



République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université IBN KHALDOUN –Tiaret



Faculté : Sciences appliquées
Département de Génie mécanique

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Parcours : Master

Spécialité : Énergétique

Thème :

**Effet de l'inclinaison de la cavité
triangulaire sur le transfert thermique
par convection mixte**

Préparé par :

BENYAHIA AMINE

Soutenu publiquement le : **30 / 09 / 2020**, Devant le jury composé de :

M. GUEMMOUR M.B	Maître de Conférences "B" (Univ. Ibn Khaldoun)	Président
M. SAD CHEMLOUL N	Maître de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun)	Examineur
M. ZAGANE M	Maître de Conférences "B" (Univ. Ibn Khaldoun)	Examineur
M. BELMILOUD M.A	Maître Assistant "B" (Univ. Ibn Khaldoun)	Encadreur

Année universitaire 2019/2020

Remerciements

A cette occasion je remercie Dieu le tout puissant de m'avoir aidé a concrétisé ce mémoire Je présente mes remerciements à Mr : **BELMILOUD-MOHAMED-AMINE** d'avoir proposé ce thème, ainsi pour ses orientations et ses précieux conseils.

Je souhaite également à remercier :

Monsieur GUEMMOUR Mohamed Boutkhil, monsieur SAD CHEMLOUL Nord-Eddine et monsieur ZAGANE Mohamed El sallah, pour leur participation au jury de ce mémoire.

Tous ceux qui d'une manière ou d'une autre ont contribué à l'élaboration de ce travail. Mes chers parents pour leurs sacrifices, soutiens et encouragement. L'ensemble de la famille BENYAHIA.

Mes collègues dans le département de Génie Mécanique.

BENYAHIA-AMINE

Table des matières

	Page
Remerciements.....	i
Table des matières.....	ii
Liste des figures	iv
Liste des tableaux.....	v
Nomenclature.....	vi
Introduction générale	1

Chapitre 01 : Étude bibliographique

1.1 Introduction	2
1.2 Notions sur la convection.....	2
1.2.1 Définition.....	2
1.2.2 Types de Convection.....	2
1.2.3 Convection mixte.....	2
1.3 Les caractéristiques adimensionnelles	3
1.3.1 Nombre de Grashof	3
1.3.2 Nombre de Prandtl.....	3
1.3.3 Nombre de Rayleigh.....	3
1.3.4 Nombre de Reynolds.....	4
1.3.5 Nombre de Richardson.....	4
1.3.6 Le nombre de Nusselt.....	4
1.4 Revues bibliographiques	4

Chapitre 02 : Formulation mathématique et numérique

2.1 Introduction	14
2.2 description du problème	14
2.3 Hypothèses de simplifications	15
2.4 Approximation de Boussinesq-Oberbeck.....	15
2.5 Les équations gouvernantes	15
2.5.1 Équation de continuité	16
2.5.2 Équation de quantité de mouvement.....	16
2.5.3 Équation d'énergie.....	16
2.6 Conditions aux limites	16

2.7 Les équations gouvernantes adimensionnelles	16
2.7.1 Équation de continuité	17
2.7.2 Équations de quantité de Mouvement.....	17
2.7.3 Équation de conservation de l'énergie	17
2.8 Le nombre de Nusselt	17
2.9 Méthode Numérique.....	18
2.9.1 Méthodes des différences finies.....	18
2.9.2 Méthodes des éléments finis	18
2.9.3 Méthode des volumes finis	18
2.10 Présentation du code de calcul	19
2.10.1 Pré - processeur "GAMBIT"	19
2.10.2 Solveur "FLUENT".....	20
2.10.3 Post-processeur "FLUENT"	20
2.11 Notion de maillage	20
2.11.1 Définition	20
2.11.2 Choix du maillage	21
2.11.3 Le domaine de calcul	22
2.12 Équation de transporte.....	22

Chapitre 03 : Résultats et discussions

3.1 Introduction	26
3.2 Géométries et condition aux limites	26
3.3 Validation Numérique	27
3.4 Maillage du domaine	27
3.5 Résultat et discussion	28
3.5.1 Les contours de vitesses et les lignes isothermes	28
3.5.2 Profils de vitesse et profil de température au milieu de la cavité	34
3.5.3 Variation du nombre de Nusselt	39
3.6 Conclusion	39
Conclusion générale	41
Liste des références	42
Annexe.....	44
Résumé	



*Liste des figures et des
tableaux*

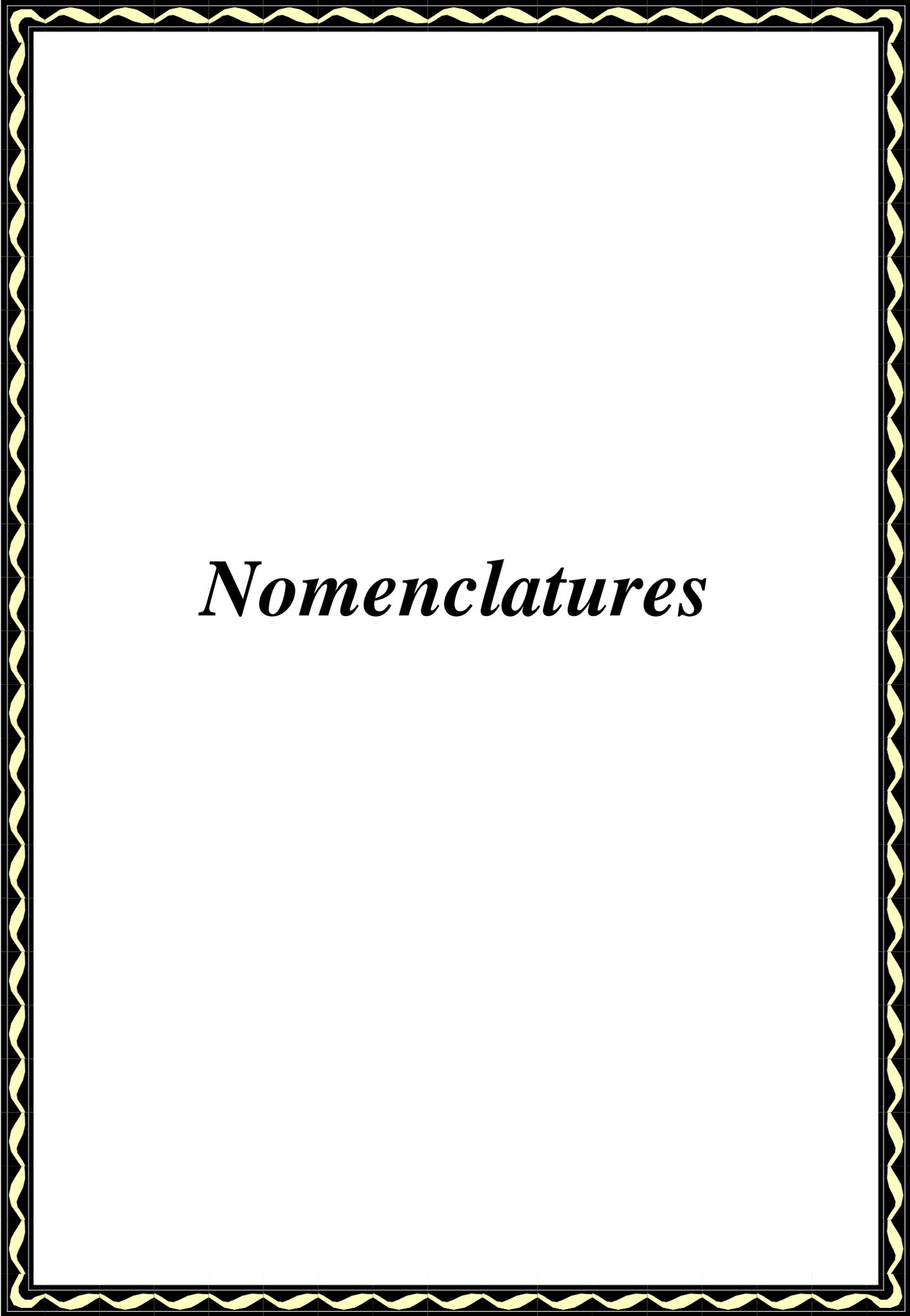
Liste des figures

	Page
Figure 1.1 le phénomène de la convection mixte.....	3
Figure 1.2 enceinte cubique chauffée différentiellement aux parois verticales[3].....	5
Figure 1.3 cavité cubique chauffée différentiellement avec les parois inférieures et supérieures est en mouvement [4].....	5
Figure 1.4 étude numérique et expérimentale de la convection naturelle transitoire dans une cavité cubique fermée [5]	6
Figure 1.5 L'écoulement d'un fluide dans une cavité rectangulaire [6].....	7
Figure 1.6 convection mixte dans une enceinte carrée avec le mouvement des parois [7]...	7
Figure 1.7 influence de l'angle d'attaque de l'écoulement sur la convection mixte dans une cavité avec des clôtures flexibles [8].....	8
Figure 1.8 Convection mixte dans une enceinte en forme «T » [9].....	9
Figure 1.9 Convection mixte des fluides micro-polaires dans une enceinte carrée [10].....	9
Figure 1.10 Convection mixte stationnaire dans une cavité rectangulaire [11].....	10
Figure 1.11 convection mixte dans une cavité différentiellement chauffée [12].....	10
Figure 1.12 Une cavité 2D soit caractérisée par une source chaude placée au centre de la paroi inférieure [13].....	11
Figure 1.13 convection mixte dans une cavité carrée[14].....	12
Figure 1.14 convection mixte dans une cavité rectangulaire bidimensionnelle à l'aide de l'algorithme SIMPLER [15].....	12
Figure 1.15 influence de l'angle d'inclinaison sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans d'une cavité triangulaire [18].....	13
Figure 2.1 Représentation schématique du problème.....	14
Figure 2.2 Schéma du maillage.....	21
Figure 2.3 Les différentes formes de maillage des éléments [20].....	21
Figure 2.4 Volume de contrôle typique pour une situation 2D.....	22
Figure 2.5 Volume de contrôle pour un écoulement bidimensionnel: (a) la composante de vitesse u et (b) la composante de vitesse v.....	23
Figure 3.1 Géomètre et condition aux limites pour angle de l'inclinaison $\alpha = 0^\circ$	26
Figure 3.2 le maillage 87X87utilisé dans cette simulation.....	28

Figure 3.3	L'influence de l'angle inclinaison α sur les contours de vitesse et les lignes isothermes pour le nombre de Richardson $Ri = 5$	32
Figure 3.4	L'influence du nombre de Richardson Ri sur les contours de vitesse et les lignes isothermes pour l'angle de l'inclinaison α	34
Figure 3.5	Variation du profile de la vitesse V_y en fonction des différentes angles d'inclinaison à $x = 0.5$ et pour différentes nombres de Richardson.....	36
Figure 3.6	Variation du profile de la température en fonction des différentes angles d'inclinaison à $x = 0.5$ et pour différentes nombres de Richardson.....	37
Figure 3.7	Variation du profile de la vitesse et de la température en fonction des différentes nombre de Richardson à $x = 0.5$ et pour angle d'inclinaison 60°	38
Figure 3.8	Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction des différents angles d'inclinaison à la paroi chaude et pour nombre de différentes Richardson.....	39

Liste des tableaux

		Page
Tableau 1.1	les différentes modes des échanges convectifs (Roy et al [2]).....	4
Tableau 3.1	Comparaison entre les résultats de la présente étude et ceux de [22] pour $Re = 100$ et $Ri = 10$	27
Tableau 3.2	Effet de maillage sur les résultats obtenus pour $Ri = 1$ et $\alpha = 0^\circ$	27



Nomenclatures

Symbole	Définition	Unité
a_o, a_w, a_E, a_s, a_N	Coefficients dans le système d'équations algébriques discrétisées	[-]
C_p	Capacité calorifique à pression constante	[j/Kg.k]
D_e, D_w, D_n, D_s	Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée	[-]
F_e, F_w, F_n, F_s	Flux convectifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée	[-]
g	Accélération de pesanteur	[m/s ²]
Gr	Nombre de Grashof	[-]
H	Hauteur de la cavité	[m]
L	Longueur de la cavité	[m]
Nu	Nombre de Nusselt	[-]
P	Pression	[N/m ²]
Pe	nombre de Peclet	[-]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
Q	Flux surfacique	[W/m ²]
Ra	Nombre de Rayleigh	[-]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
Ri	Nombre de Richardson	[-]
T	Température	[K]
T_0	Température de référence	[K]
ΔT	Différence de température	[K]
S_ϕ	le terme source.	[-]
$u ; v$	Composante du vecteur de vitesse suivant x et y	[m/s]
u_i	Vitesse d'écoulement à l'entrée de la cavité	[m/s]
W	Hauteur de l'ouverture	[m]
$x ; y$	Coordonnées cartésiennes	[m]
$\Delta x ; \Delta y$	Dimension d'un volume de contrôle	[m]

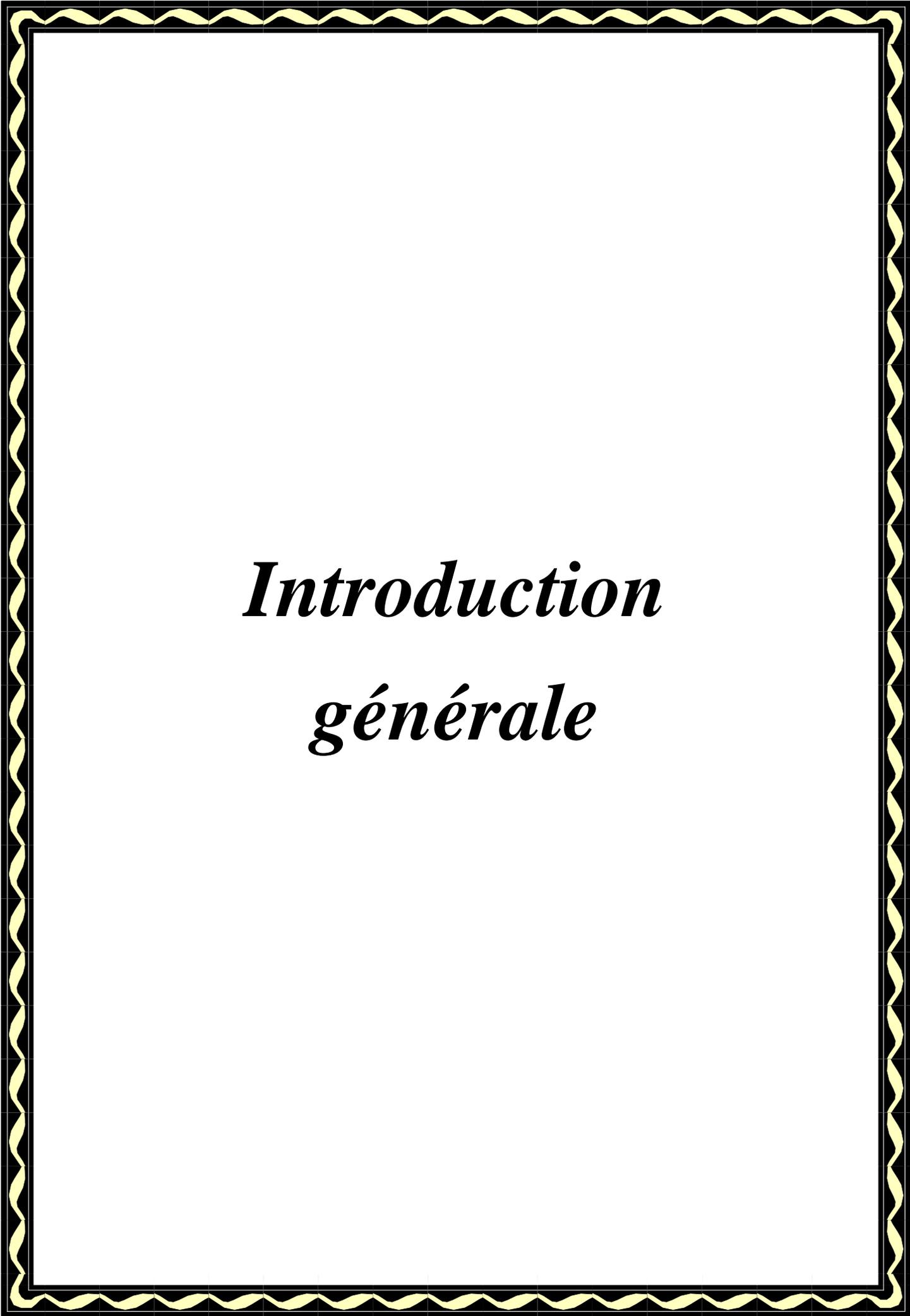
Symboles grecs

α	Angle d'inclinaison	[°]
Φ	la propriété transportée	[-]
β	Coefficient de dilatation Thermique	[k ⁻¹]
ρ	Masse volumique	[kg /m ³]
ρ_0	La masse volumique à Température T_0	[kg /m ³]

κ	Diffusivité thermique	$[m^2/s]$
μ	viscosité dynamique	$[kg/m.s]$
ν	viscosité cinématique	$[m^2 / s]$
λ	Conductivité thermique	$[W/m.K]$
Γ	Coefficient de diffusion	$[-]$

Indices et exposants

C	Paroi chaude
e ;w ;n ;s	évalué sur la face correspondante du volume de contrôle entourant le point O
E ;W ;N ;S	évalué sur le point correspondant entourant le point O
F	Paroi froide
moy	la valeur moyenne
max	La valeur maximale
*	nombre adimensionnelle



Introduction
générale

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, et de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. La convection est le mécanisme le plus important du transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le transfert d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes.

La convection mixte est un phénomène de transfert thermique associé aux écoulements de fluide. La présence de la convection naturelle influe simultanément sur les champs thermique et hydrodynamique ; le problème est ainsi couplé. Dans la littérature, il est bien connu que les mouvements secondaires résultant de la convection naturelle influencent l'échange thermique par convection et augmente le nombre de Nusselt.

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'influence de l'angle d'inclinaison sur la convection mixte dans une cavité triangle ayant deux ouvertures pour l'entrée et la sortie de l'air, une paroi basse soumise à un flux de chaleur $Q = 50 \text{ W/m}^2$, les autres parois sont supposées adiabatiques.

Le premier chapitre, a pour but de situer notre travail, on présente le phénomène de la convection ainsi que quelques rappels bibliographiques en rapport avec le problème posé.

Le deuxième chapitre est consacré à la formulation du problème, aux hypothèses simplificatrices et à l'établissement des équations et des conditions aux limites qui leur sont associées. Enfin, nous définissons les principales grandeurs adimensionnelles caractérisant le modèle.

En suite dans le même chapitre, nous présentons la méthode numérique adoptée. Nous avons opté pour la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations aux dérivées partielles. L'algorithme SIMPLER proposé par Patankar (1980), est bien adapté car il permet le calcul de correction de la pression et de la vitesse.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation des résultats de calcul et à leur discussion. Nous avons aussi évalué l'incidence de l'angle d'inclinaison de la cavité et les différents nombres de Richardson sur le phénomène de la convection mixte. Enfin, nous validons les résultats obtenus par une comparaison avec les travaux antérieurs de quelques chercheurs. Nous terminons par une conclusion générale dans laquelle nous dégagerons les principaux résultats obtenus au cours de cette étude et nous en signalons les extensions possibles.



Chapitre01 :
Etude bibliographique

1.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons présenter des notions sur la convection et les différents types de la convection suivis d'une revue bibliographique.

1.2. NOTIONS SUR LA CONVECTION

1.2.1. Définition

La convection thermique désigne le transfert d'énergie thermique au sein d'un fluide en mouvement ou entre un fluide en mouvement et une paroi solide. Ce transfert d'énergie est réalisé par deux modes de transfert élémentaires combinés que sont l'advection et la diffusion [1].

