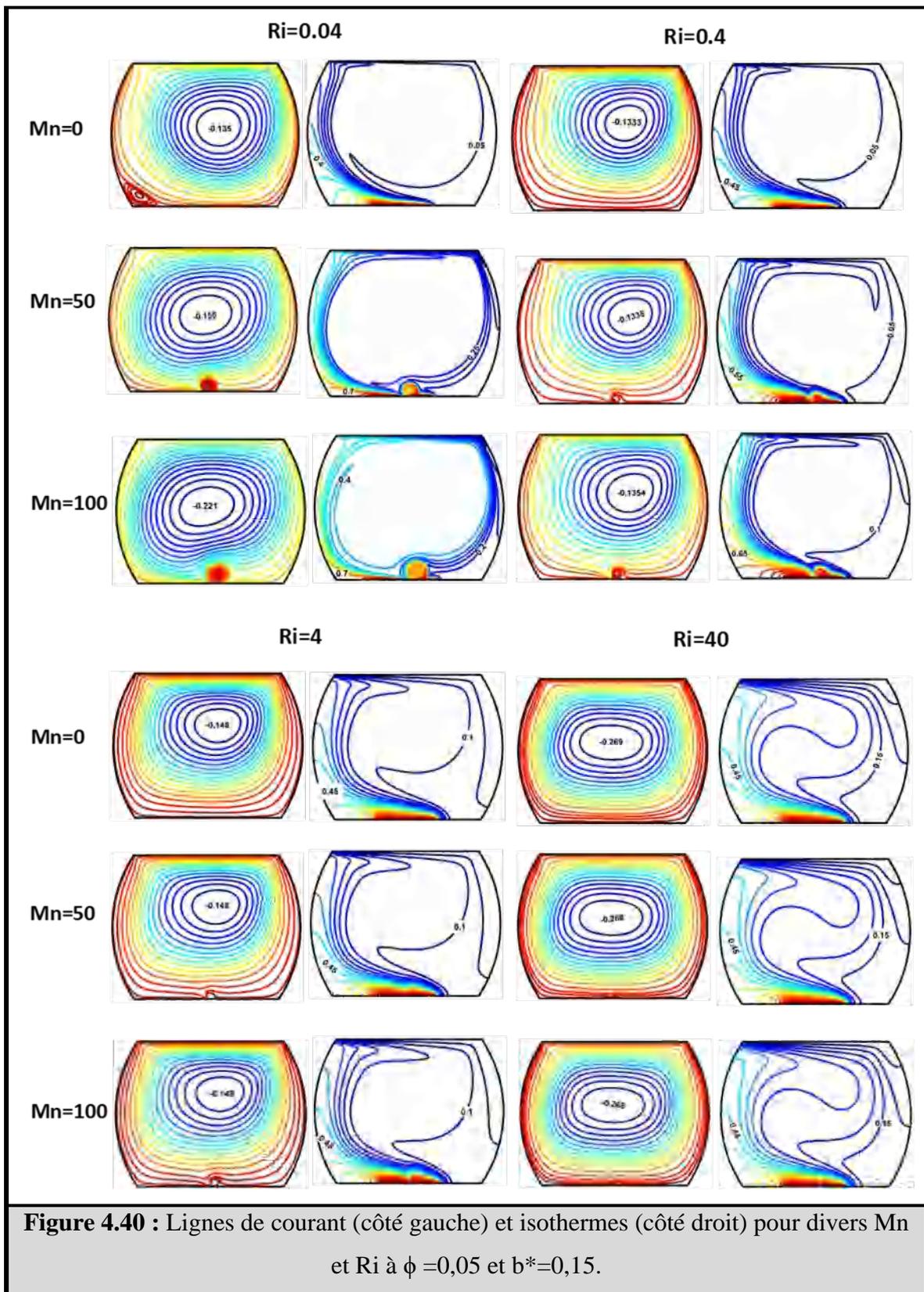
mouvement du couvercle est la principale force motrice en  $X+$ , la circulation du ferrofluide atteindra toute la cavité en forme d'arc, ce qui conduit à une meilleure propagation de la température, générant ainsi un gradient de température important. Cependant, lorsque le nombre  $Ri$  augmente, ce qui peut se traduire par une force de flottabilité plus forte, la croissance du taux d'amélioration du transfert de chaleur commence à diminuer jusqu'à la valeur de 3,34 % à  $Ri = 40$ . C'est parce que la force de flottabilité est dans le  $Y+$  direction, où la diffusion de la chaleur sera plus faible que dans le cas de la force d'inertie dans la direction  $X+$ .



#### 4.3.5.2 Lignes de courant et isothermes

Pour identifier l'influence de l'intensité du champ magnétique sur les modèles de champ thermique et d'écoulement, la figure 4.40 montre la ligne de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) pour différents  $Ri$  et divers nombres magnétiques à  $\phi=0,05$ . Pour un nombre de

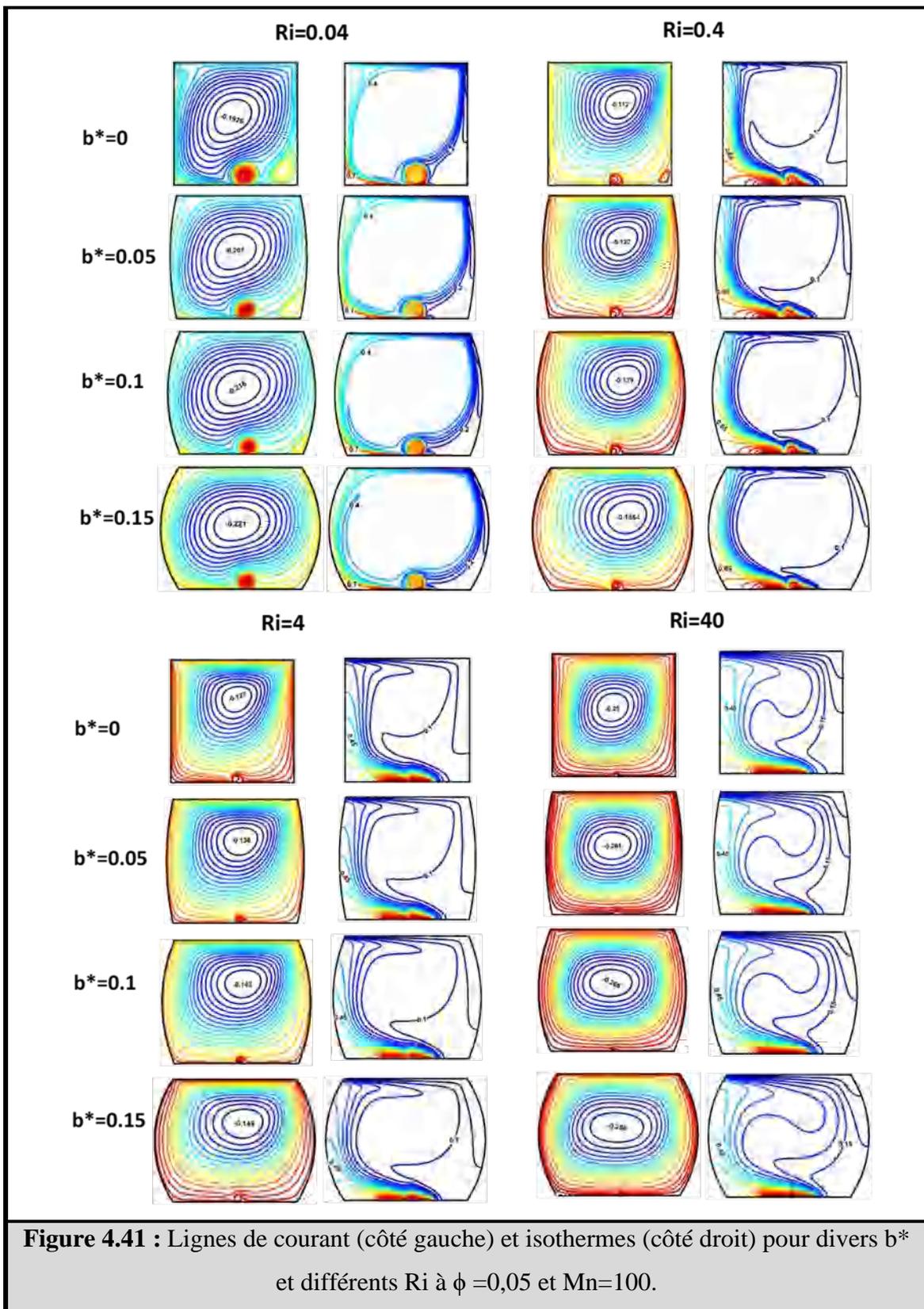
Richardson plus petit ( $Ri=0,04$ ) et en l'absence de champ magnétique, le vortex primaire dans la région centrale de la cavité s'oriente vers la paroi droite et tourne dans le sens des aiguilles d'une montre avec une valeur min de  $\Psi_{min}=-0,135$ . De plus, un sous-vortex se forme près du coin gauche de la chambre ; ce sous-vortex est connu sous le nom de Moffatt Vortex, qui est généré lorsque la force d'inertie est dominante. Cependant, en présence d'un champ magnétique, c'est-à-dire  $Mn > 0$ , les motifs sont perturbés. Un seul vortex est généré près de la source magnétique et sa taille augmente avec l'augmentation du nombre magnétique. De plus, le sous-vortex près du coin droit a été supprimé. Par contre, on peut voir que la couche limite thermique est visible sur la plaque chauffée à  $Mn=0$ . Par l'existence de la force kelvin, les schémas thermiques à proximité du réchauffeur sont perturbés, ce qui favorise les phénomènes de diffusion conduisant à une augmentation de la température de masse de la cavité et à l'intensification des gradients de température locaux. Pour  $Ri>0,04$ , où la flottabilité a un effet plus significatif, on voit que le vortex généré près de la source magnétique commence à disparaître avec l'augmentation du nombre de Richardson. De plus, l'impact du vortex généré par le champ magnétique sur les schémas d'écoulement et de température devient moindre par rapport au nombre de Richardson inférieur. En conséquence, la force flottante a assumé le rôle d'agir en tant que contrôleur principal de l'écoulement du ferrofluide. Cela s'explique par le vortex primaire produit par la force de flottabilité, et le vortex généré par la source magnétique tourne dans une direction différente. Aussi, il convient d'aborder qu'à  $Ri=40$ , la force du vortex primaire diminue avec l'augmentation du nombre magnétique, ce qui favorise les phénomènes de mélange, ce qui conduit à une diminution du gradient de température.