La convection thermique se produit lorsque le corps est en contact direct avec le fluide. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux particules fluide adjacentes. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces particules. Ensuite ces dernières vont se mélanger avec d'autres particules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie, celle-ci est à présent emmagasinée dans les particules fluides et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement [1].

1.2.2. Types de convection

Il existe trois types de Convection :

- ❖ Convection forcée
- ❖ Convection naturelle
- ❖ Convection mixte

La transmission de chaleur par convection est désignée selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre et convection forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide des courants dus simplement aux différences de densité résultant des gradients de température, on dit que la convection est naturelle ou libre. Par contre si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, telle une pompe ou un ventilateur, le processus est appelé convection forcée. Si les deux causes existent simultanément, sans que l'une soit négligeable par rapport à l'autre, la convection est dite mixte [1].

1.2.3. Convection mixte

Quand les mouvements convectifs sont dus à la fois à des sources internes et externes, on rentre dans le cadre de la convection mixte. Le problème de Poiseuille-Rayleigh-Bénard est un écoulement de convection mixte. Les limites de ces trois domaines, la convection naturelle, la convection forcée et la convection mixte, sont approximativement fixées par un nombre adimensionnel dit nombre de Richardson (Ri).

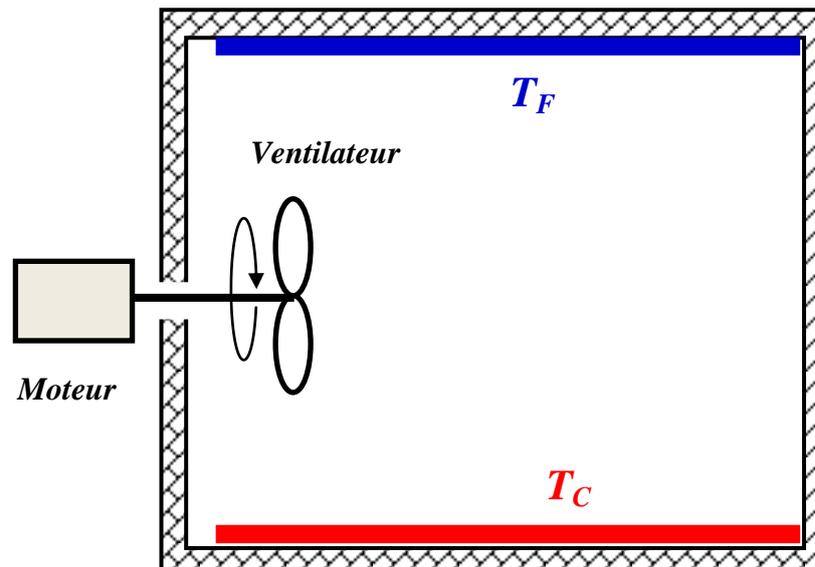


Figure 1.1 : Phénomène de la convection mixte dans une cavité.

Avec : T_F : Plaque froide et T_C : Plaque chaude.

1.3. LES CARACTERISTIQUES ADIMENSIONNELLES

1.3.1 Nombre de Grashof

Le nombre de Grashof est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides pour caractériser la convection libre dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. On le définit de la manière suivante :

$$Gr = \frac{\rho^2 g \beta \Delta T H^3}{\mu^2} \quad (1.1)$$

1.3.2 Nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl est un nombre sans dimension. Il représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν (ou viscosité cinématique) et la diffusivité thermique α . On le définit de la manière suivante :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (1.2)$$

1.3.3 Nombre de Rayleigh

Le nombre de Rayleigh est le produit du nombre de Prandtl et du nombre de Grashof, il est donné par :

$$Ra = Gr.Pr \quad (1.3)$$

1.3.4 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds exprime par le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. On le définit de la manière suivante :

$$Re = \frac{\rho V H}{\mu} \tag{1.4}$$

1.3.5 Nombre de Richardson

Le nombre de Richardson **Ri** est un nombre sans dimension utilisé notamment en thermodynamique qui a été développé par **Lewis Fry Richardson**. Il s'agit du rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une parcelle de fluide et son énergie cinétique. On le définit de la manière suivante :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \tag{1.5}$$

D'après **Roy et al** le rapport de $\frac{Gr}{Re^2}$ détermine quel type de convection : [2]

Convection forcée	Convection naturelle	Convection mixte
$\frac{Gr}{Re^2} < 0,1$	$\frac{Gr}{Re^2} > 16$	$0,1 \leq \frac{Gr}{Re^2} \leq 16$

Tableau 1.1 :les différentes modes des échanges convectifs (**Roy et al** [2])

1.3.6 Nombre de Nusselt

La transmission de la chaleur entre la paroi et le fluide est caractérisée par le nombre de Nusselt moyen.

$$Nu = \frac{h H}{\lambda} \tag{1.6}$$

1.4. REVUES BIBLIOGRAPHIQUES

La revue de la littérature concernant la convection mixte dans des cavités ventilées montre que le sujet reste encore à explorer. Actuellement la convection mixte dans des cavités fermées a fait l'objet de plusieurs études théoriques, expérimentales et surtout numériques, parmi lesquelles nous présentons quelques-unes que nous avons jugées proches de notre cas. Parmi celles qui ont considéré des enceintes cubiques, nous pouvons citer celles de:

Frederick et Quiroz qui ont analysé numériquement la convection naturelle laminaire à l'état stationnaire dans une enceinte cubique avec une paroi verticale froide opposée à l'autre contenant une zone carrée chaude (Fig.1.2). Les résultats indiquent que la transition du régime conductif au régime convectif prend fin pour un nombre de Rayleigh $Ra=10^5$, caractérisé par la suppression de la conduction et un développement lent de la convection aussi, dans la gamme du nombre de Rayleigh variant de 10^5 à 10^7 , les vitesses latérales deviennent très grandes, produisant un écoulement tridimensionnel thermiquement stratifié, l'effet du nombre de Reynolds est très minime sur le nombre de Nusselt. [3]

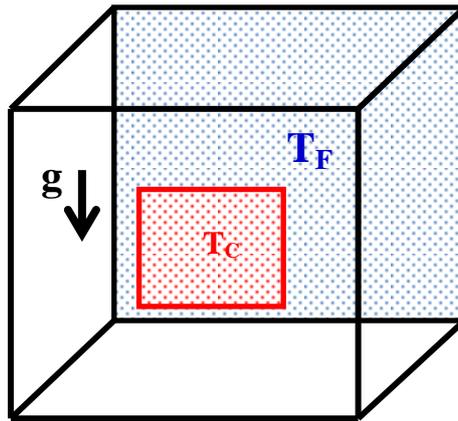


Figure 1.2 : enceinte cubique chauffée différentiellement aux parois verticales[3]

Quertatani et al ont étudié numériquement la convection mixte tridimensionnelle de l'air dans une enceinte cubique (Fig.1.3). Les parois inférieure et supérieure sont en mouvement et maintenues à des températures différentes (refroidis par le bas et chauffé par le haut), tandis que les autres parois sont adiabatiques. Les paramètres de contrôle sont les nombres de Richardson $0,001 \leq Ri \leq 10$, Reynolds $100 \leq Re \leq 1000$ et de Prandtl $Pr = 0,71$. Les résultats indiquent qu'une amélioration remarquable du transfert de chaleur jusqu'à 76% peut être atteinte pour la combinaison particulière de $Re=400$ et $Ri=1$. [4]

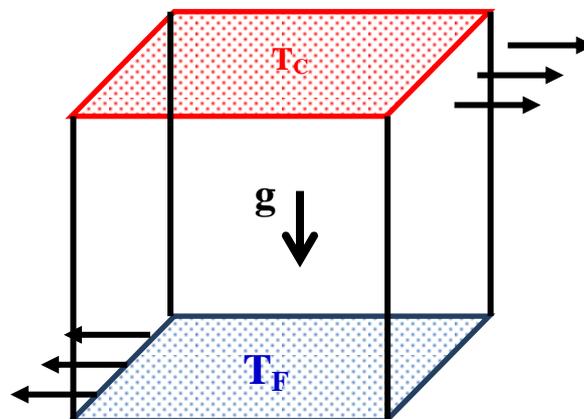


Figure 1.3 :cavité cubique chauffée différentiellement avec les parois inférieures et supérieures est en mouvement[4].

Baïri a présenté une étude numérique et expérimentale de la convection naturelle transitoire dans une cavité cubique fermée remplie d'air (*Fig.1.4*). La paroi gauche contient trois sources de chaleur parallèles discrètes soumises à un flux de chaleur constant et séparées entre elles par des bandes adiabatiques ; en face de la paroi gauche une plaque froide est maintenue à une température constante T_c . Les quatre autres murs de la cavité sont considérés comme adiabatiques. Les échanges de chaleur sont étudiés pour plusieurs configurations bidimensionnelles avec différents angles d'inclinaison de la paroi active en respectant la gravité. Les résultats numériques sont en bon accord avec les mesures thermiques réalisées sur un banc d'essai expérimental. [5]

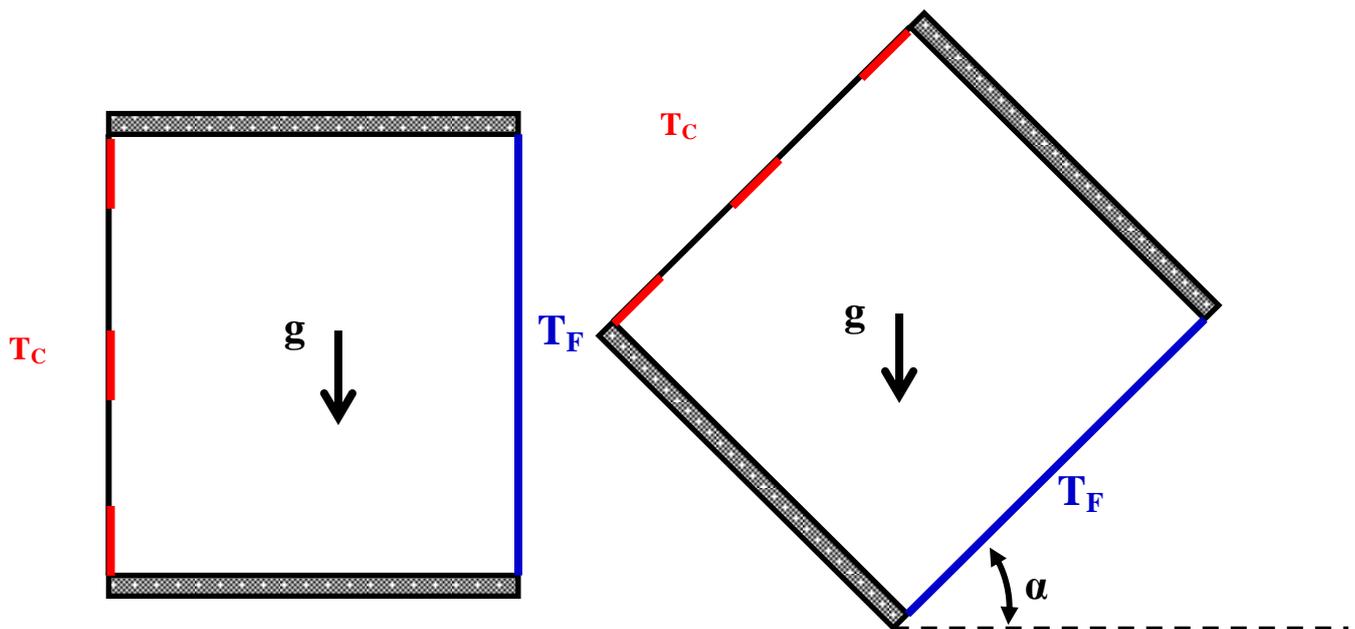


Figure 1.4 :étude numérique et expérimentale de la convection naturelle transitoire dans une cavité cubique fermée[5].

Tandis que parmi quelques autres qui ont rapporté leur étude sur les enceintes rectangulaires ou carrées, il y en a :

Torrance et al ont présenté une étude numérique concernant l'écoulement d'un fluide dans une cavité rectangulaire (*Fig. 1.5*), dont la paroi supérieure est supposée mobile et chauffée, tandis que les autres sont froides. Les trois cas traités montrent que la convection naturelle prédomine aux grands nombres de Grashof. [6]

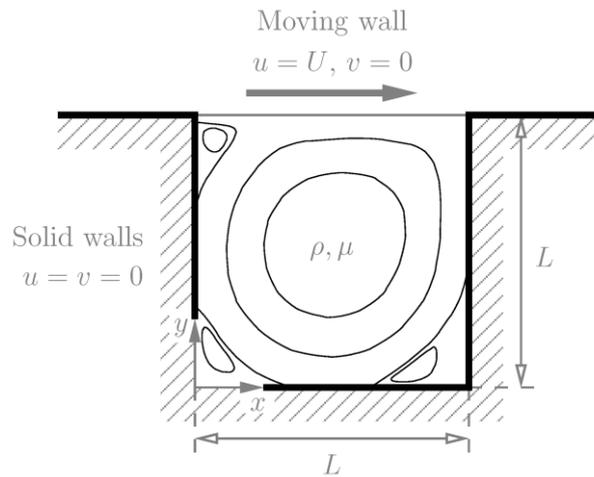


Figure 1.5 : L'écoulement d'un fluide dans une cavité rectangulaire [6].

Moallemi et Jang ont considéré l'écoulement et le transfert de chaleur dans une enceinte carrée pour laquelle le mouvement du fluide est induit par le frottement résultant du mouvement de translation du couvercle et par la force de flottabilité due au chauffage du plancher (*Fig. 1.6*). Les simulations numériques sont faites pour un écoulement laminaire bidimensionnel ($100 \leq Re \leq 2200$) et pour différentes valeurs du nombre de Richardson. Ils ont étudié les effets du nombre de Prandtl pour les valeurs faibles ($0,01 < Pr < 50$) sur l'écoulement et le transfert de chaleur dans l'enceinte. La température et le champ d'écoulement sont calculés et présentés pour illustrer l'influence du nombre de Prandtl. Les nombres du Nusselt locaux et globaux sont rapportés pour différentes valeurs de Re , Ri et Pr . [7]

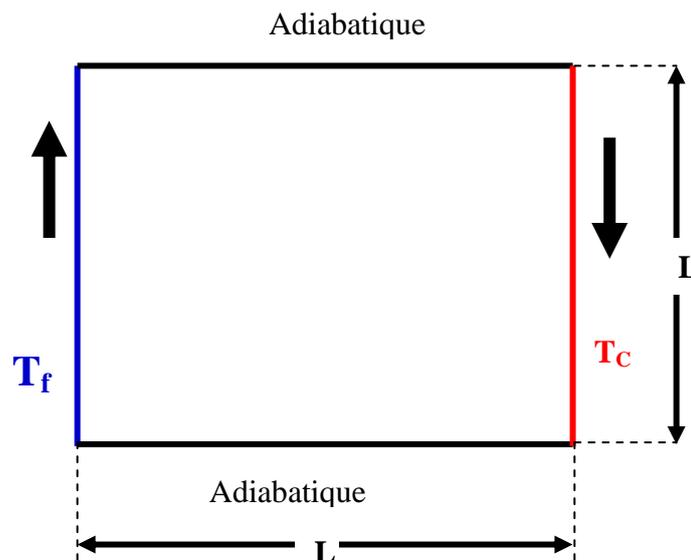


Figure 1.6 : convection mixte dans une enceinte carrée avec le mouvement des parois [7].

Khamafer et al ont étudié le transfert de chaleur par convection mixte (*Fig. 1.7*) dans les clôtures flexibles pour trois différents angles d'attaques de l'écoulement avec une augmentation du nombre de Grashof et du nombre de Reynolds pour voir l'effet de l'inclinaison sur le transfert thermique. Les résultats montrent que le nombre du Nusselt moyen augmente linéairement avec l'augmentation du nombre de Reynolds et le nombre de Grashof. Aussi, pour un écoulement avec un angle d'attaque égale à 90° , l'augmentation du nombre de Reynolds minimise l'échange de chaleur. [8]

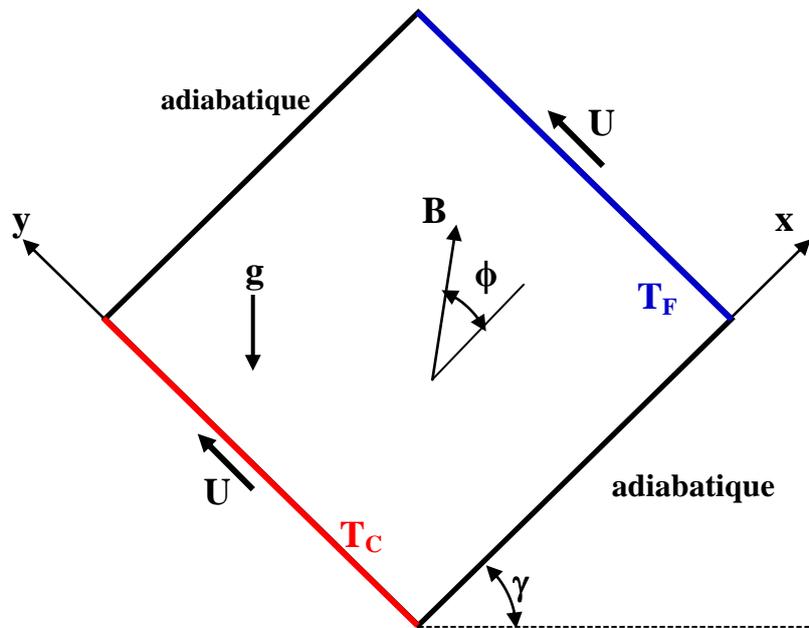


Figure 1.7 :influence de l'angle d'attaque de l'écoulement sur la convection mixte dans une cavité avec des clôtures flexibles[8].

Nejam et Hasnaoui ont fait une étude numérique de la convection mixte dans une enceinte en forme de «T» chauffée à l'aide d'un flux de chaleur constant et soumise à un jet d'air frais par le bas (*Fig. 1.8*). Les blocs chauffants sont identiques et le système présente une symétrie par rapport à un axe vertical passant par les milieux des ouvertures. Les équations régissant sont résolues à l'aide d'une méthode aux différences finies. Les paramètres de contrôle sont les nombres de Rayleigh ($0 \leq Ri \leq 10^6$), de Reynolds ($1 \leq Re \leq 1000$) et de Prandtl ($Pr = 0,72$), la hauteur relative des blocs chauffants ($B = h/H = 0,5$), la dimension C des ouvertures d'admission et d'évacuation de l'air ($C = 1/L = 0,15$), et la distance relative D entre les blocs ($D = d/L = 0,50$). Les résultats obtenus, pour $H/L = 1$, montre l'existence de solutions multiples et le transfert de chaleur en dépend de manière sensible. [9]

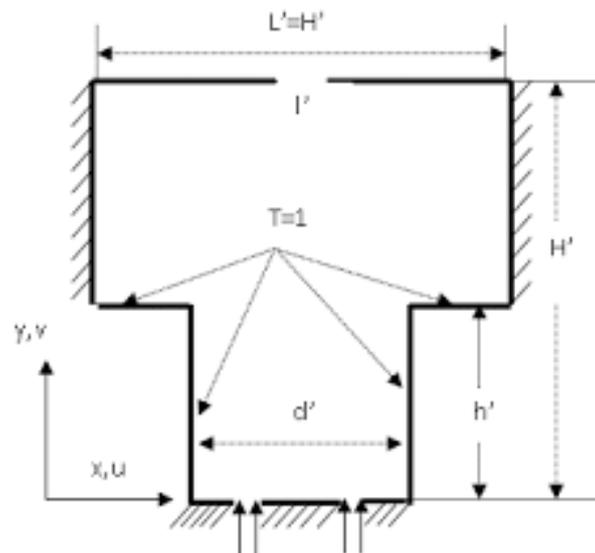


Figure 1.8 : Convection mixte dans une enceinte en forme de «T» [9].

Hsu et Wang ont présenté une étude numérique de la convection mixte des fluides micro-polaires dans une enceinte carrée avec une source de chaleur discrète (*Fig. 1.9*). Les études ont été effectuées pour une large gamme des nombres de Reynolds et Grashof, ainsi que les paramètres liés au fluide. Les résultats montrent que les champs thermiques dépendent de la viscosité. [10]

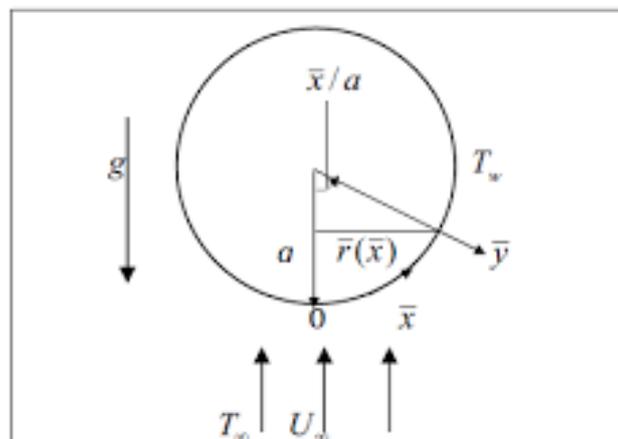


Figure 1.9 : Convection mixte des fluides micro-polaires dans une enceinte carrée [10].

Dagtekin et Oztop ont considéré leur étude numérique sur la convection mixte stationnaire dans une cavité rectangulaire (*Fig. 1.10*). Le gradient de température selon les deux faces : supérieure et inférieure est négligé, tandis que les autres ont une vitesse de déplacement avec des températures différentes. L'étude tient compte l'influence des trois cas d'aspect selon le sens de mobilité des parois en faisant illustrer une large gamme de Richardson ($0,01 \leq Ri \leq 100$). Un résultat remarquable qui découle de ce modèle est que le transfert thermique est maximum au mouvement ascendant des parois. [11]

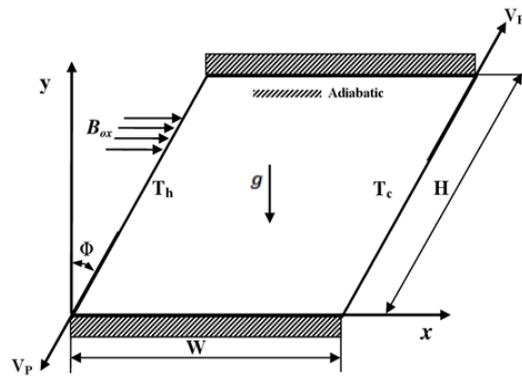


Figure 1.10 : Convection mixte stationnaire dans une cavité rectangulaire [11]

Mahapatra et al ont étudié la convection mixte dans une enceinte où la paroi supérieure et inférieure ont maintenues adiabatiques et dotées de clôture sur leurs faces intérieures, tandis que la paroi gauche et la paroi droite froide sont soumises à des vitesses opposées (Fig. 1.11). Ils ont examiné l'effet du nombre de Richardson $Ri=1$ pour la convection mixte et la taille des clôtures sur le transfert de chaleur pour la convection forcée $Ri=0,1$. Les résultats montrent que le transfert de chaleur par la convection mixte est plus grand que celui dans le cas de la convection naturelle. [12]

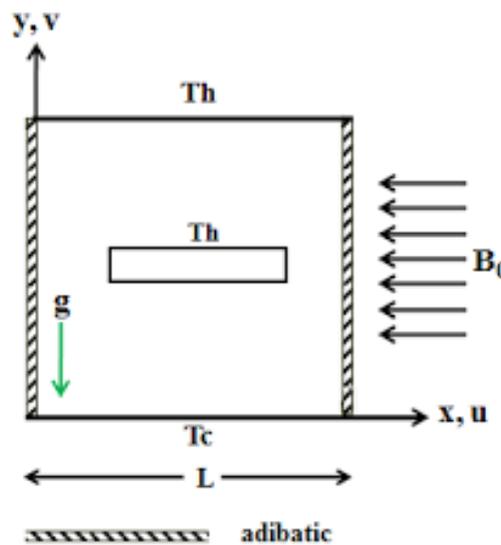


Figure 1.11 : convection mixte dans une cavité différentiellement chauffée [12].

Aydin et Yang ont traité la convection mixte laminaire dans une cavité 2D soit caractérisée par une source chaude placée au centre de la paroi inférieure et la partie restante est considérée adiabatique comme la face supérieure, alors que les autres sont supposées froides se déplaçant à une vitesse déterminée vers le bas (Fig. 1.12). L'investigation porte sur l'influence du nombre de Richardson ainsi que la longueur de la partie chauffante. Les effets de chacune des convections : naturelle et forcée sont compatibles, plus qu'on a eu rien à visualiser concernant le phénomène de l'antisymétrie. [13]

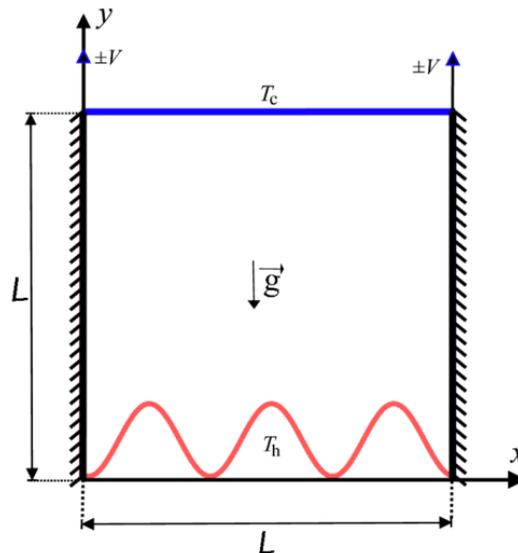


Figure 1.12 : Une cavité 2D soit caractérisée par une source chaude placée au centre de la paroi inférieure [13].

Khanafer et al ont rapporté une étude numérique sur le transfert de chaleur par convection mixte laminaire instable dans une cavité carrée (*Fig. 1.13*). La paroi supérieure est maintenue à une température froide T_f soumise à une vitesse horizontale sinusoïdale, tandis que la paroi inférieure est maintenue à une température chaude T_c ; les autres parois sont adiabatiques. La discrétisation des équations gouvernant le problème est obtenue à l'aide des éléments finis basés sur la méthode de Galerkin. Les caractéristiques de l'écoulement du fluide et de transfert de chaleur sont examinés par une gamme de Reynolds ($10^2 \leq Re \leq 10^3$), de Grashof ($10^2 \leq Gr \leq 10^5$), d'une fréquence sans dimensions d'oscillation du couvercle $0,1 \leq \omega \leq 5$ et un nombre de Prandtl de 0,71. Ils ont montré que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Grashof, tandis qu'il diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et de la fréquence de vitesse du couvercle. [14]

M.A.R. Sharif a étudié numériquement la convection mixte dans une cavité rectangulaire bidimensionnelle à l'aide de l'algorithme SIMPLER. La surface supérieure de la cavité rectangulaire est maintenue à plus haute température et la surface inférieure à basse température, tandis que les deux surfaces gauche et droite sont considérées adiabatiques (*Fig. 1.14*). Les résultats montrent que le nombre de Nusselt local augmente avec l'augmentation de l'angle de l'inclinaison pour la convection forcée dominante. Aussi, le nombre de Nusselt local et moyen augmentent avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison dans le cas ($Ri = 0,1$), tandis qu'il augmente plus rapidement pour $Ri = 10$. [15]

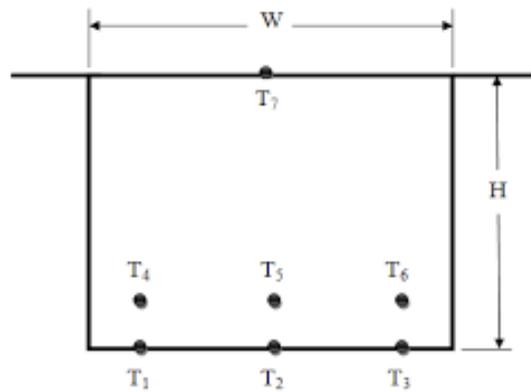


Figure 1.13 : convection mixte dans une cavité carrée[14].

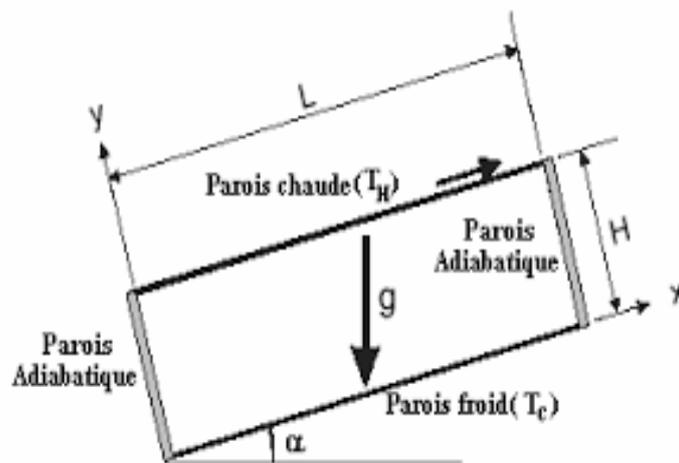


Figure 1.14 : convection mixte dans une cavité rectangulaire bidimensionnelle à l'aide de l'algorithme SIMPLER [15]

Cheng et Liu ont repris numériquement la convection mixte dans une cavité carrée, dont la paroi supérieure est mobile. Quatre cas sont distingués selon la direction du gradient de la température imposée. L'échauffement différentiel des parois supérieures et inférieures se traduit par l'attraction gravitationnelle stable et les gradients de température instable, alors que l'échauffement différentiel des parois latérales gauche et droite favorise et contrevient les effets de flottabilité. En utilisant les paramètres de contrôle $Pr = 6,2$ et $Ri = 0,1-10$, ils ont constaté que le nombre de Richardson et la direction du gradient de température affectent les types d'écoulement et l'évolution du transport de chaleur dans la cavité. De plus, ils ont montré que le taux de transfert de chaleur augmente avec la diminution du nombre de Richardson indépendamment de l'orientation du gradient de température imposée. [16]

G. Guo et M.A. Sharif ont rapporté une étude numérique sur le mécanisme de transport par convection mixte dans une enceinte carrée remplie avec un nano-fluide, ses deux parois latérales sont isolées tandis que les autres sont maintenues à des températures constantes. La paroi supérieure

se déplace avec une vitesse constante. Ils ont montré que l'introduction des nanoparticules dans le fluide mène à une augmentation du coefficient de transfert de chaleur, ils sont capables de changer la structure de l'écoulement. Le rapport d'aspect (longueur par rapport à la hauteur) et la fraction volumique du solide affectent l'écoulement du fluide et le transfert thermique dans la cavité. [17]

P. Kandaswamy et al ont rapporté des conditions aux limites que celles sont de la configuration géométrique étudiée par Aydin et Yang qui ont considéré une température fixe alors que Guo et Sharif ont imposé un flux de chaleur constant. La partie restante de cette paroi est supposée adiabatique. Les effets de la longueur de la source de chaleur ainsi que du nombre de Richardson ont été examinés. Ici, les effets de la convection forcée et de la convection naturelle étant aucune bifurcation vers une solution non symétrique n'a été observée. [18]

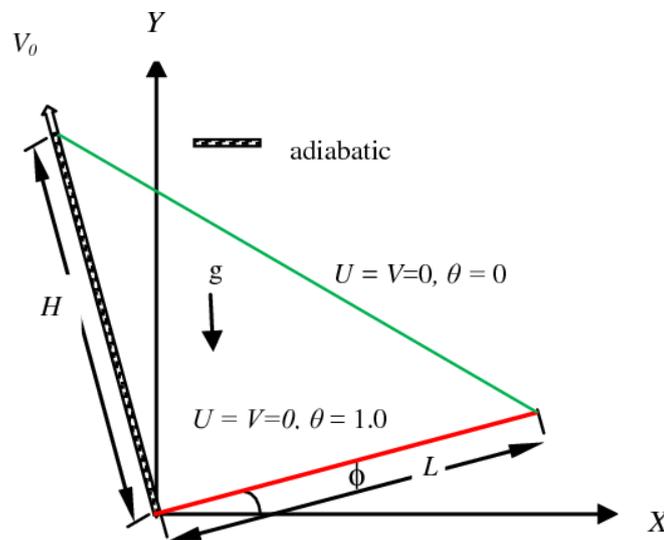


Figure 1.15 : influence de l'angle d'inclinaison sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans d'une cavité triangulaire [18]

Chapitre 02 :
Formulation
mathématiques et
numérique

2.1. INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la mise en équations du problème considéré en utilisant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces dernières expriment les principes fondamentaux de la physique. On commence par une description et présentation de problématique et les conditions aux limites puis on passe à l'écriture des équations gouvernantes.

2.2. DESCRIPTION DU PROBLEME

La géométrie choisie est une cavité triangle figure 2.1 la paroi inférieure et chauffée par un flux de chaleur $Q=50 \text{ W/m}^2$, les autres parois sont adiabatiques. L'air froid imposé par une ouverture basse ($w=H/20$) avec une température d'entrée $T_0=290,15^\circ\text{K}$, et il sort par une ouverture haute ($w=H/20$) avec une température de sortie T_s , le nombre de $Re=100$, le rapport de forme $A=H/L=1$, les angles inclusions α ($0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ et 90°). Le nombre de Prandtl est fixé à $Pr=0,71$.

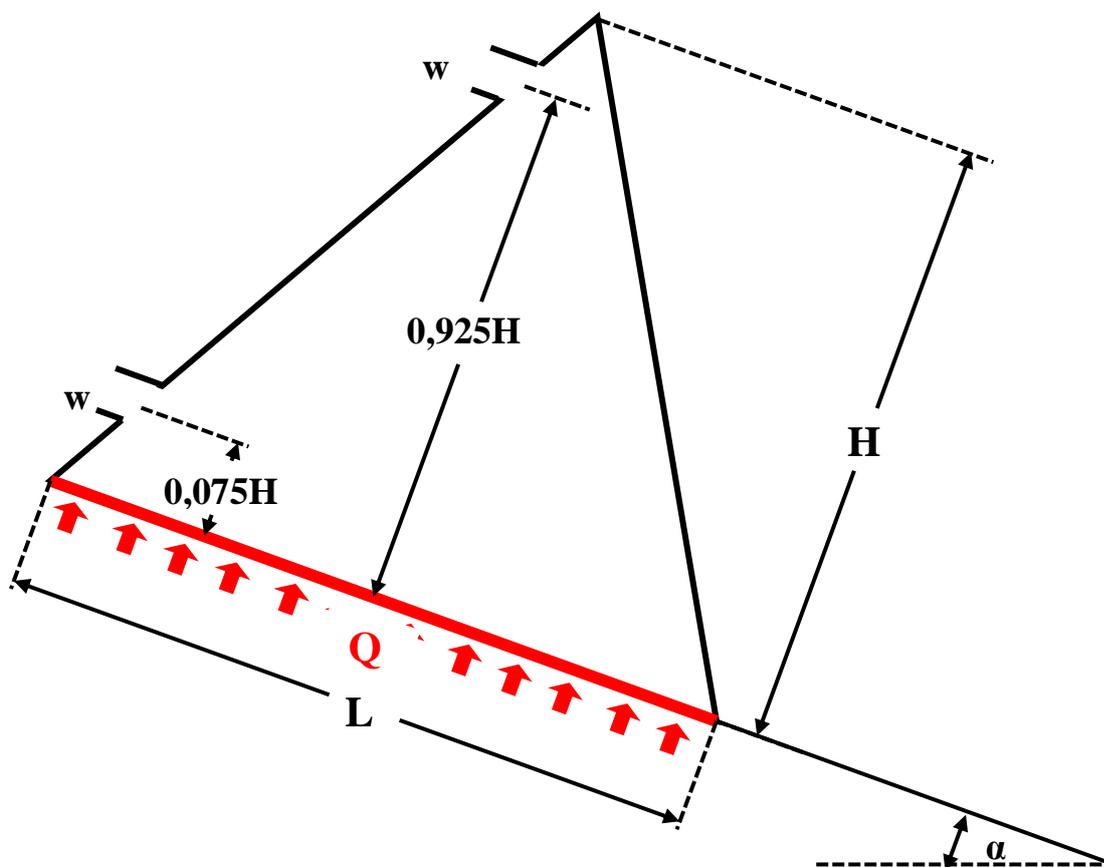


Figure 2.1: Représentation schématique du problème

2.3. HYPOTHESE SIMPLIFICATRICES

- le transfert de masse est négligeable.
- l'écoulement est laminaire bidimensionnel.
- la dissipation visqueuse est négligeable.
- pas des sources de chaleur interne.
- le fluide est Newtonien, incompressible et obéissant à l'approximation de Boussinesq, cette approximation consiste à considérer que la masse volumique du fluide ne varie que dans le terme des forces de volume (dilatation), ce qui donne naissance au phénomène de la convection thermique.

2.4. APPROXIMATION DE BOUSSINESQ-OBERBECK

Pour des configurations d'écoulement dans une enceinte, la résultante des forces externes est limitée aux forces gravitationnelles de sorte que l'influence de la convection provoquée par des gradients de la température soit évidente. Quand les forces de flottabilité se produisent dans l'écoulement, la conception des propriétés physiques fixes n'assortit plus le comportement de l'écoulement du fluide. L'effet de la convection est prise en considération dans l'équation de quantité de mouvement par la variation de la masse volumique.

Si en prenant un état thermodynamique de référence (masse volumique ρ_0 et température T_0) l'équation d'état pour la masse volumique ρ devient en utilisant le développement de Taylor:

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \frac{T - T_0}{T} \right] \quad (2.1)$$

En se limitant à un développement du premier ordre :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (2.2)$$

Le coefficient de dilatation isobare du fluide, soit :

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_p \quad (2.3)$$

Cette approximation de Boussinesq-Oberbeck est appliquée si le nombre de Mach de l'écoulement est petit.

2.5. LES EQUATIONS GOUVERNANTES

La formulation mathématique des phénomènes de convection repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir: la vitesse, la pression et la température. Ces équations proviennent de la prise de la moyenne dans le temps des équations de Navier Stokes.