**Figure 4.40** : Lignes de courant (côté gauche) et isothermes (côté droit) pour divers Mn et Ri à  $\phi = 0,05$  et  $b^* = 0,15$ .

L'effet de la grande longueur de l'arc  $b^*$  sur les lignes de courant (côté gauche) et les isothermes (côté droit) pour divers Ri à  $\phi = 0,05$  Mn=100 est présenté à la Figure 4.41. La figure

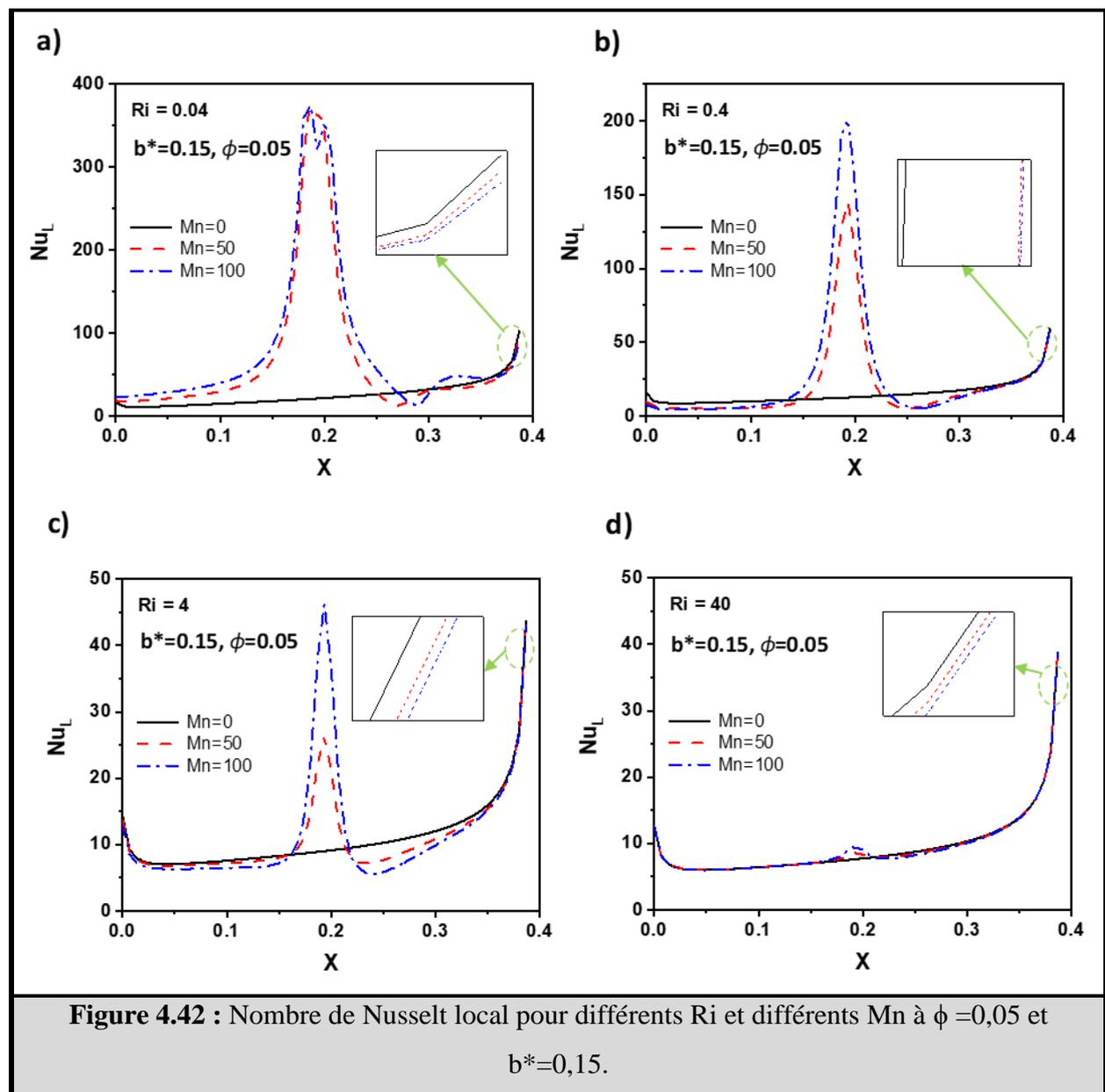
montre que l'écoulement du ferrofluide et la répartition de la température sont affectés par la cambrure des parois verticales de la cavité. L'incrément de  $b^*$  de zéro (paroi plate) à la frontière non nulle (paroi en forme d'arc) montre que le ferrofluide circule librement à l'intérieur de l'enceinte, intensifié par l'augmentation de la zone environnante. Et l'augmentation de la température globale conduit à un refroidissement efficace. Pour  $Ri=0,04$ , un fort écoulement convectif de ferrofluide est produit à l'intérieur de la cavité à  $b^*=0,15$ , où le pourcentage d'augmentation est d'environ 14,7 % par rapport au traditionnel ( $b^*=0$ ). De plus, on peut voir que le vortex formé par la source magnétique diminue légèrement en taille avec l'augmentation de  $b^*$ , et cela est dû au fort transport convectif généré à l'intérieur de la chambre. D'autre part, la température à proximité du réchauffeur diminue lorsque  $b^*$  augmente, provoqué par les phénomènes de diffusion, qui intensifient les gradients de température locaux. Un comportement similaire peut être conclu pour les autres cas,  $Ri < 0,04$ . De plus, la force du vortex principal peut croître d'environ 20,89 %, 17,32 % et 7,2 % pour  $Ri = 0,4, 4, 40$ , respectivement, dans le plus grand  $b^*$ .



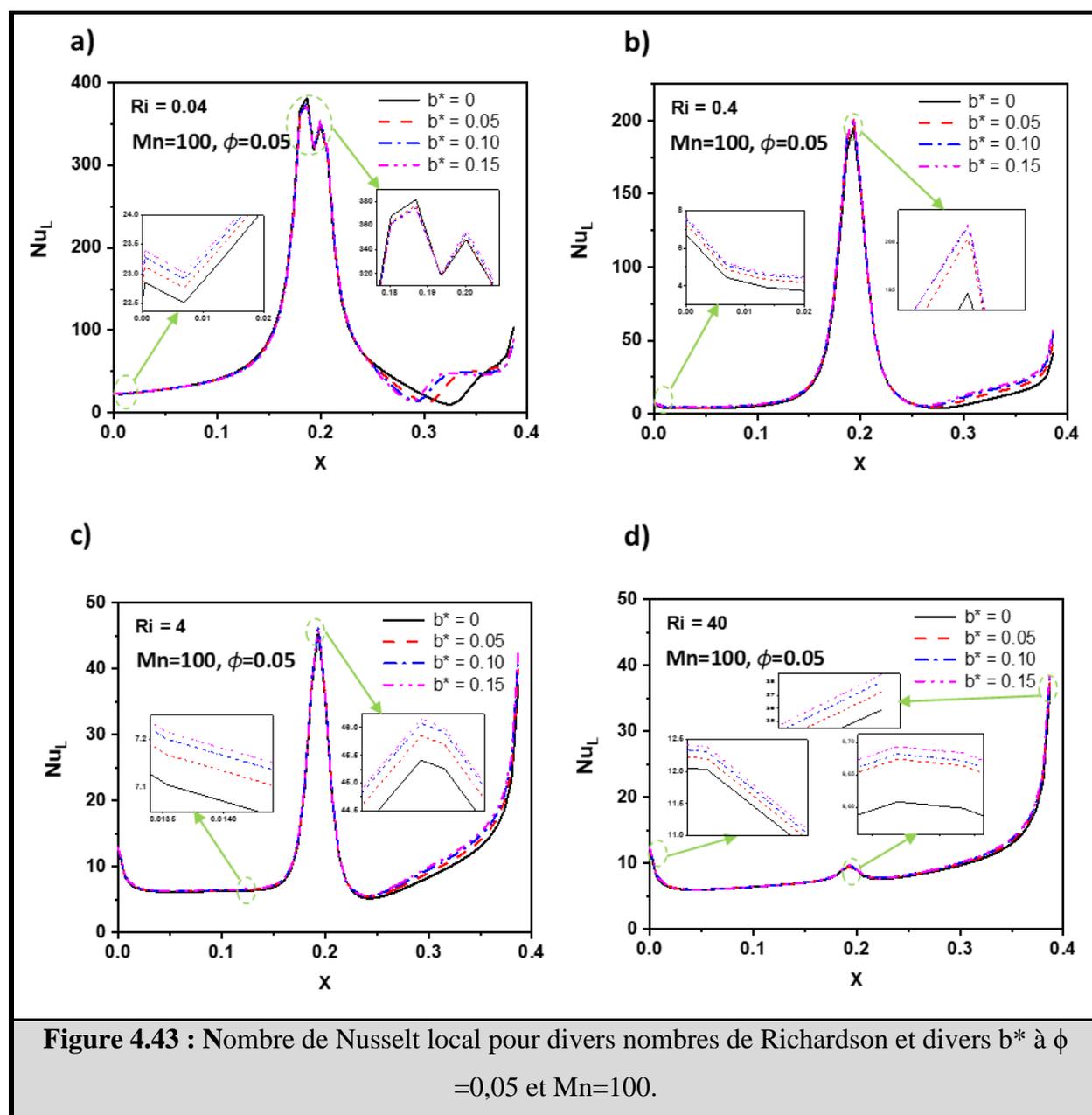
**Figure 4.41** : Lignes de courant (côté gauche) et isothermes (côté droit) pour divers  $b^*$  et différents  $Ri$  à  $\phi = 0,05$  et  $Mn = 100$ .