2.5.1. Équation de continuité

L'équation de conservation de la masse, aussi communément appelée équation de continuité à deux dimensions s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.4)$$

2.5.2. Équation de quantité de mouvement

Les équations de Navier Stokes pour un fluide newtonien incompressible et stationnaire et pour le cas d'une convection mixte en 2D s'écrivent comme suite :

Équation de quantité de mouvement suivant l'axe (x) :

$$\rho(\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \nu \frac{\partial u}{\partial y}) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}) + \rho\beta g(T-T_0)\cos \alpha \quad (2.5a)$$

Équation de quantité de mouvement suivant l'axe (y) :

$$\rho(\mu \frac{\partial v}{\partial x} + \nu \frac{\partial v}{\partial y}) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}) - \rho\beta g(T-T_0)\sin \alpha \quad (2.5b)$$

2.5.3. Équation d'énergie

Elle se déduit de la relation traduisant le premier principe de la thermodynamique, elle est donnée par :

$$\mu \frac{\partial T}{\partial x} + \nu \frac{\partial T}{\partial y} = \kappa(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}) \quad (2.6)$$

2.6. CONDITIONS AUX LIMITES

Les conditions aux limites s'écrivent comme suite :

$$\text{La paroi chaude : } (y = 0; 0 \leq x \leq 1) \Rightarrow u = v = 0; Q = 50 \text{ W/m}^2 \quad (2.7a)$$

$$\text{Les autres parois sont adiabatiques } u = v = 0; Q = 0 \text{ W/m}^2 \quad (2.7b)$$

$$\text{Entrée de fluide : } u = u_i; v = 0; T_0 = 290,15\text{K} \quad (2.7c)$$

2.7. LES EQUATIONS GOUVERNANTES ADIMENSIONNELLES

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, peuvent être exprimées sous forme adimensionnelle en réalisant les substitutions suivantes :

$$x^* = \frac{x}{H}; y^* = \frac{y}{H}; \mu^* = \frac{\mu}{\mu_i}; \nu^* = \frac{\nu}{\mu_i}; P^* = \frac{P}{\rho_0 \mu_i^2}; T^* = \frac{\lambda(T-T_0)}{QH} \quad (2.8)$$

2.7.1. Equation de continuité

Elle est exprimée sous forme:

$$\frac{\partial \mu^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (2.9)$$

2.7.2. Equation de conservation de quantité de mouvement

Équation de quantité de mouvement suivant l'axe (x) :

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + \text{RiT}^* \cos \alpha \quad (2.10a)$$

Équation de quantité de mouvement suivant l'axe (y) :

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + \text{RiT}^* \sin \alpha \quad (2.10b)$$

2.7.3. Equation de conservation de l'énergie

Elle est exprimée sous forme:

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{1}{\text{Re.Pr}} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (2.11)$$

2.8.LE NOMBRE DE NUSSOLT:

Pour déterminer les caractéristiques du transfert de chaleur, il faut prendre en considérations la contribution de la convection et du rayonnement. Dans la présente étude, le nombre de Nusselt moyen total est défini comme:

$$\text{Nu}_{\text{moy}} = \frac{1}{L} \int_0^H \text{Nu} \, dx \quad (2.12)$$

La forme adimensionnelle de l'équation est donnée par :

$$\text{Nu}_{\text{moy}} = -\frac{1}{A} \int_0^A \frac{1}{T^*} \frac{dT^*}{dy^*} dx^* \quad (2.13)$$

2.9.METHODE NUMERIQUE

Les écoulements des fluides, que ce soit en régime laminaire ou turbulent, sont décrits par le système d'équations aux dérivées partielles (E.D.P). Ainsi, tous les phénomènes physiques sont régis par ce système formé par les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie qu'il convient de résoudre pour connaître les caractéristiques du champ thermique et du champ d'écoulement.

Il est pratiquement impossible de trouver une solution analytique et exacte à de tels systèmes du fait que les équations citées précédemment soient très complexes, c'est-à-dire non linéaires d'une part et couplées d'autre part. Dans ce cas, le recours à la résolution numérique s'impose et nous incite à choisir la méthode numérique adéquate pour obtenir les meilleures approximations.

Parmi les méthodes numériques les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulements et de transferts thermiques on peut citer :

- ✚ La méthode des éléments finis
- ✚ La méthode des différences finis
- ✚ La méthode des volumes finis

Le choix de l'utilisation de telle méthode numérique va dépendre essentiellement du type et de la complexité du problème à résoudre : la nature du fluide, le comportement thermodynamique, la modélisation du milieu et le problème stationnaire ou instationnaire.

2.9.1. Méthodes des différences finies

C'est la méthode la plus ancienne, le principe fondamental de cette méthode consiste au maillage du domaine d'étude en nœuds dont la finesse permet de donner une approximation des contours du domaine. Ensuite, en appliquant le développement dans chaque nœud du maillage, ce qui permet d'obtenir un nombre d'équation algébrique égale au nombre des valeurs d'inconnues des grandeurs étudiées. [19]

2.9.2. Méthodes des éléments finis

La méthode consiste à mailler l'espace en régions élémentaires dans lesquelles on représente la grandeur recherchée par une approximation polynomiale. Le maillage peut être constitué de triangles ou de rectangles aux sommets desquels on recherche des volumes de l'inconnue en supposant que, dans ce domaine, l'inconnue varie linéairement en fonction des coordonnées. Une telle méthode nécessite donc de mailler tout l'espace étudié. Elle conduit à des tailles importantes en mémoire des calculateurs et à des temps de calcul longs qui nécessitent souvent des stations de travail pour la résolution des problèmes industriels.[19]

2.9.3. Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation qui convient pour la simulation numérique des différents types d'équations de lois de conservation. Cette méthode est largement utilisée dans les phénomènes qu'étudient le physicien et l'ingénieur, tel que la mécanique des fluides, le transport de masse et de chaleur. Quelques-unes des caractéristiques importantes de la méthode des volumes finis sont similaires à celles de la méthode des éléments finis : elles peuvent

être utilisé sur la géométrie orbitaire, utilisant des maillages structurés ou non structurés et elles mènent aussi à des schémas robustes.[19]

Le principe de méthode des volumes finis consiste essentiellement:

- ✚ La discrétisation du domaine considéré en volume de contrôle.
- ✚ La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles.
- ✚ Le choix d'un schéma représentant la variation de la quantité physique et l'assemblage des diverses équations.
- ✚ Le modèle doit être stable et convergent

2.10. PRESENTATION DU CODE DE CALCUL

Il existe un certain nombre de codes industriels, aux meilleures performances, permettant la prédiction d'écoulements de fluides (FLUENT, CFX, PHOENICS, STAR-CD, TRIO, FEMLAB, CFD-ACE, FLOTRAN, N3S, CFDS-FLOW3D ...).

Le code de calcul "FLUENT" est commercialisé par ANSYS-FLUENT. Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics) généralistes qui simule tous les écoulements des fluides compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie. Les produits et services proposés par "ANSYS-FLUENT" aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques. Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile et offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Le logiciel "FLUENT" modélisé par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le préprocesseur, le solveur et le post-processeur.

2.10.1. Pré - processeur "GAMBIT" :

Il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul. L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage. La définition des conditions aux limites appropriées, au niveau des cellules qui coïncident ou touchent la frontière du domaine de calcul, se fait également à ce niveau.

2.10.2. Solveur "FLUENT" :

La méthode utilisée est la méthode des volumes finis. Cette méthode a l'avantage d'être conservatrice, c'est-à-dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans les volumes voisins. Les étapes de calcul dans le solveur sont les suivantes :

- + Intégration des équations continues sur chaque volume de contrôle. Le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface.
- + Discrétisation en espace et en temps (pour les écoulements non permanents) des équations substitution des dérivées partielles par des approximations en différences finies, transformation du système d'équations en système algébrique.
- + Résolution du système algébrique par un processus itératif ; utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et les composantes de la vitesse afin d'assurer la conservation de la masse.

2.10.3. Post-processeur "FLUENT" :

Le Post-processeur permet de visualiser les différents résultats à l'écran (champs de vitesse, champs de température, ligne de courant ...etc.).

2.11. NOTION DE MAILLAGE

2.11.1. Définition

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, où on trouve la variable O et les composantes u et v de la vectrice vitesse qui se trouve au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents.

La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points. Ainsi, un élément de volume de contrôle est défini autour de chaque nœud. Les grandeurs scalaires pression et température sont stockées dans le nœud O du maillage (Figure 2.2) tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockés aux milieux des segments reliant les nœuds. L'équation générale du transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de vitesse.

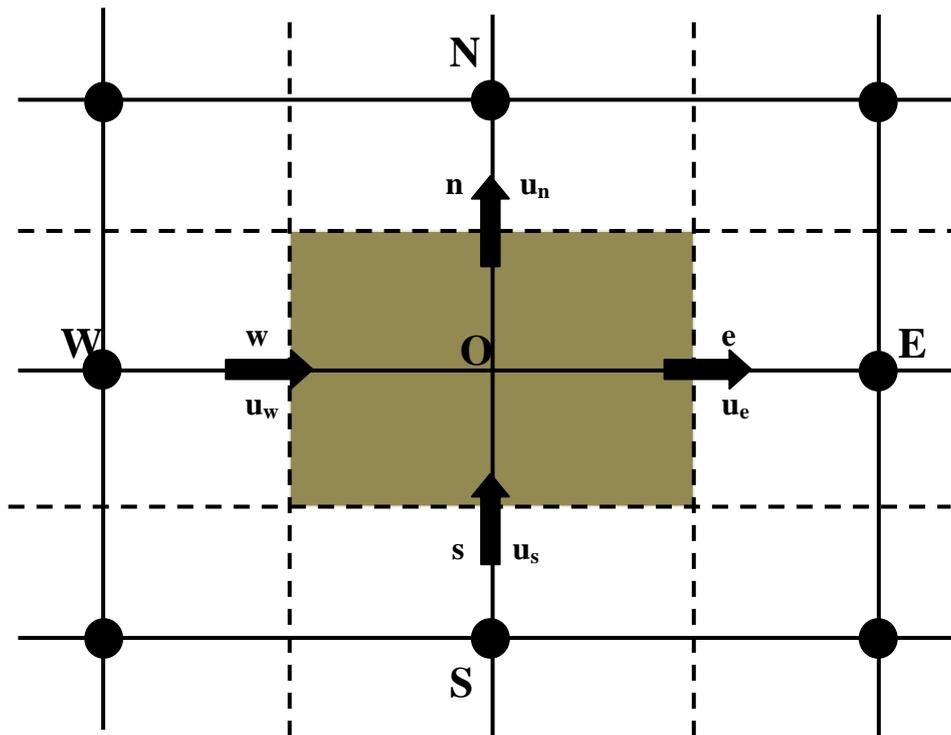


Figure 2.2: Schéma du maillage

2.11.2. Choix du maillage :

Le choix du maillage est un point essentiel dans la précision et l'exactitude des résultats numériques. Pour ce faire, on doit déterminer les paramètres optimaux et choisir une stratégie de maillage qui répond à nos objectifs, Parmi ces paramètres, on peut citer :

- ✚ Le nombre de mailles.
- ✚ La distance entre les mailles (concentration des mailles).
- ✚ La forme de la maille.
- ✚ Les paramètres de déformation pour le cas du maillage déformable.

Nous distinguons plusieurs types de maillages, définis par le nombre de nœuds associés à chaque élément, (figure 2.3) et par le nombre de liaisons pour chaque nœuds [20]

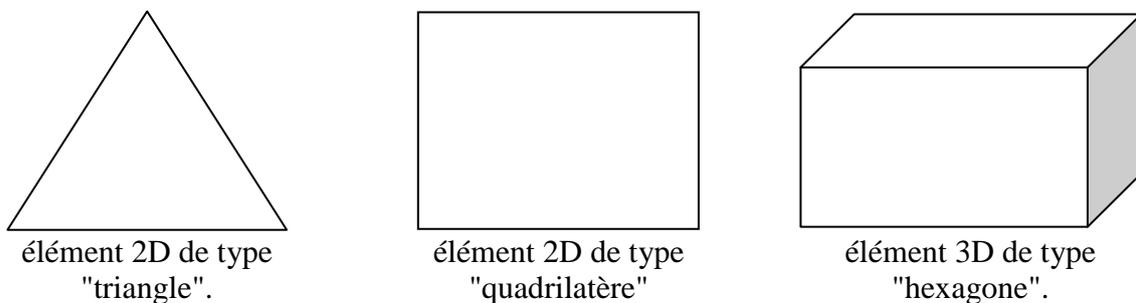


Figure 2.3: Les différentes formes de maillage des éléments. [20]

2.11.3. Le domaine de calcul :

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volume de contrôle, comme indiqué dans (la figure 2.4). Chacun de ces derniers englobe un nœud dit nœud principal (O), les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction y. Le volume de contrôle entourant (O) est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y.

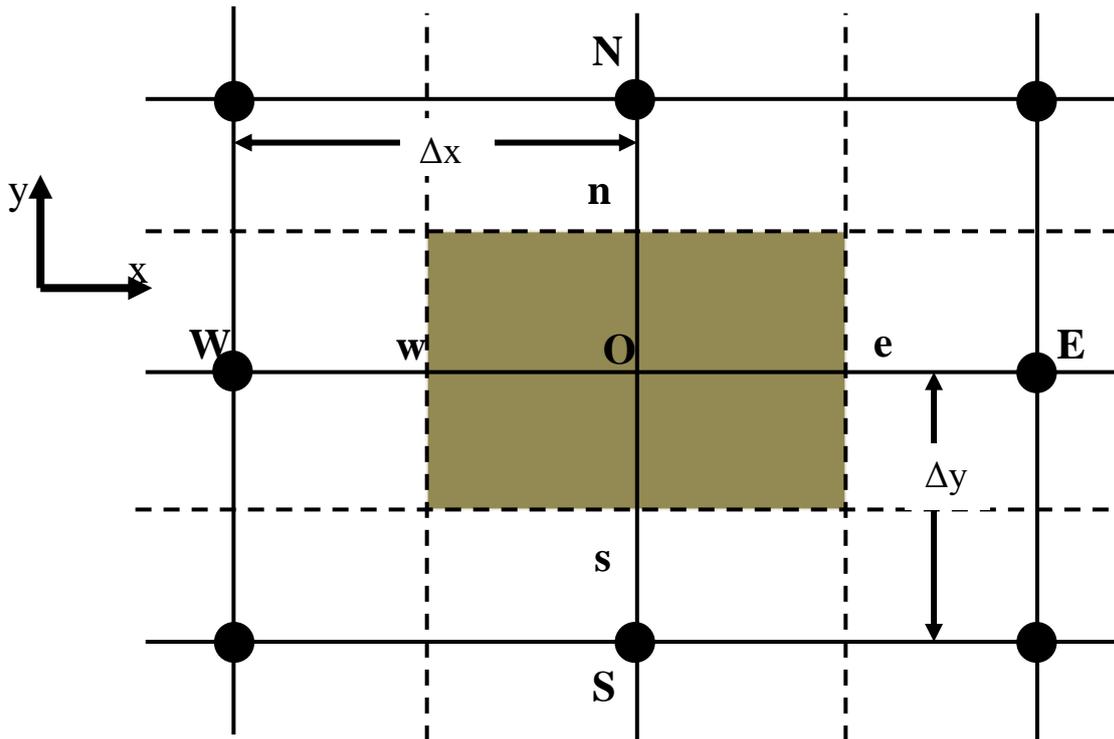


Figure 2.4: Volume de contrôle typique pour une situation 2D.

Dans cette étude, on a utilisé la méthode des volumes finis, car elle présente des avantages considérables du fait qu'elle soit simple, sa fiabilité quand aux résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.[21]

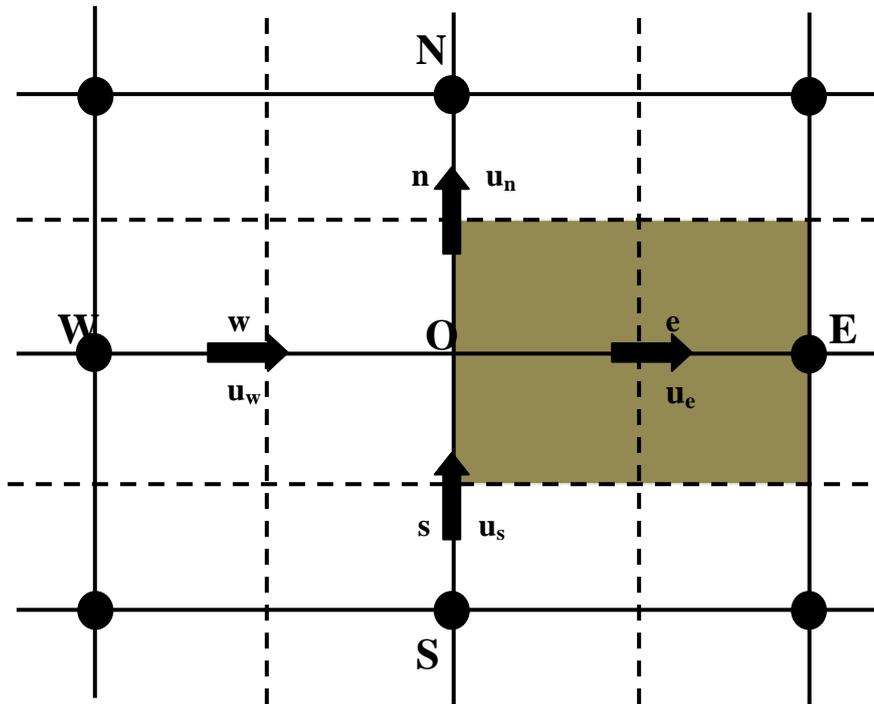
2.12. ÉQUATION DE TRANSPORT

Le principe de discrétisation peut être illustré en considérant l'équation de transport pour une grandeur scalaire φ :

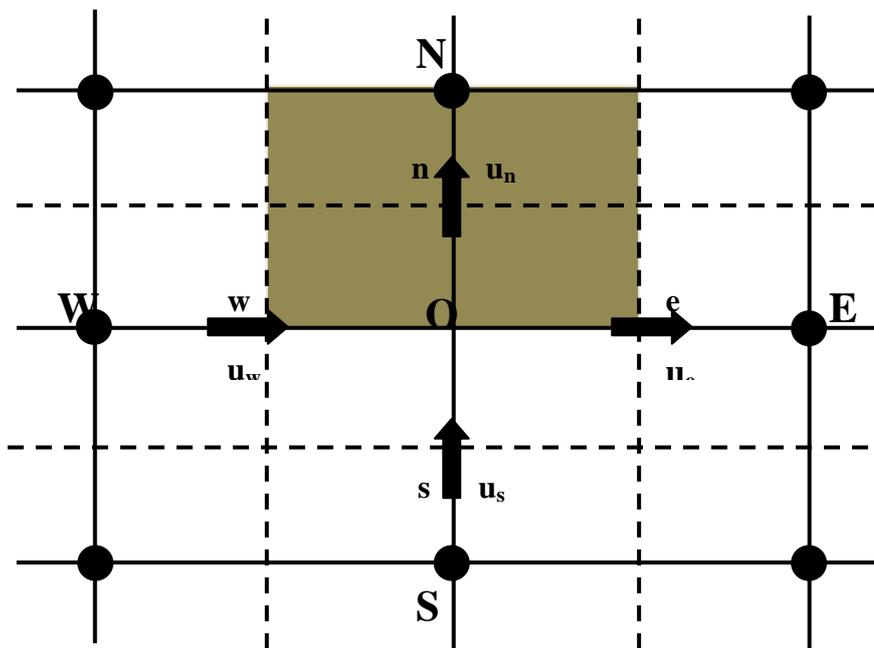
$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)}_T + \underbrace{\sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varphi)}_C = \underbrace{\sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right)}_D + S_\varphi \quad (2.14)$$

Avec :

T : Terme transitoire ; C : Terme convectif ; D : Terme de diffusion. ; S : Terme source.



(a)



(b)

Figure 2.5: Volume de contrôle pour un écoulement bidimensionnel: (a) la composante de vitesse u et (b) la composante de vitesse v

Nous venons de voir que, pour chaque variable, l'équation de transport s'écrit dans le cas stationnaire bidimensionnel. [21]

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \varphi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \varphi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + S_\varphi \quad (2.15)$$

Où :

φ : est la propriété transportée,

Γ : indique le coefficient de diffusion

S_φ : le terme source.

La discrétisation doit se faire au nœud O, ce qui donnera [22]

$$\text{div}(\Gamma \text{grad} \varphi) + S_\varphi = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \varphi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \varphi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + S_\varphi \quad (2.17)$$

$$\int_v \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \varphi) dx dy + \int_v \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \varphi) dx dy = \int_v \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) dx dy + \int_v \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) dx dy + \int_v S_\varphi dv \quad (2.18)$$

$$\int_v \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] dx dy + \int_v \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho v \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right] dx dy = \int_v S_\varphi dv \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \int_s^n \left(\rho u \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_e dy - \int_s^n \left(\rho u \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_w dy + \int_w^e \left(\rho v \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_n dx - \int_w^e \left(\rho v \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_s dx \\ = \left[(\rho u)_e \phi_e - \frac{\Gamma_{\phi,e}}{\Delta x_{EO}} (\phi_E - \phi_O) \right] \Delta y - \left[(\rho u)_w \phi_w - \frac{\Gamma_{\phi,w}}{\Delta x_{OW}} (\phi_O - \phi_W) \right] \Delta y \\ + \left[(\rho v)_n \phi_n - \frac{\Gamma_{\phi,n}}{\Delta x_{NO}} (\phi_N - \phi_O) \right] \Delta x - \left[(\rho v)_s \phi_s - \frac{\Gamma_{\phi,s}}{\Delta x_{OS}} (\phi_O - \phi_S) \right] \Delta x \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$J_e = \int_s^n \left(\rho u \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_e dy = \left[(\rho u)_e \phi_e - \frac{\Gamma_{\phi,e}}{\Delta x_{EO}} (\phi_E - \phi_O) \right] \Delta y \quad (2.21)$$

$$J_w = \int_s^n \left(\rho u \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_w dy = \left[(\rho u)_w \phi_w - \frac{\Gamma_{\phi,w}}{\Delta x_{OW}} (\phi_O - \phi_W) \right] \Delta y \quad (2.22)$$

$$J_n = \int_w^e \left(\rho v \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_n dx = \left[(\rho v)_n \phi_n - \frac{\Gamma_{\phi,n}}{\Delta x_{NO}} (\phi_N - \phi_O) \right] \Delta x \quad (2.23)$$

$$J_s = \int_w^e \left(\rho v \varphi - \Gamma_\phi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_s dx = \left[(\rho v)_s \phi_s - \frac{\Gamma_{\phi,s}}{\Delta x_{OS}} (\phi_O - \phi_S) \right] \Delta x \quad (2.24)$$

$$J_e - J_w + J_n - J_s = \int_v S_\varphi dv \quad (2.25)$$

La tâche la plus difficile dans l'évaluation de J_e , J_w , J_n et J_s est celle de l'approximation des quantités ϕ_e , ϕ_w , ϕ_n , et ϕ_s .

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y \quad (2.26a)$$

$$F_w = (\rho u)_w \Delta y \quad (2.26b)$$

$$F_n = (\rho v)_n \Delta x \quad (2.26c)$$

$$F_s = (\rho v)_s \Delta x \quad (2.26d)$$

De la même façon, l'intégration de l'équation de continuité sur le volume de contrôle conduit à :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (2.27)$$

L'intégration du terme source sur le volume de contrôle :

$$\int_V S_\phi dV = S_U + S_O \phi_O \quad (2.28)$$

$$(J_e - F_e \phi_o) - (J_w - F_w \phi_o) + (J_n - F_n \phi_o) - (J_s - F_s \phi_o) = S_U + S_O \phi_O \quad (2.29)$$

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta X_e} \Delta y; D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta X_w} \Delta y; D_n = \frac{\Gamma_n}{\delta y_n} \Delta x; D_s = \frac{\Gamma_s}{\delta y_s} \Delta x \quad (2.30)$$

$$a_O \phi_O = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (2.31)$$

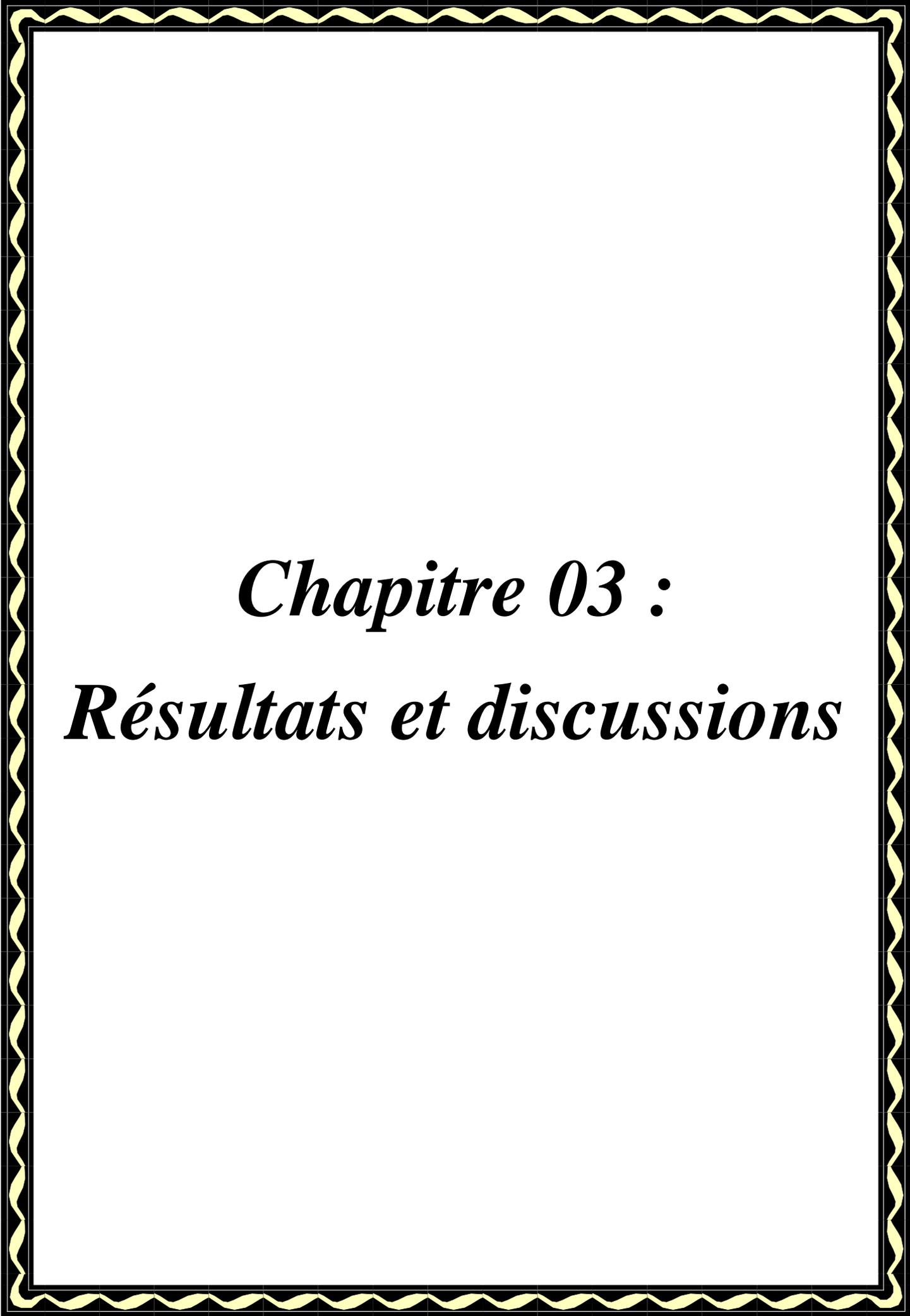
$$a_O \phi_O = b + \sum_{nb=N,S,E,W} a_{nb} \phi_{nb} \quad (2.32)$$

Où:

$$\begin{cases} a_E = D_e - \frac{F_e}{2} \\ a_W = D_w + \frac{F_w}{2} \\ a_N = D_n - \frac{F_n}{2} \\ a_S = D_s + \frac{F_s}{2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} a_E = D_e A(|Pe|) + 0.5[-F_e, 0] \\ a_W = D_w A(|Pe|) + 0.5[F_w, 0] \\ a_N = D_n A(|Pe|) + 0.5[-F_n, 0] \\ a_S = D_s A(|Pe|) + 0.5[F_s, 0] \end{cases} \quad (2.33)$$

Pe_{nb} : est le nombre de **Peclet** défini pour les différentes faces par :

$$Pe_e = \frac{F_e}{D_e}; Pe_w = \frac{F_w}{D_w}; Pe_n = \frac{F_n}{D_n}; Pe_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (2.34)$$



Chapitre 03 :
Résultats et discussions

3.1. INTRODUCTION

La simulation numérique de la convection mixte laminaire est réalisée dans une cavité bidimensionnelle, la paroi inférieure chauffée par un flux de chaleur constant et les autres parois sont considérées adiabatiques. Cette simulation, est réalisée à l'aide du code de calcul Fluent. La construction des géométries et leurs maillages sont faits à l'aide du logiciel Gambit. Les principaux résultats obtenus reflètent le comportement des champs dynamiques et thermiques dans la cavité, sont exposés dans ce chapitre

3.2. GEOMETRIE ET CONDITION AUX LIMITES

Le modèle choisi est une cavité triangulaire avec une hauteur $H=1$ m, deux ouvertures de ventilation, la première située en bas gauche w_1 et la deuxième située en haut à gauche w_2 , avec $w_2 = w_1 = H/20$. Toutes les parois de la cavité sont adiabatiques sauf la paroi inférieure qui est maintenue chaude par un flux de chaleur $Q=50$ W/m². Le fluide choisi est l'air qui traverse la cavité par l'ouverture basse avec une température froide $T_0=290.15^\circ$ K et le nombre Richardson comprise entre 0.1 et 10. L'angle d'inclinaison α de la cavité varie de 0° à 90° avec un pas de 10° .

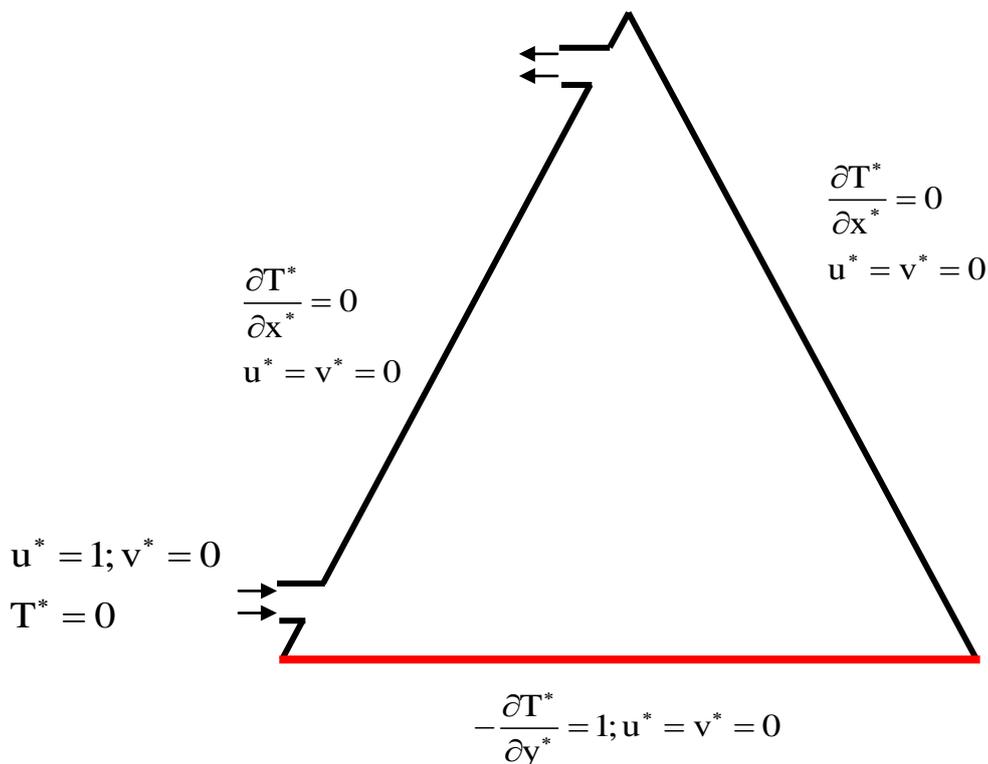


Figure 3.1 : Géométrie et condition aux limites pour angle de l'inclinaison $\alpha = 0^\circ$

3.3. VALIDATION NUMERIQUE

Pour la validation numérique du code de calcul, nous avons procédé à la comparaison des résultats obtenus dans la présente étude avec les résultats numériques obtenus par **Saha et al.** Le tableau 3.1 présente les valeurs du nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} et la température maximale T_{max}^* déterminés au niveau de la paroi chaude pour un nombre de Reynolds $Re = 100$ et pour le nombre de Richardson $Ri = 10$. On remarque que les valeurs de Nu_{moy} et T_{max}^* sont presque les mêmes. La valeur de l'erreur absolue maximale est 1,82 % pour Nu_{moy} et 0,39 % pour T_{max}^* . [22]

	Présente étude	Saha et al [22]	Erreur % (abs)
Nu_{moy}	2,235	2,276	1,82
T_{max}^*	0,2062	0,207	0,39

Tableau 3.1 : Comparaison entre les résultats de la présente étude et ceux de **saha et al** pour $Re= 100$ et $Ri =10$. [22]

3.4. MAILLAGE DU DOMAINE

Pour évaluer l'influence de la taille de la grille sur les résultats obtenus, le problème a été résolu numériquement en considérant des grilles de tailles différentes. L'influence du maillage sur la solution a été analysée par le calcul du nombre de Nusselt moyen sur la paroi chaude pour différentes grilles non uniformes. Les tests ont été réalisés pour des grilles allant de (77x77) jusqu'à (97x97). Le Tableau suivant montre l'évolution du nombre de Nusselt moyen sur la paroi chaude en fonction du nombre de mailles. Il a été constaté que l'augmentation du nombre de mailles ne va pas forcément changer la solution mais elle demande un temps de calcul plus élevé. Un maillage de (87x87) est suffisant (Figure 3.2). Donc, les tests laminaires ont été effectués sur la base de ce maillage.

	Maillage (77X77)	Maillage (87X87)	Maillage (97X97)
Nu_{moy}	6.83074	6.828818	6.83878

Tableau 3.2 : Effet de maillage sur les résultats obtenus pour $Ri =1$ et $\alpha =0^\circ$

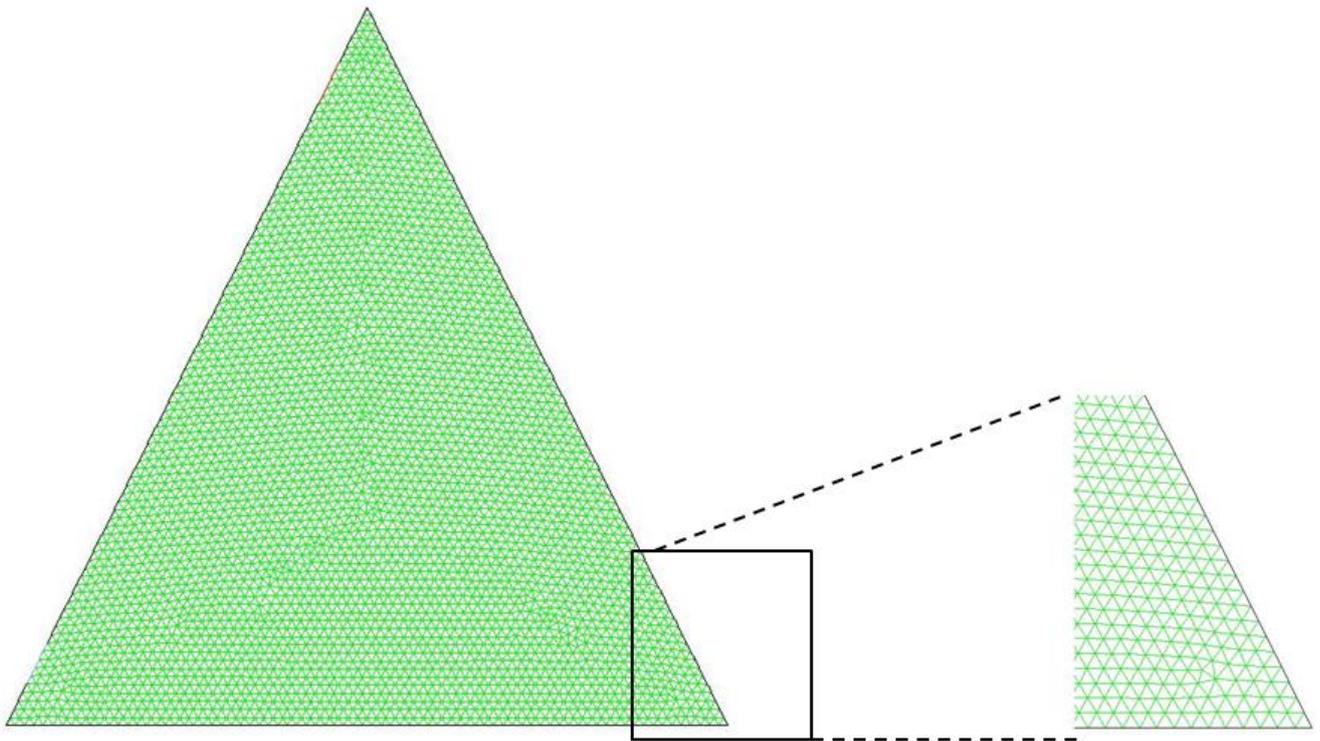


Figure 3.2 : Maillage 87X87 utilisé dans cette simulation

3.5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les paramètres physiques intervenant dans le problème considéré sont le nombre de Reynolds Re , le nombre de Richardson Ri , les conditions géométriques de la source de chaleur, l'angle d'inclinaison α . Dans ce qui suit, les effets du nombre de Richardson et l'angle d'inclinaison α , sur l'écoulement de fluide et des caractéristiques de transfert de chaleur sont présentés. Les résultats numériques ont été effectués pour l'air avec le nombre de Prandtl égale $Pr = 0,71$.