### 4.3.5.3 Nombre de Nusselt local

Les changements significatifs dans le champ d'écoulement obtenu et la distribution de température ont eu un impact significatif sur le processus d'échange de chaleur local. Les variations du nombre de Nusselt local sur les parois chaudes pour différents nombres de Richardson et différents nombres magnétiques sont tracées sur la figure 4.42. A  $Mn=0$  et dans tous les cas, on peut observer que des valeurs importantes du nombre de Nusselt ont été enregistrées près de la plaque de droite ; et cela peut s'expliquer comme suit : puisque le vortex principal produit par le transport par convection tourne dans le sens des aiguilles d'une montre, le premier contact entre le ferrofluide et la plaque chauffante se fera du côté droit de la plaque, ce qui provoque un grand gradient de température. Pour le cas d'un champ magnétique appliqué, un pic apparaît dans la région médiane de la plaque chaude résultant de la formation de tourbillons et de la suppression de la couche limite thermique. En conséquence, l'échange de chaleur local est amélioré en faisant en sorte que le fluide froid remplace le fluide chaud. De plus, le pic de Nusselt devient plus perceptible lorsque le nombre magnétique augmente en raison du mouvement rapide du ferrofluide à travers la zone de recirculation causée par la force de Kelvin. Particulièrement lorsque  $Ri=0,04$ , où la force vortex est importante.



L'influence de la cambrure des parois verticales de la cavité sur le nombre de Nusselt local pour divers nombres de Richardson est présentée à la figure 4.43. On note que la variation de  $b^*$  impacte le processus d'échange de chaleur. Lorsque  $b^*$  augmente, l'échange de chaleur local augmente, en particulier dans les régions droite, gauche et centrale de la plaque chauffante, où l'amélioration est visible. Et c'est pour la majorité du nombre de Richardson. Cette augmentation de l'échange de chaleur local provoquée par l'augmentation de  $b^*$  est principalement liée à l'intensification de la force principale provoquée par la zone élargie dans laquelle le ferrofluide circule.

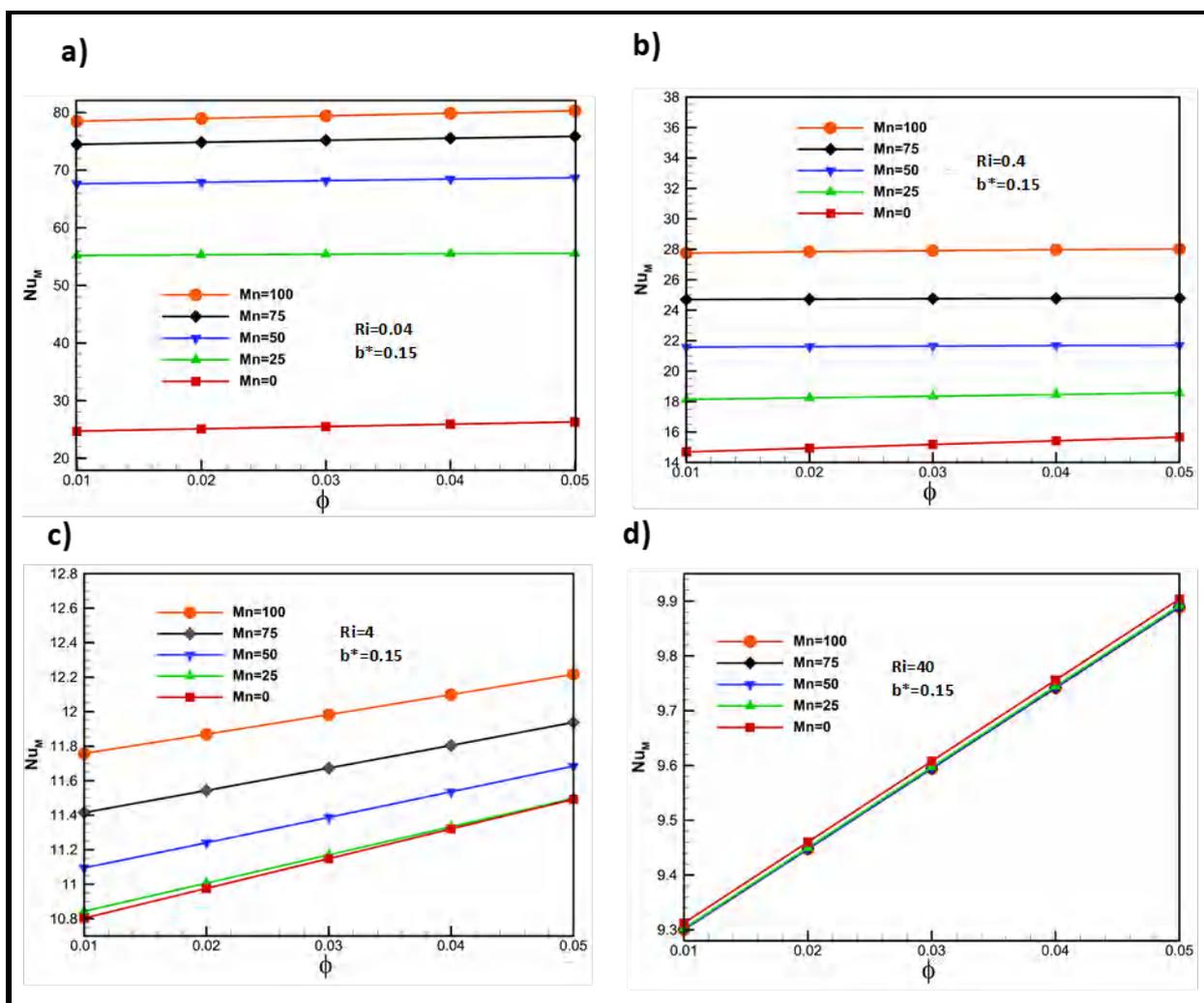


**Figure 4.43 :** Nombre de Nusselt local pour divers nombres de Richardson et divers  $b^*$  à  $\phi = 0,05$  et  $Mn=100$ .

#### 4.3.5.4 Nombre de Nusselt moyen

Pour étudier l'impact de paramètres importants sur le mécanisme global d'échange de chaleur, la figure 4.44 présente le nombre de Nusselt moyen en fonction de  $\phi$  et pour différents  $Ri$  et différents  $Mn$  à  $b^*=0,15$ . Le taux d'échange de chaleur augmente avec l'augmentation du pourcentage volumique des nanoparticules dans tous les scénarios examinés. Les propriétés thermiques et physiques du fluide sont améliorées lorsque des nanoparticules solides sont en suspension dans un fluide de base traditionnel. En outre, la figure montre que l'effet de la force