3.5.1. Les contours de vitesse et les lignes isothermes

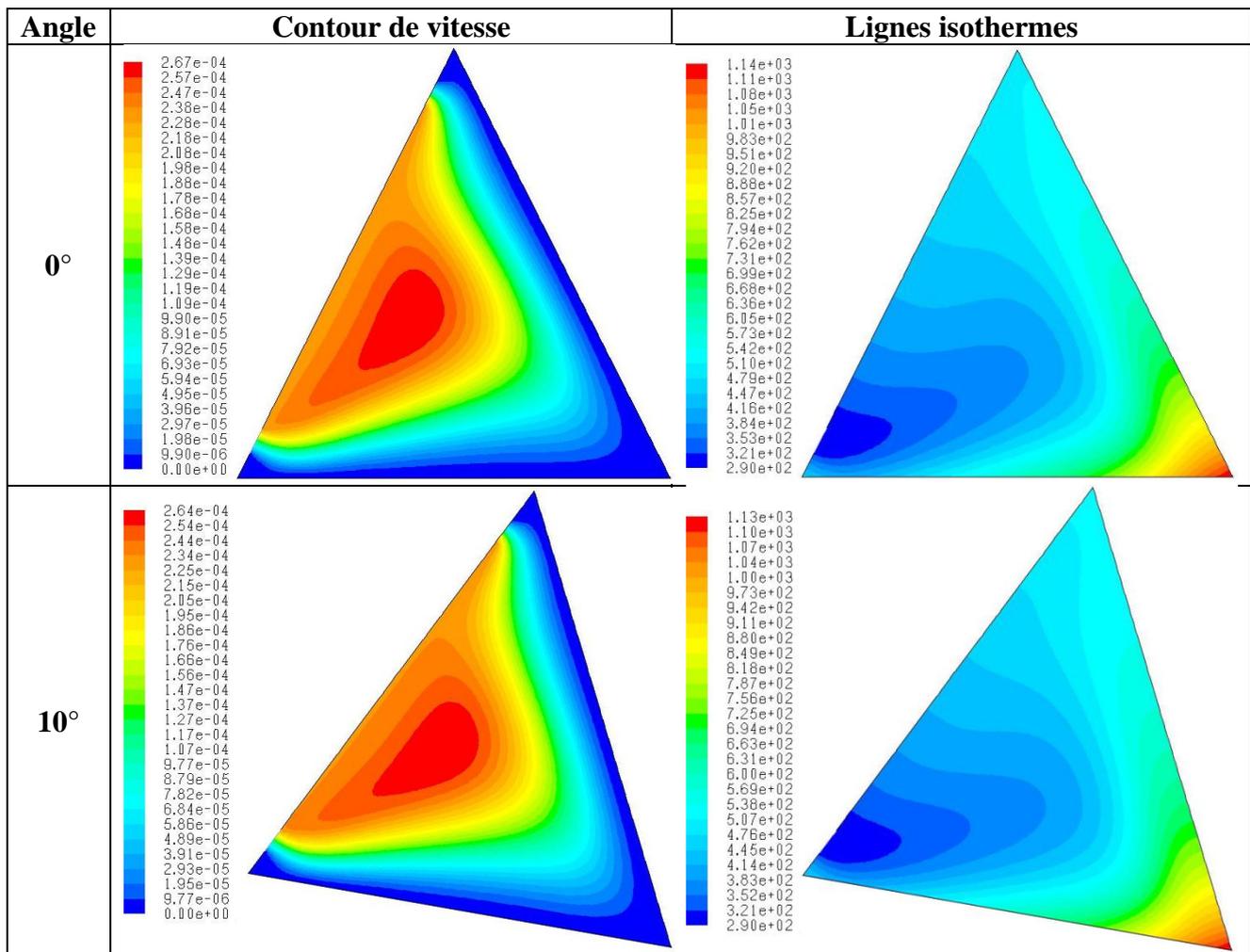
La figure 3.3 représente l'influence de l'angle d'inclinaison (α) sur les contours des vitesses et les lignes isothermes pour le nombre de Richardson $Ri = 5$.

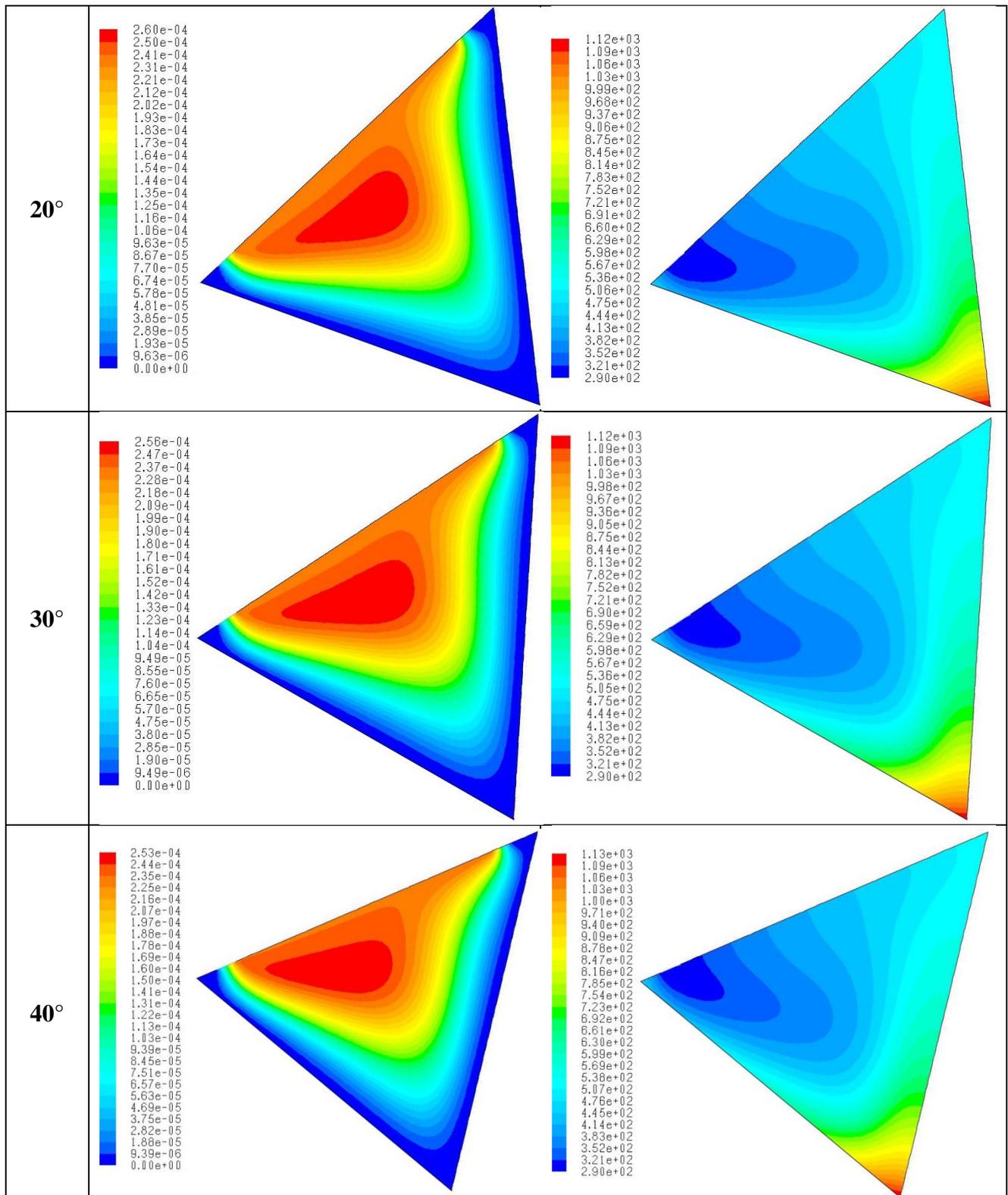
On remarque la présence d'une cellule tourbillonnaire entre les deux ouvertures de ventilation, ceci est dû à :

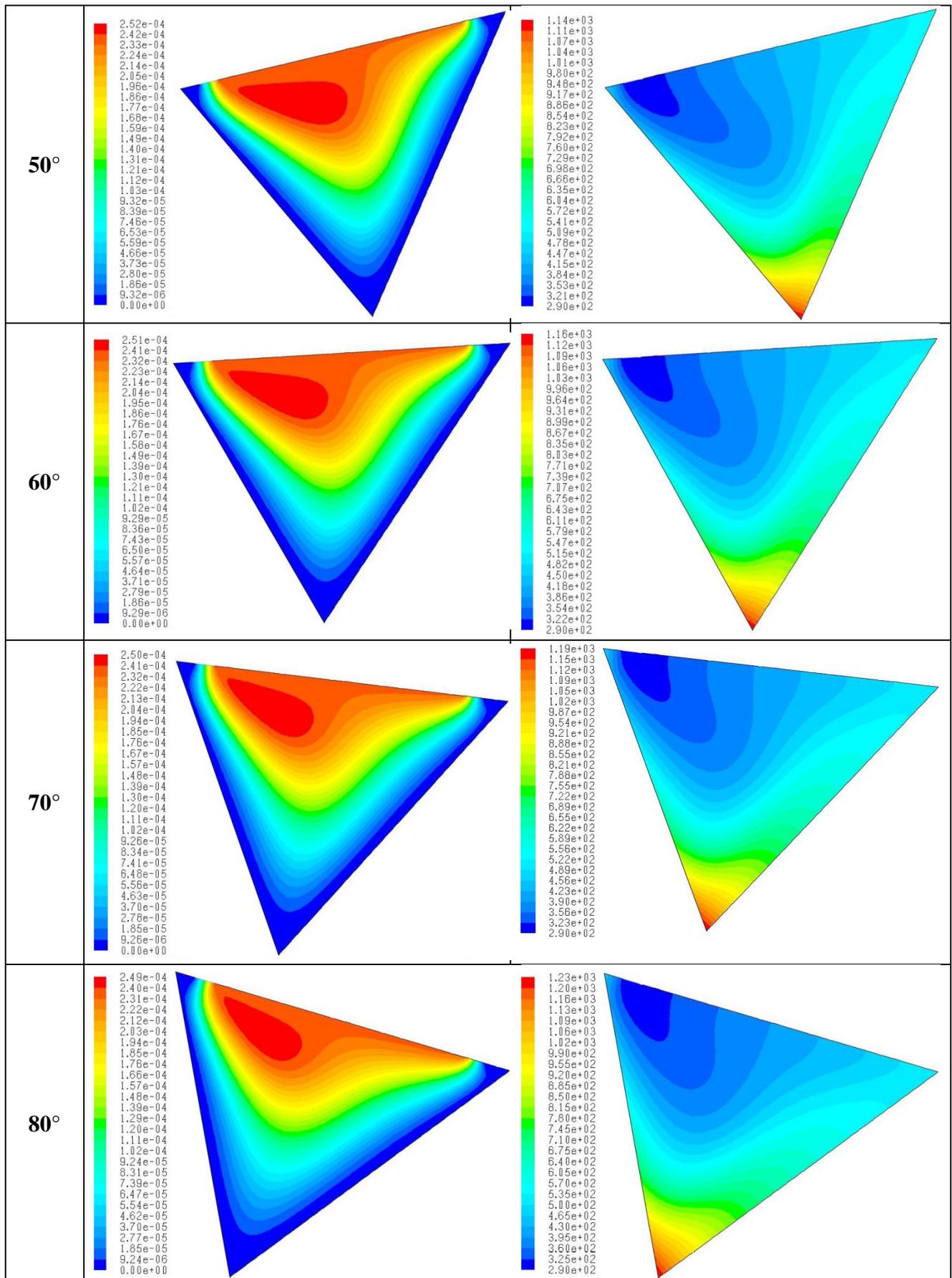
- 1- La vitesse de l'air froid dans la cavité.
- 2- A la sortie, un pourcentage de l'air en cours de sortie revient en raison de l'ouverture étroite du trou, qui forme cette cellule.
- 3- La présence d'une cellule dans la partie supérieure a une autre explication : la densité de l'air chaud qui frotte contre la paroi chaude pousse l'air entrant vers le haut. Par contre, on constate une diminution de la valeur maximale de la vitesse avec l'augmentation de l'angle de l'inclinaison, ce qui signifie que ces deux paramètres sont inversement proportionnels. En

effet, plus l'angle de l'inclinaison est grand, et plus la vitesse de circulation à l'intérieur de la cavité est faible.

Pour les lignes thermiques, on observe une convergence des températures extrêmes pour α compris entre 0 et 50 ° et une augmentation de la valeur maximale dans la gamme 60 ° à 90 °. Dans le cas de α compris entre 0° et 50 °, il y a un bon échange thermique entre le fluide et la paroi chaude, par contre, pour les angles de 60 ° à 90 °, les particules d'air chaud poussent l'air froid vers le haut en le faisant sortir avec un faible échange. On constate donc, que pour la gamme 0 ° à 50 ° c'est la convection forcée qui domine, par contre, dans la gamme 60 ° à 90 ° c'est la convection libre qui domine.







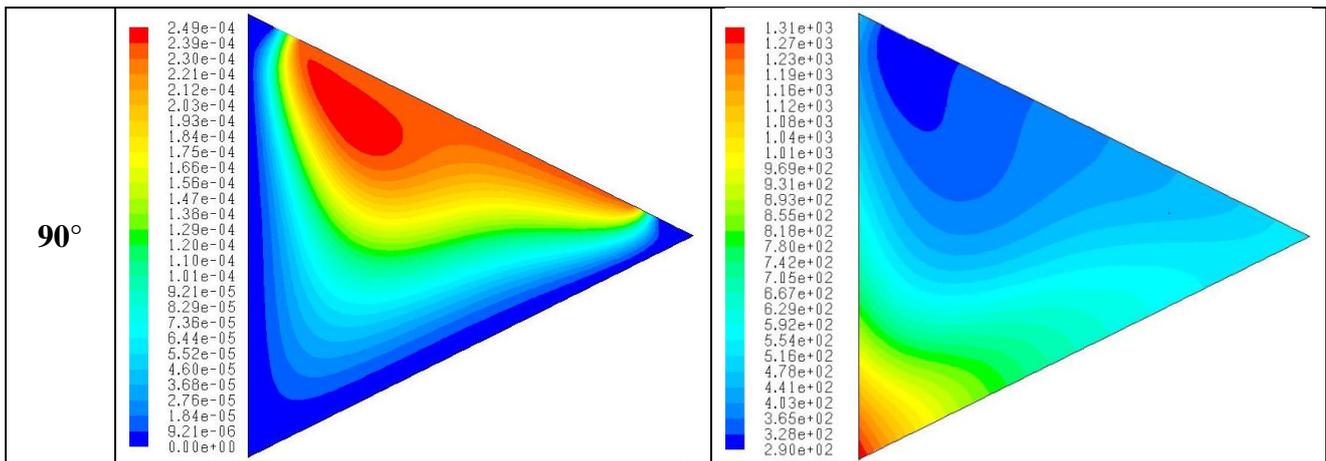


Figure 3.3 : influence de l’angle inclinaison α sur les contours de vitesse et les lignes isothermes pour le nombre de Richardson $Ri = 5$.

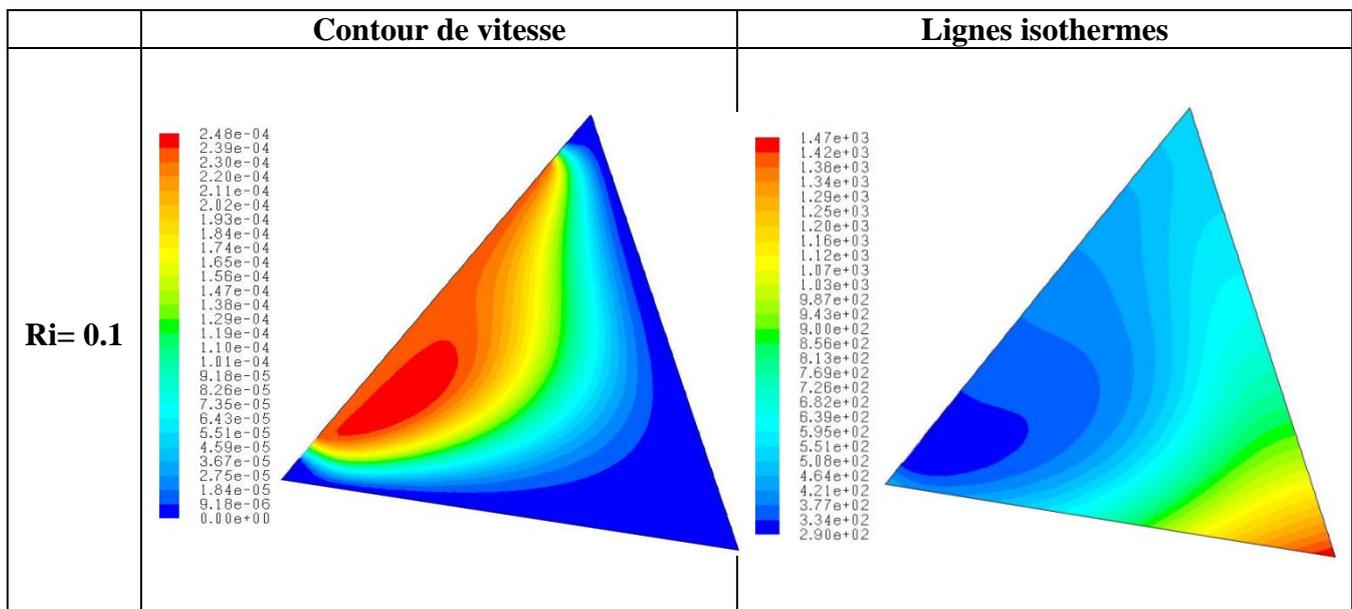
La figure 3.4 montre l’influence du nombre de Richardson Ri sur les contours de vitesse et les lignes isothermes, pour un angle d’inclinaison fixé $\alpha = 10^\circ$.

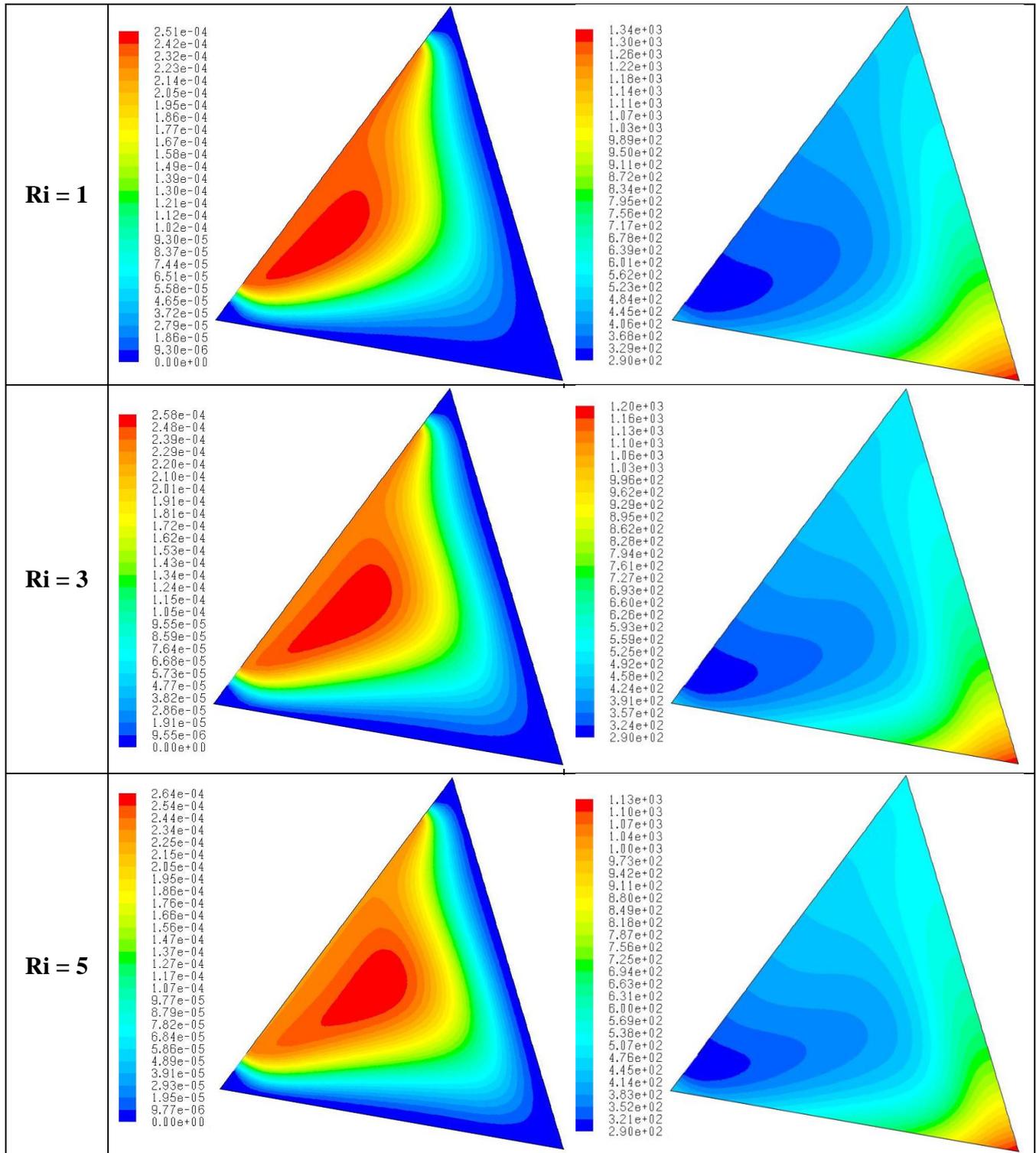
Concernant les contours de vitesse, on observe que la valeur maximale de vitesse augmente avec l’augmentation du nombre de Richardson Ri , la valeur la plus élevée est obtenue pour $Ri = 10$. Et lorsque $10 < Ri < 16$ les contours de vitesse reste constant.

Concernant les lignes thermiques, la température diminue avec l’augmentation du nombre de Ri , et la valeur la plus faible est obtenue pour $Ri = 10$

Puisque le nombre de Reynolds Re est fixe, la valeur de nombre de Grashof Gr augment avec l’augmentation du nombre de Ri . Dans ce cas, on peut dire que, le transfert convectif libre domine le transfert de chaleur forcée lorsque le nombre Richardson est plus grand.

À partir de ces résultats, on constate que l’augmentation du nombre de Ri entraîne l’augmentation du transfert de chaleur.





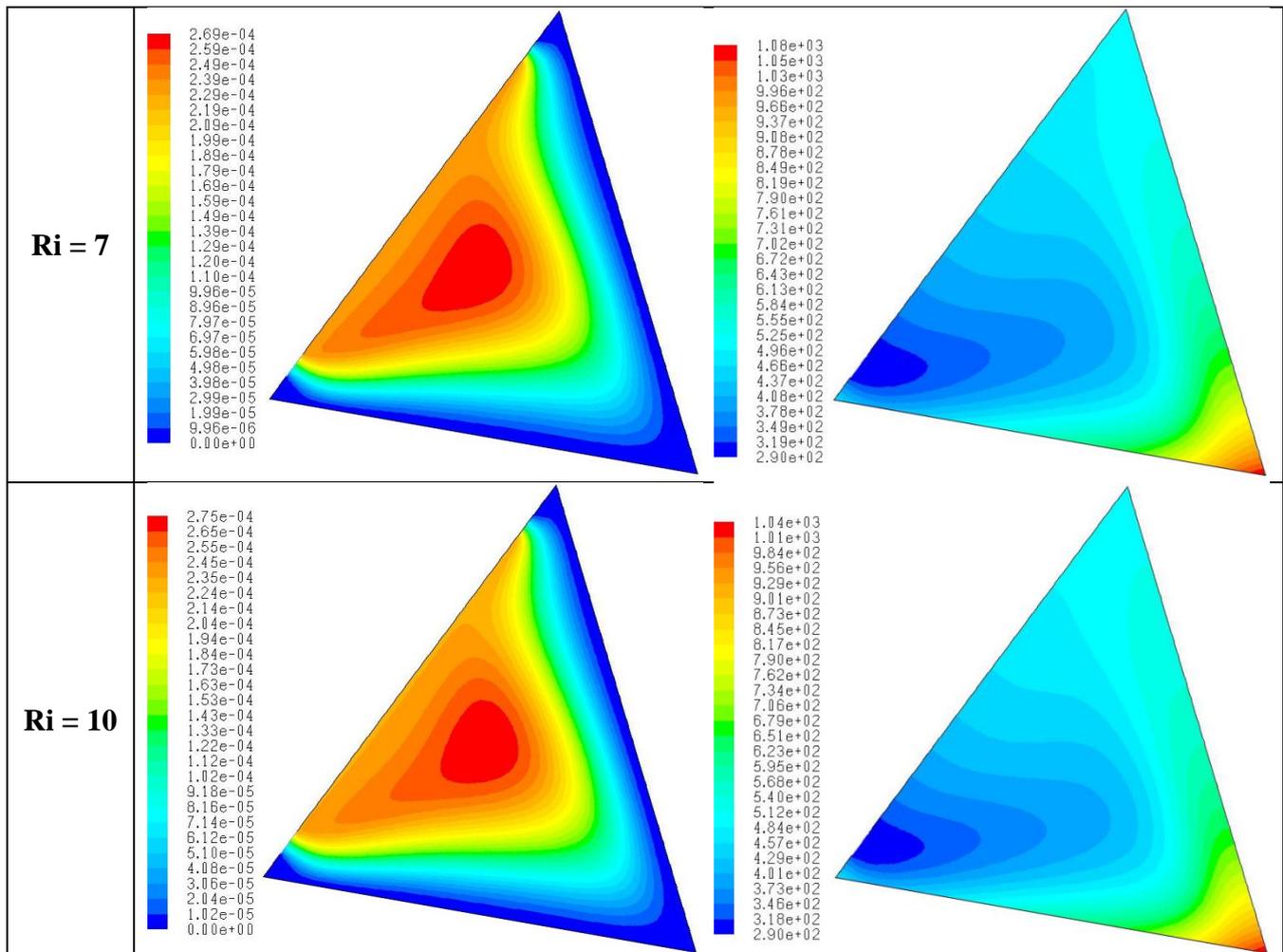


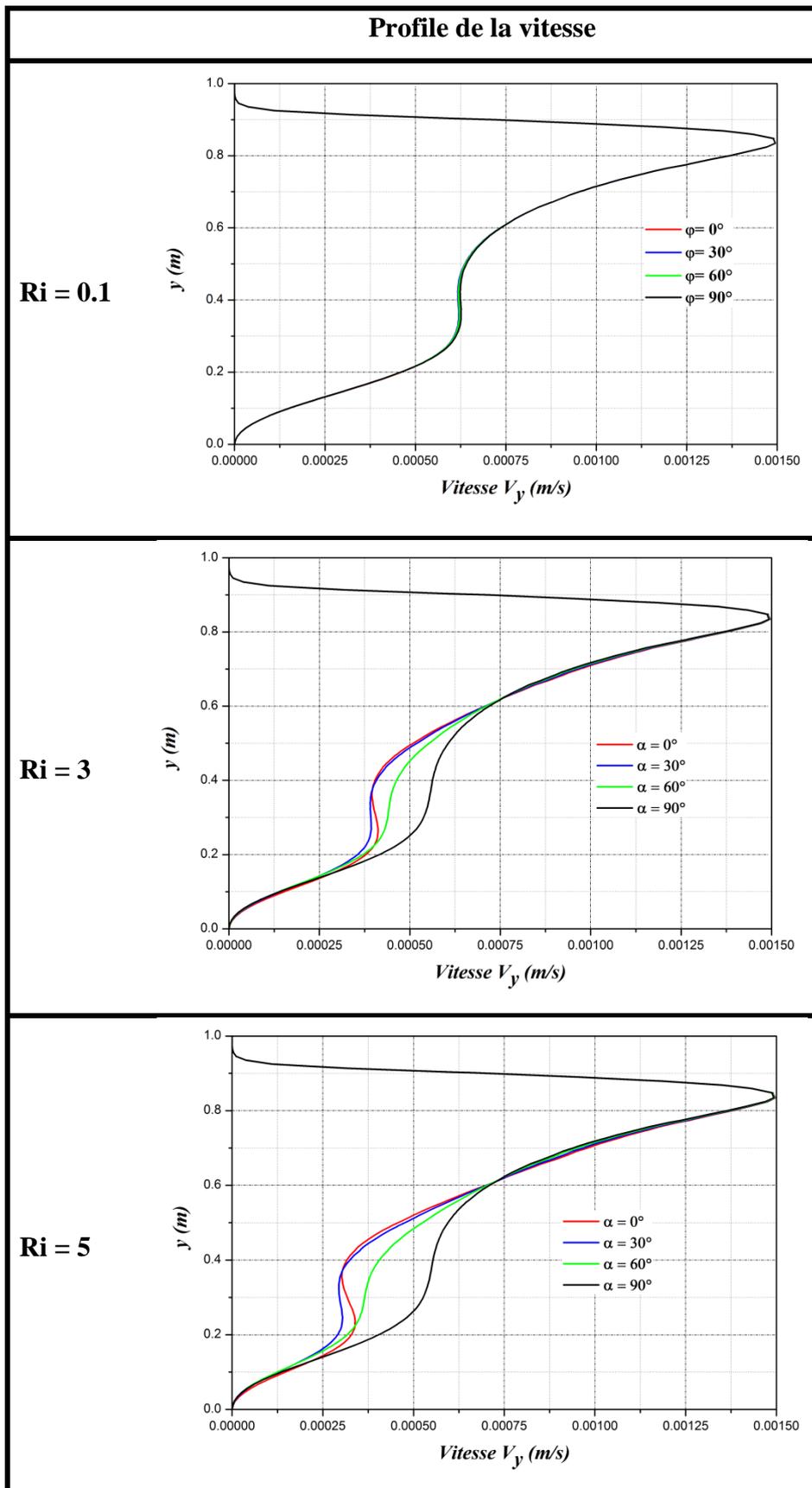
Figure 3.4: influence du nombre de Richardson Ri sur les contours de vitesse et les lignes isothermes pour l'angle de l'inclinaison $\alpha = 10^\circ$

3.5.2. Profils de vitesse et profils de température au milieu de la cavité

La figure 3.5 représente la variation du profil de vitesse V_y en fonction des différents angles d'inclinaison au milieu de la cavité à $x = 0,5$ et pour différents nombres de Richardson.

- Pour $Ri = 0,1$ les profils de vitesse pour les différents angles d'inclinaisons sont confondus.
- Pour $Ri = 3$ on remarque qu'il y a un écart entre les profils des vitesses lorsque y est compris entre 0,15 à 0,62, si la valeur de y est inférieure à 0,15 et supérieure à 0,62 les profils sont confondus.
- Pour $Ri = 5$ on remarque qu'il y a un écart entre les profils des vitesses lorsque y est compris entre 0,1 à 0,6, si la valeur de y est inférieure à 0,1 et supérieure à 0,6 les profils sont confondus.
- Pour $Ri = 10$ on remarque qu'il y a un écart entre les profils des vitesses lorsque y est inférieure à 0,6, si la valeur est supérieure à 0,6 les profils sont confondus.

On constate que pour les faibles valeurs de nombre de Richardson Ri, l'angle d'inclinaison n'influe pas sur les profils de vitesse. Par contre, pour un nombre de Richardson plus élevé, l'angle d'inclinaison a une influence considérable sur les profils des vitesses.



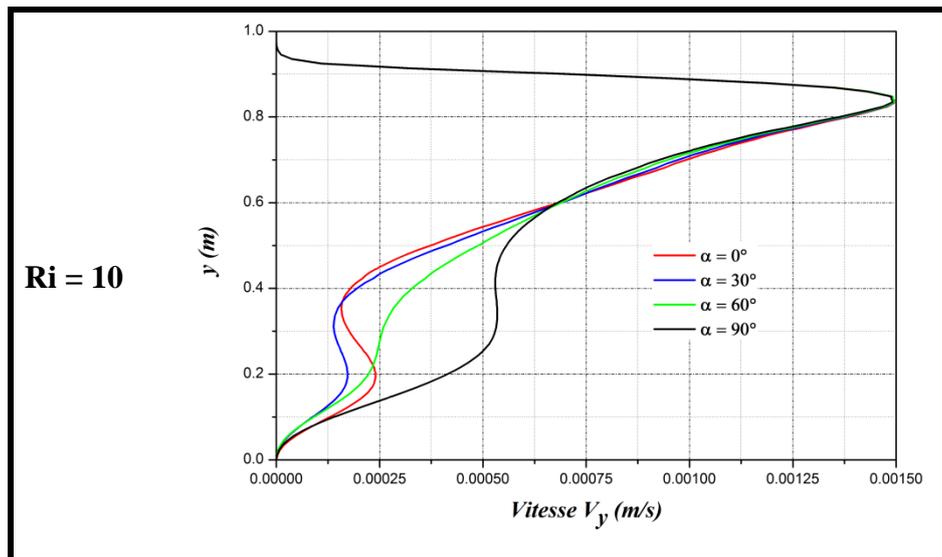
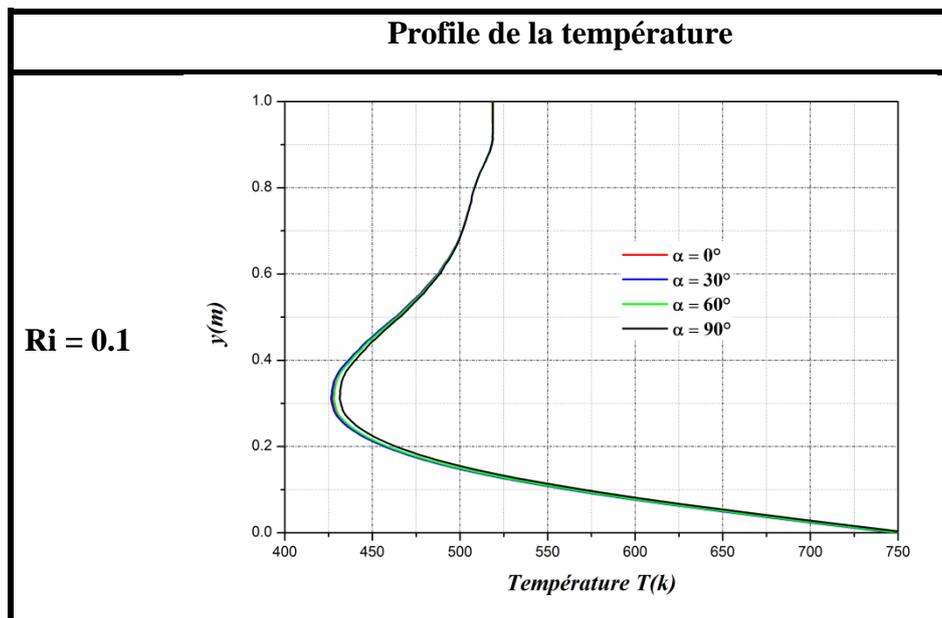


Figure 3.5 : Variation du profil de la vitesse V_y en fonction des différents angles d'inclinaison à $x = 0.5$ et pour différents nombres de Richardson.

La figure 3.6 représente la variation des profils des températures en fonction des différents angles d'inclinaison au milieu de la cavité $x = 0,5$ et pour différents nombres de Richardson. Pour $Ri = 0,1$ les profils de température pour les différents angles d'inclinaisons sont confondus. Pour les nombres de Richardson $Ri = 3, 5$ et 10 les profils de température pour les angles d'inclinaison $0^\circ, 30^\circ$ et 60° sont presque superposés. Pour $\alpha = 90^\circ$ la valeur de la température à côté de la paroi chaude diminue avec l'augmentation du nombre Richardson Ri . D'autre part, la valeur de la température pour $y = 0,2$ augmente avec l'augmentation du nombre de Ri



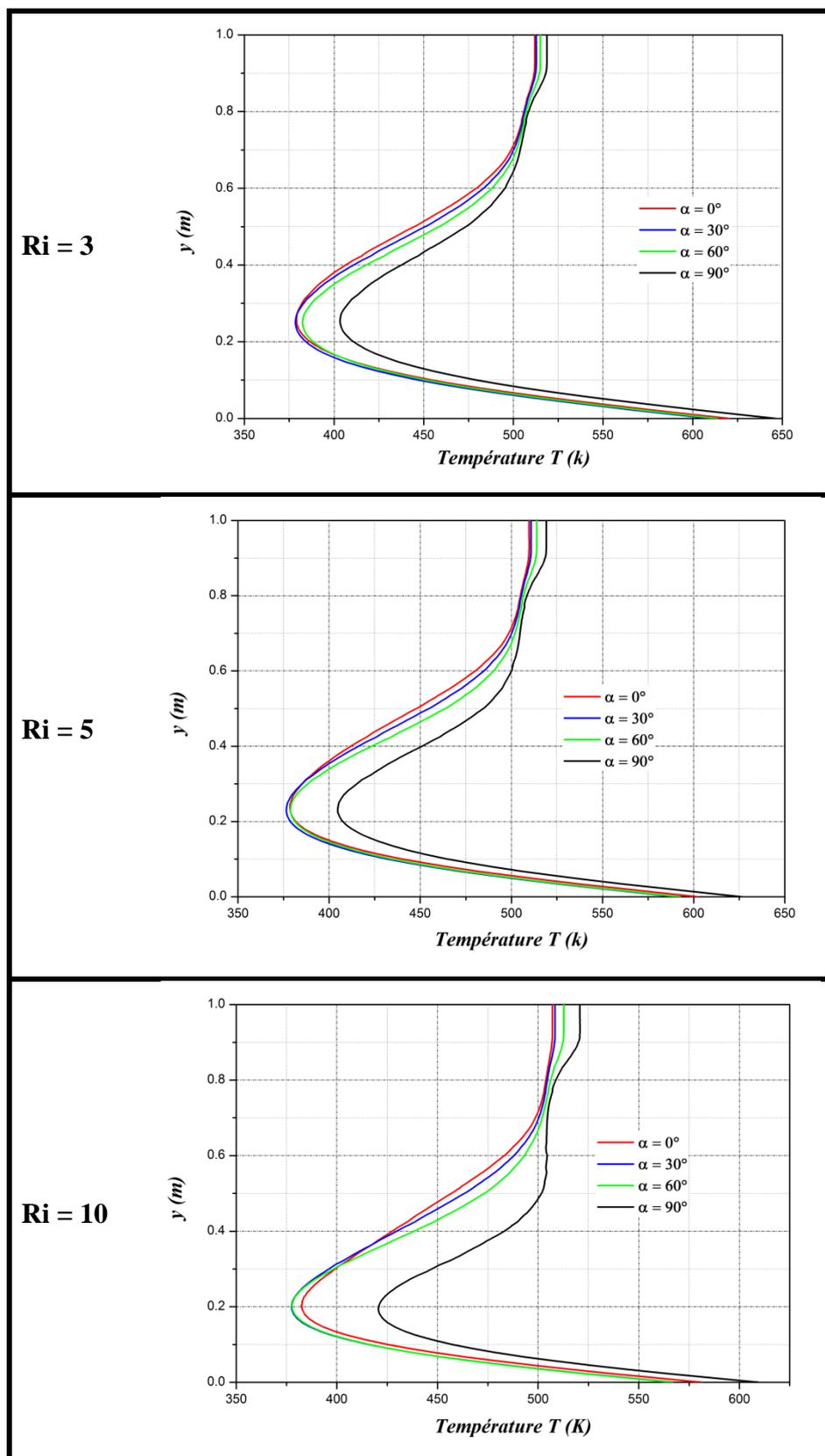


Figure 3.6 : Variation du profile de la température en fonction des différentes angles d'inclinaison à $x = 0.5$ et pour différents nombres de Richardson.

La figure 3.7 montre la variation du profil de la vitesse et de la température en fonction des différents nombres de Richardson au milieu de la cavité ($x = 0,5$) et pour un angle d'inclinaison de 60° . On remarque que, l'allure des profils de vitesse varie avec la variation du nombre de Richardson surtout dans l'intervalle $0 < y < 0,65$. La variation des profils est due à la densité de la molécule d'air chaude qu'est en contact avec la paroi chaude. Les profils de température sont presque confondus pour $Ri > 3$. La valeur maximale de température est obtenue à côté de la paroi chaude et pour les faibles valeurs de nombre de Richardson.