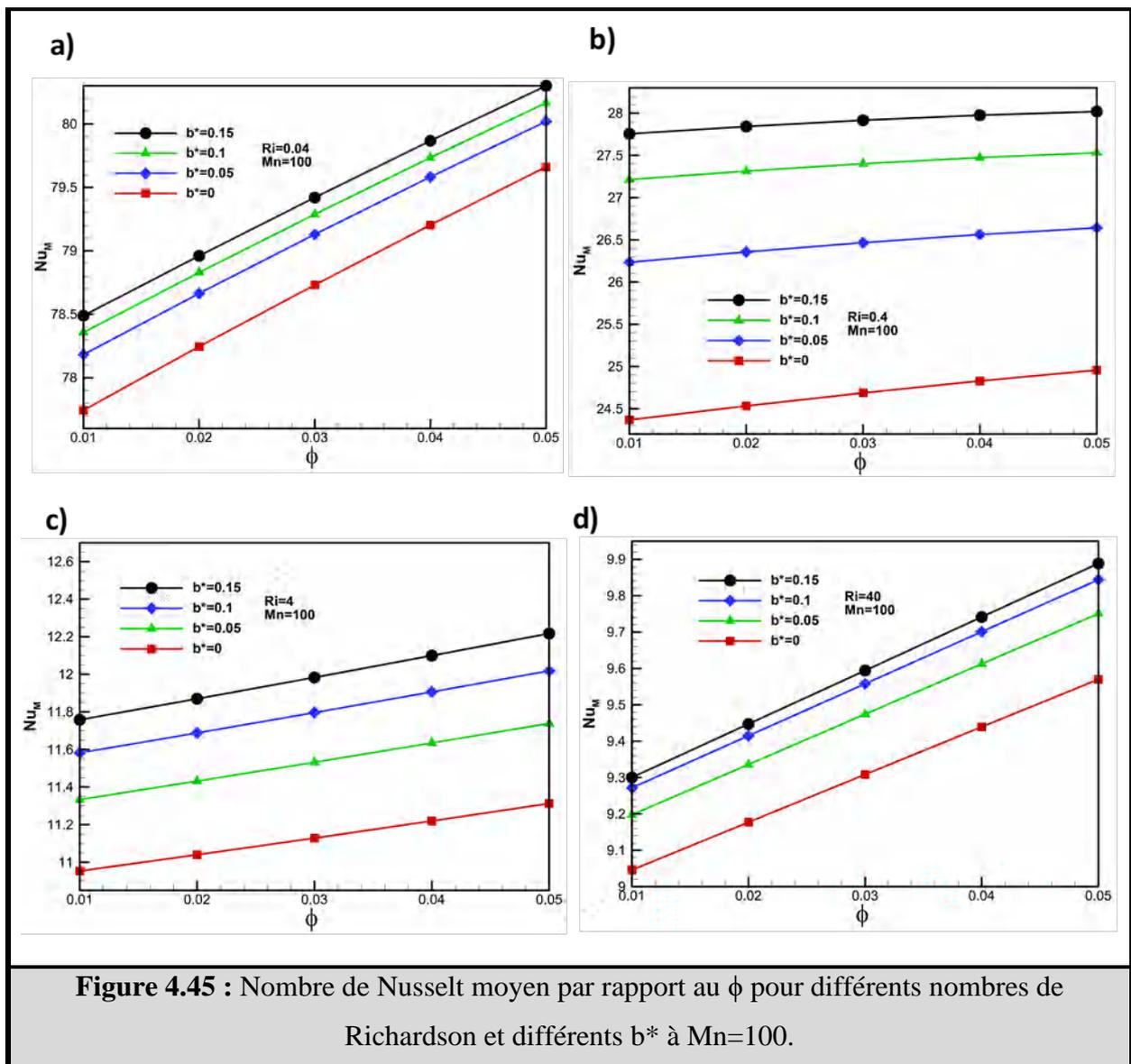
kelvin sur le taux de transfert de chaleur est plus prononcé au plus petit nombre de Richardson  $Ri = 0,04$ . Cependant, en diminuant  $Ri$ , ce qui signifie plus de force de flottabilité, l'effet du champ magnétique devient plus faible que dans le cas d'une force d'inertie plus dominante. Ce résultat fournit les résultats présentés précédemment dans lesquels, à convection naturelle prédominante, le vortex formé près de la source magnétique disparaît avec l'augmentation de la force de flottabilité. De plus, à  $Ri = 40$ , on observe que lors de la croissance du nombre magnétique, le taux de transfert de chaleur diminue et est causé par la force de flottabilité dominante, ce qui affaiblit l'effet du champ magnétique.



**Figure 4.44 :** Nombre de Nusselt moyen par rapport au  $\phi$  pour différents nombres de Richardson et nombres magnétiques à  $b^*=0.15$ .

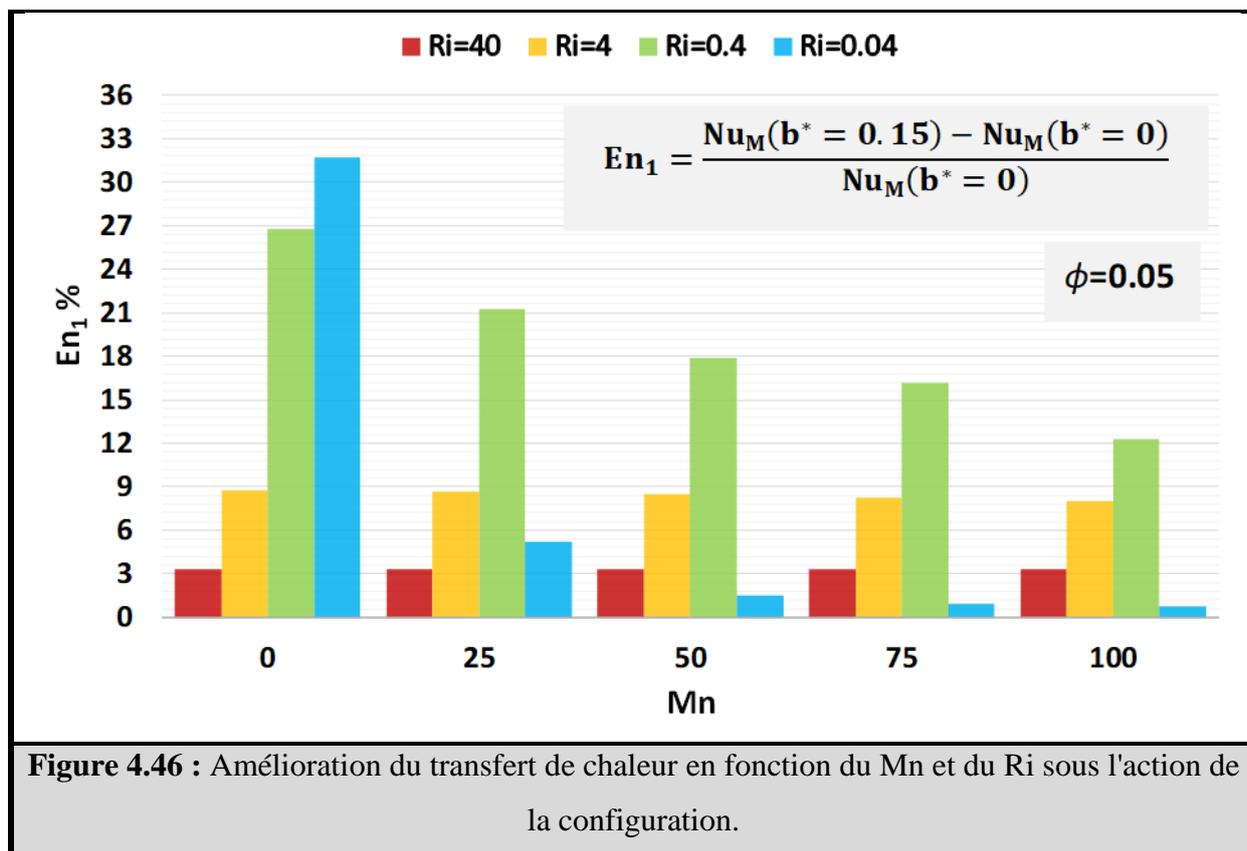
Les effets de la voûte des parois verticales de la chambre sur le taux de transfert de chaleur sont présentés à la figure 4.45. Cette figure représente le nombre de Nusselt moyen par rapport

au  $\phi$  pour différents nombres de Richardson et différents  $b^*$ . Les résultats démontrent qu'avec l'augmentation de  $b^*$ , le  $Nu_M$  augmente pour toute valeur du nombre de Richardson. Ceci est dû au mécanisme de convection plus important dû à l'élévation de l'espace de la cavité ( $b^*>0$ ). Dans ce cas, les phénomènes de diffusion sont améliorés, intensifiant les gradients de température locaux au voisinage de la paroi chauffée, comme expliqué précédemment. De plus, faire varier  $b^*$  de 0 à 0,15 est plus bénéfique à un nombre de Richardson plus petit, ce qui signifie qu'une meilleure amélioration du transfert de chaleur sera obtenue.



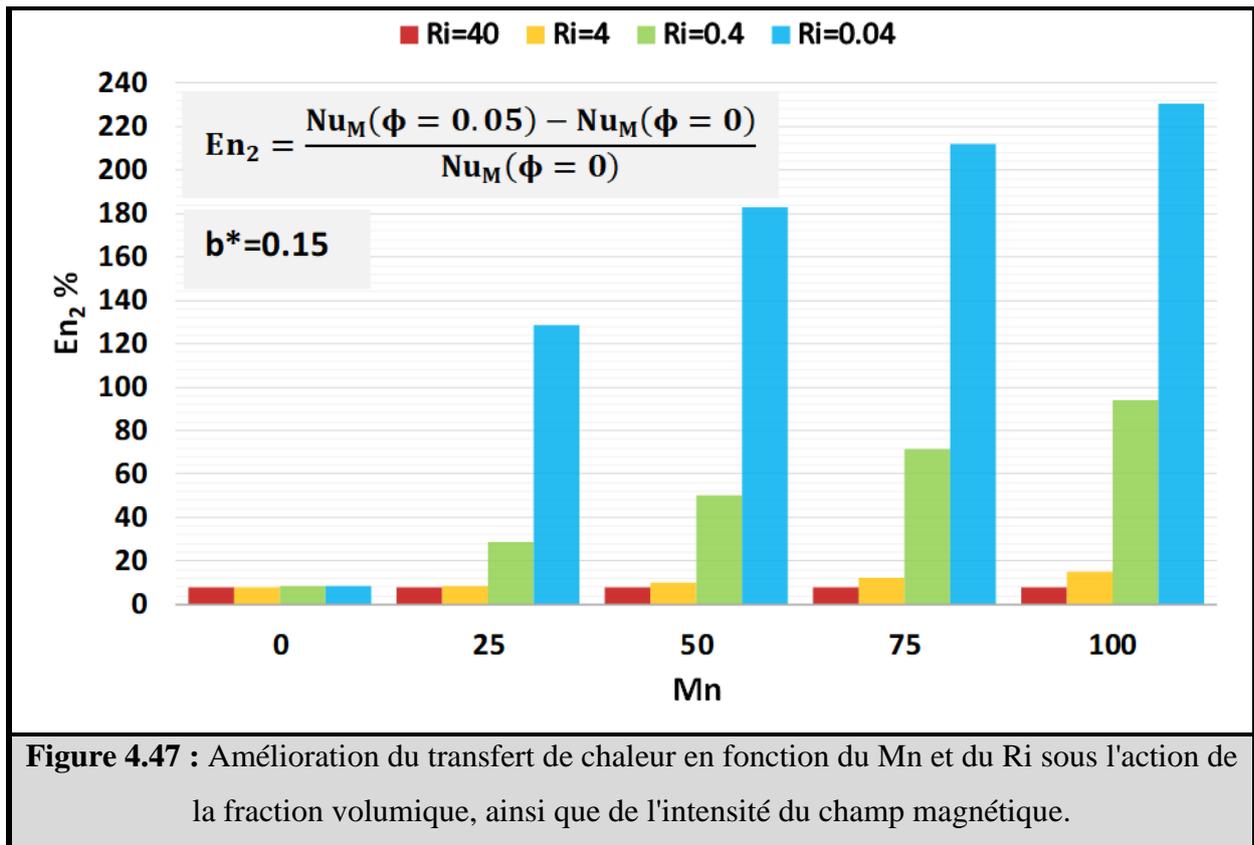
#### 4.3.5.5 Amélioration du transfert de chaleur