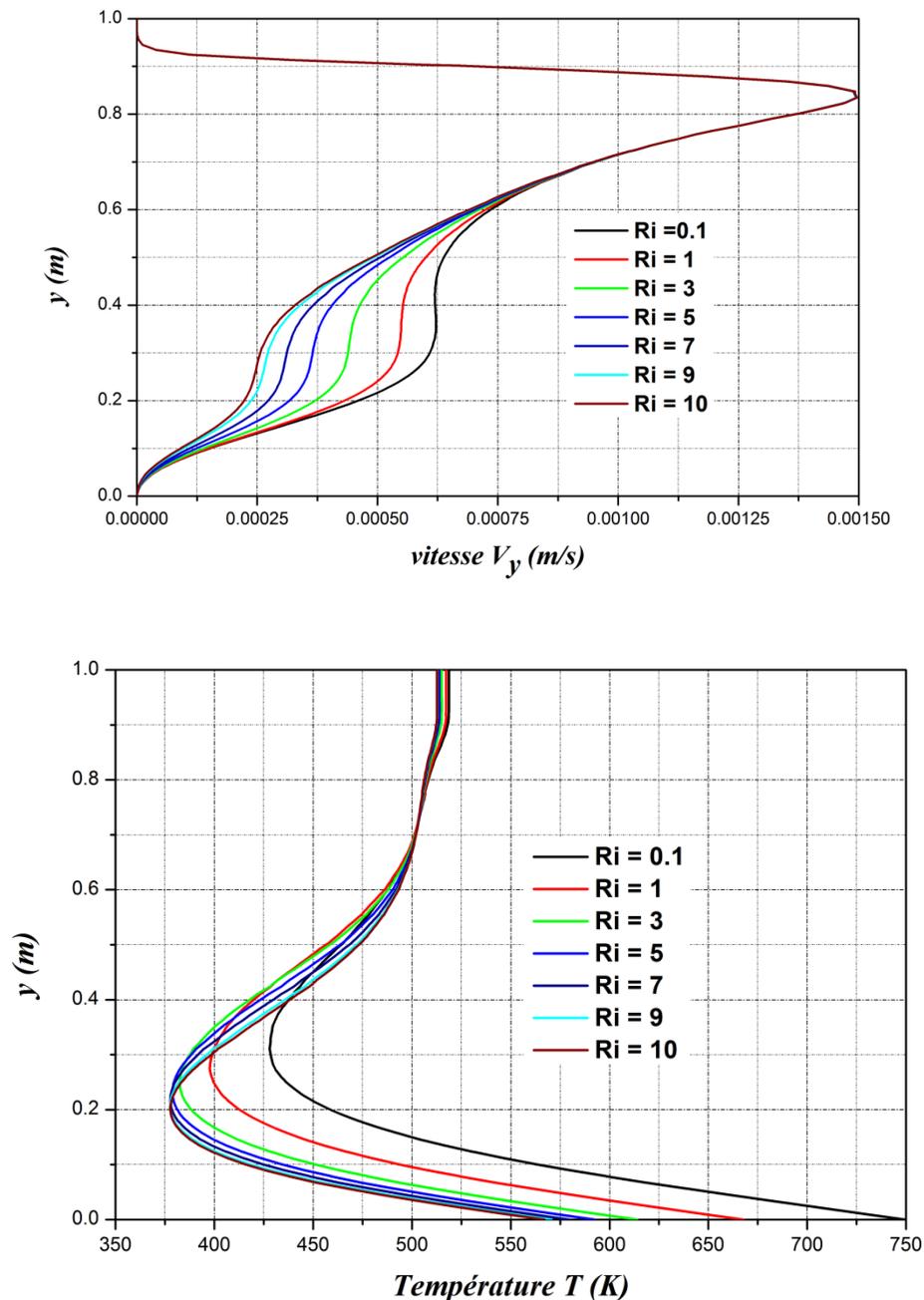


Figure 3.7 : Variation du profil de la vitesse et de la température en fonction des différentes nombre de Richardson à $x = 0,5$ et pour angle d'inclinaison 60° .

3.5.3. Variation du nombre de Nusselt

La variation du nombre de Nusselt moyen en fonction des différents angles d'inclinaison à la paroi chaude et pour différents nombres de Richardson sont représentée sur la figure 3.8. On remarque que :

- 1- Pour le nombre de Richardson $Ri = 0.1$, les valeurs de nombre de Nusselt restent constantes.
- 2- Les nombres de Richardson ($Ri = 1 ; 3$), la valeur maximale de nombre de Nusselt est obtenue pour $\alpha = 30^\circ$.
- 3- Pour les nombres de Richardson ($Ri = 5, 7, 9$ et 10), la valeur maximale de nombre de Nusselt est obtenue pour $\alpha = 40^\circ$.

On constate que pour améliorer le transfert de chaleur dans la cavité, on doit augmenter le nombre de Richardson, ainsi que mettre l'angle d'inclinaison entre 30° et 40° .

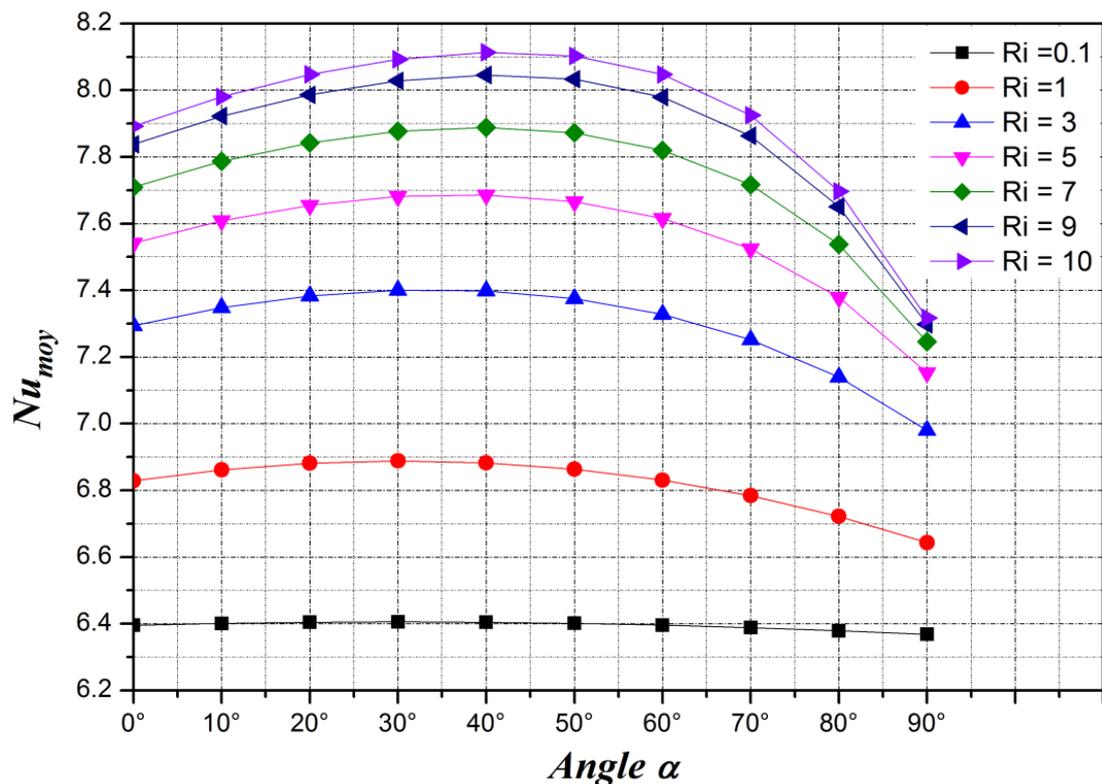


Figure 3.8 : Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction des différents angles d'inclinaison à la paroi chaude et pour nombre de différentes Richardson.

3.6. Conclusion

Dans ce travail, on a effectué une simulation numérique de la convection mixte dans une cavité triangulaire soumise aux conditions aux limites thermiques et cinématiques. Pour voir l'influence du nombre de Richardson Ri et l'angle d'inclinaison α sur le champ d'écoulement et le transfert de

chaleur, la simulation numérique a été réalisée pour différentes valeurs de ces deux paramètres. Les résultats montrent que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson Ri , et lorsque l'angle d'inclinaison est compris entre 30° et 40° .

Pour des valeurs faibles de Ri , le transfert de chaleur semble être dominé par la convection forcée. En revanche, le transfert de chaleur par convection mixte devient plus important dans la cavité pour les grandes valeurs du nombre de Richardson Ri .



*Conclusion
générale*

L'étude que nous avons effectuée a porté sur une convection mixte dans une cavité triangulaire ayant deux ouvertures d'entrée et de sortie d'air, une paroi basse soumise à un flux de chaleur $Q = 50 \text{ W/m}^2$ et les autres parois sont supposées adiabatiques. D'après les équations gouvernantes de la convection mixte (continuité, quantité de mouvement, énergie) sont discrétisées par la méthode des volumes finis nous utilisons l'algorithme SIMPLER et le code commercial (FLUENT), ces résultats sont représentés par : les lignes de courant, les isothermes, Nusselt moyen, pour des différents nombres de Richardson, et différents angles d'inclinaison α .

Cette étude a été réalisée numériquement en utilisant le code de calcul FLUENT. Le choix de maillage et sa réalisation sont abordés et les différentes étapes considérées pour la modélisation sont détaillées. Les résultats préliminaires obtenus mettent en évidence :

- Plus l'angle de l'inclinaison est grand, et plus la vitesse de circulation à l'intérieur de la cavité est faible.
- Dans la cavité, pour la gamme 0° à 50° c'est la convection forcée qui domine, par contre, pour la gamme 60° à 90° c'est la convection libre qui domine.
- L'augmentation du nombre de Ri entraîne l'augmentation du transfert de chaleur.
- Au milieu de la cavité pour les faibles valeurs de nombre de Richardson Ri, l'angle d'inclinaison n'influe pas sur les profils de vitesse. Par contre, pour un nombre de Richardson plus élevé, l'angle d'inclinaison a une influence considérable sur les profils des vitesses.
- Pour $\alpha = 90^\circ$ la valeur de la température à côté de la paroi chaude diminue avec l'augmentation du nombre Richardson Ri.
- La valeur maximale de température est obtenue à côté de la paroi chaude et pour les faibles valeurs de nombre de Richardson.
- Pour améliorer le transfert de chaleur dans la cavité, on doit augmenter le nombre de Richardson, ainsi que mettre l'angle d'inclinaison entre 30° et 40° .

Notre étude s'est focalisée sur la problématique de la convection mixte avec des parois planes en régime laminaire, il serait intéressant pour un travail futur d'explorer le régime turbulent afin de compléter cette investigation. D'autres perspectives sont aussi envisageables afin de voir le comportement de transfert thermique, nous projetons l'utilisation de l'eau ou les nanofluides comme fluide caloporteur.



Liste de références

- [1] **F. KREITH.** « Traduction de B. KHODJA, Transmission de la Chaleur et Thermodynamique, Ed. Masson, (1967).
- [2] **J. C. Roy, T. Boulard, C. Kittas, S. Wang,** Convective and Ventilation Transfers in Greenhouses, Part 1: the Greenhouse considered as a Perfectly Stirred Tank, *Biosystems Engineering* (2002) 83 (1), pp 1–20
- [3] **R. frederik and F. Quiroz.** « On the transition from conduction to convection in a cubical enclosure with a partially heated wall », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44 pp. 1699–1709, (2001).
- [4] **N. Quertatani, N.B. Cheikh, B.B. Beya, T. Lilli, A. Campo.** «Mixed convection in a double lid-driven cubic cavity », *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 48, Issue 7, pp. 1265–1272, (2009).
- [5] **A. Baïri.** «Transient thermal characteristics of airborne electronic equipment with discrete hot bands in square cavities », *Applied Energy*, Vol. 85, pp. 951–967, (2008).
- [6] **K. Torrance, R. Davis, K. Eike, P. Gill, D. Gutman, A. Hsui, S. Lyons, H. Zien.** «Cavity flows driven by buoyancy and shear », *J. Fluid Mech*, Vol. 51, Part 2, pp. 221–231, (1972).
- [7] **M.K. Moallemi, K.S. Jang.** «Prandtl number effects on laminar mixed convection heat transfer in a lid-driven cavity », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35 pp. 1881–1892, (1992).
- [8] **K. Kamafer, K. Vafain and M. lightstone.** « Mixed convection heat transfer in two-dimensional open- ended enclosures », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 5171–5190, (2002).
- [9] **Mostapha. Najam, Mustapha. El Alami, Mohammed. Hasnaoui, Abdelkhalek. Amahmid.** «Étude numérique de la convection mixte dans une cavité en forme de «T» soumise à un flux de chaleur constant et ventilée par le bas à l'aide d'un jet d'air vertical», *Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier*, (2002).
- [10] **Tsan. Hsu, Sheng-Gwo Wang.** « Mixed convection of micropolar fluids in a cavity », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1563–1572, (2000).
- [11] **Hakan F. Oztop, I. Dagtekin.** «Mixed convection in two-sided lid-driven differentially heated square cavity», *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 47, pp. 1761– 1769, (2004).
- [12] **S.K. Mahapatra, AnjanSarkar.** «Numerical simulation of opposing mixed convection in differentially heated square enclosure with partition», *International Journal of Thermal Sciences*,
-

Vol. 46, Issue 10, pp. 1761–1769, (2007).

- [13] **O. Aydin; Wen-Jei Yang.** «Mixed convection in cavities with a locally heated lower wall and moving sidewalls», *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 695–710,(2000).
- [14] **Abdalla M. Al-Amiri a, Khalil M. Khanafer, Ioan Pop.** «Numerical simulation of unsteady mixed convection in a driven cavity using an externally excited sliding lid», *European Journal of Mechanics – B/Fluids*, Vol. 26, 669–687. (2007).
- [15] **M.A.R. Sharif.** « Laminar mixed convection in shallow inclined driven cavities with hot moving lid on top and cooled from bottom », *Applied Thermal Engineering*, Vol. 27, pp. 1036 – 1042,(2007).
- [16] **T. S. Cheng, W.H. Liu.** «Effect of Temperature gradient orientation on the characteristics of mixed convection flow in a lid-driven square cavity », *Computers and Fluids*, Vol. 39, 965–978, (2010).
- [17] **G. Guo, Muhammad.A.R. Sharif.** « Mixed convection in rectangular cavities at various aspect ratios with moving isothermal sidewalls and constant flux heat source on the bottemwall»,*International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 43, Issue 10, pp. 465–475, (2004).
- [18] **P. Kandaswamy, J. Lee and M. Muthtamilselvan.** «Heat transfer of copper water nanofluids in a lid-driven enclosure», *Commun Nonlinear SciNumerSimulat*, Vol. 15 pp. 1501 – 1510, (2009).
- [19] **C. Rome.** Une méthode de raccordement de maillages non-conformes pour la résolution des équations de Navier-stokes, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux (2006).
- [20] **S. Mekroussi.** Simulation de transfert convectif dans une couche limite turbulente en présence d’obstacle décollé de la paroi Mémoire de Magister Université de Ibn Khaldoun, Tiaret (2007).
- [21] **M. Guestal.** Modélisation de la convection naturelle laminaire dans une enceinte avec une paroi chauffée partiellement Mémoire de Magister Université de Mentouri, Constantine (2010).
- [22] **S. Saha, Md. A. H. Mamun, M. Z. Hossain , A.K.M. S. Islam,** Mixed Convection in an Enclosure with Different Inlet and Exit Configurations, *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2008, Vol. 1, No. 1, pp 78-93.

Annexe

Les équations gouvernantes adimensionnelles

Equation de continuité

$$\frac{u_i \cdot \partial u^*}{H \cdot \partial x^*} + \frac{u_i \cdot \partial v^*}{H \cdot \partial y^*} = 0 \Rightarrow \frac{u_i}{H} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = 0 \quad (\text{A.1})$$

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

Equation de conservation de quantité de mouvement

Selon Ox

$$\rho \frac{u_i^2}{H} \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) = -\rho \frac{u_i^2}{H} \frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \left(\frac{u_i \mu}{H^2} \right) \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + \frac{\rho \beta g Q \cdot H}{\lambda} T^* \cos \alpha \quad (\text{A.3})$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \underbrace{\left(\frac{\mu}{\rho u_i H} \right)}_{1/\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + \frac{\beta g Q \cdot H}{\lambda} \frac{H}{u_i^2} \left(\frac{v^2 H^2}{v^2 H^2} \right) T^* \cos \alpha \quad (\text{A.4})$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \underbrace{\left(\frac{\mu}{\rho u_i H} \right)}_{1/\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + \underbrace{\frac{\beta g Q \cdot H^4}{\lambda v^2}}_{\text{Gr}} \underbrace{\left(\frac{v^2}{u_i^2 H^2} \right)}_{1/\text{Re}^2} T^* \cos \alpha \quad (\text{A.5})$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} T^* \cos \alpha \quad (\text{A.6})$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + \text{Ri} T^* \cos \alpha \quad (\text{A.7})$$

Selon Oy

$$\rho \frac{u_i^2}{H} \left(u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = -\rho \frac{u_i^2}{H} \frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \left(\frac{u_i \mu}{H^2} \right) \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + \frac{\rho \beta g Q \cdot H}{\lambda} T^* \sin \alpha \quad (\text{A.8})$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \underbrace{\left(\frac{\mu}{\rho u_i H} \right)}_{1/\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + \frac{\beta g Q \cdot H}{\lambda} \frac{H}{u_i^2} \left(\frac{v^2 H^2}{v^2 H^2} \right) T^* \sin \alpha \quad (\text{A.9})$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \underbrace{\left(\frac{\mu}{\rho u_i H} \right)}_{1/\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + \underbrace{\frac{\beta g Q \cdot H^4}{\lambda v^2}}_{\text{Gr}} \underbrace{\left(\frac{v^2}{u_i^2 H^2} \right)}_{1/\text{Re}^2} T^* \sin \alpha \quad (\text{A.10})$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} T^* \sin \alpha \quad (\text{A.11})$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + \text{Ri} T^* \sin \alpha \quad (\text{A.12})$$

Equation de conservation d'énergie

$$\frac{Q u_i}{\lambda} \left(u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) = \kappa \frac{Q}{\lambda H} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{A.13})$$

$$\cancel{\frac{Q u_i}{\lambda}} \left(u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) = \cancel{\frac{Q u_i}{\lambda}} \frac{\kappa}{u_i H} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{A.14})$$

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{v}{u_i H} \frac{\kappa}{\nu} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{A.15})$$

$\frac{1/\text{Re} \quad 1/\text{Pr}}$

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{A.16})$$

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{1}{\text{Pe}} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{A.17})$$

RESUME

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'influence de l'angle d'inclinaison sur la convection mixte dans une cavité triangulaire ayant deux ouvertures pour l'entrée et la sortie de l'air, une paroi basse soumise à un flux de chaleur $Q = 50 \text{ W/m}^2$, les autres parois sont supposées adiabatiques. Les équations régissant ce phénomène ont été discrétisées par la méthode des volumes finies. L'approche numérique est basée sur l'algorithme SIMPLER et résolue par un code commercial FLUENT. Les champs dynamiques et thermiques ainsi que le coefficient de transfert thermique (nombre de Nusselt) ont été déterminés pour différents nombres de Richardson et différents angles d'inclinaison α . Les résultats montrent que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson Ri , et lorsque l'angle d'inclinaison est compris entre 30° et 40° .

Mots clés : Convection mixte, cavité triangulaire, angle de l'inclinaison, nombre de Richardson Ri .

ABSTRACT

In this work, we have studied numerically the influence of the inclination angle in the mixed convection in a triangle cavity having two openings for the entry and the exit of the air, a semi low wall with a heat flow $Q = 50 \text{ W/m}^2$, the other walls are assumed to be adiabatic. The equations governing this phenomenon have been discretized by the finite volume method. The numerical approach is based on the SIMPLER algorithm and solved by a commercial code FLUENT. The dynamic and thermal fields as well as the heat transfer coefficient (Nusselt number) were determined for different Richardson numbers and different tilt angles α . The results show that heat transfer increases with increasing Richardson number Ri and when the inclination angle is between 30° and 40° .

Keywords: Mixed convection, triangle cavity, inclination angle, Richardson number.