L'amélioration du transfert de chaleur sous l'action de  $b^*$  avec des valeurs variées de  $Mn$  et  $Ri$  calculées à l'aide de l'équation II.136 est préparée à la Figure 4.46. Selon la figure, on peut voir que la variation de  $b^*$  a un impact plus important sur l'amélioration du transfert de chaleur ; ce fait est plus prononcé à  $Mn$  plus petit, en particulier pour  $Ri = 0,04$  et  $0,4$ . Ce comportement est à prévoir à un  $Mn$  élevé, dans lequel le vortex augmente l'échange de chaleur et sera concentré de manière significative près de la source magnétique. Aussi, la figure montre que sous l'action du champ magnétique,  $En_1$  diminue pour  $Ri=0,04$  et  $0,4$ , ce qui signifie que l'amélioration du transfert de chaleur est faible par rapport aux autres cas. Pour les cas  $Ri=4$  et  $40$ , l'amélioration du transfert de chaleur est comprise entre 8 % et 3 %, respectivement. Le rehaussement maximal est obtenu à  $Mn=0$  pour  $Ri=0,04$  avec 31,7%.



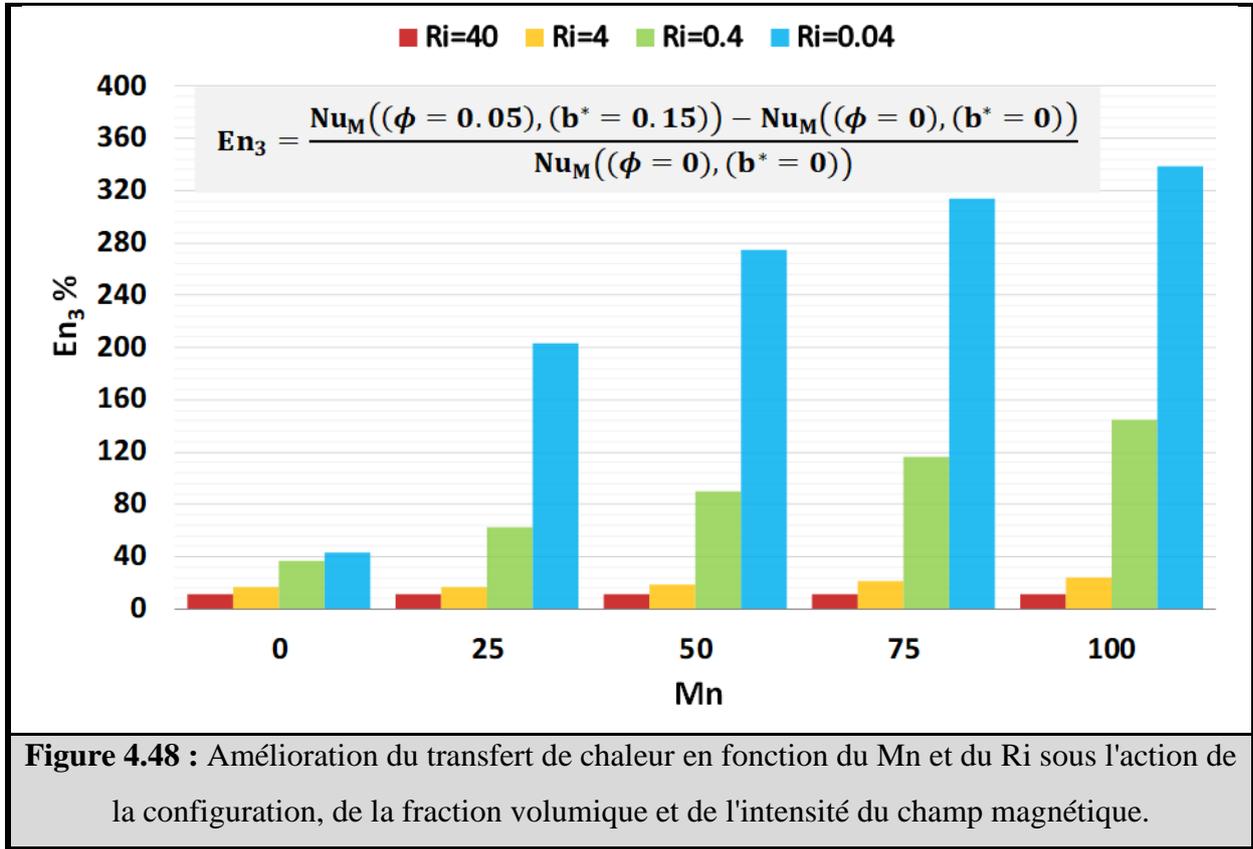
La figure 4.47 montre l'amélioration du transfert de chaleur sous la fraction volumique d'action et l'intensité du champ magnétique avec des valeurs variées de  $Mn$  et  $Ri$ . En l'absence de champ magnétique, l'effet de suspension des Ferro-nanoparticules offre une augmentation de 8%

du taux d'échange thermique grâce à l'amélioration de la conductivité thermique du ferrofluide. Quel que soit le Ri, cette proportion reste constante. Avec l'application du champ magnétique, l'amélioration est combinée avec le champ magnétique ; on peut voir que  $En_2$  augmente rapidement en raison de la forte influence du champ magnétique, en particulier pour des Ri plus élevés. Le rehaussement maximal est obtenu à  $Mn=100$ ,  $Ri=0.04$  à 230.5%.



Le taux global d'amélioration du transfert de chaleur ( $En_3$ ) sous l'action de la configuration, de la fraction volumique et de l'intensité du champ magnétique avec des valeurs variées de Mn et Ri sont représentés sur la figure 15. Comme on peut l'observer, pour le cas de l'absence de champ magnétique  $Mn = 0$ , dans lequel l'augmentation se produit lors de la suspension des nanoparticules dans le fluide de base ( $\phi = 0, 05$ ) et de la cambrure des parois verticales ( $b = 0, 15$ ), la valeur du rapport d'amélioration du transfert de chaleur augmente à mesure que le nombre de Richardson diminue qui atteint le maximum jusqu'à 43,59 % à  $Ri=0,04$ . D'autre part, avec l'application d'un champ magnétique, l'amélioration du transfert de chaleur augmente encore en

raison de la nature magnétique des nanoparticules. Ainsi, l'effet des nanoparticules insérées est combiné à l'effet du champ magnétique appliqué. Ce comportement est plus prononcé à Ri inférieur en raison de l'action intense du champ magnétique sous la condition de force d'inertie élevée, qui peut atteindre la valeur de 338,35 % pour Ri=0,04 à Mn=100.



#### 4.3.5.6 Corrélations nombre de Nusselt

Enfin, en utilisant la méthode de régression des moindres carrés, deux corrélations différentes du nombre moyen de Nusselt dans des conditions optimales ( $b^*=0,15$  et  $\phi=0,05$ ) ont été proposées.

- À  $b^* = 0.15$ :

$$\begin{aligned}
 Nu_M = & 8.8235 + 0.63538 Ri^* + 0.64595 \phi^* + 3.5668 Mn^* - 0.16176 Ri^* \phi^* \\
 & - 3.8329 Ri^* Mn^* - 0.10364 \phi^* Mn^* + 5.363 Ri^{*2} - 0.15089 \phi^{*2} \\
 & - 0.46509 Mn^{*2} - 0.0025903 Ri^* \phi^* Mn^* + 0.061768 Ri^{*2} \phi^* \\
 & + 0.95701 Ri^{*2} Mn^* + 0.019951 Ri^* \phi^{*2} + 0.19908 Ri^* Mn^{*2} \\
 & + 0.010645 \phi^{*2} Mn^* + 0.0036652 \phi^* Mn^{*2} - 3.4308 Ri^{*3} \\
 & + 0.013657 \phi^{*3} + 0.018205 Mn^{*3}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

- À  $\phi = 0.05$ :

$$\begin{aligned}
 Nu_M = & 8.1919 + 1.3155 Ri^* + 69.0408 b^* + 1.8909 Mn^* - 16.3348 Ri^* b^* \\
 & - 3.6586 Ri^* Mn^* - 3.0591 b^* Mn^* + 5.7315 Ri^{*2} - 542.9062 b^{*2} \\
 & - 0.18039 Mn^{*2} + 0.97449 Ri^* b^* Mn^* - 4.766 Ri^{*2} b^* \\
 & + 1.0439 Ri^{*2} Mn^* + 46.1176 Ri^* b^{*2} + 0.15799 Ri^* Mn^{*2} \\
 & + 10.9694 b^{*2} Mn^* + 0.024834 b^* Mn^{*2} - 3.3867 Ri^{*3} \\
 & + 1793.0569 b^{*3} + 0.0065915 Mn^{*3}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Avec :  $Ri^* = \log(Ri)$ ,  $Mn^* = 0.1Mn$  et  $\phi^* = 100\phi$

Les valeurs  $R^2$  pour les corrélations ci-dessus sont respectivement de 0,9980 et 0,9954.

### 4.3.6 CONCLUSION

Dans le présent travail, une analyse numérique est effectuée à l'aide de la méthode des volumes finis (FVM) pour caractériser l'écoulement et la transmission de chaleur par convection mixte. Une chambre en forme d'arc entraînée par le couvercle avec un chauffage partiel affecté par une source magnétique placée à proximité de la plaque chauffante est considérée. La configuration est remplie de ferrofluide magnétique Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/eau. L'étude numérique est effectuée pour une gamme de paramètres, c'est-à-dire les nombres magnétiques ( $0 \leq Mn \leq 100$ ), les nombres de Richardson ( $0,04 \leq Ri \leq 40$ ), les fractions volumiques solides ( $0 \leq \phi \leq 0,05$ ) et la grande longueur sans dimension de l'arc ( $b^* = b/L$ ) varie de 0 à 0,15. après l'analyse des données, les conclusions peuvent être tirées comme suit :

- ✓ Le cambrage des parois verticales de la chambre améliore le transfert de chaleur jusqu'à 31,7% en utilisant de l'eau pure. Cette valeur passe à 43,59% lorsque des nanoparticules ferreuses sont en suspension dans l'eau.
- ✓ L'application de la source magnétique conduit à l'émergence du vortex qui diminue de taille lorsque le nombre de Richardson augmente.
- ✓ La suspension des ferro-nanopoudres dans l'eau a amélioré le taux de transfert de chaleur.
- ✓ Jusqu'à 338,35 % d'amélioration de la transmission de chaleur peuvent être obtenus par les actions des parois en forme d'arc, des nanoparticules de magnétite en suspension et d'un champ magnétique à un nombre de Richardson égal à 0,04.
- ✓ A plus grande force de flottabilité (nombre de Richardson égal à 40), l'application du champ magnétique affaiblit le processus d'échange thermique.

## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse nous avons mené des investigations numériques sur le transfert de chaleur par convection dans un écoulement de nanofluide. Cette étude vise à analyser le comportement dynamique et thermique du nanofluide dans différentes conditions et scénarios tout en examinant la génération d'entropie.

Les conclusions tirées dans la première section (Problème 1) peuvent être résumées comme suit :

- ✓ L'augmentation de  $\phi$  et de  $Re$  ainsi que la diminution de  $dp$  découragent l'apparition de tourbillons de Dean dans l'écoulement.
- ✓ De toute évidence, les nanofluides ont contribué à améliorer le taux de transfert de chaleur par rapport à l'eau pure.
- ✓ En augmentant le  $Re$ , des taux de transfert de chaleur plus élevés sont atteints.
- ✓ La perte de charge augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et la diminution du diamètre des nanoparticules.
- ✓ À  $\phi = 6\%$  et  $dp = 10\text{ nm}$ , nous avons observé un nombre de Nusselt moyen plus élevé.
- ✓ Le côté extérieur du coude donne le taux de transfert de chaleur le plus élevé, et le côté intérieur donne le taux de transfert de chaleur le plus faible.
- ✓ Augmenter le  $Re$  augmente le  $S_{gf}$  et diminue le  $S_{gt}$ .
- ✓ La génération minimale d'entropie totale est obtenue à  $Re = 100\,000$ ,  $dp = 40\text{ nm}$ ,  $\phi = 2\%$ .

Dans la deuxième partie (Problème 2), les conclusions suivantes peuvent être déduites :

- ✓ L'orientation du champ magnétique a un effet important sur l'écoulement de nanofluide hybride et la distribution de température.
- ✓ La présence du champ magnétique dans l'écoulement peut contrôler la formation de tourbillons à l'intérieur de l'enceinte.
- ✓ Un meilleur transfert de chaleur peut être obtenu en appliquant un champ magnétique perpendiculaire à la force de gravité avec  $Ri = 10$ .
- ✓ La distribution du nombre de Nusselt local dépend principalement de la circulation de l'écoulement de nanofluide hybride, du sous-vortex créé et de sa direction dans le sens des aiguilles d'une montre ou dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.

- ✓ Le transfert de chaleur est amélioré et l'irréversibilité est réduite en diminuant le rayon des coins.
- ✓ L'utilisation de la configuration ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  75%, Cu 25%) des nanoparticules donne les valeurs  $\text{Nu}_m$  et  $\text{Sg}$  les plus élevées par rapport aux autres ratios de composition.
- ✓ Le taux de transfert de chaleur et d'irréversibilité diminue avec l'augmentation de  $\text{Ha}$  et la diminution de  $\text{Ri}$ .
- ✓ Pour différents  $\text{Ha}$ , l'augmentation de  $\phi$  entraîne une augmentation de  $\text{Nu}_m$  et  $\text{Sg}$ , sauf pour  $\text{Ri}=10$  à  $\text{Ha}=100$  et  $\text{Ri}=1$  à  $\text{Ha}=50$ , où  $\text{Nu}_m$  et  $\text{Sg}$  diminuent.

Les résultats les plus significatifs obtenus dans la troisième section (Problème 3) sont :

- ✓ La première loi et le rendement exergétique sont plus élevés dans le dissipateur thermique monocouche.
- ✓ L'influence du  $\phi$  et du  $\text{Re}_r$  sur les rendements des première et seconde lois est faible.
- ✓ La génération d'entropie thermique est dominante sur la génération d'entropie de frottement dans tous les cas considérés
- ✓ Le dissipateur thermique à double couche génère moins d'entropie que celui à simple couche, ce qui peut être réduit en augmentant le  $\text{Re}_r$  et  $\phi$ .
- ✓ Le dissipateur thermique à double couche a une transmission de chaleur plus élevée mais s'accompagne d'une énorme augmentation de la perte de charge.

Les conclusions tirées dans la quatrième section (Problème 4) peuvent être résumées comme suit :

- ✓ L'utilisation simultanée de la technique combinée, du nanofluide magnétique, du champ magnétique et du support poreux réduit la température maximale de la puce électronique jusqu'à 3,4 %.
- ✓ La suspension de nanoparticules magnétiques dans le fluide de base augmente le nombre de Nusselt moyen de 6,69 % à 7 % lorsque le nombre de Reynolds passe de 500 à 1 500, respectivement. Sous l'action du champ magnétique peut augmenter jusqu'à 103,5% à  $\text{Re}=1\ 500$ ,  $\phi=2\%$  et  $B=500\text{G}$ . Avec la combinaison avec des milieux poreux, l'incrément peut atteindre 237% à  $\phi=2\%$ ,  $B=500\text{G}$ ,  $\varepsilon=0.85$   $\text{Re}=500$ .

- ✓ Lors de l'utilisation d'un nanofluide magnétique, une augmentation de la perte de charge d'environ 2% a été enregistrée et une augmentation de 6% en utilisant la technique hybride aux conditions optimales  $\phi=2\%$ ,  $B=500\text{G}$ ,  $\varepsilon=0,85$   $Re=500$ .
- ✓ La manipulation du système avec les techniques hybrides diminue la génération d'entropie globale de 65,92 %.

Dans la dernière section (Problème 5), les résultats les plus significatifs sont :

- ✓ Le cambrage des parois verticales de la chambre améliore le transfert de chaleur jusqu'à 31,7% en utilisant de l'eau pure. Cette valeur passe à 43,59% lorsque des nanoparticules ferreuses sont en suspension dans l'eau.
- ✓ L'application de la source magnétique conduit à l'émergence du vortex qui diminue de taille lorsque le nombre de Richardson augmente.
- ✓ La suspension des ferro-nanopoudres dans l'eau a amélioré le taux de transfert de chaleur.
- ✓ Jusqu'à 338,35 % d'amélioration de la transmission de chaleur peuvent être obtenus par les actions des parois en forme d'arc, des nanoparticules de magnétite en suspension et d'un champ magnétique à un nombre de Richardson égal à 0,04.
- ✓ A plus grande force de flottabilité (nombre de Richardson égal à 40), l'application du champ magnétique affaiblit le processus d'échange thermique.

À notre avis, nos travaux ouvrent la voie à de nouvelles études sur le transfert de chaleur avec les nanofluides, dans lesquelles les perspectives suivantes pourraient être prises en considération :

- Effet combiné de la magnétohydrodynamique et de la ferrohydrodynamique sur le transfert de chaleur par convection à l'aide du modèle à deux phases.
- Utilisation des nanofluides dans les applications d'énergie renouvelable.
- Étudier le problème de flottabilité avec des nanofluides incluant le solveur de mouvement brownien et la thermophorèse, et d'autres forces pour être plus réaliste.

**A**

**Ansarpour, M., Danesh, E. et Mofarahi, M. (2020).** Investigation the effect of various factors in a convective heat transfer performance by Ionic liquid, ethylene glycol, and water as the base fluids for  $Al_2O_3$  nanofluid in a horizontal tube: A numerical study. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 113, 104556.

**Aljaloud, A. S. (2023).** Hybrid nanofluid mixed convection in a cavity under the impact of the magnetic field by lattice Boltzmann method: Effects of barrier temperature on heat transfer and entropy. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 147, 276–291.

**Alipour, N., Jafari, B. et Hosseinzadeh, K. (2023).** Optimization of wavy trapezoidal porous cavity containing mixture hybrid nanofluid (water/ethylene glycol  $Al_2O_3$ ) by response surface method. *Scientific Reports*, 13(1).

**Afshari, F. et Muratçobanoğlu, B. (2022).** Thermal analysis of  $Fe_3O_4$ /water nanofluid in Spiral and serpentine mini channels by using experimental and Theoretical Models. *International Journal of Environmental Science and Technology*, 20(2), 2037–2052.

**Asadi, A., Hossein Nezhad, A., Sarhaddi, F. et Keykha, T. (2019).** Laminar ferrofluid heat transfer in presence of non-uniform magnetic field in a channel with sinusoidal wall: A numerical study. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 471, 56–63.

**Albojamal, A. and Vafai, K. (2017).** Analysis of single phase, discrete and mixture models, in predicting nanofluid transport. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 114, 225–237.

**Ashjaee, M., Goharkhah, M., Khadem, L. A. et Ahmadi, R. (2014).** Effect of magnetic field on the forced convection heat transfer and pressure drop of a magnetic nanofluid in a miniature heat sink. *Heat and Mass Transfer*, 51(7), 953–964.

**Ashorynejad, H. R. et Shahriari, A. (2018).** MHD natural convection of hybrid nanofluid in an open wavy cavity. *Results in Physics*, 9, 440–455.

**B**

**Benos, L. et Sarris, I. E. (2019).** Analytical study of the magnetohydrodynamic natural convection of a nanofluid filled horizontal shallow cavity with internal heat generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 130, 862–873.

**Barik, A. K., Satapathy, P. K. et Sahoo, S. S. (2016).** CFD study of forced convective heat transfer enhancement in a 90° bend duct of square cross section using nanofluid. *Sādhanā*, 41(7), 795–804.

**Berrahil, F., Filali, A., Abid, C., Benissaad, S., Bessaih, R. et Matar, O. (2021).** Numerical investigation on natural convection of al<sub>2</sub>o<sub>3</sub>/water nanofluid with variable properties in an annular enclosure under magnetic field. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 126, 105408.

**Barnoon, P., Toghraie, D., Dehkordi, R. B. et Abed, H. (2019).** MHD mixed convection and entropy generation in a lid-driven cavity with rotating cylinders filled by a nanofluid using two phase mixture model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 483, 224–248.

**Bezaatpour, M. et Goharkhah, M. (2019).** Three-dimensional simulation of hydrodynamic and heat transfer behavior of magnetite nanofluid flow in circular and rectangular channel heat sinks filled with porous media. *Powder Technology*, 344, 68–78.

**Baba, M. S., Raju, A. V. S. et Rao, M. B. (2018).** Heat transfer enhancement and pressure drop of FE<sub>3</sub>O<sub>4</sub> -water nanofluid in a double tube counter flow heat exchanger with internal longitudinal fins. *Case Studies in Thermal Engineering*, 12, 600–607.

**Bezaatpour, M. et Rostamzadeh, H. (2021).** Simultaneous energy storage enhancement and pressure drop reduction in flat plate solar collectors using rotary pipes with nanofluid. *Energy and Buildings*, 239, 110855.

**Bezaatpour, M. et Goharkhah, M. (2020).** Convective heat transfer enhancement in a double pipe mini heat exchanger by magnetic field induced swirling flow. *Applied Thermal Engineering*, 167, 114801.

**Bezaatpour, M. et Goharkhah, M. (2019).** Effect of magnetic field on the hydrodynamic and heat transfer of magnetite ferrofluid flow in a porous fin heat sink. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 476, 506–515.

## C

**Chamkha, A. J., Selimefendigil, F. et Oztop, H. F. (2020).** Effects of a rotating cone on the mixed convection in a double lid-driven 3D porous trapezoidal nanofluid filled cavity under the impact of magnetic field. *Nanomaterials*, 10(3), 449.

**Çolak, E., Öztop, H. F. et Ekici, Ö. (2020).** MHD mixed convection in a chamfered lid-driven cavity with partial heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 156, 119901.

**Corcione, M. (2011).** Empirical correlating equations for predicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids. *Energy Conversion and Management*, 52(1), 789–793.

## D

**Du, R., Gokulavani, P., Muthtamilselvan, M., Al-Amri, F. et Abdalla, B. (2020).** Influence of the Lorentz force on the ventilation cavity having a centrally placed heated baffle filled with the  $\text{Cu-Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  hybrid nanofluid. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 116, 104676.

## E

**Ebrahimi, D., Yousefzadeh, S., Akbari, O. A., Montazerifar, F., Rozati, S. A., Nakhjavani, S. et Safaei, M. R. (2021).** Mixed convection heat transfer of a nanofluid in a closed elbow-shaped cavity (CESC). *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 144(6), 2295–2316.

## G

**Ghorbani, B., Ebrahimi, S. et Vijayaraghavan, K. (2018).** CFD modeling and Sensitivity Analysis of heat transfer enhancement of a ferrofluid flow in the presence of a magnetic field. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127, 544–552.

**Ghasemi, B., Aminossadati, S. M. et Raisi, A. (2011).** Magnetic Field Effect on natural convection in a nanofluid-filled square enclosure. *International Journal of Thermal Sciences*, 50(9), 1748–1756.

## H

**Heyhat, M. M., Kowsary, F., Rashidi, A. M., Momenpour, M. H. et Amrollahi, A. (2013).** Experimental investigation of laminar convective heat transfer and pressure drop of water-based Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofluids in fully developed flow regime. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44, 483–489.

**Hazeri-Mahmel, N., Shekari, Y. et Tayebi, A. (2021).** Three-dimensional analysis of forced convection of newtonian and non-Newtonian nanofluids through a horizontal pipe using single- and two-phase models. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 121, 105119.

**Hussain, S., Pour, M. S., Jamal, M. et Armaghani, T. (2022).** MHD mixed convection and entropy analysis of Non-Newtonian hybrid nanofluid in a novel wavy elbow-shaped cavity with a quarter circle hot block and a rotating cylinder. *Experimental Techniques*, 47(1), 17–36.

**Hosseinizadeh, S. E., Majidi, S., Goharkhah, M. et Jahangiri, A. (2021).** Energy and exergy analysis of ferrofluid flow in a triple tube heat exchanger under the influence of an external magnetic field. *Thermal Science and Engineering Progress*, 25, 101019.

**Hussain, S., Ahmed, S. E. et Akbar, T. (2017).** Entropy generation analysis in MHD mixed convection of hybrid nanofluid in an open cavity with a horizontal channel containing an adiabatic obstacle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 114, 1054–1066.

## I

**Islam, T., Alam, M. N., Asjad, M. I., Parveen, N. et Chu, Y.-M. (2021).** Heatline visualization of MHD natural convection heat transfer of nanofluid in a prismatic enclosure. *Scientific Reports*, 11(1).

## J

**Jamshed, W., Eid, M. R., Hussain, S. M., Abderrahmane, A., Safdar, R., Younis, O. et Pasha, A. A. (2022).** Physical specifications of MHD mixed convective of Ostwald-de Waele nanofluids in a vented-cavity with inner elliptic cylinder. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 134, 106038.

**Ji, Y., Zhang, H.-C., Yang, X. et Shi, L. (2017).** Entropy generation analysis and performance evaluation of turbulent forced convective heat transfer to nanofluids. *Entropy*, 19(3), 108.

**Jiang, P.-X., Li, M., Lu, T.-J., Yu, L. et Ren, Z.-P. (2004).** Experimental research on convection heat transfer in sintered porous plate channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(10-11), 2085–2096.

## K

**Kim, S., Tserengombo, B., Choi, S.-H., Noh, J., Huh, S., Choi, B., Chung, H., Kim, J. et Jeong, H. (2019).** Experimental investigation of heat transfer coefficient with  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanofluid in small diameter tubes. *Applied Thermal Engineering*, 146, 346–355. [1](#)

**Kumar Yadav, C., Dey, K., Manna, N. K. et Biswas, N. (2022).** Low Reynolds number MHD mixed convection of nanofluid in a corner heated grooved cavity. *Materials Today: Proceedings*, 63, 170–175.

**Krishna Varma, K. P. V., Kishore, P. S. et Durga Prasad, P. V. (2017).** Enhancement of heat transfer using  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  / water nanofluid with varying cut-radius twisted tape inserts. *International Journal of Applied Engineering Research*, 12(8), 7088.

**Kelidari, M. et Moghadam, A. J. (2019).** Effects of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ /water nanofluid on the efficiency of a curved pipe. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 11(4).

**Kim, J., Yadav, M. et Kim, S. (2014).** Characteristics of secondary flow induced by 90-degree elbow in Turbulent pipe flow. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 8(2), 229–239.

**Kim, D., Kwon, Y., Cho, Y., Li, C., Cheong, S., Hwang, Y., Lee, J., Hong, D. et Moon, S. (2009).** Convective heat transfer characteristics of nanofluids under laminar and turbulent flow conditions. *Current Applied Physics*, 9(2).

**Kumar, D. S., Dass, A. K. et Dewan, A. (2009).** Analysis of Non-Darcy models for mixed convection in a porous cavity using a multigrid approach. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 56(8), 685–708.

## L

**Lin, W., Shi, R. et Lin, J. (2022).** Heat transfer and pressure drop of nanofluid with rod-like particles in turbulent flows through a curved pipe. *Entropy*, 24(3), 416.

**Larimi, M. M., Ghanaat, A., Ramiar, A. et Ranjbar, A. A. (2016).** Forced convection heat transfer in a channel under the influence of various non-uniform transverse magnetic field arrangements. *International Journal of Mechanical Sciences*, 118, 101–112.

## M

**Mohseni-Gharyehsafa, B., Ebrahimi-Moghadam, A., Okati, V., Farzaneh-Gord, M., Ahmadi, M. H. et Lorenzini, G. (2018).** Optimizing flow properties of the different nanofluids inside a circular tube by using entropy generation minimization approach. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135(1), 801–811.

**Mousavi, S. H., Ahmadpour, A. et Saffar-Avval, M. (2020).** Numerical simulation of convective heat transfer of non-newtonian carbon-based nanofluids in U-bend tubes using Buongiorno's model. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 147(1), 905–923.

**Marzougui, S., Mebarek-Oudina, F., Assia, A., Magherbi, M., Shah, Z. et Ramesh, K. (2020).** Entropy generation on magneto-convective flow of copper–water nanofluid in a cavity with chamfers. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 143(3), 2203–2214.

**Malmir-Chegini, Y. et Amanifard, N. (2019).** Heat transfer enhancement inside semi-insulated horizontal pipe by controlling the secondary flow of oil-based ferro-fluid in the presence of non-uniform magnetic field: A general correlation for the Nusselt number. *Applied Thermal Engineering*, 159, 113839.

**Mehrez, Z. et Cafsi, A. E. (2021).** Heat exchange enhancement of ferrofluid flow into rectangular channel in the presence of a magnetic field. *Applied Mathematics and Computation*, 391, 125634.

**Mobadersani, F. et Rezavand Hesari, A. (2021).** Investigation of FHD effects on heat transfer in a differentially heated cavity partially filled with porous medium utilizing Buongiorno's model. *The European Physical Journal Plus*, 136(7).

**Mehrez, Z., El Cafsi, A., Belghith, A. et Le Quéré, P. (2015).** MHD effects on heat transfer and entropy generation of nanofluid flow in an open cavity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 374, 214–224.

**Moukalled, F., Mangani, L. et Darwish, M. (2016).** The finite volume method in computational fluid dynamics: An advanced introduction with OpenFOAM® and MATLAB®, Springer, Switzerland, 2016.

## N

**Najim, S., Hussain, A. et Dankook, S. H. (2023).** Performance improvement of shell and tube heat exchanger by using Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/water nanofluid. *Journal of Thermal Engineering*, 24–32.

**Nessab, W., Kahalerras, H., Fersadou, B. et Hammoudi, D. (2019).** Numerical investigation of ferrofluid jet flow and convective heat transfer under the influence of magnetic sources. *Applied Thermal Engineering*, 150, 271–284.

## P

**Parveen, R. et Mahapatra, T. R. (2019).** Numerical simulation of MHD double diffusive natural convection and entropy generation in a wavy enclosure filled with nanofluid with discrete heating. *Heliyon*, 5(9).

**Patankar, S. V. (1980).** Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill, 1980.

**Pordanjani, A. H., Jahanbakhshi, A., Ahmadi Nadooshan, A. et Afrand, M. (2018).** Effect of two isothermal obstacles on the natural convection of nanofluid in the presence of magnetic field inside an enclosure with sinusoidal wall temperature distribution. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 121, 565–578.

**Pirmohammadi, M. et Ghassemi, M. (2009).** Effect of magnetic field on convection heat transfer inside a tilted square enclosure. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36(7), 776–780.

## R

**Reddy, N. K., Swamy, H. A. K., Sankar, M. et Jang, B. (2023).** MHD convective flow of Ag–TiO<sub>2</sub> hybrid nanofluid in an inclined porous annulus with internal heat generation. *Case Studies in Thermal Engineering*, 42, 102719.

**Raizah, Z., Aly, A. M., Alsedais, N. et Mansour, M. A. (2021).** MHD mixed convection of hybrid nanofluid in a wavy porous cavity employing local thermal non-equilibrium condition. *Scientific Reports*, 11(1).

**Revnic, C., Groşan, T., Sheremet, M. et Pop, I. (2020).** Numerical simulation of MHD natural convection flow in a wavy cavity filled by a hybrid cu-AL<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water nanofluid with discrete heating. *Applied Mathematics and Mechanics*, 41(9), 1345–1358.

## S

**Saha, G. et Paul, M. C. (2014).** Numerical Analysis of the heat transfer behaviour of water based al<sub>2</sub>o<sub>3</sub> and Tio<sub>2</sub> nanofluids in a circular pipe under the turbulent flow condition. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 56, 96–108.

**Sekrani, G., Poncet, S. et Proulx, P. (2018).** Modeling of convective turbulent heat transfer of water-based Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofluids in an uniformly heated pipe. *Chemical Engineering Science*, 176, 205–219. 6

**Sundar, L. S., Deepanraj, B. et Mewada, H. K. (2022).** ANFIS based effectiveness and number of transfer units predictions of MWCNT/water nanofluids flow in a double pipe U-bend heat exchanger. *Case Studies in Thermal Engineering*, 102645.

**Sivaraj, C., Gowtham, S., Elango, M. et Sheremet, M. A. (2022).** Analysis of thermo-magnetic convection and entropy generation of al<sub>2</sub>o<sub>3</sub>-water nanofluid in a partially heated wavy electronic cabinet. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 133, 105955.

**Selimefendigil, F. et Öztop, H. F. (2018).** Modeling and optimization of MHD mixed convection in a lid-driven trapezoidal cavity filled with alumina–water nanofluid: Effects of electrical conductivity models. *International Journal of Mechanical Sciences*, 136, 264–278.

**Shahriari, A., Ashorynejad, H. R. et Pop, I. (2018).** Entropy generation of MHD nanofluid inside an inclined wavy cavity by lattice Boltzmann method. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135(1), 283–303.

**Selimefendigil, F. et Chamkha, A. J. (2019).** MHD mixed convection of nanofluid in a three-dimensional vented cavity with surface corrugation and inner rotating cylinder. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 30(4), 1637–1660.

**Sheikholeslami, M., Barzegar Gerdroodbary, M., Mousavi, S. V., Ganji, D. D. et Moradi, R. (2018).** Heat transfer enhancement of ferrofluid inside an 90° elbow channel by non-uniform Magnetic Field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 460, 302–311.

**Soltanipour, H. (2021).** Numerical Analysis of two-phase ferrofluid forced convection in an annulus subjected to magnetic sources. *Applied Thermal Engineering*, 196, 117278.

**Soltanipour, H. et Pourfattah, F. (2021).** Simultaneous use of non-uniform magnetic field and porous medium for the intensification of convection heat transfer of a magnetic nanofluid inside a tube. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 43(10).

**Sudo, K., Sumida, M. et Hibara, H. (1998).** Experimental investigation on turbulent flow in a circular-sectioned 90-degree bend. *Experiments in Fluids*, 25(1), 42–49.

**Saha, G. et Paul, M. C. (2015).** Heat transfer and entropy generation of turbulent forced convection flow of nanofluids in a heated pipe. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 61, 26–36.

**Saha, G. et Paul, M. C. (2018).** Investigation of the characteristics of nanofluids flow and heat transfer in a pipe using a single-phase model. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 93, 48–59.

**Stiriba, Y., Grau, F. X., Ferré, J. A. et Vernet, A. (2010).** A numerical study of three-dimensional laminar mixed convection past an open cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(21-22), 4797–4808.

**Sheikholeslami, M. et Rashidi, M. M. (2015).** Ferrofluid heat transfer treatment in the presence of variable magnetic field. *The European Physical Journal Plus*, 130(6).

**Sheikholeslami, M., Barzegar Gerdroodbary, M., Mousavi, S. V., Ganji, D. D. et Moradi, R. (2018).** Heat transfer enhancement of ferrofluid inside an 90° elbow channel by non-uniform Magnetic Field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 460, 302–311.

**Sarris, I. E., Zikos, G. K., Grecos, A. P. et Vlachos, N. S. (2006).** On the limits of validity of the low magnetic Reynolds number approximation in MHD natural-convection heat transfer. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 50(2), 157–180.

## T

**Tayebi, T. et Chamkha, A. J. (2019).** Entropy generation analysis due to MHD natural convection flow in a cavity occupied with hybrid nanofluid and equipped with a conducting hollow cylinder. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 139(3), 2165–2179.

**Tafakhori, M., Kalantari, D., Biparva, P. et Peyghambarzadeh, S. M. (2020).** Assessment of FE3O4–water nanofluid for enhancing laminar convective heat transfer in a car radiator. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 146(2), 841–853.

**Tanaka, M. et Ohshima, H. (2011).** ICONE19-43730 numerical investigation on large-scale Eddy structure in unsteady pipe elbow flow at high Reynolds number conditions with large eddy simulation approach. *The Proceedings of the International Conference on Nuclear Engineering (ICONE)*, 2011.19.

**Tzirtzilakis, E. E. et Xenos, M. A. (2012).** Biomagnetic fluid flow in a driven cavity. *Meccanica*, 48(1), 187–200.

**Talebi, F., Mahmoudi, A. H. et Shahi, M. (2010).** Numerical study of mixed convection flows in a square lid-driven cavity utilizing nanofluid. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(1), 79–90.